

**ПРИОРИТЕТНЫЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ «ОБРАЗОВАНИЕ»
РОССИЙСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ДРУЖБЫ НАРОДОВ**

**В.В. АНДРЕЕВ, А.А. БАЛМАШНОВ,
В.И. КОРОЛЬКОВ, О.Т. ЛОЗА, В.П. МИЛАНТЬЕВ**

**ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА
И ЕЕ СОВРЕМЕННЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ**

Учебное пособие

Москва

2008

**«Создание комплекса инновационных образовательных программ
и формирование инновационной образовательной среды,
позволяющих эффективно реализовывать государственные интересы РФ
через систему экспорта образовательных услуг»**

Экспертное заключение –

зав. кафедрой теоретических основ радиотехники технологического института
Южного Федерального университета в г. Таганроге
доктор физико-математических наук, доцент *С.Л. Недосеев*

Андреев В.В., Балмашнов А.А.,

Корольков В.И., Лоза О.Т., Милантьев В.П.

Физическая электроника и ее современные приложения: Учеб. пособие. –
М.: РУДН, 2008. – 383 с.

В пособии изложены основные разделы современной физической электроники. Книга носит междисциплинарный характер и находится на стыке различных областей современной физики. Содержание пособия направлено на приобретение студентами глубоких и современных знаний о закономерностях электронного строения вещества и рассмотрение на этой основе его электромагнитных характеристик, физики полупроводников, различных видов эмиссионной и вакуумной электроники, физики и техники ускорителей, генерации и усиления электромагнитных излучений.

Предназначено для студентов первого года обучения в магистратуре, обладающих знаниями по физике и математике в объеме программы бакалавриата факультета физико-математических наук РУДН, соответствующей федеральному образовательному стандарту.

Учебное пособие выполнено в рамках инновационной образовательной программы Российского университета дружбы народов, направление «Комплекс экспортноориентированных инновационных образовательных программ по приоритетным направлениям науки и технологий», и входит в состав учебно-методического комплекса, включающего описание курса, программу и электронный учебник.

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|-----|
| ПРЕДИСЛОВИЕ | 6 |
| ГЛАВА I. ЗАКОНОМЕРНОСТИ МИКРОМИРА | 7 |
| 1.1. Энергетические состояния атома | 7 |
| 1.2. Спонтанные и вынужденные переходы. Ширина и форма спектральных линий | 12 |
| 1.3. Рентгеновские спектры | 16 |
| 1.4. Молекулярные спектры | 22 |
| 1.5. Радиоспектроскопия. ЭПР | 35 |
| 1.6. Атомное ядро. Радиоактивность. Гамма-спектрометрия | 44 |
| ГЛАВА II. ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ ВЕЩЕСТВА | 57 |
| 2.1. Классификация твердых тел. Основные типы связей в твердых телах | 57 |
| 2.2. Колебания атомов кристаллической решетки. Фононы | 60 |
| 2.3. Основные представления зонной теории твердых тел | 67 |
| 2.4. Металлы, диэлектрики, полупроводники | 74 |
| 2.5. Диэлектрики | 84 |
| 2.6. Металлы | 101 |
| 2.7. Магнитные свойства вещества | 112 |
| 2.8. Кинетические явления в полупроводниках | 119 |
| 2.9. Контактные явления в полупроводниках | 121 |
| ГЛАВА III. ЭМИССИОННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА | 129 |
| 3.1. Электронная эмиссия | 129 |
| 3.2. Фотоэлектронная эмиссия | 133 |

| | |
|--|------------|
| 3.3. Термоэлектронная эмиссия | 137 |
| 3.4 Контактная разность потенциалов | 139 |
| 3.5. Автоэлектронная эмиссия | 144 |
| 3.6. Вторичная электронная эмиссия | 146 |
| ГЛАВА IV. ИНТЕНСИВНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ | 151 |
| 4.1. Вакуумный диод | 151 |
| 4.2. Движение потоков заряженных частиц | 155 |
| 4.3. Особенности движения потоков заряженных частиц | 158 |
| 4.4. Предельный ток пучка в вакууме в эквипотенциальном транспортном канале | 164 |
| 4.5. Рассеяние электронных пучков на атомах остаточного газа | 169 |
| 4.6. Электронно-оптические системы | 171 |
| 4.7. Электронно-оптические системы анализаторов | 177 |
| 4.8. Экспериментальные методы исследования. Пучковые технологии | 183 |
| ГЛАВА V. УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ | 185 |
| 5.1. Основные понятия теории ускорителей. Принцип автофазировки | 185 |
| 5.2. Основные типы линейных ускорителей. Устойчивость орбит ускоряемых частиц | 188 |
| 5.3. Циклические ускорители | 201 |
| 5.4. Встречные пучки частиц и накопительные кольца | 217 |

| | |
|--|-----|
| ГЛАВА VI. КЛАССИЧЕСКАЯ СВЧ-ТЕХНИКА | |
| И ЭЛЕКТРОНИКА | 227 |
| 6.1. Распространение электромагнитных волн в линиях передач СВЧ-диапазона | 227 |
| 6.2. Способы возбуждения волн в волноводах и характеристики, определяющие степень согласования | 241 |
| 6.3. Резонаторы и их характеристики | 245 |
| 6.4. Классические генераторы СВЧ-диапазона | 258 |
| | |
| ГЛАВА VII. СИЛЬНОТОЧНАЯ РЕЛЯТИВИСТСКАЯ | |
| ЭЛЕКТРОНИКА | 275 |
| 7.1. Основные понятия сильноточной релятивистской электроники | 275 |
| 7.2. Генерация и транспортировка сильноточных релятивистских электронных пучков | 283 |
| 7.3. Генерация СВЧ-излучения с помощью сильноточных РЭП | 295 |
| 7.4. Плазменные релятивистские источники СВЧ-импульсов – плазменные мазеры | 308 |
| | |
| ЛИТЕРАТУРА | 321 |
| | |
| ОПИСАНИЕ КУРСА И ПРОГРАММА | 330 |

ПРЕДИСЛОВИЕ

Курс лекций по физической электронике предназначен для студентов первого года обучения в магистратуре, обладающих знаниями по физике и математике в объеме программы бакалавриата факультета физико-математических наук РУДН, соответствующей федеральному образовательному стандарту. В курсе изложены основные разделы современной «Физической электроники». Содержание курса направлено на приобретение студентами глубоких и современных знаний о закономерностях электронного строения вещества и рассмотрение на этой основе его электромагнитных характеристик, физики полупроводников, различных видов эмиссионной и вакуумной электроники, физики и техники ускорителей, генерации и усиления электромагнитных излучений.

Лекционный курс предусматривает практическую работу студентов в специализированных лабораториях, в которых студенты проводят экспериментальные исследования разнообразных физических явлений и получают навыки работы с современным оборудованием, средствами измерений и компьютерными методами обработки результатов измерений.

В учебно-методический комплекс по курсу лекций входит рабочая программа и учебно-методическое пособие (в твердой копии и электронной версии). Также комплекс включает в себя: теоретический курс, задания для самостоятельного изучения материала и самоконтроля, список лабораторных работ и тем курсовых работ. Электронная версия курса поддерживается различными приложениями, необходимыми для полного освоения лекционного материала.

ГЛАВА 1. ЗАКОНОМЕРНОСТИ МИКРОМИРА

1.1. Энергетические состояния атома

Энергетический спектр водородоподобных атомов определяется

формулой: $E_n = -Z^2 \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \equiv -Z^2 \frac{hcR_H}{n^2}$. Здесь n – главное квантовое

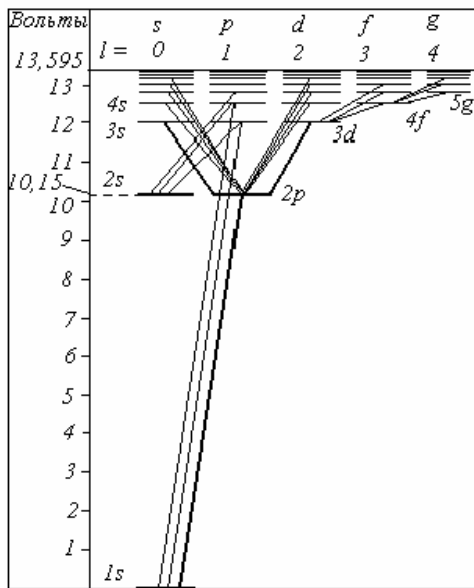


Рис.1.1

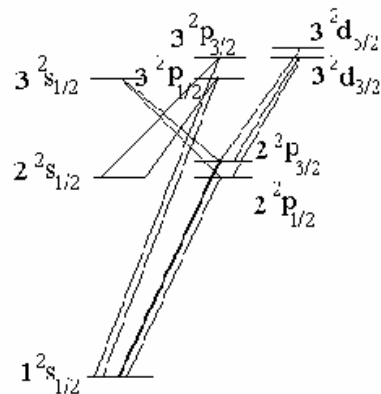


Рис.1.2

число, Z – порядковый номер элемента, $R_H = \frac{m_e e^4}{4\pi c \hbar^3} = 109737,31534 \text{ см}^{-1}$ –

постоянная Ридберга. На рис. 1.1 представлена диаграмма Гроттриана для атома водорода. Состояние $1s$ – основное состояние атома водорода и водородоподобного атома. Остальные состояния являются возбужденными. Все возбужденные состояния характеризуются одной и той же энергией E_n , т.е. являются вырожденными с кратностью вырождения n^2 . Диаграмма энергетических состояний позволяет объяснить возникновение спектральных серий атома водорода в согласии с

обобщенной формулой Бальмера: $\bar{\nu}_{n_1} = R_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_1^2} \right)$ (при $n_1 > n$).

Величина $\bar{\nu}_{n_1}$ – спектроскопическое волновое число (обратная длина волны излучения). При переходах из состояния ℓ, m в состояние ℓ', m' при любых изменениях главного квантового числа n выполняются правила отбора: для изменения орбитального квантового числа - $\Delta\ell \equiv \ell - \ell' = \pm 1$, для изменения магнитного квантового числа - $\Delta m \equiv m - m' = 0, \pm 1$. Данные правила определяют также поляризацию излучения. Значения энергии связаны с величиной T_n , которую называют спектральным термом: $E_n = -hcT_n$.

Помимо орбитального момента импульса в атоме электрон обладает собственным механическим моментом – спином. Длина вектора спина \vec{s} определяется спиновым квантовым числом (спином) s , имеющим значение $s = 1/2$. Проекция вектора спина определяются магнитным спиновым квантовым числом m_s , принимающим два значения $m_s = \pm 1/2$. С учетом спина электрона каждый уровень энергии (и спектральный терм) одноэлектронных состояний атома расщепляется на два подуровня:

$T_{nj} = T_n + \Delta T_{nj}$. Здесь $T_n = Z^2 \frac{R}{n^2}$ – бальмеровский терм водородоподобных

атомов, R – постоянная Ридберга. Величина ΔT_{nj} согласно теории Дирака

описывает тонкую структуру термов: $\Delta T_{nj} = \alpha^2 \frac{RZ^4}{n^3} \left(\frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right)$, где

$\alpha = e^2 / \hbar c \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры. Квантовое число полного момента импульса j (внутреннее квантовое число) при фиксированном значении орбитального квантового числа ℓ имеет два значения: $j = \ell + 1/2$; $\ell - 1/2$. Длина вектора полного момента импульса электрона \vec{j} определяется числом j : $|\vec{j}| = \hbar \sqrt{j(j+1)}$, проекция на

выделенное направление - магнитным числом m_j : $j_z = m_j \hbar$. Полное количество значений числа j называют *мультиплетностью состояний*. Одноэлектронные состояния атомов имеют *дублетную структуру*. На рис. 1.2 изображена схема нижних энергетических состояний атома водорода с учетом тонкой структуры термов. Показаны также возможные переходы в соответствии с правилами отбора. Поправка тонкой структуры ΔT_{nj} является малой, так как мала величина $\alpha^2 \approx 5 \cdot 10^{-5}$. Тонкая структура термов наиболее существенна при значении $n = 2$. Лэмб и Ризерфорд (1947) показали, что в отличие от выводов из формулы Дирака, состояния $2^2s_{1/2}$ и $2^2p_{1/2}$ отвечают *разным* значениям энергии. Смещение уровня $2^2s_{1/2}$ относительно уровня $2^2p_{1/2}$ называют *лэмбовским сдвигом*.

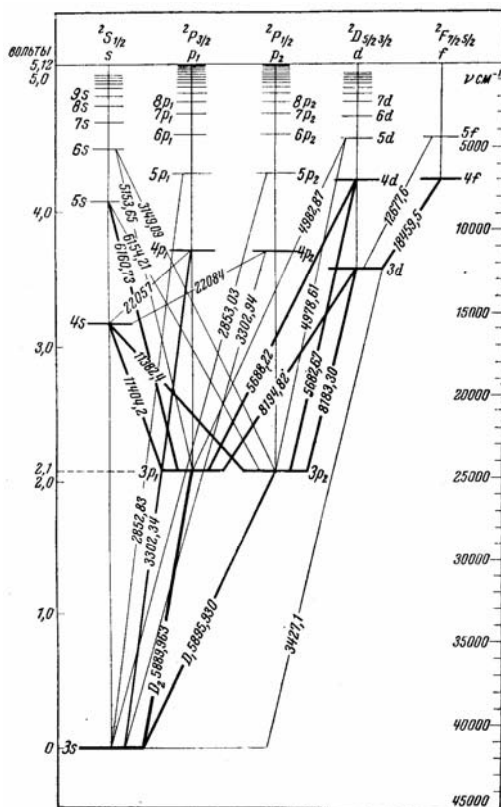


Рис.1.3

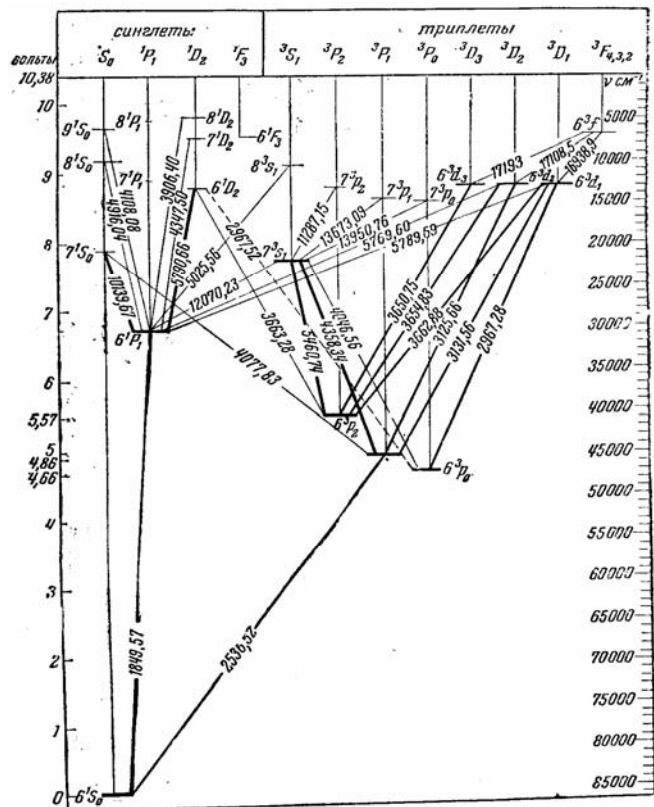


Рис.1.4

Простейшими из *многоэлектронных атомов* являются *атомы щелочных металлов*: литий, натрий, калий, рубидий, цезий. Их химические и оптические свойства определяются *валентным* электроном, который находится в *s*-состоянии и характеризуется разными значениями главного квантового числа: Li – 2*s*, Na – 3*s*, K – 4*s*, Rb – 5*s*, Cs – 6*s*. Уровни энергии атомов щелочных металлов определяются формулой:

$$E_{n\ell} = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2 (n - \Delta_\ell)^2}, \quad \text{где } \Delta_\ell \text{ – квантовый дефект.}$$

В отличие от водородоподобного атома уровни энергии атомов щелочных металлов зависят не только от главного квантового числа, но и от орбитального квантового числа, т.е. происходит *устранение вырождения* по орбитальному квантовому числу. С возрастанием орбитального квантового числа роль поправки Δ_ℓ ослабевает. Поэтому зависимость энергии щелочного атома от числа ℓ при больших его значениях практически незаметна. На рис. 1.3 изображена диаграмма Гротриана для атома натрия. Дублетность линий вызвана тонкой структурой *p*-уровней. Формула тонкой структуры для атомов щелочных металлов аналогична формуле Дирака для водородоподобных атомов с заменой Z на $Z_{\text{eff}} = Z - a$, где величина a характеризует *экранирование заряда ядра* $Z-1$ электронами *электронного остова*.

Для *многоэлектронных атомов* чрезвычайно важным является *правило сложения электронных моментов*. Каждый из электронов в атоме характеризуется вектором орбитального момента импульса $\vec{\ell}_i$ и вектором спина \vec{s}_i . Сложение этих векторов для образования вектора полного момента импульса атома может происходить по разному. В случае *нормального типа связи* происходит сложение орбитальных моментов всех электронов с образованием вектора полного орбитального момента импульса: $\vec{L} = \vec{\ell}_1 + \vec{\ell}_2 + \dots + \vec{\ell}_N$. Длина этого вектора определяется

квантовым числом L : $|\vec{L}| = \hbar\sqrt{L(L+1)}$. Складываются также векторы спина всех электронов: $\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2 + \dots = \sum_i \vec{s}_i$. Длина вектора полного спина определяется квантовым числом полного спина S , значения которого зависят от количества электронов в атоме. Полный момент импульса всех электронов \vec{J} является суммой полного орбитального и полного спинового моментов: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Длина вектора \vec{J} определяется квантовым числом J : $|\vec{J}| = \hbar\sqrt{J(J+1)}$. Проекция полного момента на ось z имеет значение $J_z = \hbar m_J$. Магнитное квантовое число m_J пробегает $2J+1$ значений: $m_J = J, \dots, 0, \dots, -J$. Если известны квантовые числа L, S , то квантовое число J определяется по *общему правилу сложения моментов*: $J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|$. Отсюда видно, что число J принимает $2S+1$ значений, если $L \geq S$, или $2L+1$ значений, если $L \leq S$. Сами квантовые числа L и S определяются в соответствии с правилом сложения электронных моментов. Существуют также другие типы связи моментов.

В *атомной спектроскопии* уровни энергии, определяемые заданными значениями квантовых чисел L и S , называются *спектральными термами*, или просто *термами*. К терму LS относятся $(2L+1)(2S+1)$ - состояний, которые различаются значениями проекций орбитального и спинового моментов на выделенное направление, например, на ось z . Учет спина и релятивистских эффектов приводит к расщеплению терма LS на ряд компонент, соответствующих значениям полного момента J . Это – *тонкое*, или *мультиплетное расщепление*. Мультиплетность термов определяется числом значений, которые принимает число J . Мультиплетность равна $2S+1$, если $L \geq S$, или $2L+1$, если $L \leq S$.

К атомам с нормальным типом связи относятся *щелочно-земельные металлы* Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra. В эту группу входят также Zn, Cd, Hg. Эти элементы, как и атом гелия, содержащий два электрона, имеют

заполненную внешнюю s -оболочку. Их основное состояние 1S_0 . На рис. 1.4 изображена диаграмма Гротриана для атома ртути. Его основное состояние 6^1S_0 с электронной конфигурацией $6s^2$. Состояния $^3P_0, ^3P_2$, находящиеся под двойным запретом, являются *метастабильными*. Вместе с тем, наблюдается достаточно интенсивная «запрещенная» линия с длиной волны $\lambda = 2537 \overset{\circ}{\text{A}}$, возникающая при *интеркомбинационном переходе* $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$.

1.2. Спонтанные и вынужденные переходы. Ширина и форма спектральных линий

По истечении некоторого времени *возбужденный атом* освобождается от излишка своей энергии с помощью испускания фотона, переходя в состояние с меньшей энергией. Существуют также *безызлучательные переходы*. Излучение отдельным возбужденным атомом происходит независимо от других атомов в разные моменты времени. Поэтому говорят о *среднем времени жизни* атома в возбужденном состоянии. Переходы возбужденных атомов с излучением происходят «сами собой» (*спонтанные переходы*) (рис. 1.5). Излучение атомов при спонтанных переходах является *некогерентным*. Вероятность *спонтанного перехода в единицу времени* из состояния m в состояние n определяется коэффициентом A_{mn} , который имеет смысл среднего числа актов излучения в единицу времени, приходящихся на один атом: $A_{mn} = 1/\tau_m$, где τ_m - *среднее время жизни атома* в возбужденном состоянии. Существуют также *вынужденные переходы*, которые происходят под действием внешнего поля. Если в начальный момент времени атом находится в состоянии с энергией E_n , то под влиянием внешнего поля атом совершит переход в другое состояние с энергией $E_m > E_n$. Если ρ_ω - *спектральная плотность энергии* электромагнитного излучения, в

котором находится атом, то величина $W_{nm} = B_{nm} \rho_\omega$ рассматривается как *вероятность поглощения излучения атомом в единицу времени*. Помимо процесса поглощения существует обратный процесс – *вынужденное, стимулированное, или индуцированное испускание* при переходе $m \rightarrow n$ под воздействием электромагнитного поля, частота которого равна частоте перехода. Такой процесс характеризуют величиной $W_{mn} = B_{mn} \rho_\omega$, имеющей смысл *вероятности индуцированного излучения в единицу времени*. Коэффициенты A_{mn}, B_{mn}, B_{nm} были введены Эйнштейном в 1916 г. Коэффициенты Эйнштейна связаны соотношениями:

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn}, \quad A_{mn} = \frac{\hbar \omega_{mn}^3}{\pi^2 c^3} \frac{g_n}{g_m} B_{nm}.$$

Коэффициент g_n (или g_m) называется *статистическим весом*, или *кратностью вырождения* n -го (или m -го) состояния. Вероятность спонтанного излучения в единицу времени в *дипольном приближении*

определяется формулой: $A_{mn} = \frac{1}{\tau_m} = \frac{4\omega_{mn}^3 e^2 r_{mn}^2}{3\hbar c^3}$, где $r_{mn}^2 = x_{mn}^2 + y_{mn}^2 + z_{mn}^2$.

Матричный элемент x_{mn} представляет собой своеобразное *среднее значение координаты* x при переходе из состояния m в состояние n . Если $n = m$, то x_{mn} есть среднее значение величины x (аналогично для переменных y, z) в собственном состоянии ψ_n . Видно, что вероятность спонтанного излучения в единицу времени пропорциональна кубу частоты перехода и квадрату среднего *дипольного момента* $\vec{d} = e\vec{r}$. В случае оптического излучения ($\omega \approx 10^{14}$ Гц, $\tau \approx 10^{-8}$ с) $d^2 \approx 2 \cdot 10^{-30}$ СГС. Если считать, что такой же порядок (или меньше) дипольного момента сохраняется в радиочастотном диапазоне ($\omega \approx 10^{10}$ Гц), то в этом случае среднее время жизни атома оказывается очень большим: $\tau \approx 10^4$ с, а вероятность спонтанного перехода $A_{mn} \approx 10^{-4}$ с⁻¹. Это значит, что в

радиочастотном диапазоне спонтанное излучение не имеет большого значения.

Если для возбужденных состояний атома возможны *электрические дипольные переходы*, то именно они имеют максимальную вероятность, а *квадрупольные* и *магнито-дипольные переходы* маловероятны: их вероятность примерно в 10^5 раз меньше вероятности электрических дипольных переходов. Если же они происходят, то интенсивность соответствующих спектральных линий оказывается гораздо слабее интенсивности при электрических дипольных переходах. Тип мультипольного излучения различают по его угловой зависимости.

В реальных условиях энергетические уровни не являются точно фиксированными, а имеют некоторую размытость. Значит, и интенсивность излучения (и поглощения) имеет некоторое распределение по частоте – форму. Эта форма характеризуется функцией $g(\omega)$, которую называют *форм-фактором* спектральной линии или просто *формой* линии. Ее важная характеристика – ширина. Под *шириной линии* понимают интервал частот $\Delta\omega$ между точками, для которых интенсивность излучения (или поглощения) уменьшается в два раза по сравнению с ее максимальным значением.

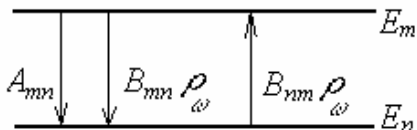


Рис. 1.5

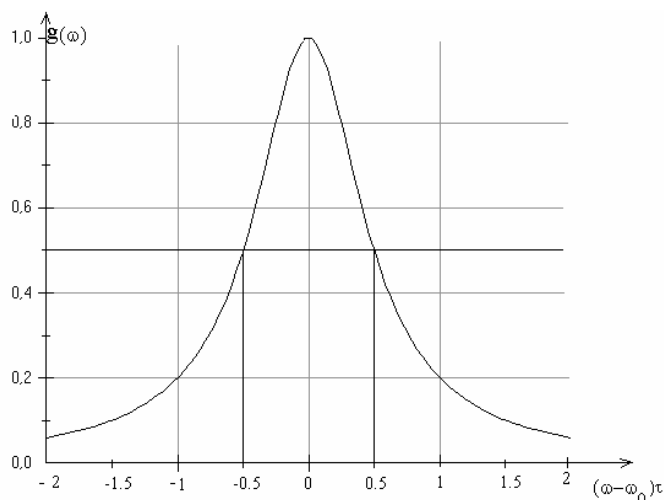


Рис. 1.6

Уширение спектральной линии обусловлено разными причинами. Одна из них связана с конечным временем жизни атома в возбужденном состоянии (*естественная ширина* линии). Форма спектральной линии при естественном уширении описывается функцией *Лоренца* (рис. 1.6):

$$g(\omega) = \frac{1}{2\pi\tau} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{4\tau^2}}.$$

Она имеет острый максимум при $\omega = \omega_0$, и быстро спадает с удалением от частоты ω_0 . Ширина лоренцевой кривой $\Delta\omega$ определяется по половине ее максимального значения: $\tau \Delta\omega = 1$. Это соответствует *соотношению неопределенностей*. Если излучение возникает при переходе между возбужденными уровнями E_m и E_n , то под величиной $1/\tau$ понимают сумму $1/\tau_m + 1/\tau_n$, где τ_m, τ_n – времена жизни уровней E_m и E_n , соответственно. Естественное уширение спектральной линии отражает наименьшую «размытость» спектральной линии. При этом уширенными являются как *линии излучения*, так и *линии поглощения*. Однако далеко не всегда наблюдаемая ширина спектральной линии совпадает с естественной шириной. Уширение спектральных линий вызывают различные процессы, приводящие к уменьшению времени жизни атома. Обычно это уширение значительно перекрывает естественную ширину. Естественная ширина характеризует излучение отдельного и неподвижного атома. Если же атомы образуют газ, находящийся при температуре T и давлении P , то каждый атом совершает *тепловое движение*. В этом случае частота излучения ω атома, движущегося в направлении наблюдателя со скоростью v , смещается из-за *эффекта Доплера*: $\omega = \omega_0(1 + v/c)$, где ω_0 – частота излучения неподвижного атома. При *максвелловском распределении* атомов по скоростям форм-фактор в этом случае

описывается гауссовой кривой:
$$g(\omega) = \frac{1}{\Delta\omega_D \sqrt{\pi}} \exp\left\{-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_D}\right)^2\right\},$$
 где

$v_T = \sqrt{2kT/M}$ – скорость теплового движения атомов, M – масса атома.

Ширина спектральной линии при доплеровском уширении равна $\Delta\omega_D = \omega_0 v_T / c$. Уширение спектральной линии происходит также вследствие столкновений между атомами: $\Delta\omega_c \approx 1/\tau_c$. При малом давлении газа роль уширения из-за столкновений становится более слабой, чем доплеровское уширение, которое главным образом и определяет ширину спектральных линий газа излучающих атомов.

1.3. Рентгеновские спектры

Рентгеновское излучение (X-лучи) возникает при бомбардировке быстрыми электронами металлической мишени – анода (или *антикатода*) (рис. 1.7). Электровакуумные приборы, служащие источником рентгеновского излучения, называют *рентгеновскими трубками*. Они различаются по типу конструкции, способу получения и фокусировки пучка электронов, области излучения на поверхности анода и т.д. В технических рентгеновских трубках ускоряющее напряжение между катодом и анодом около 100 кВ. Источниками рентгеновского излучения являются также некоторые *радиоактивные изотопы*, *ускорители заряженных частиц* и *накопители электронов (синхротронное излучение)*, *лазеры* рентгеновского диапазона, *Солнце* и другие *космические объекты*. В рентгеновском диапазоне может находиться также *ондуляторное* и *переходное излучения*.

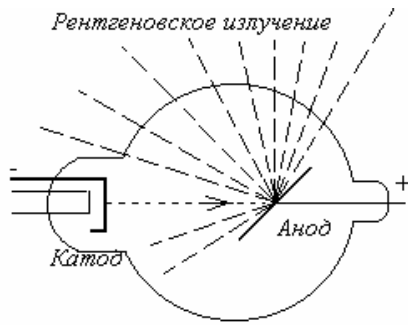


Рис. 1.7

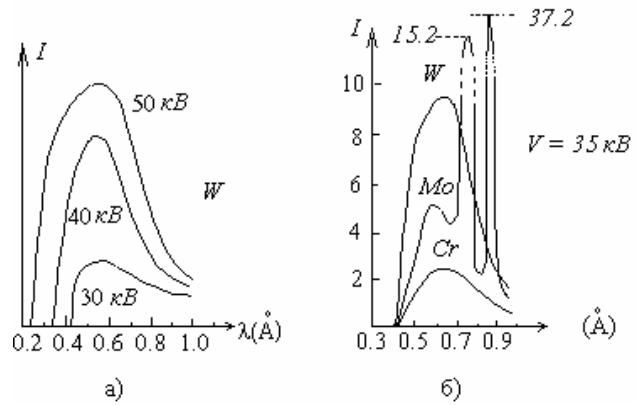


Рис. 1.8

Рентгеновское излучение занимает широкую спектральную область между *гамма-* и *ультрафиолетовым излучением* в диапазоне длин волн от 10^{-12} до 10^{-5} см. Существуют два типа рентгеновского излучения: тормозное и характеристическое. *Тормозное излучение* имеет сплошной спектр. Оно возникает вследствие замедления электронов в *мишени* и не зависит от вещества мишени. Со стороны коротких длин волн интенсивность резко обрывается:

обрывается: $h\nu_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}} = eV$. Это – *коротковолновая граница*

(*квантовый предел*) тормозного излучения. С увеличением *длины волны* интенсивность тормозного излучения после максимума монотонно ослабевает (рис. 1.8). С увеличением ускоряющего напряжения на фоне сплошного спектра, начиная с некоторого критического значения, возникают резкие максимумы. Их положение зависит от вещества мишени (рис. 1.8б). Эти максимумы связаны с *характеристическим рентгеновским излучением*, которое имеет дискретный спектр, аналогично оптическому излучению атомов. Характеристическое излучение также группируется в *спектральные серии* (рис. 1.9). Они обозначаются как К –, L –, М – серия и т.д. Однако рентгеновское излучение существенно отличается от оптического излучения. Механизм его возникновения связан с

внутренними электронами атома. Отдельные линии каждой спектральной серии обозначаются буквами $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ в порядке уменьшения длины волны. При этом К – серия является самой коротковолновой: $\lambda_K < \lambda_L < \lambda_M < \dots$. При постепенном увеличении ускоряющей разности потенциалов, т.е. энергии электронов, сталкивающихся с мишенью, сначала появляются линии более длинноволновых серий, и в последнюю очередь возникают линии К – серии.

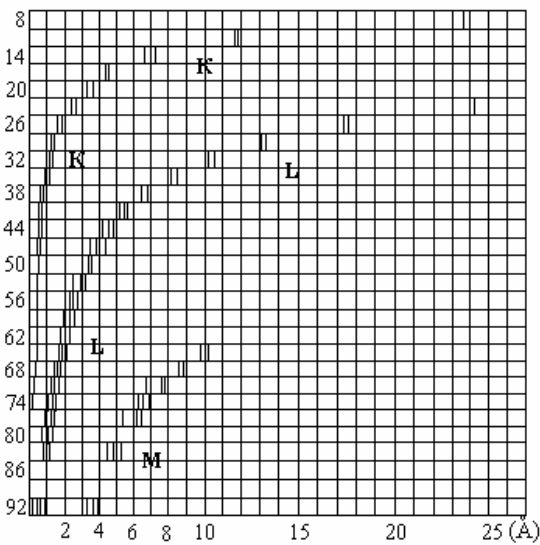


Рис.1.9

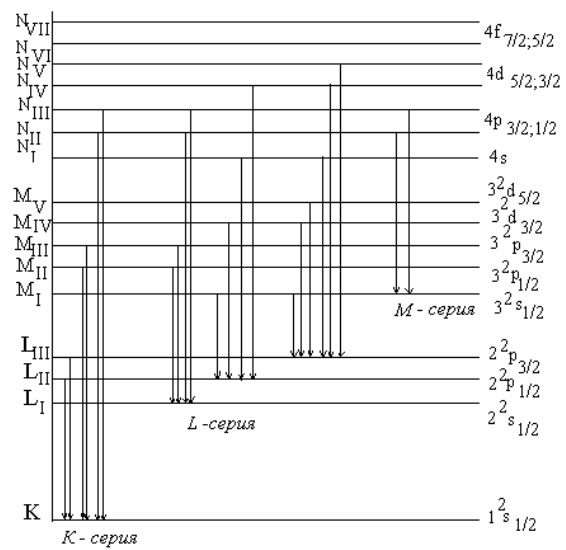


Рис.1.10

Наименьшее значение ускоряющей разности потенциалов, при котором в характеристическом спектре появляются линии некоторой серии, называют *критическим потенциалом возбуждения* этой серии для данного элемента. М – серия имеет 5 критических потенциалов возбуждения, L – серия – 3, К – серия – 1 (рис. 1.10). Потенциал возбуждения К – серии является потенциалом ионизации атома. *Рентгеновские спектры* атомов дают возможность определения *заряда ядра*, т.е. *порядкового номера элемента в периодической системе Менделеева*. Как показал *Мозли (1913)*, корень квадратный из частоты рентгеновского излучения линейно зависит от порядкового номера элемента: $\sqrt{\nu} = a_1 Z + a_2$, где a_1, a_2 – некоторые

постоянные (рис. 1.11). Закон Мозли играет важную роль в установлении правильного порядка расположения элементов в периодической системе.

В опытах Лауэ, Брэгга, Дебая, Шеррера и др. впервые была доказана волновая природа рентгеновского излучения. В этих опытах было показано, что при взаимодействии рентгеновского излучения с кристаллическими структурами возникает дифракционная картина, которая зависит от длины волны излучения и атомного строения объекта. Для создания условий дифракции и регистрации излучения используются рентгеновские камеры, являющиеся частью рентгеновской трубки, рентгеновские дифрактометры и рентгеновские гониометры. Направления максимумов интенсивности дифрагировавшего на кристалле рентгеновского излучения с длиной волны λ определяются условием Брэгга-Вульфа: $2d \sin \vartheta = n\lambda$, где d – межплоскостное расстояние в решетке, ϑ - угол скольжения (рис. 1.12).

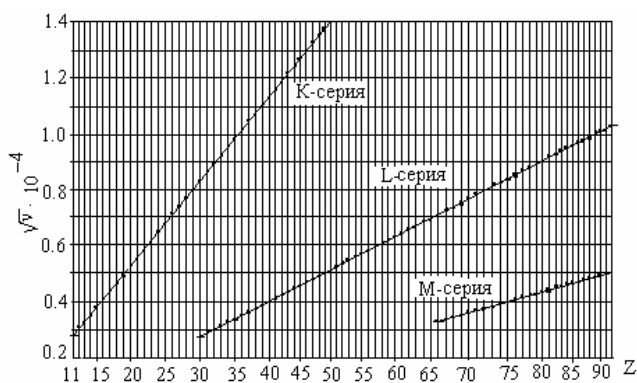


Рис. 1.11

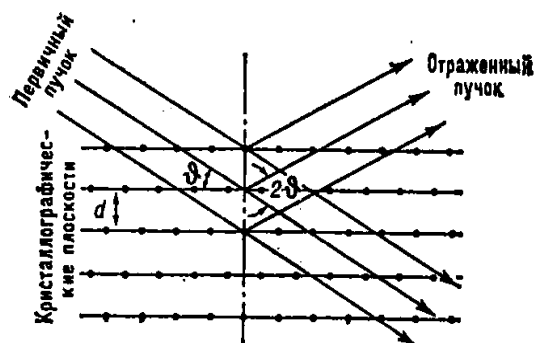


Рис. 1.12

При прохождении слоя вещества толщиной x интенсивность параллельного пучка рентгеновского излучения ослабляется по закону Бугера: $I(x) = I(0)\exp(-\kappa x)$, где κ – коэффициент ослабления. Ослабление излучения происходит из-за рассеяния, в результате которого часть лучей изменяет свое первоначальное направление, а также из-за поглощения

(абсорбции), в результате чего часть энергии излучения переходит в тепло. Таким образом, коэффициент ослабления можно представить в виде: $\kappa = \tau + \sigma$, где τ – коэффициент истинного поглощения, σ – коэффициент рассеяния рентгеновских лучей.

Рассеяние излучения вызывается неоднородностями среды и флуктуациями ее плотности. В рентгеновском диапазоне такими неоднородностями являются атомы и электроны в атомах. В случае мягкого рентгеновского излучения атом как целое рассеивает падающее излучение. Это – томсоновское когерентное рассеяние, сечение которого определяется классическим радиусом электрона. В случае жесткого рентгеновского излучения рассеяние становится некогерентным – эффект Комптона.

Спектр поглощения рентгеновского излучения составляют полосы. Этим он отличается от оптических спектров поглощения, которые состоят из отдельных линий. Поглощение рентгеновского излучения не зависит от оптических свойств вещества. В пределах полосы поглощения коэффициент поглощения рентгеновских фотонов с энергией $h\nu$ от 10^3 до 10^5 эВ монотонно убывает в соответствии с приближенной формулой:

$\tau(\nu) = \alpha \frac{Z^4}{\nu^3}$, где α – эмпирическая постоянная (рис. 1.13). Резкие скачки

называются краями полос поглощения. Они соответствуют энергии, достаточной для выбивания электронов с М-, L-, K-слоев, т.е. они отвечают критическим потенциалам возбуждения М-, L-, K-серий. «Зазубренность» краев полосы объясняется тем, что каждая серия, кроме K-серии, имеет несколько критических потенциалов. Края полос поглощения измеряются с хорошей точностью. По значениям этих краев находят энергию связи электронов в слоях и оболочках атомов.

Рентгеновское излучение с длиной волны $\lambda < 2 \text{ \AA}$ называют *жестким*, а с $\lambda > 2 \text{ \AA}$ – *мягким*. Поглощение рентгеновского излучения может сопровождаться как ионизацией атомов (и появлением *фотоэлектронов*), так и испусканием излучения более низкой частоты (*флуоресценцией*). Из формулы для коэффициента поглощения следует, что с увеличением энергии фотонов (уменьшением длины волны) поглощение рентгеновского излучения

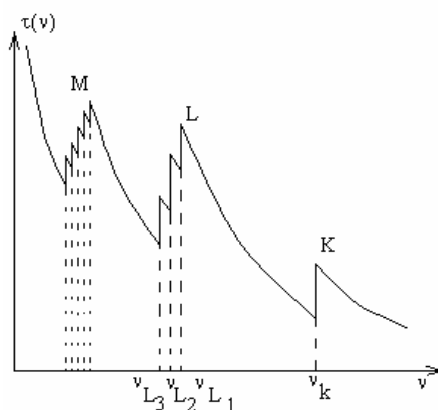


Рис.1.13

ослабевает. Поэтому коротковолновое излучение обладает большой *проникающей способностью*. Это жесткое излучение. Мягкое рентгеновское излучение очень сильно поглощается почти всеми веществами. Сильная зависимость коэффициента поглощения от частоты используется для изготовления фильтров, отсекающих мягкую часть спектра. Подбирая соответствующий материал, можно найти желаемое положение скачка. Таким способом получают *селективные фильтры* для рентгеновского излучения. Поглощение рентгеновского излучения является чисто атомным свойством вещества. Это значит, что *молекулярный коэффициент поглощения* аддитивно складывается из *атомных коэффициентов поглощения* элементов, входящих в состав данного вещества. С увеличением *энергии фотонов* от 1 МэВ и выше убывание коэффициента поглощения сменяется его возрастанием. Этот

процесс обусловлен *рождением пар* электронов и позитронов. Рождение пары обнаруживают, с помощью *камеры Вильсона*.

Рентгеновское излучение широко используется в самых различных областях науки и техники: в исследованиях электронной структуры атомов, молекул и твердых тел, в медицине, минералогии, материаловедении и т.п. Для этого разработаны разнообразные методы исследований: рентгеновская микроскопия, рентгеновская спектроскопия, рентгеновская топография, созданы многочисленные приборы, в том числе для исследований космических объектов (рентгеновский телескоп), биологических объектов (безлинзовый жесткий рентгеновский микроскоп) и т.п.

1.4. Молекулярные спектры

В случае *двухатомной молекулы* энергия системы электронов в молекуле $E_n(R)$ играет роль потенциальной энергии ядер, где R - расстояние между ядрами. Величины $E_n(R)$ называются *электронными термами* молекулы. Они являются не числами, как в случае атомов, а функциями положений ядер. Электронные термы молекул гораздо сложнее, чем термы отдельных атомов. В отличие от атомов электронное облако в молекуле не обладает определенным полным моментом импульса. В случае двухатомной молекулы имеется выделенное направление, определяемое расстоянием между ядрами. Вращающаяся в пространстве молекула увлекает за собой электроны, так что момент импульса электронов изменяется. Поле двухатомной молекулы обладает цилиндрической симметрией, поэтому проекция электронного момента на выделенное направление сохраняется и квантуется, так как на нее не влияет вращение молекулы как целого. Проекция орбитального момента одноэлектронных состояний на ось линейной молекулы характеризуется *квантовым числом λ* (аналог *орбитального квантового числа ℓ*). Эта

проекция равна $\pm \hbar \lambda$, где $\lambda = 0, 1, 2, 3, \dots$. Каждый электрон в двухатомной молекуле приближенно описывается с помощью квантовых чисел $n, \ell, \lambda, m_s = \pm 1/2$. При слабой *спин-орбитальной связи* в модели *независимых электронов* можно говорить также о проекции орбитального момента импульса электронного облака молекулы на межъядерное направление. Эти проекции характеризуются *квантовым числом Λ* (аналог *квантового числа L*). Стационарные состояния электронных возбуждений двухатомных молекул характеризуются не только квантовым числом Λ , но также квантовым числом полного спина S . Спины обоих атомов S_1 и S_2 складываются в полный спин молекулы по общему *правилу сложения моментов*: $S = S_1 + S_2, \dots, |S_1 - S_2|$. Число S определяет *мультиплетность состояния*.

С изменением *электронной конфигурации* молекулы происходит изменение ее *электронного терма*, так что электронным термам различных состояний отвечает набор потенциальных кривых для ядер молекулы (рис. 1.14). Из-за наличия *потенциальной ямы* возможны *колебания ядер* около их положений равновесия. *Энергия гармонических колебаний* ядер определяется формулой: $E_v = \hbar \omega_n (v + 1/2)$, где v – *колебательное, или вибрационное квантовое число*.

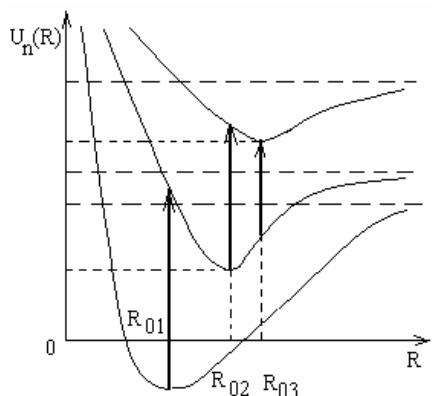


Рис. 1.14

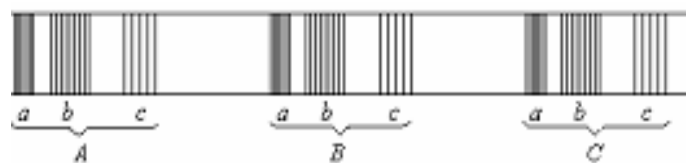


Рис. 1.15

В *адиабатическом приближении* энергия молекулы содержит независимо электронную, колебательную и вращательную компоненты:

$$E = E_e + E_v + E_r,$$

где $E_e \equiv U_n(R_{0n})$ – эффективная потенциальная энергия, определяемая системой электронов, находящихся в n -ом состоянии; E_v – энергия колебаний ядер; E_r – энергия вращения ядер: $E_r = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1)$. Здесь

$I = \mu R_{0n}^2$ – момент инерции ядер, μ – их приведенная масса. Таким образом, при переходах между состояниями молекулы возникают не отдельные линии, как в случае атомов, а *полосы*:

$$\nu = (E_1 - E_2)/h = (E_e^1 - E_e^2)/h + (E_v^1 - E_v^2)/h + (E_r^1 - E_r^2)/h.$$

На рис. 1.15 изображена упрощенная схема *полосатого спектра молекулы*, который состоит из близко расположенных линий, группирующихся в полосы a, b, c . Полосы располагаются в определенной последовательности, образуя *систему полос A, B, C*, которая составляет группу или *серию систем полос*. На практике часто наблюдается перекрытие отдельных полос и систем, что сильно затрудняет расшифровку спектра.

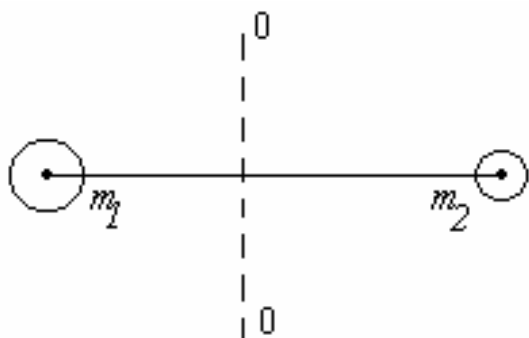


Рис. 1.16

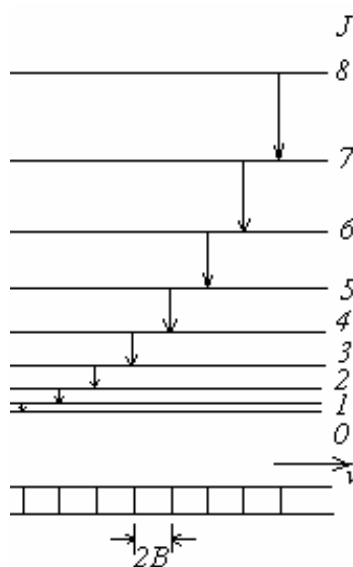


Рис. 1.17

Рассмотрим *вращательные спектры* молекул в модели *ротатора* (рис.1.16). При переходах между *вращательными уровнями энергии* выполняются правила отбора: $\Delta J = 0, \pm 1$; $J + J' > 0$. Частота перехода между уровнями J и $J_1 = J + 1$ равна: $\omega = (E_{J_1} - E_J) / \hbar = 2B(J + 1)$, где $B = \hbar / 2I$ - *вращательная (ротационная) постоянная*. Таким образом, вращательный спектр двухатомной молекулы состоит из равноотстоящих линий. Он начинается с частоты $2B$ и продолжается в сторону более высоких частот с интервалом $2B$ (рис. 1.17). Типичные вращательные частоты $\omega \approx 10^9 - 10^{11} \text{ с}^{-1}$ (длины волн доли сантиметра.). Это далекая *инфракрасная* и *микроволновая области спектра*. Измерение величины $2B$ дает возможность вычислить момент инерции и, следовательно, равновесное расстояние между ядрами. Приведенные формулы и следующие из них выводы справедливы не только для двухатомных молекул, но также и для других *линейных молекул*. В таких молекулах (CO_2 , SCSe , OCS , HCN) составляющие их атомы расположены на одной прямой. Большая часть молекул в этом смысле нелинейна. Такие молекулы представляют в виде волчка, который характеризуется *тензором момента инерции*. Если оси трехмерного вращения волчка совпадают с *главными осями инерции*, то относительно этих осей волчок описывается тремя моментами инерции I_1, I_2, I_3 . Соответствующие компоненты вектора момента импульса равны L_1, L_2, L_3 . Энергия волчка в классическом случае определяется формулой:
$$E = \frac{L_1^2}{2I_1} + \frac{L_2^2}{2I_2} + \frac{L_3^2}{2I_3}$$
.

I_1, I_2, I_3 различаются между собой, то волчок называется *асимметричным*. Расчет его движения довольно сложен. Если из трех моментов инерции только два являются различными, то это *симметричный* волчок. Для таких

молекул ($\text{NH}_3, \text{PCl}_3, \text{CH}_3\text{Cl}, \text{C}_6\text{H}_6$) $I_1 = I_2 \neq I_3$ и $E = \frac{|\vec{L}|^2}{2I_1} + \frac{L_3^2}{2} \left(\frac{1}{I_3} - \frac{1}{I_1} \right)$,

где $|\vec{L}|^2 = L_1^2 + L_2^2 + L_3^2$. По правилам квантовой механики определенными являются величина вектора \vec{L} и его проекция, например, на ось волчка 3:

$|\vec{L}|^2 = \hbar^2 J(J+1), \quad L_3 = \hbar K$. Таким образом, уровни энергии

симметричного волчка: $E_{J,K} = \hbar B J(J+1) + \hbar(C-B)K^2$, где

$B = \hbar / 2I_1$, $C = \hbar / 2I_3$ - вращательные постоянные. Переходы между

уровнями энергии определяются правилами отбора: $\Delta J = 0, \pm 1$; $\Delta K = 0$.

Частота перехода между уровнями J, K и $J+1, K$: $\omega = 2B(J+1)$. Отсюда

следует, что спектр симметричного волчка идентичен спектру линейной

молекулы. Эти спектры различаются при учете *центробежных эффектов*.

Сильное влияние на структуру спектра может оказать *спин ядра*. В этом случае возникает *сверхтонкая структура* уровней энергии и спектральных линий.

Молекула может поглощать или отдавать энергию вращения в виде излучения, если только она обладает электрическим дипольным моментом. Поэтому *неполярные двухатомные молекулы*, построенные из одинаковых атомов, не обнаруживают вращательных спектров. Поскольку эти спектры наблюдаются лишь при наличии дипольного момента молекулы, то на них достаточно сильное влияние оказывает внешнее электрическое поле (*эффект Штарка*). По величине *штарковского расщепления* уровней энергии определяют электрический дипольный момент молекулы.

В модели ротатора предполагается, что ядра атомов являются жестко закрепленными. Однако ядра могут колебаться около положения равновесия. Рассмотрим *колебания двухатомной молекулы*, пренебрегая вращением молекулы как целого. Потенциальная энергия ядер зависит от расстояния между ними (рис. 1.18). Характерные частоты колебаний ядер

$\omega_0 = \sqrt{\kappa/m}$ имеют порядок $\omega_0 \approx (10^{12} - 10^{13})\text{с}^{-1}$. Это существенно больше частот вращательных спектров, т.е. колебательные кванты имеют большую энергию, чем вращательные кванты. Переходы между колебательными уровнями энергии определяются правилом отбора для колебательного квантового числа: $\Delta v = \pm 1$. При больших амплитудах колебаний важны *эффекты ангармонизма*, из-за которых уровни энергии сгущаются до

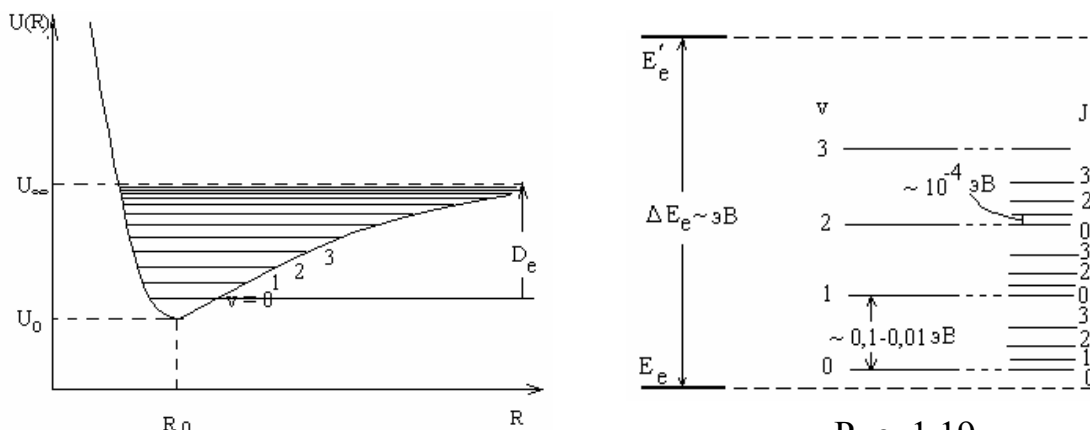


Рис. 1.18

Рис. 1.19

значения $U(\infty) - U(r_0)$. Величина $D_e = U(\infty) - U(r_0) + \hbar\omega_0/2$ есть *энергия диссоциации молекулы*. Она определяется минимальной работой (порядка нескольких эВ), которую надо совершить, чтобы разорвать молекулу на составляющие ее атомы. Выше этого предельного значения энергии находится непрерывный энергетический спектр (рис.1.18). С учетом ангармонизма энергетический спектр молекулы описывается формулой: $E_v = \hbar\omega_0(v + 1/2) - \hbar\omega_0\chi(v + 1/2)^2$, где $\chi = \hbar\omega_0/4D_e$ – *коэффициент ангармоничности*, при этом собственная частота колебаний равна $\omega_0 = \beta\sqrt{2D_e/I_e}$ (I_e – момент инерции молекулы). Правило отбора при этом: $\Delta v = \pm 2, \dots$. Частота перехода между соседними уровнями энергии равна $\omega = \omega_0 \{1 - 2\chi(v + 1)\}$. Видно, что разность между соседними уровнями энергии уменьшается, и существует *предельное значение квантового числа* v_{\max} , которое определяет границу сплошного спектра:

$\nu_{\max} = 1/2\chi - 1$. С учетом этого можно определить энергию диссоциации молекулы: $D_e = E_{\nu_{\max}} = \frac{\hbar\omega_0}{4\chi}(1 - \chi^2)$. В эксперименте наблюдают, например, 14 колебательных уровней для молекулы H_2 ($\nu_{\max} = 14$), более 60 для молекулы I_2 ($\nu_{\max} \geq 60$) и т.д.

При замене в молекуле одного из атомов его изотопом происходит смещение линий более тяжелой молекулы в область меньших частот. Этим пользуются при изучении *изотопического состава вещества*.

В случае *многоатомной молекулы* потенциальная энергия становится функцией всех межъядерных расстояний: $U = U(r_1, r_2, \dots, r_N)$. При малых отклонениях от равновесных положений $r_{10}, r_{20}, \dots, r_{N0}$ ядра совершают гармонические колебания. Таким колебаниям приписывают независимые гармонические осцилляторы с *нормальными частотами* ω_i . Энергия нормальных колебаний многоатомной молекулы описывается формулой: $E_{\text{кол}} = \sum_i \hbar\omega_i(\nu_i + 1/2)$. *Нормальные моды колебаний* определяются *типом симметрии молекул*. Молекула из N атомов имеет в целом $3N$ *степеней свободы*. Из них три степени приходятся на поступательное движение, три – на вращательное. Таким образом, в общем, молекула обладает $N_v = 3N - 6$ колебательными степенями свободы.

Вращательно-колебательный энергетический спектр состоит из энергии колебаний и энергии вращательного движения: $E = E_{\text{кол}} + E_{\text{вращ}}$.

Вращение и колебания влияют друг на друга. С учетом этого энергия

вращательного движения: $E_{\text{вращ}} = E_{J,v} = \frac{\hbar^2}{2I_v} J(J+1) \equiv B_v \hbar J(J+1)$.

Приближенно считают, что $B_v = B_0(1 - \alpha v)$, где α – некоторая постоянная.

В свою очередь вращение молекулы влияет на колебания ядер: из-за

центробежного эффекта частота колебаний уменьшается приближенно по закону: $\omega_J = \omega_0 - \beta J^2$, где β – некоторая постоянная.

Рассмотрим двухатомные молекулы в модели жесткого ротатора, пренебрегая ангармоничностью колебаний. В этом случае *колебательно-вращательные уровни энергии* описываются формулой:

$$E_{J,v} = \hbar\omega_0(v + 1/2) + B_v\hbar J(J + 1).$$

Каждому колебательному уровню энергии отвечает набор вращательных уровней (рис. 1.19). С учетом *правил отбора* $\Delta v = \pm 1$, $\Delta J = \pm 1$ и считая, что вращательная постоянная слабо зависит от числа v , легко видеть, что каждому колебательному переходу соответствует целая серия линий вращательных переходов. При этом должна отсутствовать линия, отвечающая чисто колебательному переходу без изменения вращательного квантового числа. При переходах с $\Delta J = J' - J = \pm 1$ возникают две *ветви колебательно-вращательного спектра* (в ближнем ИК-диапазоне) (рис. 1.20):

P – *ветвь* (при $\Delta J = -1$) с частотами ($J=1,2,3,\dots$): $\omega = \omega_0 - 2BJ$;

R – *ветвь* (при $\Delta J = 1$) с частотами ($J=0,1,2,\dots$): $\omega = \omega_0 + 2B(J + 1)$.

Таким образом, для линий R-ветви частоты $\omega_R \geq \omega_{R\min} = \omega_0 + 2B$, а для линий P-ветви частоты $\omega_P \leq \omega_{P\max} = \omega_0 - 2B$. Подобные спектры хорошо наблюдаются в разреженных газах (10^{-3} мм рт. ст.) (рис. 1.21) (полоса поглощения молекулы HCl $\lambda 3.5\mu$). Видно равномерное распределение почти равноотстоящих вращательных линий.

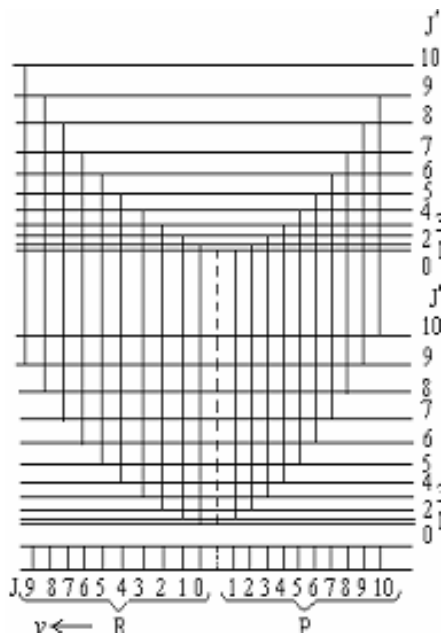


Рис. 1.20

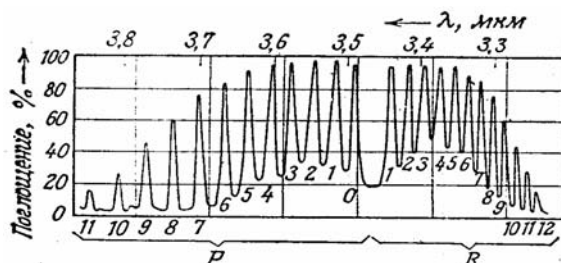


Рис. 1.21

Помимо рассмотренных выше спектров в молекулах с осевой симметрией возможны *инверсионные спектры*. Важным примером является *молекула аммиака*, исследования которой привели к созданию современной *квантовой электроники*. В состав молекулы аммиака NH_3 входят атом азота и три атома водорода. На внешней $2p$ -оболочке атома азота находятся три электрона. Вместе с водородными электронами они образуют устойчивое электронное распределение. При этом атомы водорода должны присоединиться к атому азота под прямыми углами друг к другу. Однако из-за повышения электронной плотности вблизи атома азота области около атомов водорода оказываются заряженными положительно. Это приводит к увеличению углов между атомами водорода из-за их *электростатического расталкивания*. Таким образом, молекула аммиака имеет форму правильной пирамиды, в вершине которой находится атом азота, а в вершинах основания

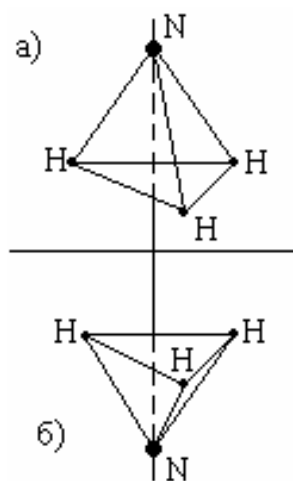


Рис. 1.22

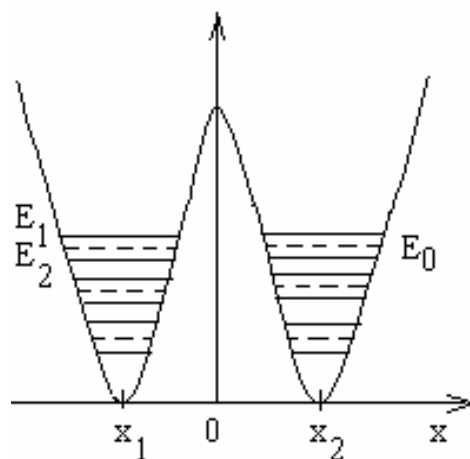


Рис. 1.23

– три атома водорода (рис. 1.22а). Тип молекулы – симметричный волчок. Вследствие разделения зарядов в молекуле она обладает большим электрическим дипольным моментом (1,47 Д). Наряду с положением молекулы, изображенным на рис.1.22а, возможной является также картина, в которой атом азота находится ниже плоскости атомов водорода (рис. 1.22б). Если известно, что атом азота находится в «верхнем» положении, то нахождение его в «нижнем» положении можно рассматривать, как результат *туннельного прохождения* через плоскость атомов водорода, так что молекулярная пирамида выворачивается «наизнанку». При этом говорят, что происходит *инверсия* азота относительно плоскости, занимаемой атомами водорода. Среднее время инверсии основного состояния равно $2,5 \cdot 10^{-11}$ с. Это примерно в 700 раз больше периода колебаний атома азота относительно водородной плоскости. Потенциальная энергия взаимодействия азота с атомами водорода изображена на рис. 1.23, где x – расстояние атома азота от водородной плоскости. Значениям x_1, x_2 соответствуют равновесные положения. Наличие двух симметричных положений атома азота приводит к тому, что каждый уровень энергии E_0 молекулы аммиака расщепляется на два

подуровня: $E_{1,2} = E_0 \pm A$. Это расщепление называют *инверсионным*. Расстояние между расщепленными уровнями $2A$. Оно отвечает частоте $\nu_0 = 23,8$ ГГц ($\lambda = 1,25$ см). Это микроволновый диапазон. Газ молекул аммиака явился первой средой, с помощью которой были разработаны и реализованы принципы индуцированного усиления и генерации электромагнитного излучения.

Наряду с молекулярными спектрами поглощения и испускания важную информацию о свойствах молекул получают с помощью *комбинационного рассеяния света* - КРС (Раман, Г.С. Ландсберг и Л.И. Мандельштам, 1928). Если вещество в твердом, жидком или газообразном состоянии облучается монохроматическим светом с частотой ω_0 , то в спектре рассеянного света наряду с несмещенной спектральной линией ω_0 наблюдаются смещенные линии – *сателлиты* с частотами: $\omega_{si} = \omega_0 - \Omega_i$; $\omega_{ai} = \omega_0 + \Omega_i$. Линии с частотами ω_{si} называются красными, или *стоксовыми сателлитами*. Линии с частотами ω_{ai} – фиолетовыми, или *антистоксовыми сателлитами*. Частоты Ω_i не зависят от частоты падающего света. Они совпадают с собственными частотами молекул рассеивающего вещества. Рассеяние света без изменения частоты называют *рэлеевским рассеянием* (Рэлей, 1899). Оно связано с *вынужденным колебанием* атомов и молекул под действием внешней световой волны. Отметим, что *излучение* от отдельных молекул *некогерентно*. Фиолетовый сателлит всегда слабее красного: отношение их интенсивностей $\delta = J_a / J_s < 1$. Поэтому в первых экспериментах по комбинационному рассеянию антистоксов сателлит не наблюдался. В эксперименте наблюдаются как *колебательные*, так и *вращательные спектры комбинационного рассеяния*. Общий механизм КРС заключается в следующем. При воздействии излучения частоты ω_0 на молекулу, находящуюся в первоначальном состоянии E_0 , происходит переход на

некоторый уровень E_1 , так что $\hbar\omega_0 = E_1 - E_0$. Далее с уровня E_1 молекула переходит в конечное состояние с энергией E_f , при этом испускается фотон с энергией $\hbar\omega = E_1 - E_f$. Таким образом, $\omega_0 - \omega = (E_f - E_0)/\hbar$.

Рассмотрим вращательные уровни энергии молекулы. Пусть начальный уровень энергии характеризуется квантовым числом J , а уровень E_1 , участвующий в рассеянии падающего фотона, – числом J_1 . Согласно правилам отбора вращательное квантовое число $J_1 = J \pm 1$. Конечное состояние E_f характеризуется квантовым числом J_f , которое равно $J_f = J_1 \pm 1 = J, J \pm 2$. Таким образом, для вращательного спектра комбинационного рассеяния выполняется правило отбора: $\Delta J = 0, \pm 2$. Напомним, что вращательные переходы в инфракрасном спектре осуществляются по правилу отбора $\Delta J = \pm 1$. Для вращательных линий в спектре КРС получаем выражение: $\omega_r = \omega_0 - B_0 \{J'(J' + 1) - J(J + 1)\}$. Отсюда следует с учетом правила отбора, что имеются две ветви вращательной полосы при КРС:

$$S - \text{ветвь:} \quad \omega^c = \omega_0 - 2B_0(2J + 3),$$

$$Q - \text{ветвь:} \quad \omega^a = \omega_0 + 2B_0(2J + 1).$$

Кроме того, существует линия с несмещенной частотой, отвечающая правилу $\Delta J = 0$. Эти формулы показывают, что расстояние между соседними линиями в полосе равно $4B_0$, тогда как в ИК (инфракрасном) спектре оно равно $2B_0$. Помимо колебательного и вращательного спектров комбинационного рассеяния наблюдается также спектр, связанный с энергией электронного возбуждения молекул.

Линии КРС характеризуются определенной *степенью деполаризации*. Это – отношение интенсивности рассеянного света, поляризованного в плоскости, параллельной плоскости поляризации падающего света, к интенсивности рассеянного света, поляризованного в

перпендикулярной плоскости. Степень деполяризации непосредственно связана с формой молекулы (вернее, с формой *эллипсоида поляризуемости* молекулы) и с симметрией колебаний, ответственных за рассеяние света. Поэтому измерения степени деполяризации рассеянного света играют важную роль в исследованиях *структуры молекул*. Спектры комбинационного рассеяния находятся в видимом диапазоне. Это существенно упрощает их наблюдение по сравнению с вращательно-колебательными спектрами, находящимися в ИК области. Отметим, что ИК спектры осуществляются только при изменении электрического дипольного момента молекулы. Для комбинационного же рассеяния важно изменение не дипольного момента, а поляризуемости молекулы. Из спектров комбинационного рассеяния определяют частоты собственных колебаний молекул и их моменты инерции, получают информацию о структуре молекул и структурных изменениях. С помощью этих спектров проводят анализ сложных смесей и т.д. Таким образом, спектры комбинационного рассеяния дают мощный метод изучения молекул. Значение метода КРС и его чувствительность сильно выросли после создания *лазеров*. В поле *мощного лазерного излучения* возникает *вынужденное комбинационное рассеяние света* (ВКРС). Под действием света происходит согласование фаз колебаний всех молекул и рассеянное излучение становится *когерентным*. Благодаря прогрессу перестраиваемых лазеров развиты новые высокочувствительные методы исследования молекул, в частности, метод *когерентного антистоксова рассеяния света* (КАРС). Этот метод основан на нелинейном взаимодействии двух лазерных пучков в рассеивающей среде. Частота лазерных лучей подстраивается таким образом, чтобы их разность $\omega_1 - \omega_2$ совпадала с частотой колебаний молекулы Ω . В результате нелинейного взаимодействия волн интенсивность антистоксовой линии в спектре почти на пять порядков оказывается больше, чем в случае обычного КРС. Таким

методом при очень высоком разрешении удастся исследовать структуру молекул при относительно небольшом количестве вещества ($10^{14} - 10^{15}$ частиц/см³ и меньше). КРС, метод КАРС дают большую информацию о свойствах молекул. Наряду с этим существуют и другие методы исследований. Это ЭПР- и ЯМР-спектроскопия, ИК- и УФ- спектроскопия и т.д. Последнее время экспериментальные методы исследований существенно расширились, особенно в связи с использованием вычислительной техники и созданием лазеров.

1.5. Радиоспектроскопия. ЭПР

Современная *радиоспектроскопия* является частью *квантовой электроники*, в которой рассматриваются переходы между энергетическими уровнями квантовой системы под влиянием электромагнитного излучения радиочастотного диапазона. Из-за малости частот радиодиапазона рассматриваемые энергетические уровни являются близко расположенными. Методами радиоспектроскопии исследуются *вращательные* и *инверсионные уровни*, *зеemanовское расщепление* уровней энергии атомных электронов и ядер, *лэмбовский сдвиг* и т.п. Это позволяет определять структуру твердых тел, жидкостей и молекул, *магнитные моменты ядер*, *электрические* и *магнитные свойства вещества* и т.п.

В радиоспектроскопии впервые наблюдалось индуцированное излучение, что привело к созданию квантовых генераторов и усилителей. Первый квантовый генератор был осуществлен в радиодиапазоне – *мазер на аммиаке*. Для того чтобы работал квантовый генератор, должны быть выполнены определенные условия. Плотность потока излучения на расстоянии x от плоскости падения на вещество изменяется по закону Бугера. Поглощение излучения носит резонансный характер: излучение более всего поглощается на частоте, совпадающей с частотой перехода между двумя уровнями энергии, при этом линия поглощения характеризуется некоторой конечной шириной. Значит, коэффициент

поглощения k_ω имеет острый максимум на частоте перехода. Излучение будет усиливаться при прохождении через вещество, если коэффициент поглощения будет отрицательным. Коэффициент поглощения определяется формулой: $k_\omega = \frac{\hbar\omega}{u} N_1 B_{12} g(\omega)(1 - N_2 B_{21} / N_1 B_{12})$. Отсюда следует: чтобы среда усиливала падающее на нее излучение, необходимо обеспечить *инверсную*, т.е. обращенную, *населенность энергетических уровней*. *Населенность* - это N_m / g_m . Другими словами, число частиц на верхнем уровне должно превышать их число на нижнем уровне. Неравенство $N_2 / g_2 > N_1 / g_1$ является *основным условием индуцированного усиления излучения*. Среда, в которой осуществлена инверсная населенность энергетических уровней, называется *активной средой*. Если коэффициент усиления превосходит суммарный коэффициент потерь, то активная среда становится *усилителем* для проходящего через нее электромагнитного излучения. Для того чтобы среда стала *генератором* излучения, необходимо использовать *положительную обратную связь*. Положительная обратная связь в радиочастотном диапазоне создается с помощью *объемных резонаторов*, а в оптическом диапазоне – с помощью системы зеркал: *открытых резонаторов*. Важная особенность активной среды состоит в том, что в ней не только усиливается проходящее электромагнитное излучение, но и при этом происходит *сужение спектра излучения*.

В качестве примера рассмотрим *принцип работы лазера на аммиаке*. Были реализованы условия индуцированной генерации электромагнитного излучения: а) *создание активной среды*, б) *создание положительной обратной связи*, в) *достижение порога*.

Инверсная населенность уровней энергии молекул аммиака достигалась с помощью *эффекта Штарка*. Из-за высокой поляризуемости молекул аммиака они очень чувствительны к внешнему электрическому полю. Во

внешнем электрическом поле с напряженностью F расщепленные уровни энергии ведут себя по-разному: $E_{1,2} = E_0 \pm (A + p^2 F^2 / 2A)$, где p – дипольный момент молекулы (рис. 1.24). Если электрическое поле перпендикулярно направлению движения молекул аммиака и сильно неоднородно, то молекулы в верхних состояниях (с энергией E_1) будут отклоняться в область меньших значений электрического поля, так как в равновесном состоянии энергия частицы должны быть минимальной. Молекулы в нижних состояниях, напротив, будут уходить в область больших значений поля, так как энергия E_2 уменьшается с ростом напряженности электрического поля. Таким образом, происходит пространственное разделение молекул, находящихся в верхних и нижних состояниях. Если вывести из пучка молекулы, находящиеся в нижних состояниях, то в оставшемся пучке будет инверсная населенность энергетических уровней;

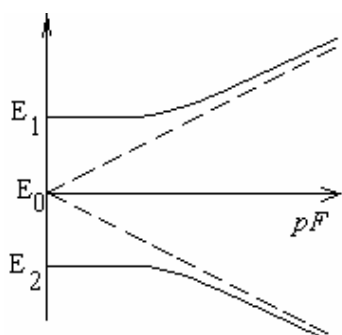
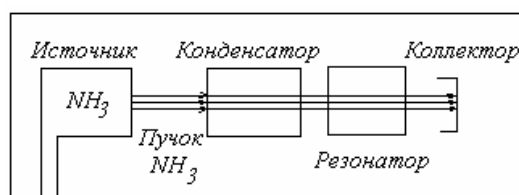
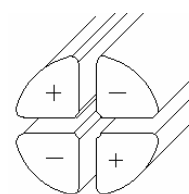


Рис. 1.24



а)



б)

Рис. 1.25

Положительная обратная связь осуществляется с помощью резонатора, настроенного на частоту перехода между *инверсионно-расщепленными уровнями*. Поле такой частоты вызывает индуцированный переход возбужденных молекул. Энергия перехода каждой молекулы $E_1 - E_2$ передается резонатору. При многократности переходов поле в резонаторе усиливается.

При *достижении порога* коэффициент усиления превосходит коэффициент потерь, то при высокой концентрации активных молекул возникают незатухающие колебания. Тогда усиление сменяется генерацией излучения.

Схема лазера на аммиаке изображена на рис. 1.25а. Из источника молекулярный пучок аммиака проходит зазор между электродами *квадрупольного конденсатора*. Его назначение – пространственная сортировка молекул аммиака по энергетическим состояниям и получение активных молекул. Схема электродов *квадрупольного конденсатора* показана на рис. 1.25б. Аксиально–симметричное электрическое поле конденсатора на оси равно нулю и возрастает перпендикулярно оси. Рабочее напряжение – около 30 кВ. Пучок молекул движется вдоль оси конденсатора. Из-за эффекта Штарка молекулы на верхних уровнях концентрируются вблизи оси, а молекулы на нижних уровнях отклоняются по направлению к электродам и в пространство между ними. Чтобы исключить такие молекулы из дальнейшего процесса, электроды конденсатора поддерживают при *низкой температуре*. Таким образом, при прохождении через конденсатор образуется пучок активных молекул аммиака. Этот пучок далее попадает в резонатор, осуществляющий положительную обратную связь. Чтобы молекулярный пучок не разрушался из-за столкновений с частицами газа, во всей установке поддерживается *высокий вакуум* – около 10^{-6} мм.рт.ст. Мазер на аммиаке имеет малую выходную мощность излучения – порядка $10^{-10} - 10^{-11}$ Вт. Из-за высокой *монохроматичности* излучения и высокой *стабильности частоты* мазеры используются как эталоны частоты или радиоспектроскопы *большой разрешающей силы*.

В магнитном поле \vec{B} происходит *зеemanовское расщепление* уровней энергии атома. Это расщепление описывается формулой: $\Delta E = gM_B V m_J$,

где $g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$ - фактор, или множитель Ланде

(1923),

M_B – магнетон Бора, m_J - магнитное квантовое число. Переходы между *соседними подуровнями* расщепившегося в магнитном поле уровня энергии осуществляются по правилам отбора: $\Delta J = 0$, $\Delta m_J = \pm 1$. Таким

переходам соответствуют частоты: $\nu = \frac{g}{h} M_B B \approx 3 \cdot 10^6 \cdot B(\text{Гс})$ Гц. При B

$\approx 3 \cdot 10^3 \text{ Гс}$ частота $\nu \approx 10^{10}$ Гц, а длина волны $\lambda \approx 3$ см. Это – микроволновый диапазон частот, или диапазон СВЧ. В оптическом диапазоне частоты $\nu \approx 10^{15}$ Гц намного превышают частоты микроволнового диапазона. Поэтому вероятность дипольных переходов, которая пропорциональна ν^3 , в СВЧ диапазоне ничтожно мала по сравнению с вероятностью в оптическом диапазоне. Кроме того, для атомов с одним валентным электроном переходы в этом случае запрещены правилом отбора $\Delta L = \pm 1$. Однако вероятность переходов становится значительной при наложении дополнительного внешнего *переменного* магнитного поля. Переменное магнитное поле должно быть перпендикулярно стационарному магнитному полю, вызывающему зеемановское расщепление уровней энергии. Если частота переменного магнитного поля равна частоте перехода, то происходит поглощение энергии этого поля или вынужденное излучение. При этом скачком изменяется ориентация магнитного момента атома, т.е. его проекция на выделенное направление.

Излучение или поглощение электромагнитных волн при изменении ориентации магнитных дипольных моментов атомов в магнитном поле называют *явлением магнитного резонанса*. Качественную картину этого явления можно понять на основе простой классической модели. Если

частица обладает магнитным моментом $\vec{\mu}$, то во внешнем постоянном магнитном поле $\vec{B}_0 = (0, 0, B_0)$ на нее действует вращающий момент $\vec{K} = [\vec{\mu}\vec{B}_0]$. Магнитный $\vec{\mu}$ и механический \vec{j} моменты частицы связаны соотношением: $\vec{\mu} = \gamma \vec{j}$, где $\gamma = gM_B / \hbar = eg / 2m_e c$ – *гиромагнитное отношение*. Тогда уравнение движения можно записать в виде: $\frac{d\vec{j}}{dt} = \vec{K} = [\vec{\Omega}\vec{j}]$. Это уравнение волчка, которое показывает, что механический и магнитный моменты совершают прецессию вокруг \vec{B}_0 . Угловая скорость (частота) этой прецессии равна: $\vec{\Omega} = -\gamma\vec{B}_0$. В магнитном поле, направленном вдоль оси z , частица приобретает энергию: $\Delta E = -\mu_z B_0 = -\gamma j_z B_0 = -\gamma \hbar m_j B_0 = -g m_j M_B B_0$, так что частота перехода между соседними подуровнями энергии совпадает с частотой прецессии: $\omega_0 = (\Delta E_1 - \Delta E_2) / \hbar = \gamma B_0 = \Omega$. Если перпендикулярно стационарному полю \vec{B}_0 добавить изменяющееся с частотой ω поле \vec{B}_1 (рис. 1.26), то на частицу будет действовать дополнительный переменный вращающий момент $[\vec{\mu}\vec{B}_1]$. Когда частота прецессии и частота изменения поля \vec{B}_1 отличаются друг от друга, то при $|\vec{B}_1| \ll |\vec{B}_0|$ поле \vec{B}_1 приводит только к периодическому изменению угла наклона магнитного момента к оси z , так что в среднем этот угол не меняется. Однако, если частота изменения поля \vec{B}_1 совпадает с частотой прецессии, то магнитный момент оказывается как бы в статических условиях и дополнительный вращающий момент стремится «опрокинуть» магнитный момент. Поскольку магнитный момент является квантовым вектором, то его проекция на направление статического магнитного поля может только скачком изменить свое значение на противоположное. В этом и состоит явление магнитного резонанса. Если магнитный момент атома обусловлен его электронами, то

в этом случае магнитный резонанс называют *электронным парамагнитным резонансом* (ЭПР).

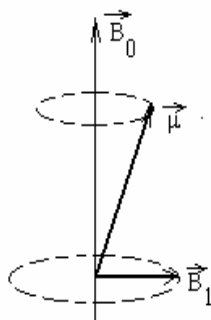


Рис.1.26

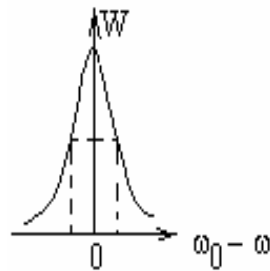


Рис.1.27

Когда моменты определяются ядром атома, то магнитный резонанс называют *ядерным магнитным резонансом* (ЯМР), который исторически первым наблюдался в опытах с *молекулярными пучками*. Существуют также ферромагнитный и антиферромагнитный резонансы, связанные с изменением ориентации электронных магнитных моментов в *ферромагнетиках* и *антиферромагнетиках*. Далее рассмотрим ЭПР.

Электронным парамагнетизмом обладают: все атомы и молекулы с нечетным числом электронов (неспаренные, нескомпенсированные электроны) на внешних электронных оболочках, поскольку в этом случае полный спин системы не равен нулю (свободные атомы натрия, газообразная окись азота и т.д.); атомы и ионы с незаполненной внутренней электронной оболочкой (редкоземельные элементы, актиниды и др.) и т.п. ЭПР представляет собой совокупность явлений, связанных с квантовыми переходами, происходящими между энергетическими уровнями макроскопических систем под влиянием переменного магнитного поля резонансной частоты. ЭПР служит мощным средством изучения свойств парамагнитных веществ в макроскопических количествах. В таком случае имеется не одна, а множество частиц, обладающих магнитными свойствами. Макроскопической магнитной характеристикой вещества является *вектор намагничивания*: $\vec{I} = N \langle \vec{\mu} \rangle$,

где N – число частиц в единице объема вещества, $\langle \vec{\mu} \rangle$ – средний магнитный момент частиц. Систему моментов всех парамагнитных частиц данного вещества называют *спин-системой*. Остальные степени свободы парамагнетика – окружение магнитных моментов называют «*решеткой*». В связи с этим рассматривают два типа взаимодействий: взаимодействие магнитных моментов между собой (спин-спиновое взаимодействие) и взаимодействие магнитных моментов со своим окружением (спин-решеточное взаимодействие). В изолированной спин-системе стационарного поглощения энергии переменного поля не может происходить. При учете взаимодействия спин-системы с решеткой становится возможным стационарное поглощение энергии. Решетка служит в качестве стока энергии, и в этом процессе она нагревается.

Вектор намагничивания описывается *уравнением Блоха*:

$$\frac{dI_{\alpha}}{dt} = \gamma [\vec{I}\vec{B}]_{\alpha} + \frac{(\vec{I}_0 - \vec{I})_{\alpha}}{\tau_{\alpha}}, \quad \text{где } \alpha = (x, y, z); \quad \text{величина } \gamma - \text{гиромагнитное}$$

отношение; $\tau_x = \tau_y = \tau_2$ – время спин-спиновой (или поперечной) релаксации; $\tau_z \equiv \tau_1$ – время спин-решеточной (или продольной) релаксации; \vec{I}_0 – равновесное значение вектора намагничивания в постоянном магнитном поле $\vec{B}_0 = (0, 0, B_0)$. Значения величин τ_1 и τ_2 зависят от особенностей взаимодействия каждой частицы с окружающими ее частицами. Определение этих времен релаксации является основной экспериментальной задачей метода магнитного резонанса. Поглощаемая парамагнитным веществом мощность излучения $W(\omega)$ вычисляется с помощью уравнения Блоха. Она определяется формулой: $W(\omega) = AB_1^2 G(\omega)$, где A – некоторый множитель, B_1 – амплитуда переменного магнитного поля; $\omega_0 = \gamma B_0$ – частота прецессии. Форм-фактор: $G(\omega) = \tau_2 / \left\{ 1 + (\omega_0 - \omega)^2 \tau_2^2 + \gamma^2 \tau_1 \tau_2 B_1^2 / 2 \right\}$. Отсюда видно, что поглощение

носит резонансный характер (рис. 1.27). Кривая поглощения имеет лоренцевскую форму и достигает максимум при резонансе: $\omega = \omega_0$.

Ширина линии поглощения: $\Delta\omega = \frac{2}{\tau_2} \sqrt{1 + \gamma^2 \tau_1 \tau_2 B_1^2}$. В достаточно слабом

высокочастотном магнитном поле ширина кривой поглощения определяется временем спин-спиновой релаксации. С увеличением этого поля линия поглощения уширяется. По ширине кривой поглощения определяют времена релаксации. Для достижения резонанса на опыте удобно изменять не частоту

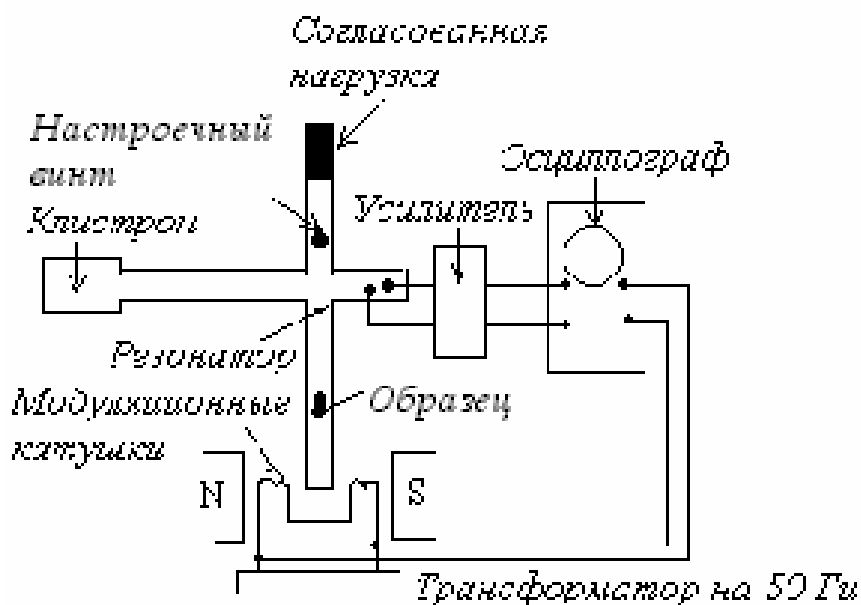


Рис. 1.28

переменного магнитного поля, а частоту прецессии, изменяя величину постоянного магнитного поля. На рис. 1.28 изображена одна из простых схем ЭПР – радиоспектроскопа с волноводным мостом. Он содержит стабильный источник ВЧ излучения – клистрон, настраиваемый объемный резонатор с исследуемым образцом и измерительную систему для детектирования, усиления и индикации сигнала. Энергия клистрона наполовину идет в плечо резонатора, содержащего исследуемый образец, и наполовину - в другое плечо к согласованной нагрузке. При настройке

винтом можно сбалансировать мост. Если потом с помощью модуляционных катушек менять постоянное магнитное поле, то при резонансе резко возрастает поглощение энергии образцом, что приводит к разбалансировке моста. Тогда после усиления сигнала осциллограф прописывает резонансную кривую.

В качестве микроволновых генераторов в радиоспектроскопах обычно используются отражательные клистроны, лампы обратной волны, иногда - лампы бегущей волны. Метод ЭПР обладает высокой чувствительностью. Он позволяет измерять времена релаксации, ядерные магнитные моменты, проводить количественный анализ любых парамагнитных веществ (вплоть до 10^{-12} г вещества), определять структуру химических соединений, электронные конфигурации, измерять слабые напряженности магнитного поля от 2 до 100 Э и т.д. С помощью метода магнитного резонанса были получены многие фундаментальные результаты. В частности, был измерен *аномальный магнитный момент электрона*, а также магнитный момент нейтрона и т.д. На основе этого метода был создан атомно-лучевой стандарт частоты и времени – *атомихрон* с использованием пучка атомов цезия Cs^{133} . Наряду с ЭПР важные сведения получают с помощью метода ЯМР. Метод ЯМР - один из наиболее эффективных методов исследования строения и свойств вещества в различных агрегатных состояниях. Он имеет широкое применение во многих областях промышленности, геофизике, геологии, биофизике и медицине.

1.6. Атомное ядро. Радиоактивность. Гамма-спектрометрия

Ядро атома состоит из *нуклонов* – *протонов* и *нейтронов*, которые удерживаются с помощью *ядерных сил*. Число протонов Z определяет заряд ядра и порядковый номер элемента в периодической системе

Менделеева. С числом нейтронов N связано существование *изотопов*. Полное число нуклонов $A = Z + N$ называется *массовым числом* ядра. Ядра с четными числами Z и N называются *четно-четными*, с нечетными числами Z и N – *нечетно-нечетными*, с четными Z и нечетными N – *четно-нечетными*, с нечетными Z и четными N – *нечетно-четными*. Масса частиц измеряется в *энергетических единицах*: масса электрона $M_e = 0,511$ МэВ, масса протона $M_p = 938,3$ МэВ, масса нейтрона $M_n = 939,6$ МэВ. Используют также *атомную единицу массы* (а.е.м.). Это – 1/12 часть массы нейтрального атома углерода ^{12}C , при этом 1 а.е.м. = 931,502 МэВ. Определение *размеров ядра* представляет собой сложную задачу. Радиус ядра сферической формы определяется приближенной формулой: $R = r_0 A^{1/3}$, где $r_0 = (1,2 - 1,5) \cdot 10^{-13}$ см. Это *характерный размер ядра*. Характерное время, за которое релятивистская частица преодолевает размеры атома, называют *ядерным временем* (порядка $10^{-22} - 10^{-23}$ с). *Энергия связи ядра* есть минимальная работа, которую надо совершить, чтобы полностью расщепить ядро на составляющие его нуклоны: $E_{св} = Z M_p + N M_n - M(Z, A)$. Здесь $M(Z, A)$ - масса ядра. Энергия связи ядра определяется полуэмпирической формулой Вайцеккера: $E_{св} = C_1 A - C_2 A^{2/3} - C_3 Z^2 A^{-1/3} - C_4 (A - 2Z)^2 A^{-1} + C_5 A^{-\nu} \delta$, где C_i - эмпирические постоянные, показатель ν имеет значения в интервале от 1/3 до 1, параметр $\delta = 1$ для четно-четных ядер, -1 – для нечетно-нечетных ядер и 0 – для ядер с нечетным числом A . Отношение энергии связи к полному числу нуклонов называют *удельной энергией связи*, или *энергией связи на один нуклон*: $\varepsilon = E_{св} / A$. Для большинства ядер величина удельной энергии связи лежит в пределах $6 - 8$ МэВ/нуклон. Анализ зависимости $\varepsilon(A)$ показывает возможность энергетически выгодных процессов: *деления* наиболее тяжелых ядер на более легкие и *слияния* легких ядер друг с

другом с образованием более тяжелых ядер. Повышенной устойчивостью из-за большой удельной энергии связи обладают *магические ядра*. У таких ядер число протонов равно одному из *магических чисел*: 2, 8, 20, 28, 50, 82 или число нейтронов: 2, 8, 20, 28, 40, 50, 82, 126. Ядра, у которых магическими числами являются и Z и N , называются *дважды магическими*. Существование магических ядер объясняется с помощью *оболочечной модели* ядра. Важной характеристикой ядра является его собственный механический момент импульса \vec{I} , который называют *спиновым моментом* ядра. Он складывается из моментов импульсов протонов и нейтронов, входящих в состав ядра, и удовлетворяет общим требованиям для вектора момента импульса. Величина (длина) этого вектора определяется как: $|\vec{I}| = \hbar\sqrt{I(I+1)}$, где I – спиновое квантовое число (спин) ядра. Проекции вектора спина ядра на выделенное направление принимают значения $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm I$, или $\pm 1/2, \pm 3/2, \dots, \pm I$. Как и в случае электронного облака в атоме, спиновый момент ядра связан с вектором *ядерного магнитного момента* $\vec{\mu}_I$: $\vec{\mu}_I = g_I \mu_N \vec{I}$. Здесь g_I – фактор, аналогичный *фактору Ланде*, μ_N – ядерный магнетон:

$$\mu_N = e\hbar / 2m_p c = \mu_B (m_e / m_p) = 3,1524915(53) \cdot 10^{-18} \text{ МэВ} / \text{Гс}.$$

Видно, что ядерный магнетон меньше *магнетона Бора* - μ_B в отношении массы электрона к массе протона.

Из-за взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем, создаваемым орбитальными и спиновыми моментами атомных электронов, происходит расщепление уровней энергии атома, что приводит к *сверхтонкой структуре* спектральных линий. Сверхтонкое расщепление можно пояснить с помощью векторной модели, аналогичной той, что использовалась при рассмотрении тонкой структуры и зеемановского расщепления. При нормальном типе сложения атомных электронных моментов полный момент импульса электронов складывается из полного

орбитального момента и полного спинового момента электронов: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Магнитный момент ядра является достаточно малым, поэтому он слабо влияет на электронную оболочку и практически не нарушает связи между орбитальным и спиновым моментами. Тогда полный момент импульса атома \vec{F} можно рассматривать как сумму спинового момента ядра и полного момента электронов: $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$. Длина вектора \vec{F} равна: $|\vec{F}| = \hbar\sqrt{F(F+1)}$, где квантовое число полного момента импульса атома F принимает значения: $F = I + J, I + J - 1, \dots, |I - J|$. Таких значений всего $2I + 1$ (при $I < J$), или $2J + 1$ (при $J < I$). Таким образом, с учетом спина ядра каждый уровень энергии с определенным числом J расщепляется на $2I + 1$ или $2J + 1$ подуровней, при этом уровень энергии с определенным значением числа F является $2F + 1$ -кратно вырожденным. Это и есть *сверхтонкое расщепление* уровней энергии атома. Проекция вектора \vec{F} на выделенное направление определяется магнитным квантовым числом m_F , принимающим $2F + 1$ значений: $0, \pm 1, \dots, \pm F$: $F_z = m_F \hbar$. В слабом магнитном поле вырождение снимается, и уровень энергии расщепляется на $2F + 1$ подуровней (*эффект Зеемана*). При переходах между расщепленными уровнями энергии наблюдается *сверхтонкая структура спектральных линий*. Возможность переходов определяется правилами отбора: $\Delta F = 0, \pm 1$, при этом 0-0 переходы запрещены.

Радиоактивность это самопроизвольное (спонтанное) изменение состава ядра с испусканием одной или нескольких частиц за время, существенно превышающее характерное ядерное время (порядка 10^{-22} с). Ядра, способные к радиоактивным превращениям, называются *радиоактивными*, а не способные – *стабильными*. При радиоактивном превращении могут измениться как зарядовое, так и массовое числа. *Радиоактивными процессами* являются: α -распад; β^\pm -распад, в том

числе *электронный захват*; γ - *излучение ядер*; *спонтанное деление* тяжелых ядер; *протонная радиоактивность* и т.п. При радиоактивном распаде выполняется закон сохранения энергии: $M_{исх}c^2 = M_{кон}c^2 + \sum_i M_i c^2 + E$, где $M_{исх}$, $M_{кон}$ - масса исходного и конечного ядер, соответственно, M_i - массы образовавшихся частиц, E - кинетическая энергия частиц. Таким образом, радиоактивный распад возможен при условии: $M_{исх} > M_{кон} + \sum_i M_i$. Однако это условие необходимо, но не достаточно, поскольку при этом должны выполняться и другие законы сохранения, такие как закон сохранения импульса, момента импульса, электрического заряда и др. Радиоактивный распад – принципиально статистический процесс, характеристикой которого служит *постоянная распада* - λ . Это – *вероятность распада радиоактивных ядер в единицу времени*: из N ядер данного сорта за единицу времени распадается λN ядер, а за время dt распадется $\lambda N dt$ ядер. Величину λN называют *активностью* радиоактивного источника. В качестве единицы активности используют *кюри* (Ки): 1Ки = $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов/с. В системе СИ за единицу активности принимается 1 распад в с. Эту единицу называют *беккерель* (Бк). Используется также единица – *резерфорд*: 1 Рд = 10^6 Бк. Изменение числа радиоактивных ядер за время t происходит по закону: $N(t) = N_0 \exp(-\lambda t)$, при этом параметр λ определяет среднее время жизни τ одного ядра: $\tau = 1/\lambda$. Важной характеристикой распада является *период полураспада* $T_{1/2}$. Это – время, за которое число радиоактивных ядер уменьшается в два раза: $T_{1/2} = \tau \ln 2 = 0,6931 \tau$.

α -распад протекает по схеме: ${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} Y + {}^4_2 He$. Здесь X – исходное ядро (*материнское*), Y – образовавшееся ядро (*дочернее*).

Подавляющую часть энергии, выделяющуюся при распаде, уносит α -частица. Энергия вылетающих α -частиц для тяжелых α -активных ядер находится в интервале от 4 до 9 МэВ, для ядер редкоземельных элементов – 2 – 4,5 МэВ. Период полураспада сильно зависит от энергии вылетающей α -частицы E_α . Эта зависимость определяется эмпирическим законом Гейгера-Неттола, хорошо выполняющимся для чётно-чётных ядер: $\lg T_{1/2} = C + DE_\alpha^{-1/2}$, где C, D – эмпирические постоянные. Особенности α -распада объясняются теорией, разработанной Гамовым и др.

При *бета-распаде* радиоактивное ядро самопроизвольно превращается в другое ядро с тем же массовым числом, но с зарядовым числом, отличающимся от исходного числа на ± 1 . Существует три вида β -распада:

1) *электронный β^- -распад*, идущий по схеме: ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \tilde{\nu}_e$, возможен при условии: $M_{am}(Z, A) > M_{am}(Z+1, A)$. В этом случае один из нейтронов ядра превращается в протон с испусканием электрона. Этот электрон захватывается электронной оболочкой, а заряд ядра увеличивается на 1.

2) *позитронный β^+ -распад*: ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + e^+ + \nu_e$, возможен при условии: $M_{am}(Z, A) > M_{am}(Z-1, A) + 2m_e$. В этом случае один из протонов ядра превращается в нейтрон с испусканием позитрона. Кроме того, из электронной оболочки атома освобождается один электрон. В итоге образуется атом с зарядом ядра $Z-1$ и освободившиеся электрон и позитрон с общей массой $2m_e$.

3) *электронный захват (e -захват)*: $e^- + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu_e$. Происходят при условии: $M_{am}(Z, A) > M_{am}(Z-1, A)$. В этом случае ядро поглощает один из электронов электронной оболочки атома, как правило,

из К-слоя, наиболее приближенного к ядру, особенно у тяжелых элементов. Захват электрона ядром сопровождается характеристическим рентгеновским излучением, поскольку на место захваченного электрона последовательно переходят электроны с других оболочек.

Все процессы β -распада конкурируют между собой. Возможность их осуществления определяется указанными выше энергетическими соотношениями. В случае α -распада, энергия α -частиц, испускаемых данным радиоактивным источником, имеет вполне определенное значение. Энергия же испускаемых при β -распаде β -частиц имеет сплошной спектр от 0 до некоторого предельного значения, характерного для данного источника. Это значение называют *верхней границей β -спектра*. Такая особенность β -распада связана с тем, что энергия, освобождающаяся при β -распаде, статистически перераспределяется между двумя частицами: электроном (или позитроном) и антинейтрино (или нейтрино). При этом образующиеся нейтрино (антинейтрино) называются *электронными нейтрино* (антинейтрино), поскольку, оказалось, что существуют другие типы нейтрино (антинейтрино): *мюонные нейтрино* (антинейтрино) $\nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu$, *таонные нейтрино* (антинейтрино) $\nu_\tau, \tilde{\nu}_\tau$. β -частицы и нейтрино не входят в состав ядра, а рождаются в нем благодаря воздействию сил, связанных со *слабым взаимодействием*. Эти силы вызывают процессы превращения протона в нейтрон и обратно: $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$, $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$.

γ -излучение возникает при переходах из возбужденных квантовых состояний ядра в его более низкие энергетические состояния. В этом оно аналогично рентгеновскому излучению атомов. Энергия испускаемых γ -квантов обычно находится в пределах от 10 кэВ до 5 МэВ

($2 \cdot 10^{-11} \leq \lambda \leq 10^{-8}$ см). γ -кванты с бóльшими энергиями возникают при распадах *элементарных частиц*.

Ядра также как и атомы, имеют *нормальные и возбужденные уровни* энергии. Ядра в возбужденных состояниях могут образоваться при β -распаде, если распад материнского ядра в основном состоянии дочернего ядра запрещен. В этом случае дочернее ядро будет находиться в одном из своих возбужденных состояний, разрешенные переходы из которых обуславливают γ -излучение. Возбужденные ядра, обладающие способностью испускать γ -кванты, могут возникать также в результате α -распада и других ядерных процессов. Время жизни возбужденных ядер определяется законами сохранения – правилами отбора. Обычно оно составляет $10^{-7} - 10^{-11}$ с. Однако согласно этим правилам могут возникать «долгоживущие», метастабильные γ -активные ядра с временами жизни до нескольких часов и даже лет. Ядра в таких состояниях называют *изомерами*. В некоторых случаях ядра имеют два изомерных состояния (три периода полураспада). Например, ядро ${}_{51}^{124}\text{Sb}$ испускает электроны с периодами полураспада - 60 дней, 21 и 1,3 мин. Чаще всего изомерами являются ядра с нечетным массовым числом A , достаточно часто – нечетно-нечетные ядра, очень редко – четно-четные.

Для измерения энергии γ -квантов и интенсивности излучения используются специальные приборы *γ -спектрометры*. Энергия γ -квантов определяется, как правило, по энергии заряженных частиц, возникающих при взаимодействии γ -излучения с веществом. Основные характеристики γ -спектрометров: *эффективность* и *разрешающая способность*. *Эффективность* определяется вероятностью образования вторичной частицы и вероятностью ее регистрации при попадании в рабочий объем.

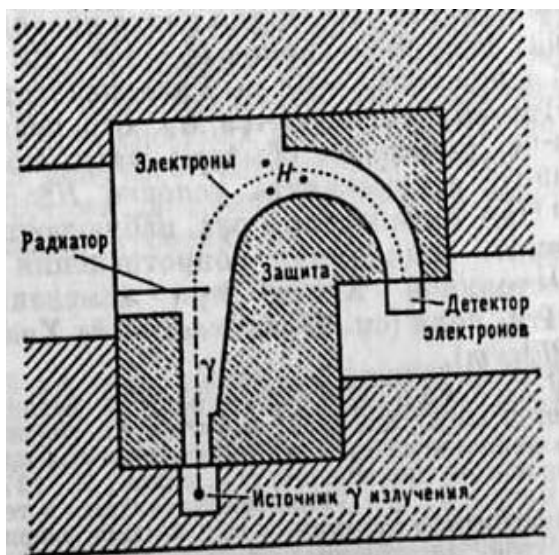


Рис. 1.29

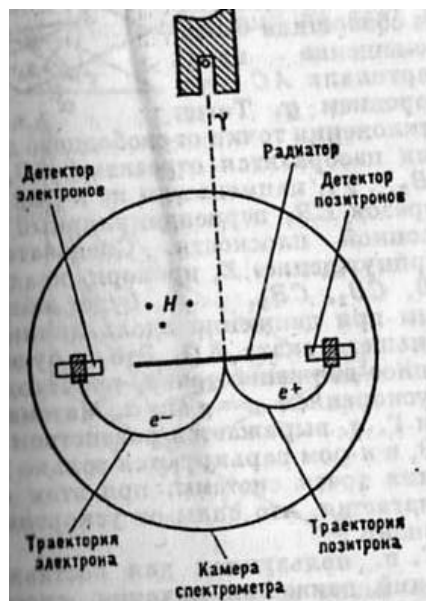


Рис. 1.30

Разрешающая способность связана с возможностью разделения двух близких по энергии линий γ -излучения. Обычно она определяется отношением ширины γ -линии ΔE к энергии вторичной частицы E : $\Delta E / E$. Существуют различные типы γ -спектрометров. На рис. 1.29 изображена схема *магнитного γ -спектрометра*. В постоянном магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости рисунка, электроны, образованные γ -излучением, описывают дугу окружности. Ее радиус определяется энергией электронов и магнитным полем. При изменении величины поля детектор регистрирует электроны разных энергий. Заштрихованные места изображают свинцовую защиту. В таком спектрометре электроны (или позитроны) возникают при поглощении γ -квантов в пластинке-радиаторе. Детектор представляет собой *бета-спектрометр* - прибор для измерения энергетического спектра (распределения по энергиям) электронов и позитронов. Магнитные γ -спектрометры имеют высокую разрешающую способность, но малую эффективность. Механизм образования электронов (позитронов) в радиаторе зависит от его вещества и энергии γ -квантов. В радиаторе с

малым числом Z электроны образуются в основном в результате *Комптон-эффекта*. В случае больших Z и не слишком больших энергий γ -квантов электроны возникают при фотоэффекте. Если энергия γ -квантов больше 1 МэВ, то возможно образование электронно-позитронных пар. В этом случае используется *парный γ -спектрометр*, схема которого изображена на рис. 1.30.

Сцинтилляционные и *полупроводниковые γ -спектрометры* более эффективно регистрируют электроны, образующиеся при взаимодействии γ -квантов с кристаллом или электронно-дырочные пары, возникающие в полупроводниках. Наибольшая точность измерения энергии γ -квантов достигается с помощью *кристалл-дифракционных* спектрометров. По принципу действия они аналогичны рентгеновским спектрометрам.

γ -излучение, прошедшее через кристалл, испытывает дифракцию, картина которой позволяет непосредственно определить длину волны (и энергию) излучения. В случае γ -квантов высоких энергий используются *ливневые детекторы*, которые позволяют измерить суммарную энергию частиц электронно-позитронного ливня, образованного γ -квантом в радиаторе достаточно больших размеров. С помощью ФЭУ и *черенковского счетчика* регистрируются вспышки флуоресценции или черенковского излучения. В качестве γ -спектрометров используются также *пузырьковые камеры*. При энергии γ -квантов, превышающей энергию связи дейтрона (2,23 МэВ), происходит фоторасщепление дейтрона на протон и нейтрон. Это явление используют для определения энергии γ -квантов по измеренным значениям кинетических энергий протона и нейтрона.

Уникальный метод измерения самых малых изменений энергии основан на применении *эффекта Мёссбауэра* (1958). Этот эффект во

многим аналогичен явлению оптической *резонансной флуоресценции*, поэтому его называют также *ядерным гамма-резонансом*. Явление оптической *резонансной флуоресценции* состоит в следующем: если частота внешнего излучения ω совпадает с частотой перехода из первого резонансно-возбужденного состояния в основное состояние атома, то это излучение поглощается и атом переходит в возбужденное состояние. Переходя затем в основное состояние, атом испускает фотон, частота которого ω' в пределах естественной ширины совпадает с частотой падающего фотона ω . Это, собственно, отражалось в постулатах Бора. Однако это справедливо потому, что эффект отдачи атома при поглощении и излучении света пренебрежимо мал. Переходы между основным и возбужденным состоянием ядра сопровождаются поглощением или излучением гамма-квантов, обладающих гораздо бóльшими энергиями и импульсами, чем фотоны. Поэтому становятся весьма существенными эффекты отдачи ядра при поглощении и излучении. При испускании γ -кванта ядро с массой M получает импульс отдачи $p = \hbar\omega_0/c$, при этом кинетическая энергия отдачи равна $R = p^2/2M = (\hbar\omega_0)^2/2Mc^2$. Частота кванта ω_0 определяется разностью между уровнями энергии: $\hbar\omega_0 = E_n - E_m$. По закону сохранения энергии с учетом отдачи ядра частота испущенного кванта ω' должна отличаться от частоты ω_0 : $\hbar\omega' = \hbar\omega_0 - R$. Для возбуждения ядра энергия кванта должна быть больше на величину энергии отдачи: $\hbar\omega'' = \hbar\omega_0 + R$. Таким образом, частоты линий поглощения и испускания смещены на величину $\omega'' - \omega' = 2R/\hbar$. В оптическом диапазоне это смещение пренебрежимо мало, а для γ -квантов оно достаточно существенно. Линии поглощения и испускания перекрываются в небольшой области (рис. 1.31). Это значит, что лишь ничтожная часть невозбужденных ядер может участвовать в резонансном

поглощению излучения с частотой ω_0 . Для увеличения перекрытия линий поглощения и излучения было использовано доплеровское смещение частоты линии испускания. Скорость источника излучения v подбиралась так, чтобы компенсировать смещение $2R$. Схема опыта по резонансному поглощению γ -квантов изображена на рис. 1.31а. Источник γ -излучения движется по окружности с помощью часового механизма. Измеряется зависимость скорости счета от скорости движения источника в моменты его приближения и удаления от поглотителя. При быстром движении источника линии поглощения и испускания практически не перекрываются и резонансного поглощения не происходит. С уменьшением скорости источника эти линии сближаются. При их совпадении наблюдается острый максимум поглощения,

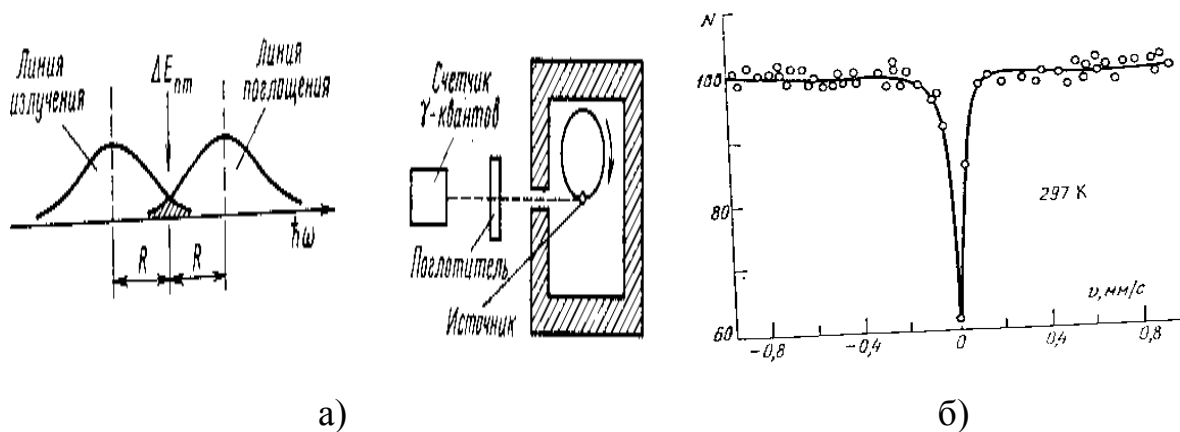


Рис. 1.31

при этом происходит резкое уменьшение скорости счета (числа γ -квантов, рис. 1.31б). Подобные результаты показывают, что резонанс нарушается уже при незначительных скоростях источника. При этом ширина линий поглощения оказывается того же порядка, что и естественная ширина. Этот факт был объяснен Мёссбауэром как результат резонансного поглощения γ -квантов *без отдачи импульса*. Дело в том, что рассмотренный выше механизм поглощения и испускания относился к отдельному ядру. Между тем ядра входят в состав атомов кристаллической

решетки, в которой возможно возбуждение квазичастиц – *фононов*. Благодаря взаимодействию атомов энергия отдачи переходит в энергию колебаний кристаллической решетки, что приводит к рождению добавочных фононов. Если энергия отдачи на одно ядро меньше характерной для данного кристалла средней энергии фононов, то, в среднем, внутренняя энергия кристалла не изменяется. Это значит, что процессы поглощения и испускания излучения в кристалле имеют *статистический характер*. Эффект Мёссбауэра заключается в резонансном поглощении γ -квантов ядрами, входящими в состав твердого тела, в котором не происходит изменения внутренней энергии, т.е. рождения или поглощения фононов. Этот эффект (его вероятность) зависит как от энергии γ -квантов, так и от средней энергии фононов в кристалле (*Дебаевской температуры*). При достаточно большой энергии γ -квантов вероятность эффекта уменьшается, поскольку возрастает вероятность возбуждения фононов при отдаче ядра. С понижением температуры источника и поглотителя вероятность эффекта Мёссбауэра увеличивается из-за того, что вероятность возбуждения фононов при отдаче уменьшается.

На основе эффекта Мёссбауэра разработан метод *Мёссбауэровской спектроскопии*. Этим уникальным методом, позволяющим проводить измерения ничтожно малых изменений энергии, было проведено доказательство в лабораторных условиях гравитационного смещения спектральных линий, предсказанного общей теорией относительности Эйнштейна, а также было обнаружено влияние электронных оболочек атомов на процессы, происходящие внутри ядер. *Мёссбауэровская спектроскопия* эффективно используется в исследованиях по физике твердого тела, свойств атомных ядер, в измерениях магнитных полей и т.п.

ГЛАВА II. ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ ВЕЩЕСТВА

2.1. Классификация твердых тел. Основные типы связей в твердых телах

Твердым телом называют вещество, обладающее некоторой жесткостью по отношению к сдвигу и сохраняющее объем и форму. Такие вещества в большинстве случаев имеют *кристаллическую структуру*, для которой характерно правильное расположение атомов (ионов), или группы атомов и молекул. Кроме этого в природе существуют *аморфные твердые тела*, в которых отсутствует «дальний» порядок в расположении атомов, но обнаруживается определенная «ближняя» упорядоченность в расположении атомов. Имеется еще большой и важный класс веществ, называемых *полимерами*, которые широко используются в повседневной жизни (полиэтилен, белки и т.п.). Также хорошо известны так называемые *жидкие кристаллы*, без которых невозможны современные *микро- и опто-электроника*. Далее будем рассматривать свойства кристаллических твердых тел.

Однозначного способа классификации твердых тел не существует. Можно разделять твердые тела по *свойствам симметрии* их кристаллических структур. Описание кристаллических структур, их классификация и разнообразные свойства приводится в руководствах по физике твердого тела. По *характеру сил*, удерживающих частицы в твердых телах, все твердые тела делят на четыре основных класса: *ионные, ковалентные, молекулярные и металлические кристаллы*. Выделяют также кристаллы неорганических веществ *с водородной связью*. Часто классификацию твердых тел проводят *на основе их электрических свойств*. По этому признаку твердые тела делятся на *проводники (металлы) и изоляторы (диэлектрики)*. Между ними располагается большая группа *полуметаллов и полупроводников*. По *магнитным свойствам* твердые тела делятся на *диамагнетики, парамагнетики, ферромагнетики* и т.д.

Рассмотрим вначале свойства твердых тел, беря за основу характер межатомных сил взаимодействия.

Ионные кристаллы – это соединения с преобладающим ионным характером химической связи. Примером являются кристаллы NaCl. Образование кристалла, так же как ионной молекулы, обусловлено, в основном, кулоновским притяжением между разноименными ионами Na^+ и Cl^- . Кристалл NaCl имеет кубическую структуру (гранцентрированный куб, рис. 2.1). Устойчивость ионных кристаллов связана с тем, что расстояние между разноименными зарядами в них меньше, чем между одноименными зарядами. Поэтому силы притяжения преобладают над силами отталкивания.

Ковалентные кристаллы – это твердые тела, кристаллическая структура которых обусловлена ковалентной связью между атомами, аналогично тому, как образуется молекула H_2 . Примерами являются алмаз, кремний, германий, серое олово. Ковалентная связь возникает из-за обменного электронного взаимодействия между атомами. В случае, например, кристалла алмаза валентные электроны являются общими для данного атома и его соседей. Поэтому нельзя выделить какую-нибудь группу атомов и рассматривать ее как систему с насыщенной валентностью. Другими словами, кристалл алмаза можно представить как одну огромную молекулу. Атомы углерода в структуре алмаза расположены в вершинах правильного тетраэдра и его центре (рис. 2.2).

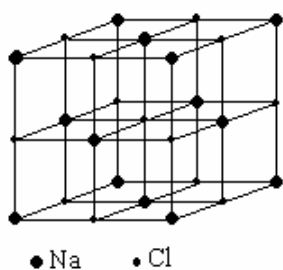


Рис. 2.1

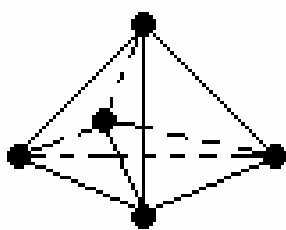


Рис. 2.2

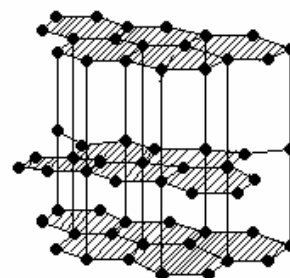


Рис. 2.3

Таким образом, каждый из центральных атомов углерода связан с четырьмя атомами углерода, находящимися в вершинах. Все атомы углерода в кристалле алмаза находятся в вершинах треугольников. Этим объясняется очень высокая твердость алмаза, так как треугольник – фигура жесткая.

Молекулярные кристаллы – это твердые тела, в узлах кристаллической решетки которых расположены либо одинаковые молекулы с ковалентной связью типа H_2 , Cl_2 , Br_2 , I_2 , CH_4 , либо атомы инертных газов. Молекулы (или атомы) в таких кристаллах удерживаются *силами сцепления* Ван-дер-Ваальса. Энергия сцепления молекулярных кристаллов очень мала (около 0,02 – 0,15 эВ). Поэтому температуры плавления таких кристаллов довольно низки. Энергия сцепления сил Ван-дер-Ваальса определяется выражением типа: a/r^6 . На достаточно малых расстояниях между притягивающимися частицами действуют силы отталкивания с потенциалом b/r^m . Показатель m полагают равным 12.

В некоторых молекулярных структурах проявляется *смешанная связь*. Например, графит состоит из плоских слоев. Эти слои образованы ковалентно связанными атомами углерода, находящимися в вершинах правильных шестиугольников. Расстояние между атомами в шестиугольнике равно 1,37 Å. Атомные слои, находящиеся на расстоянии 3,35 Å друг от друга, связаны между собой силами Ван-дер-Ваальса (рис. 2.3). Эти силы, хотя и обеспечивают стабильность графита, легко рвутся, и отдельные его слои скользят друг по другу. Этим объясняется высокая пластичность графита.

Металлическая связь осуществляется при взаимодействии атомов, внешние валентные электроны которых слабо связаны с атомным остатком. В этом случае валентные электроны не принадлежат отдельным атомам, а коллективизируются и образуют газ. Положительно заряженные ионы (атомные остовы) стягиваются электронным газом и образуют

кристаллическую структуру. Обобществление электронов возникает в результате перекрытия волновых функций металлических атомов. Например, два атома Na при сближении образуют ковалентную молекулу Na_2 . Однако в твердом теле каждый атом окружен в среднем восемью другими атомами. Валентный электрон данного атома уже не может быть связан ковалентно с каким-либо соседним атомом, потому что все эти «соседи» равноправны. Кроме того, «данным атомом» является любой из атомов твердого тела. Поэтому валентные электроны атомов становятся обезличенными, общими для всех ионов (атомных остатков) и свободно перемещаются от одного иона к другому. Концентрация электронов примерно равна концентрации атомов металла (обычно имеет порядок 10^{28} м^{-3}), т.е. на один атом металла приходится примерно один электрон. Свободные электроны в металле определяют его электрические и другие свойства, а также кристаллическую структуру. В зависимости от внешних условий один и тот же элемент может образоваться в виде различных кристаллических структур - явление *полиморфизма*. Например, литий и натрий при низких температурах образуют плотноупакованную гексагональную решетку, а при комнатных температурах – кубическую объемно-центрированную решетку. В зависимости от кристаллической структуры один и тот же элемент может обладать разными свойствами электропроводности: так, белое олово – металл, а серое олово – полупроводник; углерод в виде алмаза - диэлектрик, а углерод в виде графита проявляет металлические свойства.

2.2. Колебания атомов кристаллической решетки. Фононы

Задача о колебаниях атомов кристаллической решетки около их положения равновесия является сложной, поэтому сначала рассматривают упрощенную модельную задачу о колебаниях одномерной прямолинейной цепочки атомов. Допустим, что N одинаковых атомов с массой m ,

находящихся в положении равновесия на одинаковом расстоянии a друг от друга, образуют прямолинейную цепочку. Силы взаимодействия между атомами определяются межатомным расстоянием. Поэтому при смещении любого из атомов цепочки из положения равновесия возникают дополнительные силы, приводящие к смещению соседних атомов и т.д. В результате возмущение побежит в виде волны вдоль цепочки (вдоль оси x). Поскольку силы взаимодействия между атомами являются короткодействующими, то можно считать, что данный атом цепочки взаимодействует с ближайшими соседними атомами (*приближение ближайших соседей*). Если поместить начало отсчета оси x в положение равновесия некоторого атома с номером $n = 0$, то равновесная координата атома с номером n равна na . Если ξ_n смещение n -го атома из положения равновесия ($|\xi_n| \ll a$), то его движение описывается уравнением: $m \ddot{\xi}_n = \kappa(\xi_{n+1} + \xi_{n-1} - 2\xi_n)$, где κ - коэффициент квазиупругости. В случае бесконечного числа атомов в цепочке ($N = \infty, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) цепочка переходит сама в себя при сдвиге на любое число периодов a (*трансляционная симметрия*). Колебания представляют в виде: $\xi_n = \xi_0 \exp[-i(\omega t - k x_n)]$, где $x_n = na$. Если фаза $kna = 2\pi \ell$, где ℓ - любое целое число, то колебания не изменятся. Этому соответствуют значения числа $k = 2\pi \ell / na$. Обычно рассматривают значения волнового числа k в интервале длины $2\pi/a$: $-\pi/a \leq k \leq \pi/a$. Этот интервал называют *основной* (или *первой*) *зоной Бриллюэна*. При положительных значениях k волна бежит вперед (вправо), при отрицательных - назад (влево). Положительным значениям числа k соответствуют длины волн $\Lambda = 2\pi/k$, лежащие в интервале: $\infty > \Lambda \geq 2a$, т.е. в рассматриваемой цепочке атомов не могут распространяться волны с длинами волн $\Lambda < 2a$. Наряду с этим существует еще *дисперсионное уравнение*, показывающее, что волны могут распространяться лишь при определенной зависимости

частоты от волнового числа: $\omega_k = 2\sqrt{\kappa/m} |\sin(ka/2)|$. Это спектр частот колебаний бесконечной цепочки (рис.2.4). В первой зоне Бриллюэна частота изменяется от 0 (при $k=0$, $\Lambda = \infty$) до максимального значения

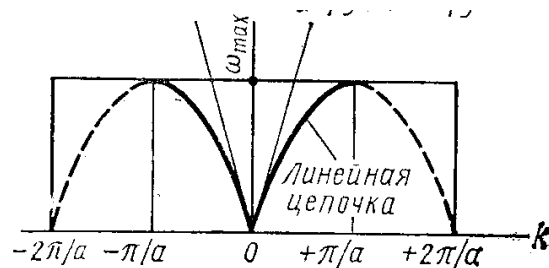


Рис. 2.4

$\omega_{\max} = 2\sqrt{\kappa/m}$. Фазовая скорость волн: $v_p = \omega/k = a\sqrt{\kappa/m} \frac{\sin(ka/2)}{ka/2}$, а групповая скорость: $v_g = \partial\omega/\partial k = a\sqrt{\kappa/m} \cos(ka/2)$. В пределе бесконечно длинных волн ($k \rightarrow 0$) фазовая и групповая скорости совпадают и достигают максимальных значений: $v_p = v_g = a\sqrt{\kappa/m}$. В случае $k \rightarrow \pm\pi/a$ $v_p = (2a/\pi)\sqrt{\kappa/m}$, $v_g = 0$. Обращение в нуль групповой скорости означает, что энергия волны не переносится. Объясняется это тем, что у границ первой зоны Бриллюэна решение описывает не бегущую, а стоячую волну: $\xi_n = \xi_0 \exp[-i(\omega_{\max} t - n\pi)]$, так что колебания соседних атомов находятся в противофазе, и энергия от атома к атому не передается.

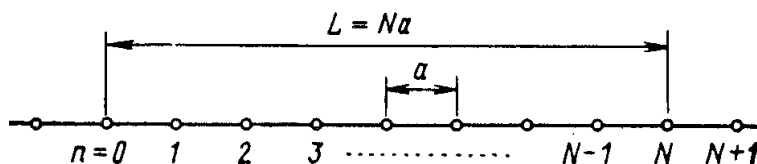


Рис. 2.5

Модель бесконечной цепочки атомов дает грубое описание реального кристалла, имеющего определенные границы. Рассматривая ту же модель цепочки из N одинаковых атомов, теперь необходимо задавать граничные

условия для крайних атомов, которые обозначим номерами $n = 0$ и $N - 1$. В качестве граничных условий обычно используются периодические *граничные условия Борна-Кармана*, согласно которым цепочка N атомов повторяется в обе стороны с периодичностью $L = aN$ (рис. 2.5). В этом случае смещения n -го и $n \pm N$ -го атомов совершенно одинаковы, поскольку они относятся к одному и тому же атому: $\xi_n = \xi_{n \pm N}$. Тогда получаем: $\xi_{n+N} = \xi_n \exp(ikaN) = \xi_n$. Отсюда: $\exp(ikaN) = 1$, т.е. $kaN = 2\pi \ell$, где $\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Таким образом, волновое число в пределах первой зоны Бриллюэна принимает N *квантованных собственных значений*: $k_\ell = 2\pi \ell / aN$, каждому из которых соответствует собственное решение. Общее решение представляется в виде суперпозиции собственных решений: $\xi_n = \sum_k A_k \exp[i(kna - \omega_k t)]$, где суммирование ведется по всем k , удовлетворяющим указанному выше условию квантования.

Помимо периодических граничных условий в цепочке атомов рассматривают условия, при которых крайние атомы считаются *жестко закрепленными*. В этом случае также существуют собственные колебания цепочки.

Если в цепочке находятся *атомы разного типа*, то спектр частот цепочки существенно изменяется. Простейшая модель – прямолинейная цепочка, в которой поочередно расположены атомы с различной массой m и M , а силы между соседней парой атомов одинаковы (атомы связаны между собой «пружинками» одинаковой жесткости). В этом случае получается дисперсионное уравнение:

$$\omega = \sqrt{\kappa \left\{ (m + M) / mM \pm \sqrt{[(m + M) / mM]^2 - (4 / mM) \sin^2 ka} \right\}}.$$

Отсюда следует, что каждому значению волнового числа k соответствуют два значения частоты. В таком случае говорят, что существуют *две моды*, или *две ветви колебаний*. Нижняя ветвь (с меньшей частотой) называется

акустической (или дебаевской), а верхняя – оптической (или борновской). На рис. 2.6 изображены эти ветви в пределах первой зоны Бриллюэна. Видно, что между ветвями существует *запрещенная полоса частот*: волны с частотами в этой полосе распространяться в цепочке не могут. Волны с частотами $\omega > \omega_{\max}$ также не могут распространяться. Для акустической ветви характерно, что при малых значениях волнового числа ($ka \ll 1$) частота колебаний $\omega \approx k$, так же как в случае звуковых волн: $\omega = v_{\text{зв}} k$, где $v_{\text{зв}}$ – скорость звука. Диапазон частот оптической ветви находится в инфракрасной области спектра ($\omega / 2\pi \approx 10^{12} - 10^{13}$ Гц).

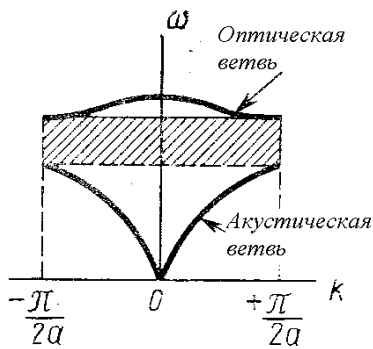


Рис. 2.6

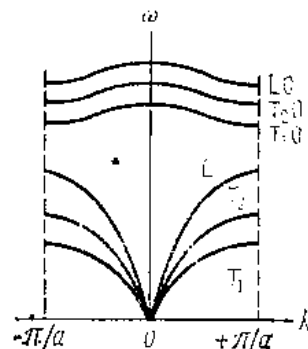


Рис. 2.7

Из граничных условий Борна-Кармана следует: $2Nka = 2\pi\ell$, где ℓ – целое число. Это значит, что число k должно принимать значения $k_\ell = 2\pi\ell / 2aN$. Поскольку число k входит только в выражения вида $\exp(i2nka)$, то ничего не изменится, если величина $2ka$ кратна 2π . Таким образом, можно рассматривать изменения числа k в ограниченном интервале (зона Бриллюэна): $-\pi/2a \leq k_\ell \leq \pi/2a$, а число допустимых неэквивалентных значений k_ℓ в этом интервале находится в пределах $-N/2 \leq \ell \leq N/2$, т.е. равно N . Каждому значению k_ℓ соответствуют две моды колебаний, поэтому полное число нормальных мод в указанном интервале равно $2N$.

В случае реального трехмерного кристалла задача о колебаниях атомов является очень сложной. Решая уравнения для векторов смещения, можно получить дисперсионное уравнение, которое для каждого значения вектора \vec{k} определяет *три моды колебаний*: $\omega = \omega_\sigma(\vec{k})$, где $\sigma = 1, 2, 3$. Одна из этих мод описывает *продольные колебания*, а две других – *поперечные*.

Если в элементарной ячейке находится q атомов, то система обладает $3qN$ степенями свободы, и дисперсионное уравнение приводит к существованию $3q$ ветвей колебаний: $\omega = \omega_\sigma^s(\vec{k})$, где $s = 1, 2, \dots, q$. Три ветви, частоты которых при малых значениях k пропорциональны k , являются акустическими. Остальные ветви ($3q - 3$) относятся к числу оптических. При этом, как в акустической, так и в оптической ветвях существуют и продольные, и поперечные колебания (рис. 2.7). Таким образом, в общем, колебания атомов представляют собой суперпозицию $3qN$ *нормальных колебаний*, число которых очень велико ($\approx 10^{22} - 10^{23}$).

Как и в случае одномерной цепочки, волновой вектор не является однозначно определенным. Без каких-либо физических изменений к нему можно добавить вектор $2\pi\vec{b}$, где \vec{b} – вектор *обратной решетки*. Каждое нормальное колебание можно представлять как гармонический осциллятор, колеблющийся с частотой: $\omega_\sigma(\vec{k}, s)$. Энергия квантового осциллятора определяется формулой: $E_\sigma^s(\vec{k}) = \hbar \omega_\sigma(\vec{k}, s) [n(\vec{k}, s) + 1/2]$. Другими словами, задача о колебаниях взаимодействующих атомов в решетке сводится к задаче о совокупности слабо связанных квантовых осцилляторов. Согласно квантовым представлениям с волной связывают частицу, энергия которой определяется частотой волны, а импульс – волновым вектором. Таким образом волне смещений атомов (или ионов и молекул) из положений равновесия сопоставляется *квазичастица*, которую называют *фононом* (И.Е. Тамм, 1929). Энергия фонона определяется

формулой де Бройля в полной аналогии с квантами света – фотонами: $E(\vec{k}) = \hbar \omega_{\sigma}(\vec{k}, s)$, а квазиимпульс $\vec{p} = \hbar \vec{k}$. Величина $n(\vec{k}, s)$ имеет смысл числа фононов с данными импульсом и энергией. Среднее число фононов данного типа определяется формулой Планка: $\langle n(\vec{k}, s) \rangle = 1 / \{ \exp[\hbar \omega(\vec{k}, s) / kT] - 1 \}$. Это означает, что фононы, как и фотоны, относятся к бозонам. Число фононов в кристалле не сохраняется, оно зависит от температуры: чем выше температура, тем больше фононов, а при абсолютном нуле температуры фононов нет. С этим и связано то, что фононы являются не «частицами», а лишь квазичастицами. Кроме того, «волновой вектор» \vec{k} (и вектор \vec{p}) определяется неоднозначно, поэтому вектор \vec{p} называют *квазиимпульсом*.

В кристалле возможны акустические и оптические фононы. Энергия оптических фононов всегда выше энергии акустических фононов. Поэтому при очень низких температурах возбуждаются только акустические фононы. Для экспериментального наблюдения фононов и нахождения закона дисперсии в настоящее время используются процессы неупругого рассеяния тепловых нейтронов на фононах.

Фононы являются не единственными квазичастицами, связанными с элементарными возбуждениями в твердых телах. Например, если изолированная молекула находится в электронном возбужденном состоянии, то она освобождается от избытка энергии с помощью высвечивания фотона. Когда же возбужденная молекула находится в кристалле, то ситуация изменяется: возбуждение молекулы может перейти на соседнюю молекулу, и по кристаллу побежит волна возбуждений, не связанная с переносом электрического заряда и массы. Такой волне сопоставляют квазичастицу, которую Я.И. Френкель (1931) назвал *экситоном*.

Существует также множество других возбуждений в кристалле и связанных с ними квазичастиц. Например, в ферромагнетиках или

антиферромагнетиках магнитные моменты выстраиваются в определенном порядке. Когда происходит отклонение магнитного момента из положения равновесия, возникшее магнитное возбуждение бежит в виде волны (*спиновой волны*) по кристаллу. Такой волне соответствует квазичастица, которую называют *магноном*.

2.3. Основные представления зонной теории твердых тел

Кристаллы содержат огромное количество частиц, поэтому их описание с помощью уравнения Шредингера практически невозможно. Существуют различные аппроксимации для получения приближенных решений. Одно из них – *одноэлектронное приближение*, в котором рассматривается уравнение Шредингера лишь для одного (валентного) электрона в кристалле, при этом считается, что электрон движется в поле, создаваемом всеми остальными электронами и атомными остатками. Из-за периодичности кристаллической решетки потенциал этого поля должен иметь трехмерную периодичность. Пусть $U(\vec{r})$ – потенциальная энергия электрона в кристалле. Периодичность потенциальной энергии означает, что $U(\vec{r}) = U(\vec{r} + \vec{\mathfrak{R}})$, где $\vec{\mathfrak{R}}$ – вектор трансляции кристаллической решетки. Этот вектор представляют в виде: $\vec{\mathfrak{R}} = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3$. Здесь n_i – произвольные целые числа, \vec{a}_i – векторы элементарных трансляций, определяемых структурой кристаллической решетки. Если не учитывать периодическое поле, то волновая функция электрона представляет собой плоскую волну вида $\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = A \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$, а собственное значение энергии $E_{\vec{k}} = \hbar^2 k^2 / 2m$, где \vec{k} – волновой вектор, характеризующий квантовое состояние электрона. В поле кристаллической решетки волновая функция должна обладать свойством периодичности. При смещении кристалла на $\vec{\mathfrak{R}}$ кристалл совмещается сам с собой. Поэтому волновая функция

$\psi_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{\mathfrak{R}})$ может отличаться от $\psi_{\vec{k}}(\vec{r})$ только постоянным фазовым множителем: $\psi_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{\mathfrak{R}}) = \Phi \psi_{\vec{k}}(\vec{r})$. По условию нормировки волновой функции: $|\Phi|^2 = 1$, так что можно считать $\Phi = \exp(i\vec{k} \cdot \vec{\mathfrak{R}})$. Тогда получаем:

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \psi_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{\mathfrak{R}}) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{\mathfrak{R}}) \equiv \varphi_{\vec{k}}(\vec{r}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}),$$

где функция $\varphi_{\vec{k}}(\vec{r}) \equiv \psi_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{\mathfrak{R}}) \exp\{-i\vec{k} \cdot (\vec{r} + \vec{\mathfrak{R}})\}$ - функция Блоха, являющаяся периодической: $\varphi_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{\mathfrak{R}}) = \varphi_{\vec{k}}(\vec{r})$. Отметим, что волновой вектор \vec{k} для электрона в кристалле определен неоднозначно, в отличие от волнового вектора свободного электрона. В самом деле, условие периодичности не нарушится, если к вектору \vec{k} прибавить $2\pi\vec{b}$, где \vec{b} - вектор обратной решетки ($\vec{b} \cdot \vec{\mathfrak{R}} = \ell$ - любое целое число):

$$\Phi = \exp(i\vec{k} \cdot \vec{\mathfrak{R}}) = \exp i\{(\vec{k} + 2\pi\vec{b}) \cdot \vec{\mathfrak{R}}\} = \exp(i\vec{k} \cdot \vec{\mathfrak{R}}) \exp(2\pi i\vec{b} \cdot \vec{\mathfrak{R}}).$$

Это значит, что состояния, характеризующиеся волновыми векторами \vec{k} и $\vec{k} + 2\pi\vec{b}$, физически эквивалентны, а энергия электрона в этих состояниях одинакова: $E(\vec{k}) = E(\vec{k} + 2\pi\vec{b})$. В предыдущем разделе было введено понятие квазиимпульса: $\vec{p} = \hbar\vec{k}$. Это - не «настоящий» импульс электрона в кристалле, поскольку оператор импульса $\hat{p} = -i\hbar\nabla$ не коммутирует с оператором Гамильтона, и, следовательно, импульс \vec{p} не сохраняется. Смысл квазиимпульса состоит в том, что он определяет преобразование волновой функции при трансляции на вектор кристаллической решетки. \vec{k} -пространство кристалла разбивается на отдельные области, представляющие собой некоторые многогранники, определяемые структурой кристалла. Эти области называются *зонами Бриллюэна*. Область с минимальным объемом вокруг начала координат в \vec{k} -пространстве, в которой содержатся все возможные различные состояния, и есть первая, или *основная зона Бриллюэна*. Например, в

случае простой кубической решетки с параметром a все неэквивалентные значения волнового вектора находятся в первой зоне Бриллюэна в интервалах: $-\pi/a \leq k_x \leq \pi/a$; $-\pi/a \leq k_y \leq \pi/a$; $-\pi/a \leq k_z \leq \pi/a$.

Поскольку реальный кристалл всегда ограничен, то учет его границ, как и в случае прямолинейной цепочки, приводит к тому, что значения компонентов волнового вектора в отмеченных интервалах становятся квантованными: $k_i = (2\pi/a)(\ell_i/n_i) \equiv (2\pi b)(\ell_i/n_i)$, где b – постоянная обратной решетки, ℓ_1, ℓ_2, ℓ_3 – любые целые числа. Поскольку состояния с \vec{k} и $\vec{k} + 2\pi\vec{b}$ эквивалентны, то можно ограничиться значениями $k_i = 2\pi b$ при условии $\ell_i = n_i$. Все разрешенные значения компонентов вектора \vec{k} находятся в указанных выше интервалах, и число этих значений равно, соответственно, n_x, n_y, n_z . Число разрешенных состояний в зоне Бриллюэна равно: $N = n_x n_y n_z = L_x L_y L_z / a^3 \equiv V / a^3$, где V – объем кристалла, $L_i = n_i a$. Отсюда видно, что число N есть число элементарных ячеек в кристалле. Для кристаллов достаточно больших размеров это число очень велико. Тогда дискретность вектора \vec{k} может считаться несущественной. Согласно принципу Паули в разрешенной зоне может находиться два электрона в одной элементарной ячейке. Так как энергия электрона зависит от волнового вектора, то энергия принимает квантованные значения, которые можно обозначать совокупным индексом n : $E_n(\vec{k})$. При этом энергия и волновые функции, как решения уравнения Шредингера, являются периодическими функциями в обратной решетке. Совокупность всех значений энергии электрона $E_n(\vec{k})$ при данном n называется *энергетической зоной* кристалла. Вследствие периодичности и ограниченности энергии она обладает максимальным и минимальным значениями. Все уровни энергии данной энергетической зоны находятся в интервале между ними, при этом каждому разрешенному значению

вектора \vec{k} отвечает разрешенный уровень энергии. Происхождение зонной структуры энергетического спектра электронов в кристалле можно пояснить следующим образом: когда N изолированных атомов, каждый из которых обладает дискретным электронным энергетическим спектром, сближаясь, образуют кристаллическую структуру, тогда образовавшийся кристалл можно рассматривать как своеобразную гигантскую «молекулу». В этой молекуле электроны всех атомов становятся общими, и каждое невырожденное квантовое состояние отдельного электрона расщепляется на N различных квантовых уровней (с учетом спина – $2N$ уровней), которые и образуют полосу (зону).

Для нахождения энергетического спектра электронов в кристалле, надо решать уравнение Шредингера, что представляет собой очень сложную задачу. Но характерные особенности энергетического спектра можно рассмотреть с помощью модели Кронига и Пенни (1931). Это модель одномерного потенциала: ямы шириной a чередуются с прямоугольными барьерами шириной b , период решетки $c = a + b$ (рис.2.9).

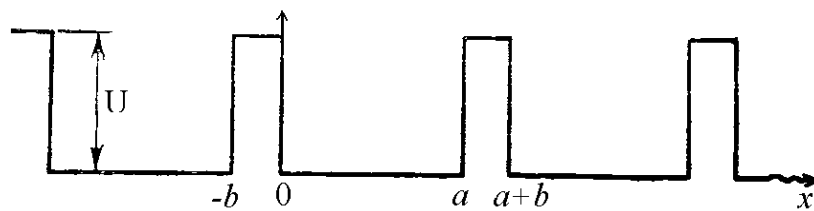


Рис.2.9

Потенциальная энергия электрона задается в виде: $U(x) = 0$, при $nc < x < nc + a$; $U(x) = U$, при $nc + a < x < (n + 1)c$, где n – любое целое число. Решение уравнения Шредингера с таким потенциалом приводит к приближенному дисперсионному уравнению, график которого как функции параметра αa (где $\alpha = \sqrt{2mE/\hbar^2}$) изображен на рис. 2.10. Области существования (заштрихованы) чередуются с запрещенными

областями, в которых решений нет. Поскольку параметр α связан с энергией, то и значения энергии электрона также разбиваются на *разрешенные* и *запрещенные зоны*. Видно, что ширина разрешенных зон увеличивается с возрастанием параметра αa , т.е. энергии. Энергетический спектр определяется формулой

$$E = (\hbar^2 \pi^2 q^2 / 2ma^2) \{1 - (2/P)[1 - (-1)^q \cos ka]\} \quad (\text{рис. 2.11}).$$

Первый член есть энергия электрона в потенциальной яме. Отрицательный знак второго члена показывает, что энергия электрона в цепочке уменьшается, т.е. объединение атомов в цепочку энергетически выгодно. С третьим членом связано периодическое изменение энергии в ограниченном интервале, что определяет зонный характер изменения энергии.

Из рисунка следует, что при значениях числа k , отличающихся на $2\pi b/l$, энергия является одной и той же. Видно также, что существуют разрешенные и запрещенные зоны. Качественная картина энергетических

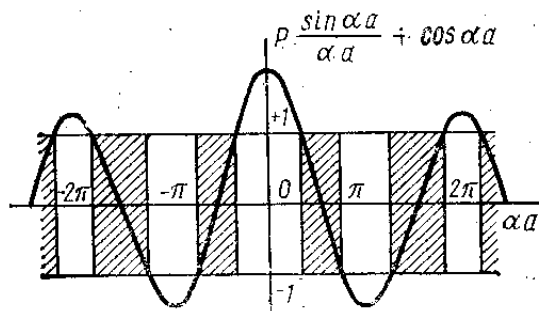


Рис. 2.10

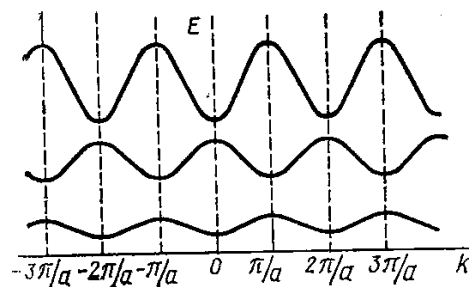


Рис. 2.11

зон показана на рис. 2.12. Штриховая линия изображает параболическую зависимость свободного электрона, а сплошные линии - разрешенные значения энергии в пределах различных зон Бриллюэна. Как можно объяснить этот график? Пока значения волнового числа находятся в пределах основной зоны Бриллюэна, электрон является квазисвободным, а его энергия изменяется по параболическому закону. На границе зоны энергия терпит разрыв. После этого энергия во второй зоне вновь изменяется по параболическому закону и терпит разрыв на границе зоны и

т.д. Таким образом, разрывы энергии, определяющие запрещенные зоны, происходят на границах этих зон: $k = \ell(\pi/a) = 2\pi/\lambda$. Отсюда следует: $\ell\lambda = 2a$. Это условие Вульфа-Брэгга для электронной волны, падающей на решетку перпендикулярно ее атомным плоскостям. Тогда становится понятной физическая природа разрывов энергии: при условии Вульфа-Брэгга, функция Блоха является уже не бегущей, а стоячей волной, поскольку движущийся в кристалле электрон испытывает брэгговское отражение. Значит, волновая функция электрона должна представляться в виде суперпозиции падающей и отраженной волн. При сложении этих волн образуются симметричная и антисимметричная комбинации. Для значений $k = \pm(\pi/a)$:

$$\psi_c(x) = \varphi(x) \{ \exp[i(\pi/a)x] + \exp[-i(\pi/a)x] \} = 2\varphi(x) \cos[(\pi/a)x],$$

$$\psi_a(x) = \varphi(x) \{ \exp[i(\pi/a)x] - \exp[-i(\pi/a)x] \} = 2i\varphi(x) \sin[(\pi/a)x].$$

Волновым функциям $\psi_c(x)$ и $\psi_a(x)$ отвечают разные предельные значения энергии. Так объясняется разрыв энергии на границах зон Бриллюэна и существование запрещенных энергетических зон.

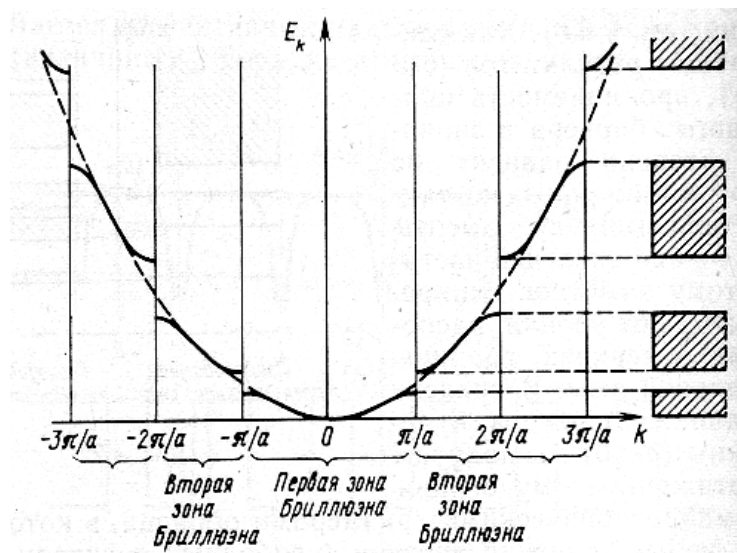


Рис. 2.12

Мы рассмотрели энергетический спектр электронов в рамках одномерной модели кристалла. В реальном трехмерном случае зонная

структура может быть гораздо сложнее из-за того, что потенциальная энергия $U(\vec{r})$, вообще говоря, не одинакова в разных направлениях кристаллической решетки. Поэтому, например, запрещенная зона в одном направлении может совпадать с разрешенной зоной в другом направлении, т.е. возможно *перекрывание зон*. Возможно также частичное перекрывание разрешенных зон или их смыкание, что характерно для полуметаллов и бесщелевых полупроводников. Эффект перекрывания зон невозможен в одномерной модели.

Энергетический спектр электрона в кристалле характеризуется зависимостью энергии от квазиимпульса $E_n(\vec{p})$, которую называют *законом дисперсии*. Фиксированное значение энергии $E_n(\vec{p}) = const$ в зоне определяет *изоэнергетическую поверхность* в трехмерном \vec{p} -пространстве. При разных значениях константы получается семейство изоэнергетических поверхностей. Их свойства определяются симметрией кристаллов. Особую роль играет *поверхность Ферми*, постоянное значение которой равно энергии Ферми: $E_F = (\hbar^2 / 2m) (3\pi^2 n)^{2/3}$. Здесь n – концентрация валентных электронов в кристалле.

Движение электрона в кристалле описывается с помощью волнового пакета, составленного из функций Блоха. Средняя скорость электрона определяется групповой скоростью: $\vec{v}_g = \partial\omega / \partial\vec{k} = \partial E / \partial\vec{p}_q$, где $\vec{p}_q = \hbar\vec{k}$ – квазиимпульс. Ускорение электрона: $\vec{w} = d\vec{v}_g / dt = \hbar^{-1} (d^2 E / dk^2) d\vec{k} / dt$. Если электрон находится во внешнем электрическом поле \vec{E} , то за время δt он приобретает энергию $\delta E = -e\vec{E} \cdot \vec{v}_g \delta t$. Учитывая, что $\delta E = (dE / d\vec{k}) \cdot \delta\vec{k} = \hbar \vec{v}_g \cdot \delta\vec{k}$, получаем: $\delta\vec{k} = -(e\vec{E} / \hbar) \delta t$, так что движение электрона в кристалле, во внешнем электрическом поле, описывается уравнением: $\hbar \frac{d\vec{k}}{dt} = -e\vec{E}$. Это уравнение не является обычным уравнением

Ньютона. Если же ввести *эффективную массу электрона* $m^* \equiv \hbar^2 / (d^2 E / dk^2)$, то уравнение движения принимает форму уравнения Ньютона: $m^* \vec{w} = -e\vec{E}$. Эффективная масса отражает влияние периодического поля кристаллической решетки на движение электрона под действием внешнего электрического поля. Таким образом, если вместо массы электрона в кристалле приписать ему эффективную массу, то электрон можно считать свободным, движущимся под действием внешней силы $\vec{F} = -e\vec{E}$. Отметим, что эффективная масса может быть как больше, так и меньше массы свободного электрона и может быть даже отрицательной. Это связано с тем, что эффективная масса не отражает непосредственно инерционных свойств электрона, а является лишь удобным коэффициентом в уравнении, учитывающим влияние периодического поля решетки на движение электрона.

2.4. Металлы, диэлектрики, полупроводники

В предыдущем разделе было показано, что при образовании N атомами кристалла каждое дискретное состояние изолированного атома расщепляется в зону, содержащую N различных квантовых состояний. При этом в зоне, возникшей из невырожденных состояний атома, к примеру, S -состояний, имеется $2N$ вакантных мест для электронов. Если же состояния атома являются расщепленными из-за вырождения по какому-либо квантовому числу, то количество квантовых состояний в кристалле увеличивается. Например, P -уровень атома отвечает трем различным квантовым состояниям, которые отличаются значениями магнитного квантового числа. На этом уровне может находиться 6 электронов. Поэтому в P -зоне кристалла имеется $3N$ состояний и $6N$ вакантных мест.

К тому же в трехмерном кристалле возможно перекрытие зон, что приводит к увеличению количества квантовых состояний (и вакансий для

электронов). В качестве примера на рис. 2.13 изображена схема уровней энергии атома натрия и энергетических зон кристалла натрия. Поскольку число электронов в кристалле ограничено, то, как и в случае атома, заполненными являются низкие энергетические зоны. Остальные зоны оказываются пустыми (свободными). На рис. 2.13 зоны $1S$, $2S$, $2P$ заполнены целиком, зона $3S$ – заполнена наполовину, а зона $3P$ свободна.

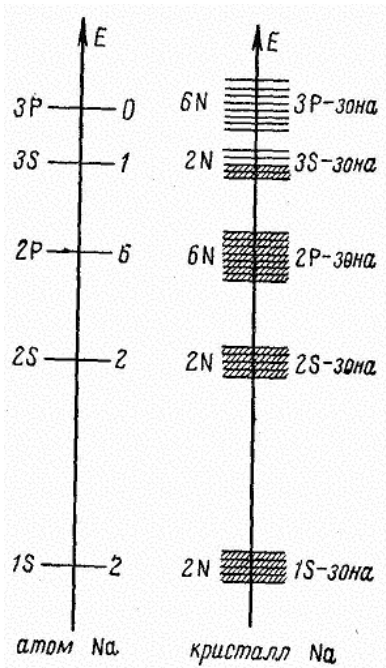


Рис. 2.13

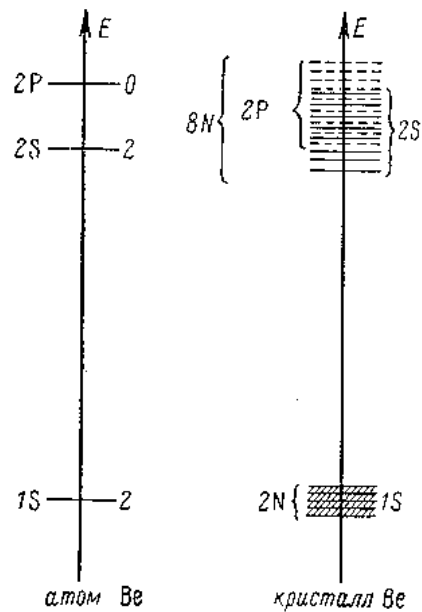


Рис. 2.14

Рассмотрим различные варианты заполнения зон электронами при температуре $T = 0 \text{ K}$. Самая верхняя зона, заполненная электронами целиком или частично, называется *валентной зоной*. Название связано с тем, что заполняющие эту зону атомные электроны являются валентными. Иногда валентную зону называют *основной зоной*.

Рассмотрим сначала кристаллы с частично заполненной валентной зоной (как в кристалле натрия и других кристаллов щелочных элементов). Когда такой кристалл помещен во внешнее электрическое поле, то электроны, находящиеся вблизи границы заполнения, ускоряясь, приобретают энергию и переходят на более высокие уровни валентной

зоны. Это означает, что в кристалле течет ток. Таким образом, кристаллы с частично заполненной валентной зоной являются проводниками электрического тока. Они называются *металлами*. К категории металлов относятся также кристаллы с другим расположением энергетических зон, когда валентная зона перекрывается со следующей, свободной зоной. Например, в случае кристалла магния (электронная конфигурация атома магния $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$) валентная $3S$ -зона целиком заполнена электронами, но она перекрывается со следующей свободной $3P$ -зоной.

Поэтому во внешнем электрическом поле электроны могут переходить на разрешенные уровни свободной зоны, в результате чего возникает ток. Аналогично объясняется факт, что кристаллы щелочно-земельных элементов относятся к металлам. Например, атомы бериллия с электронной конфигурацией $1s^2 2s^2$ образуют кристалл, в котором перекрывается заполненная валентная $2S$ -зона со свободной $2P$ -зоной. При этом возникает расширенная зона, содержащая $8N$ вакансий для электронов (рис. 2.14). При отличной от нуля абсолютной температуре электроны вследствие теплового движения распределяются в пределах зоны по закону Больцмана, занимая, в том числе, вакантные, при $T = 0$ верхние состояния. Это сокращает возможность перехода электронов на верхние уровни во внешнем электрическом поле, что приводит к уменьшению электропроводности металлов.

Существует большая категория кристаллов, в которых перекрытия зон не происходит, так что целиком заполненная валентная зона и следующая пустая зона отделены друг от друга запрещенной энергетической зоной E_g . Эту зону называют *энергетической щелью*, а пустую зону – *зоной проводимости*. Такие кристаллы, помещенные в электрическое поле, не могут проводить электрический ток (если это поле не слишком велико). Поэтому они являются изоляторами, или

диэлектриками. Рассмотрим для примера ионный кристалл $NaCl$. Положительные ионы натрия Na^+ имеют конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^6$, а отрицательные ионы хлора Cl^- – $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$. Последней заполненной зоной кристалла $NaCl$ является $3P$ -зона иона хлора, отделенная от свободной зоны $3S$ иона натрия энергетической щелью $E_g \approx 9$ эВ.

Диэлектриками условно называют кристаллы, у которых энергетическая щель превосходит 3 эВ. Если энергетическая щель меньше 3 эВ, то при достаточно высоких температурах электроны за счет энергии теплового движения могут преодолеть энергетическую щель и попасть в зону проводимости. Такие кристаллы называют *естественными полупроводниками*. Это чистые – германий (Ge), кремний (Si) и т.д. Число электронов, переходящих в зону проводимости при данной энергии теплового движения kT , определяется формулой Больцмана: $n = n_0 \exp(-E_g / kT)$, где n_0 пропорционально концентрации электронов в верхней заполненной зоне. Видно, что с увеличением температуры число электронов, переходящих в зону проводимости, возрастает по экспоненциальному закону. Возрастает при этом также число освобожденных электронами мест («дырок») в валентной зоне. Таким образом, в отличие от металлов, электропроводность полупроводников возрастает с увеличением температуры.

Если дно зоны проводимости кристалла располагается немного ниже верхнего уровня валентной зоны, то кристалл называют *полуметаллом*. В таких кристаллах даже при $T=0$ в зоне проводимости имеется некоторое количество электронов и столько же дырок в валентной зоне. В полуметаллах число электронов проводимости на один атом значительно меньше, чем в металлах. Например, в висмуте 1 электрон проводимости приходится на 10^5 атомов.

Кристаллы, у которых верхний уровень валентной зоны касается нижнего уровня зоны проводимости (без всякого перекрытия), называются *бесщелевыми полупроводниками*.

В реальных кристаллах часто наблюдаются различные нарушения «правильного», регулярного расположения атомов в идеальной кристаллической решетке. Любое отклонение от периодической структуры кристаллов называют *дефектом*. Дефекты структуры оказывают существенное влияние на свойства твердых тел, такие как электропроводность, окраска кристаллов, прочность и пластичность и т.д.

Поведение дефектов описывают с помощью квазичастицы – *дефектона*. По геометрическим признакам дефекты классифицируют согласно числу измерений, на которых нарушения структуры кристалла охватывают расстояния, превышающие характерный параметр решетки: а) *точечные* (нульмерные) *дефекты*. К ним относятся *вакансии* (узлы кристаллической решетки, в которых отсутствуют атомы), атомы в междоузлиях, атомы примесей в узлах и междоузлиях и различные их комбинации; б) *линейные* (одномерные) *дефекты*. Это дислокации и микротрещины; в) *поверхностные* (двухмерные) *дефекты* – дефекты упаковки, граница кристалла и т.д.; г) *объемные* (трехмерные) *дефекты* обычно возникают при выращивании кристаллов.

Точечные дефекты возникают при нагревании (*тепловые дефекты*), при облучении быстрыми частицами и воздействии электромагнитного излучения (*радиационные дефекты*), при пластической деформации, при нарушении стехиометрического состава вещества. Рассмотрим подробнее тепловые точечные дефекты. Физический механизм возникновения таких дефектов предложил Я.И.Френкель. Атом, находящийся в узле кристаллической решетки, при достаточно большой энергии теплового движения может выйти из своего положения равновесия. Перемещаясь по кристаллу, он передает энергию другим атомам и занимает новое

положение равновесия. Если все ближайшие узлы заняты, то «блуждающий» атом может расположиться только между узлами. Оставшийся пустым узел решетки называют *вакансией*. Точечные дефекты в виде совокупности атомов в междоузлиях и вакансий называют *дефектами по Френкелю* (рис. 2.15а). Существуют еще *дефекты по Шоттки* (рис. 2.15 б). Такие дефекты могут образоваться вследствие того, что некоторые атомы в хвосте максвелловского распределения обладают большой энергией теплового движения, вполне достаточной, чтобы выйти из кристалла на поверхность. Возникшие вакансии перемещаются в объем кристалла. Распространены также точечные дефекты, вызванные тем, что в

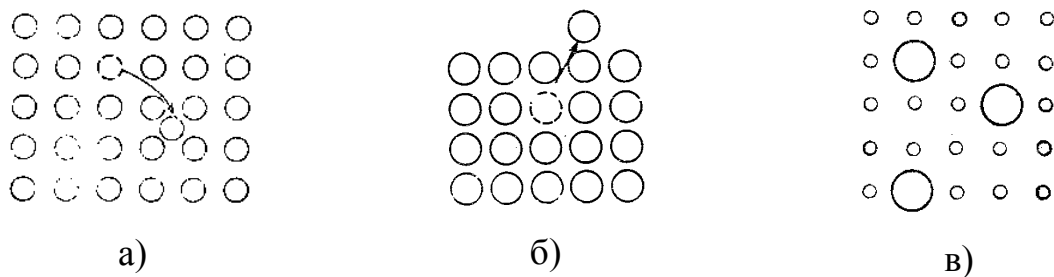


Рис.2.15

некоторых узлах решетки находятся атомы другого вещества (*примеси*) (рис. 2.15в). Важная роль примесей состоит в том, что они сильно изменяют свойства электропроводности кристаллов. Для получения кристаллов с желаемыми свойствами в них специально вводят примеси. Изменение электропроводности кристаллов с примесями (дефектами) связано с изменением их энергетического спектра. Если в некоторой точке \vec{r}_0 расположен примесный атом (или какой-то дефект), то он создает довольно сильное локализованное возмущение $V(\vec{r} - \vec{r}_0)$. Это приводит к возникновению в запрещенной зоне (между целиком заполненной основной зоной и пустой зоной проводимости) разрешенных уровней энергии, вследствие чего резко возрастает электропроводность кристалла. Механизм электропроводности существенно зависит от расположения

уровней энергии примесных атомов. В качестве примера рассмотрим кристалл германия, энергетическая щель которого $E_g \approx 0.7$ эВ. При комнатной температуре ($T = 300\text{K}$) концентрация электронов, способных перейти в зону проводимости чистого кристалла германия, равно $n = n_0 \exp(-12)$. Считая $n_0 \approx 10^{22} \text{см}^{-3}$, находим $n \approx 10^{10} \text{см}^{-3}$. Если 0,01% атомов германия замещены, например, атомами мышьяка, то возникают локальные состояния электронов, энергия которых расположена ниже зоны проводимости на небольшую величину $\Delta E_d \approx 0.1$ эВ (рис. 2.16а). При концентрации электронов в локальных состояниях $n_{0d} \approx 10^{18} \text{см}^{-3}$ в зону проводимости при той же температуре переходят $n' \approx n_{0d} \exp(-2) \approx 10^{16} \text{см}^{-3}$ электронов. Это на 6 порядков больше числа электронов, переходящих в зону проводимости в чистом кристалле германия. Примесные атомы (дефекты), создающие уровни энергии, занятые электронами и расположенные вблизи дна зоны проводимости, называются *донорами*. Примесные атомы могут создавать также свободные от электронов локальные состояния, энергия которых близка к «потолку» основной зоны (рис. 2.16б). В случае кристалла германия такими примесными атомами служат, например, атомы бора. Вследствие теплового движения электроны могут переходить из основной зоны, как в зону проводимости, так и в эти локальные состояния, однако вероятность переходов в локальные состояния намного превышает вероятность переходов в зону проводимости. Дефекты, создающие незанятые электронами локальные состояния с энергиями, расположенными вблизи основной зоны, называются *акцепторами*. Концентрация электронов, переходящих из основной зоны на уровни акцепторов, определяется формулой: $n'' = n_{0a} \exp(-\Delta E_a / kT)$, где n_{0a} – концентрация акцепторов, ΔE_a – энергетический интервал между потолком основной зоны и

акцепторными уровнями. При таких переходах в основной зоне образуются вакансии: дырки, несущие положительный заряд, равный по величине заряду электрона.

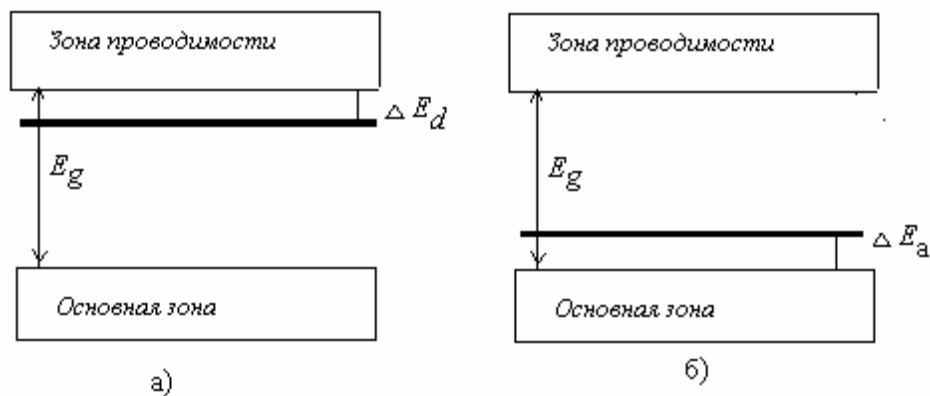


Рис. 2.16

Рассмотрим уровни энергии электрона в примесном полупроводнике на примере кристалла германия – *Ge*. Чистый германий имеет *четыре* валентных электрона на атом. Допустим, что в одном из узлов кристалла германия находится атом мышьяка – *As*, который имеет *пять* валентных электронов. Четыре из этих электронов образуют ковалентную связь с четырьмя соседними атомами германия, а пятый электрон остается не связанным, поскольку ковалентная связь является насыщенной. При этом он слабо взаимодействует с окружающими его атомами кристалла германия, и его связь с атомным остатком As^+ ослабевает. Таким образом, получается, что поведение пятого электрона мышьяка подобно поведению электрона в водородоподобном атоме. Однако пятый электрон находится в особых условиях. Прежде всего, он находится не только в кулоновском поле атомного остатка мышьяка с зарядом Ze , но и в периодическом поле решетки. Поэтому пятому электрону необходимо приписать эффективную массу m^* . Кроме того, взаимодействие электрона с атомным остатком As^+ ослаблено из-за его взаимодействия с большим количеством атомов германия. Этот эффект можно учесть с помощью феноменологического

коэффициента – диэлектрической проницаемости кристалла ϵ . Таким образом, считая взаимодействующие заряды точечными, потенциальную энергию пятого электрона примесного атома мышьяка можно представить в виде: $V(\vec{r}) = -Ze^2 / \epsilon r$. Решение уравнения Шредингера показывает, что

энергия ионизации примесного атома равна (при $n=1$): $E_d = \frac{13,6}{\epsilon^2} Z^2 \left(\frac{m^*}{m} \right)$. В

случае кристалла германия ($\epsilon=16$, $m^*=0,25 m$) энергия ионизации примесного атома мышьяка $E_d \approx 0,01\text{эВ}$. Для кремния ($\epsilon \approx 12$, $m^* \approx 0,4 m$) $E_d \approx 0,04\text{эВ}$. Таким образом, энергия перехода пятого электрона примесного атома из связанного состояния в «свободное», т.е. в зону проводимости, оказывается очень незначительной. Величина E_d представляет собой энергию донорного уровня *основного состояния* в запрещенной области. Наряду с этим, в запрещенной области существуют также *возбужденные примесные состояния* (рис. 2.17а). Отметим, что помимо атомов мышьяка донорами для германия и кремния могут служить другие элементы пятой группы периодической системы Менделеева: фосфор (P), сурьма (Sb), висмут (Bi). Допустим теперь, что один из узлов решетки германия замещен атомом бора – B (или другим примесным атомом третьей группы периодической системы: алюминий (Al), галлий (Ga), индий (In)). Три валентных электрона атома бора ковалентно связываются с тремя соседними атомами германия, при этом четвертая связь атома германия остается свободной. Эта незавершенная связь представляет собой «дырку», несущую положительный заряд. Таким образом, примесный атом бора поставляет свободные дырки, и, следовательно, является акцептором. В этом случае основной уровень

акцепторной примеси $E_a = \frac{13,6}{\epsilon^2} Z^2 \left(\frac{m_p^*}{m} \right)$ отстоит недалеко от потолка

валентной зоны ($E_a \approx 0,01$ эВ), при этом наряду с основным уровнем существуют возбужденные акцепторные уровни (рис. 2.17б). Отметим, что при нормальных температурах возбужденные состояния, как доноров, так и акцепторов не играют существенной роли из-за малых значений E_d и E_a .

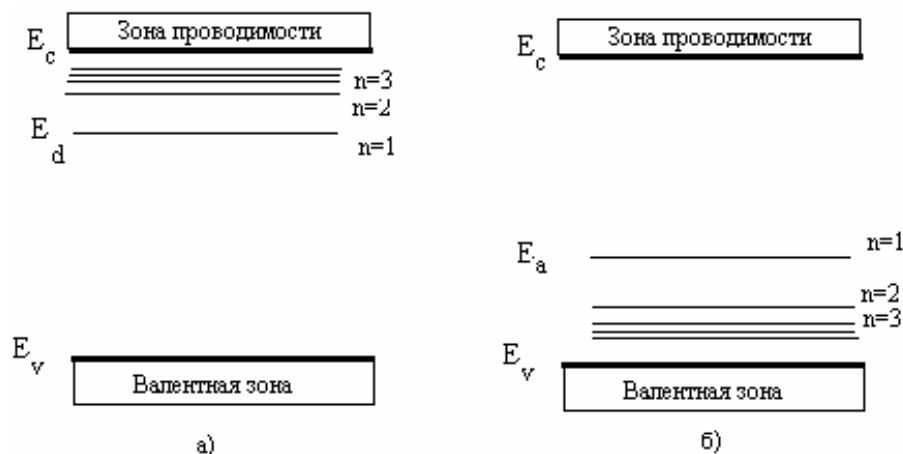


Рис. 2.17

В случае полупроводников с донорными примесями электропроводность осуществляется с помощью электронов в зоне проводимости. Такие полупроводники называются *n-полупроводниками*. Этим подчеркивается, что ток переносится электронами, имеющими отрицательный заряд (*negative* – отрицательный). В полупроводниках с акцепторными примесями носителями тока являются дырки с положительным зарядом. Такие полупроводники называются *p-полупроводниками* (*positive* – положительный). Один и тот же кристалл, например, германий, можно превратить либо в *n*-, либо в *p*-полупроводник в зависимости от соответствующих внедренных примесей. Если в одну часть кристалла, например, германия, ввести донорные, а в другую часть – акцепторные примеси, то область, легированная донорными примесями, становится *n*-областью с электронной проводимостью, а другая область – *p*-областью с «дырочной» проводимостью. На границе раздела из-за

разности концентраций электроны диффундируют из n -области в p -область, а «дырки» – в обратном направлении. В результате возникает разность потенциалов, которая стремится затормозить процесс диффузии. При некоторой разности потенциалов достигается равновесное состояние. Подробнее свойства n - p – переходов рассматриваются в разделе 2.9.

2.5. Диэлектрики

Основные характеристики диэлектриков связаны с электрическими свойствами – поляризация, электропроводность, диэлектрические потери и т.д. Рассмотрим свойства диэлектриков в электростатическом поле \vec{E} . Для описания электростатической индукции вводят *вектор поляризации* \vec{P} , как вектор дипольного момента единицы объема вещества. На молекулы вещества действует эффективное поле $\vec{E}_{эф} = \vec{E} + (4\pi/3)\vec{P}$. Если молекула не обладает собственным дипольным моментом, то она приобретает *индуцированный дипольный момент* $\vec{p} = \alpha \vec{E}_{эф}$, где α – коэффициент поляризуемости молекул (атомов или ионов). Если N – концентрация частиц вещества, то $\vec{P} = N \vec{p}$. Из определений коэффициента восприимчивости χ ($\vec{P} = \chi \vec{E}$) и диэлектрической проницаемости $\epsilon = 1 + 4\pi\chi$ следует: $\frac{4\pi}{3} N \alpha = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}$ (формула Клаузиуса-Моссотти).

Известна также формула Х.Лоренц–Л.Лоренца (1880): $\frac{4\pi}{3} N \alpha = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}$, где n – показатель преломления. Коэффициент α определяется *электронной поляризуемостью*. Эта формула справедлива только для изотропных сред (газы, неполярные жидкости, кубические кристаллы), хотя иногда ее применяют и для других веществ. Она достаточно успешно используется в случае *оптического и УФ диапазона частот* и неприменима в областях аномального поглощения света. *Коэффициент поляризуемости* имеет

размерность объема, и с точностью до множителя порядка 1 он пропорционален кубу размеров частиц a : $\alpha \approx a^3$. Формула Лоренц-Лоренца лежит в основе экспериментального метода *молекулярной рефрактометрии*, с помощью которого определяют поляризуемость частиц, исследуют структуру органических и неорганических соединений и т.п.

Существуют различные виды *поляризуемости*. *Электронная поляризуемость* вызывается смещением во внешнем электрическом поле электронных оболочек атомов относительно их ядер. *Ионная поляризуемость* связана со смещением в противоположных направлениях из положений равновесия разноименных ионов (в *ионных кристаллах*). *Атомная поляризуемость* обусловлена смещением в молекуле атомов, когда молекула состоит из разных атомов и распределение электронной плотности в ней является несимметричным. Когда на диэлектрик, находящийся в состоянии термодинамического равновесия, действует внешнее электрическое поле, то состояние диэлектрика перестраивается, и через некоторое время (*время релаксации τ*), устанавливается новое равновесное поляризованное состояние. С выключением поля за счет теплового движения и перемещений частиц за тот же промежуток времени восстанавливается хаотическая ориентация диполей и поляризованное состояние исчезает. В этом случае поляризацию называют *релаксационной*. В случае *диэлектриков*, состоящих из *полярных молекул*, поляризуемость называют *ориентационной*, поскольку во внешнем электрическом поле происходит поворот дипольных моментов молекул. Поляризация полярных диэлектриков (*дипольная тепловая поляризация*) определяется тем, что внешнее поле ориентирует дипольные моменты молекул при конкуренции с дезориентирующим действием теплового движения. Если вектор дипольного момента молекулы \vec{p} направлен под углом ϑ к направлению внешнего электрического поля, то потенциальная энергия

диполя $U = -pE \cos \vartheta$. Все диполи стремятся ориентироваться в направлении поля, но этому мешает их тепловое движение. Расчет среднего дипольного момента молекул проводится с использованием *распределения Больцмана* и приводит к результату: $p_{cp} = \langle p \cos \vartheta \rangle = pL(a)$, где $L(a) = \text{ctha} - 1/a$ - функция Ланжевена, параметр $a = pE/k_B T$. В случае $a \ll 1$ функция Ланжевена $L(a) \approx a/3$, при $a \gg 1$ $L(a) \rightarrow 1$. Таким образом, в случае достаточно слабого электрического поля коэффициент поляризуемости полярных молекул обратно пропорционален температуре: $\alpha = p^2 / 3k_B T$. В случае достаточно сильного поля наступает насыщение. Однако это состояние не достигается, поскольку гораздо раньше наступает *пробой*. Отметим, что полярные молекулы во внешнем поле также приобретают индуцированный дипольный момент, который, в общем, складывается со средним дипольным моментом. Поляризуемость полярной молекулы должна определяться формулой: $\alpha = \alpha_0 + p^2 / 3k_B T$. По графику этой зависимости от температуры определяют как поляризацию α_0 , так и дипольный момент молекулы p . Отметим, что указанные формулы остаются справедливыми и с учетом квантования.

Если кристаллическая структура диэлектрика не имеет центра симметрии, то кроме рассмотренных выше механизмов поляризации может возникать *вынужденная поляризация*: при механических воздействиях (*пьезополяризация*), при изменении температуры (*пирополяризация*), при воздействии излучений (*фотополяризация*). Существуют также диэлектрики, которые поляризованы без всяких внешних воздействий (*спонтанная поляризация*).

При растяжении и сжатии нецентросимметричного кристалла в определенных направлениях возникает поляризация, т.е. на поверхности кристалла появляются электрические заряды обоих знаков. Это явление называют *прямым пьезоэффектом* (Ж. и П. Кюри, 1880). Существует

также *обратный пьезоэффект*: во внешнем электрическом поле кристалл деформируется, т.е. сжимается или расширяется. В обоих случаях связь между деформацией и напряженностью электрического поля является *линейной*. Обратный пьезоэффект отличается от *электрострикции*, которая представляет собой деформацию диэлектриков (твердых, жидких, газообразных), пропорциональную *квадрату* напряженности электрического поля. Пьезоэффект наблюдался на кристаллах кварца, турмалина, сегнетовой соли, тростникового сахара, цинковой обманки и других *ионных кристаллах*. Такие кристаллы должны иметь одну или несколько *полярных осей*. Это – прямая, проведенная через кристалл, оба конца которой неравноценны, т.е. при повороте кристалла на 180° вокруг любой прямой, перпендикулярной к полярной оси, кристалл не совмещается сам с собой. Из 32 классов кристаллов, не обладающих центром симметрии, пьезоэлектрические свойства наблюдаются у 20 классов. Для обнаружения пьезоэффекта на грани кристаллической пластинки накладываются металлические обкладки. При деформации между обкладками возникает разность потенциалов, и в цепи, соединяющей обкладки, течет ток. При подключении обкладок к внешнему источнику кристалл деформируется. Рассмотрим механизм пьезоэффекта на примере *кристалла кварца* SiO_2 , который существует в различных модификациях. Кристаллическая решетка кварца состоит из положительных ионов кремния Si^{4+} и отрицательных ионов кислорода O^{2-} . Пьезоэлектрическими свойствами обладает *α -модификация кварца*, относящаяся к тригональной кристаллографической системе (рис. 2.18). Такой кристалл похож на шестигранную призму, ограниченную двумя пирамидами, и имеет еще ряд дополнительных граней. Для него характерны четыре кристаллические оси. Ось *Z* соединяет вершины пирамид (ось симметрии третьего порядка)

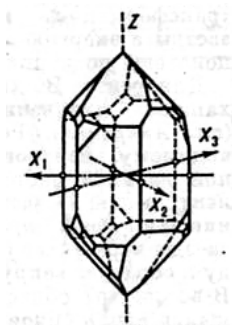


Рис. 2.18

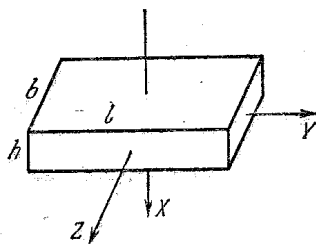


Рис. 2.19

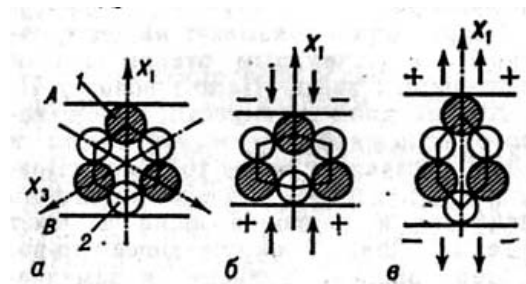


Рис. 2.20

и называется *оптической осью*. При сжатии или растяжении вдоль этой оси никакой поляризации не происходит. Три другие оси X_1 , X_2 , X_3 (оси второго порядка) перпендикулярны к оси Z и соединяют противоположные ребра шестигранной призмы. Они называются *полярными*, или *пьезоэлектрическими осями*. При деформации вдоль этих осей возникает поляризация. В пьезоэлектрических опытах и приборах обычно используются пластинки, которые вырезаются так, чтобы пара параллельных плоскостей пластинки была перпендикулярна к одной из полярных осей – оси X , при этом ось Z совпадает с оптической осью (рис. 2.19). Перпендикулярная к этим осям ось Y называется *механической осью* кристалла. При растяжении вдоль оси X на гранях пластинки, перпендикулярных к этой оси, возникают поляризационные заряды противоположных знаков. Это – *продольный пьезоэлектрический эффект*. Если не растягивать, а сжимать кристалл, то возникает тот же эффект, но знаки зарядов на гранях меняются на противоположные. Это означает, что знак заряда зависит от того, направлена ли ось X по внешней нормали к грани или по внутренней. Другими словами, концы оси X неравноправны, и осям X можно приписать определенное направление, что и отмечается стрелками. Наряду с продольным пьезоэффектом наблюдается также *поперечный пьезоэффект* – возникновение зарядов на тех же гранях при растяжении или сжатии вдоль оси Y . При этом знаки зарядов на каждой грани при растяжении вдоль оси Y оказываются такими же, как при сжатии вдоль оси X . Механизм возникновения пьезоэлектричества

поясняет рис. 2.20. На нем изображены проекции положительных ионов кремния (штрихованные кружки) и ионы кислорода (светлые кружки) в плоскости, перпендикулярной к оси Z . Хотя эта схема не соответствует действительности, поскольку ионы в ячейке расположены в объеме, а не в плоскости, и их число больше указанного, но она позволяет качественно объяснить механизм пьезоэффекта. Ячейка недеформированного кристалла изображена на рис. 2.20а. При сжатии вдоль оси X_1 положительный ион кремния 1 и отрицательный ион кислорода 2 как бы вдавливаются в ячейку, от чего на грани А возникает отрицательный заряд, а на грани В – положительный (рис. 2.20б). При растяжении вдоль оси X_1 – наоборот, ионы 1 и 2 как бы выталкиваются из ячейки, так что знаки возникающих зарядов изменяются на противоположные (рис. 2.20в). Пьезоэффект возникает не только при деформации одностороннего сжатия или растяжения, но и при *деформации сдвига* (под действием касательных сил). Вектор электрической индукции в кристалле должен учитывать эффект пьезоэлектричества: $\vec{D} = \epsilon \vec{E} + 4\pi \vec{P}_p$. Пьезоэффект широко используется на практике: пьезоэлектрический манометр для измерения быстропеременных давлений, пьезоэлектрические стабилизаторы частоты, фильтры высоких и низких частот, пьезоэлектрические трансформаторы напряжения и тока, пьезоэлектрические датчики, виброметры, звукопередатчики, микрофоны, гидрофоны, мощные излучатели и чувствительные приемники ультразвука и пр.

При нагревании или охлаждении кристалла может происходить изменение его поляризации. Это *пироэлектрический эффект*. Он наблюдается в случае некоторых пьезоэлектрических кристаллов, у которых решетка положительных ионов в состоянии термодинамического равновесия смещена относительно решетки отрицательных ионов, так что кристаллы являются электрически поляризованными даже в отсутствие

внешнего электрического поля и других воздействий, т.е. такие кристаллы обладают *спонтанной поляризацией*. Они называются *пироэлектриками*.

Таким образом, пироэлектрики имеют полярную ось, которая определяет направление спонтанной поляризации, и, следовательно, не имеют центра симметрии. Это означает, что все пироэлектрические кристаллы обладают пьезоэлектрическими свойствами. Однако обратное несправедливо, т.е. не все пьезоэлектрические кристаллы являются пироэлектриками: из 20 классов пьезокристаллов пироэлектрическими свойствами обладают лишь 10. К классу пироэлектриков относится, например, турмалин. В нем при изменении температуры на 1°C возникает электрическое поле $E \approx 400 \text{ В/см}$. При изменении температуры происходит деформация кристалла: изменение его объема, что вызывает появление пьезоэлектрических зарядов. Поэтому пироэлектрический эффект в чистом виде может проявляться лишь при неизменном объеме и форме кристалла. Это *истинный*, или *первичный пироэлектрический эффект*. Кроме того, как уже отмечалось, электризация кристалла происходит из-за его деформации при нагревании. Это *вторичный пироэлектрический эффект*. Обычно вторичный эффект превосходит первичный и в некоторых кристаллах даже не наблюдается из-за своей малости. Изменение поляризации в первичном и вторичном эффектах пропорционально изменению температуры: $\Delta P = (p_1 + p_2)\Delta T$, где p_1 , p_2 – *пирокоэффициенты*. Если нагревание кристалла происходит неоднородно, т.е. имеется градиент температуры, то тепловое расширение кристалла приводит к появлению неоднородных напряжений и деформаций, и, в результате, возникают пьезоэлектрические заряды. Это называют *ложным пироэлектрическим эффектом*. Наряду с прямым имеется также *обратный пироэлектрический эффект*. Его суть в том, что с изменением внешнего электрического поля в адиабатическом процессе (отсутствие подвода или отвода тепла) происходит изменение температуры

пироэлектрического кристалла. Пироэлектрики используются в качестве высокочувствительных тепловых датчиков, индикаторов и приемников излучений. К классу пироэлектриков относится также группа кристаллов, которая называется *сегнетоэлектриками* (рис. 2.21).



Рис. 2.21

В отличие от обычных пироэлектриков такие диэлектрики спонтанно поляризованы без внешнего электрического поля в некоторой области температур, на границах которой они претерпевают фазовые превращения. В результате они переходят в новые кристаллические модификации, не обладающие спонтанной поляризацией. Кроме того, в обычных пироэлектриках направление спонтанной поляризации не изменяется даже в сильных электрических полях, а в сегнетоэлектрике направление спонтанной поляризации можно изменить на противоположное с помощью сравнительно слабого электрического поля. Кристаллическая модификация сегнетоэлектрика со спонтанной поляризацией называется *полярной фазой*, а модификация, в которой нет спонтанной поляризации – *неполярной фазой*. Температура, при которой происходит переход из полярной фазы в неполярную (или наоборот), называется *диэлектрической точкой Кюри T_c* . Большая часть сегнетоэлектриков имеет одну точку Кюри, ниже которой они находятся в полярной фазе, а выше – в неполярной. Диэлектрические свойства сегнетоэлектриков во многом аналогичны магнитным свойствам

ферромагнетиков. Поэтому их называют также *ферроэлектриками*. Для сегнетоэлектриков характерна нелинейная зависимость поляризации \vec{P} от напряженности электрического поля \vec{E} , а также *диэлектрическая петля гистерезиса* (рис. 2.22). При включении электрического поля поляризация нелинейно возрастает, достигая состояние насыщения P_S .

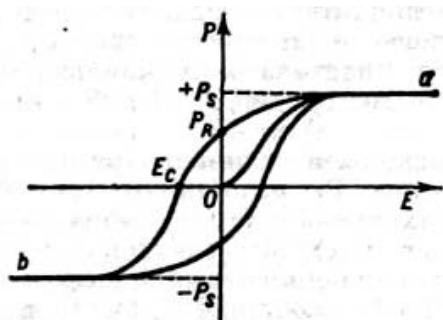


Рис. 2.22

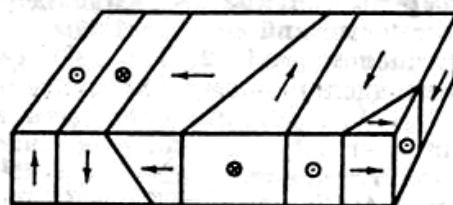


Рис. 2.23

С уменьшением поля поляризация спадает медленнее, чем при первоначальном росте, и при нулевом значении поля поляризация не исчезает, а принимает значение P_R , которое называют *остаточной поляризацией*. Чтобы уменьшить поляризацию до нуля, необходимо приложить электрическое поле противоположного направления E_C . Это поле называют *коэрцитивным*. С увеличением поля противоположного направления вновь достигается насыщение со значением $-P_S$. При полном цикле изменения электрического поля от a до b и обратно, изменение поляризации графически изображается замкнутой кривой – *сегнетоэлектрической петлей гистерезиса*. Существование гистерезиса и других свойств сегнетоэлектриков объясняется наличием *доменов*, которые представляют собой области с различными направлениями вектора поляризации. Суммарный электрический момент образца без внешнего электрического поля практически равен нулю. На рис. 2.23 схематично изображено расположение вектора поляризации в доменах в кристалле титаната бария $BaTiO_3$. В области температур, где существует полярная фаза, эта фаза является более устойчивой, чем неполярная. Иначе

в этой области происходил самопроизвольный переход из полярной фазы в неполярную. Поэтому в теории сегнетоэлектриков применяют общие принципы термодинамического равновесия (Л.Д. Ландау, В.Л. Гинзбург).

Доменная структура сегнетоэлектрика в состоянии равновесия отвечает минимуму свободной энергии кристалла – его деление на домены оказывается энергетически выгодным. Из-за нелинейной зависимости вектора поляризации (и вектора индукции) сегнетоэлектриков от вектора напряженности электрического поля, диэлектрическая проницаемость является функцией этого поля. Это свойство используют в нелинейных конденсаторах (*варикондах*). С приближением к точке Кюри диэлектрическая проницаемость резко возрастает и достигает аномально большие значения, например, для сегнетовой соли $\epsilon_{max} \approx 10^3$. Для большинства сегнетоэлектриков в неполярной фазе диэлектрическая проницаемость зависит от температуры по *закону Кюри-Вейса*:
$$\epsilon = \frac{B}{T - T_0}.$$

Температура Кюри-Вейса T_0 мало отличается от критической температуры Кюри T_c . Вблизи точки фазового перехода происходят изменения в фононном спектре кристалла. При приближении к точке T_c частота одной из оптических ветвей кристаллической решетки как правило уменьшается. Сегнетоэлектрики используются в устройствах для контроля и измерения температуры, в детекторах электромагнитных волн (от видимого до субмиллиметрового диапазона). Из-за сильной зависимости показателя преломления сегнетоэлектриков от напряженности электрического поля они используются в качестве электрооптических материалов.

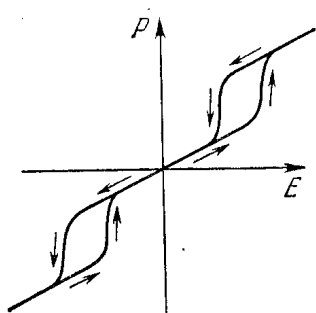


Рис. 2.24

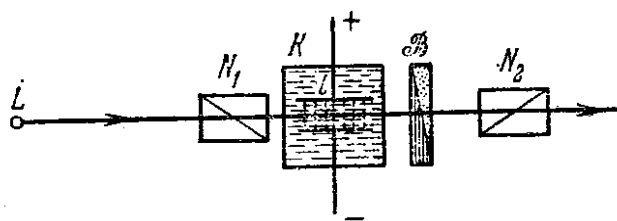


Рис. 2.25

Существуют также кристаллы, которые, не являясь сегнетоэлектриками, обладают фазовым переходом в *антисегнетоэлектрической точке Кюри*. Такой переход сопровождается аномальной зависимостью диэлектрической проницаемости от температуры, а в достаточно сильном электростатическом поле наблюдается *двойная петля гистерезиса* (рис. 2.24). Такие кристаллы называют *антисегнетоэлектриками*.

Многие диэлектрики обладают свойством сохранять состояние поляризации, созданное внешним воздействием, достаточно длительное время при выключении этого воздействия. В результате они создают электрическое поле в окружающем пространстве. Такие диэлектрики называют *электретами*. Они аналогичны постоянным магнитам. Электретное состояние достигается различными методами. При нагревании и последующем охлаждении в сильном электрическом поле поляризованное состояние диэлектрика оказывается «замороженным», поскольку время релаксации с уменьшением температуры снижается в тысячи и более раз. Поэтому состояние поляризации диэлектрика сохраняется в течение многих лет. Так получают *термоэлектреты*, которые создают вокруг себя сильное электрическое поле. Электретное состояние метастабильно. Нагревание термоэлектрета без внешнего электрического поля приводит к его деполяризации. При освещении диэлектрика в сильном электрическом поле получают *фотоэлектреты*, при воздействии радиоактивного излучения на диэлектрик — *радиоэлектреты*, при воздействии сильного электрического поля без

нагревания – *электроэлектреты*, при поляризации в магнитном поле – *магнетоэлектреты*, при механической деформации – *механоэлектреты* и т.д. Электреты используются как источники постоянного электрического поля (электретные микрофоны и телефоны, вибродатчики, электрометры и т.д.), как чувствительные датчики в устройствах дозиметрии и т.п.

Внешнее электрическое поле может вызывать не только поляризацию среды, но и приводить к изменению ее оптических свойств. Так, помещенное в электрическое поле изотропное вещество приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого направлена вдоль поля. Этот квадратичный по напряженности поля *электрооптический эффект*, возникающий в оптически изотропных веществах (жидкости, стекла, кристаллы с центром симметрии), называют *эффектом Керра* (1875). Как и всякое *двойное лучепреломление* эффект Керра обнаруживается с помощью двух скрещенных *николей* N_1 и N_2 , между которыми помещается *плоский конденсатор*, заполненный прозрачным изотропным веществом – *ячейка Керра* (рис. 2.25). Когда поле не приложено, свет от источника не проходит сквозь систему. При наложении электрического поля к пластинам конденсатора жидкость между обкладками становится двоякопреломляющей, и линейно поляризованная волна, выходящая из поляризатора N_1 , в веществе распадается на две волны с разной поляризацией. Одна волна поляризована вдоль поля (*необыкновенная волна*), другая – перпендикулярно полю (*обыкновенная волна*). Эти волны распространяются с разными скоростями, поэтому свет, выходящий из среды, оказывается эллиптически поляризованным и частично проходит через анализатор N_2 , так что поле зрения просветляется. Свет, прошедший ячейку Керра, можно исследовать с помощью компенсатора \mathcal{B} , позволяющего измерить разность фаз между обоими лучами и затем найти разность между показателями преломления необыкновенной и обыкновенной волн. Из опыта следует, что для

монохроматического света с длиной волны λ в электрическом поле с напряженностью E разность показателей преломления двух волн $n_e - n_o = \kappa E^2$. Разность хода этих волн на длине ℓ равна $\delta = \ell(n_e - n_o)$. Следовательно, сдвиг фазы $\varphi = 2\pi\delta / \lambda = 2\pi B \ell E^2$, где $B = \kappa / \lambda$ - постоянная Керра. Видно, что сдвиг фаз не зависит от направления электрического поля. Значения постоянной Керра сильно различаются для разных веществ. Нитробензол обладает максимальным значением B . Подбором параметров конденсатора и напряжения на его пластинах можно добиться в нитробензоле, чтобы разность фаз была равна $\pi/2$. В этом случае ячейка Керра работает как пластинка в четверть волны. Обнаруживаются и гораздо меньшие разности фаз. По схеме, изображенной на рис. 2.25, можно найти лишь разность $n_e - n_o$. Интерференционная схема измерений позволяет определить по отдельности показатели преломления n_e и n_o . Эффект Керра наблюдается не только в постоянном, но и в переменном электрическом поле и даже в поле мощного светового импульса. Объяснение эффекта Керра связывают с анизотропией самих молекул и существованием молекул, обладающих достаточно большим постоянным электрическим моментом, направление которого может не совпадать с направлением наибольшей поляризуемости молекул во внешнем электрическом поле (Ланжевэн и Борн). Без электрического поля молекулы ориентированы в пространстве хаотически, поэтому в целом среда является изотропной. Во внешнем электрическом поле анизотропная молекула ориентируется так, что ее постоянный момент стремится принять направление поля, а направление наибольшей поляризуемости, связанное с диэлектрической проницаемостью, может отклоняться на значительный угол от направления электрического поля, которое играет роль оптической оси. Постоянная Керра зависит от взаимного расположения этих двух направлений: она может быть

положительной или отрицательной. Если же постоянная $B = 0$, то эффект Керра не возникает. Измерения показали, что время существования явления Керра (время релаксации анизотропии) порядка 10^{-12} с. Ячейка Керра нашла широкие научные и технические применения в качестве *быстродействующих затворов и модуляторов света*. Ячейка Керра как модулятор питается переменным полем высокой частоты и позволяет осуществить до 10^9 прерываний в секунду, что совершенно недостижимо другими средствами. Если на ячейку подается импульс света, то ячейка служит затвором, время действия которого определяется длительностью импульса, которая доходит до 10^{-12} с.

Диэлектрическая проницаемость среды, в которой распространяется электромагнитная волна, зависит от частоты волны и является комплексной величиной. В элементарном подходе легко получить

формулу: $\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - \omega_p^2/3 + i\gamma\omega}$. Здесь ω_0 - частота собственных

колебаний электронов, число которых в единице объема равно N ,

$\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N/m}$ - плазменная частота, γ - коэффициент затухания.

Вводится *комплексный показатель преломления* \tilde{n} так, что $\tilde{n}^2 \equiv (n - ik)^2 = \varepsilon$. Тогда без учета эффективного поля получаем:

$$n^2 - k^2 = 1 + \omega_p^2 \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2}, \quad 2nk = \omega_p^2 \frac{\omega\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2}.$$

Из последней формулы видно, что произведение nk положительно. Это значит, что величины n и k имеют одинаковые знаки. В *области прозрачности*, где коэффициент экстинкции $k \approx 0$, в случае упруго связанных электронов с разными собственными частотами ω_s и

концентрацией N_s показатель преломления определяется формулой:

$$n^2 = 1 + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega_s^2 - \omega^2}.$$

В области прозрачности показатель преломления возрастает с увеличением частоты (*нормальная дисперсия*), а в полосе поглощения наблюдается *аномальная дисперсия*: уменьшение показателя преломления с ростом частоты. При квантово-механическом расчете в случае атомов с одним валентным электроном, находящихся в n -ом состоянии, следует аналогичная формула: $n^2 = 1 + \frac{4\pi N e^2}{m} \sum_{s \neq n} \frac{f_{ns}}{\omega_{ns}^2 - \omega^2}$, где постоянная f_{ns} - сила осциллятора с частотой перехода ω_{ns} . При этом, по определению, число атомов, находящихся в состоянии s в единице объема $N_s = f_{ns} N$. Зависимость диэлектрической проницаемости от частоты электрического поля дает важную информацию о вкладах различных видов поляризуемости. Эта зависимость схематично изображена на рис. 2.26.

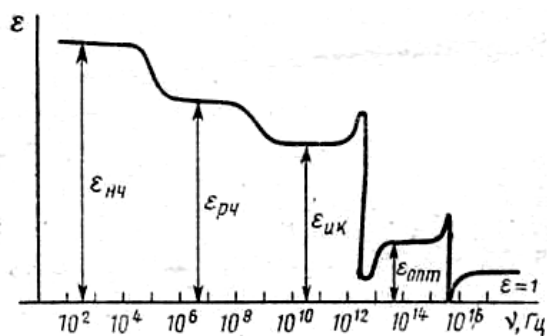


Рис. 2.26

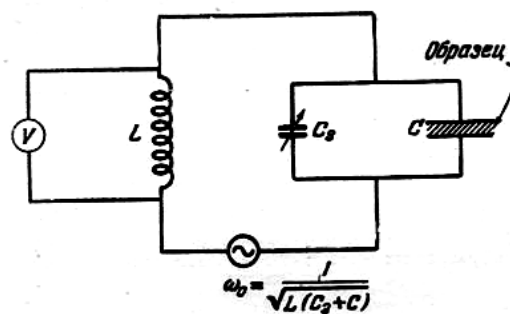


Рис. 2.27

Полная поляризуемость (и диэлектрическая проницаемость) состоит, в основном, из трех частей: электронной, ионной и ориентационной. В постоянном электрическом поле успевают установиться все виды поляризации, характерные для данного вещества. В области низких частот вклад в $\epsilon_{нч}$ дают все виды поляризации. С увеличением частоты поля происходит запаздывание наиболее медленных, а затем и других видов

поляризации. В области оптических частот диэлектрическая проницаемость определяется только электронной упругой поляризуемостью, поскольку другие механизмы не успевают установиться. В этом случае справедлива формула Лоренц-Лоренца, которая позволяет найти электронные поляризуемости атомов и ионов. При ультра высоких частотах поляризация невозможна и $\varepsilon = 1$. Один из простых методов измерения диэлектрической проницаемости основан на сравнении емкости конденсатора, в который помещают исследуемое вещество с емкостью пустого конденсатора. Отношение этих емкостей равно диэлектрической проницаемости. Величину емкости определяют с помощью резонансного контура (рис. 2.27). В таком контуре C_s – калиброванный переменный конденсатор, а C – конденсатор, в который помещают исследуемый образец. Резонансная частота контура определяется формулой Томсона $\omega_0 = [L(C_s + C)]^{-1/2}$. При введении исследуемого образца в конденсатор C переменную емкость C_s подбирают так, чтобы резонансная частота ω_0 не изменялась. Так находят емкости нагруженного и пустого конденсатора и диэлектрическую проницаемость.

Диэлектриками считаются вещества, у которых ширина *запрещенной зоны* превышает 2 - 3 эВ. При комнатной и более низкой температуре переход электронов из валентной зоны в зону проводимости практически невозможен, поэтому концентрация свободных носителей заряда в диэлектрике ничтожно мала. Если же в диэлектрике имеются *примесные атомы*, то свободные носители заряда могут появиться при нагреве (термическая активация *примесных уровней*), облучении светом с соответствующей длиной волны, воздействии быстрых частиц, в сильных полях и т.д. В таких диэлектриках проводимость имеет такой же примесный характер, как и в полупроводниках с дырочной и электронной проводимостью. Если *примесь донорная*, то основными носителями заряда

являются электроны, а не основными – дырки (диэлектрик *n* типа). В случае *акцепторной примеси* основные носители - дырки (диэлектрик *p* типа). Когда к диэлектрику прикладывается электрическое поле, свободные заряды начинают ускоряться. Таким образом возникает электрический ток. Из-за низкой концентрации носителей электропроводность диэлектриков очень мала (от 10^{-10} до 10^{-22} ($\text{Ом} \cdot \text{см}$)⁻¹). В случае собственной *электронной проводимости* (при достаточно высоких температурах), как и для полупроводников, проводимость определяется формулой $\sigma = en\mu_n + er\mu_p$, где *n* и *p* концентрация электронов и дырок, μ - *подвижности* этих носителей. *Примесная проводимость* определяется только одним типом носителей. Электронная проводимость зависит от температуры по закону: $\sigma(T) = \sigma_0 \exp[-\Delta E / k_B T]$, где ΔE - ширина запрещенной зоны. Подвижность электронов и дырок в диэлектриках очень мала – в десятки и даже тысячи раз меньше, чем в полупроводниках. Это объясняется тем, что в диэлектриках электроны находятся в связанном состоянии и образуют квазичастицы – *поляроны*.

Электрон проводимости вызывает поляризацию и деформацию кристаллической решетки, в связи с чем создается потенциальная яма, в которой электрон локализуется. Полярон – это квазичастица, состоящая из электрона и связанных с ним фононов, которая может перемещаться по кристаллу как целое. С переносом этих квазичастиц связана *поляронная проводимость* диэлектриков. Некоторые диэлектрики обладают *ионной проводимостью*, в которых ток переносится положительными или отрицательными ионами, при этом переносится также и вещество. Особый интерес вызывают твердые диэлектрики с аномальной высокой ионной проводимостью – *суперионные проводники*. Их проводимость близка к проводимости расплавов и концентрированных растворов электролитов

(*твердые электролиты*). Проводимость диэлектриков очень мала, но все же отлична от нуля, поэтому в диэлектриках выделяется джоулева теплота даже в постоянном электрическом поле. В переменном поле, особенно высокочастотном, нагрев диэлектриков становится очень значительным. Теплота выделяется как за счет протекающего тока, так и за счет процессов установления поляризации в переменном поле. Выделяющуюся за счет протекающего тока теплоту связывают с *омическими потерями*, а теплоту за счет процессов поляризации – с *диэлектрическими потерями*.

Диэлектрические потери сильно зависят от наличия дефектов или примесных атомов и, в первую очередь, от их концентрации. В переменном электрическом поле $E(t) = E_0 \exp(i\omega t)$ плотность тока в диэлектрике содержит плотность тока проводимости и плотность тока смещения: $j = \sigma E + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial D}{\partial t}$, где $D = \varepsilon(\omega)E$, при этом вследствие дисперсии $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega)$. Отсюда следует, что полный ток имеет действительную и мнимую части: $j = j_a + ij_r$, где $j_a = (\sigma + \omega\varepsilon''/4\pi)E$ - активная составляющая тока, $j_r = (\omega\varepsilon'/4\pi)E$ - реактивная составляющая. Пренебрегая омическими потерями, для мощности диэлектрических потерь в единице объема получаем формулу: $Q = (\omega\varepsilon''/4\pi)E_0^2 = (\varepsilon'\omega E_0^2/4\pi) \operatorname{tg} \delta$, где $\operatorname{tg} \delta$ - тангенс угла диэлектрических потерь. Величина $\operatorname{tg} \delta$ является, как и ε , макроскопической характеристикой диэлектрика: $\operatorname{tg} \delta = j_a/j_r = \varepsilon''/\varepsilon'$.

2.6. Металлы

К металлам относятся простые вещества, имеющие в обычных условиях характерные свойства, такие, как высокая электропроводность и теплопроводность, способность хорошо отражать электромагнитные волны, пластичность и т.п. Твердые металлы имеют кристаллическое строение. Металлическая связь в кристаллах осуществляется благодаря

тому, что электронный газ компенсирует электростатическое отталкивание положительных ионов и стягивает их в решетке. 83 элемента периодической системы Менделеева являются металлами. При очень высоких давлениях (10^5 - 10^6 атм) металлы сильно изменяются, а неметаллы могут приобретать металлические свойства. В зависимости от температуры и давления некоторые металлы могут существовать в состояниях с различной атомно-кристаллической структурой. Каждое из таких устойчивых состояний называют *полиморфной модификацией*. Например, существуют две модификации углерода: алмаз и графит; сера и кремнезем имеют более двух модификаций и т.д.

Проводимость металлов обусловлена, согласно зонной теории, перемещением электронов в пределах зоны проводимости. Классическая электронная теория металлов основывается на предположении, что в металле имеется газ свободных электронов, которые подчиняются *статистике Максвелла-Больцмана*. Считается, что электроны совершают беспорядочное, тепловое движение между положительными ионами кристаллической решетки. При включении электрического поля на тепловое движение накладывается упорядоченное движение, воспринимаемое как *электрический ток*. Большому увеличению кинетической энергии электронов, вызванному работой электрического поля, препятствуют столкновения электронов с ионами решетки, что приводит к *джоулеву теплу*. Взаимодействие электронов с решеткой учитывается в духе элементарной кинетической теории с помощью представлений о длине свободного пробега, средней скорости теплового движения и т.д. В рамках такой теории (Друде, 1900; Лоренц, 1905) были объяснены законы Ома, Джоуля-Ленца, Видемана-Франца и др.

Закон Ома. Если стационарное электрическое поле направлено вдоль оси x – E_x , то возникает электрический ток, плотность которого, по Лоренцу, равна $j_x = en\bar{v}_x$, где n – концентрация электронов, \bar{v}_x – среднее

значение проекции скорости электрона на направление электрического поля. По закону Ома $j_x = \sigma E_x$, где σ - коэффициент электропроводности.

Согласно простым расчетам $\bar{v}_x = \mu E_x$, где величина μ называется *подвижностью*, при этом $\mu = e\tau/2m$, а τ - среднее время свободного пробега электронов. Из приведенных формул следует, что $\sigma = ne^2\tau/2m$. Согласно классической статистике средняя скорость теплового движения частиц определяется формулой: $u = \sqrt{8k_B T / \pi m}$. При достаточно малой напряженности электрического поля, когда $\bar{v}_x \ll u$, время свободного пробега определяется, в основном, тепловой скоростью: $\tau = \ell/u$, где ℓ - длина свободного пробега электрона. В этом случае $\sigma = ne^2\ell/2mu$. Например, для серебра $n = 5,8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, при комнатной температуре $\sigma = 6,7 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ длина свободного пробега $\ell \approx 10^{-6} \text{ см}$ - на два порядка превышает межатомное расстояние. Это значит, что при комнатных температурах электроны сталкиваются примерно с одним атомом серебра из ста, т.е. представление о свободных электронах вполне резонно. С увеличением напряженности электрического поля могут быть отклонения от закона Ома. Если $\bar{v}_x \gg u$, то время между соударениями определяется средней скоростью \bar{v}_x , т.е. $\tau = \ell / \bar{v}_x$. В этом случае $\mu = e\ell/2m \bar{v}_x$, так что $\bar{v}_x = \sqrt{e\ell E_x / 2m}$, и ток нелинейно зависит от поля: $j_x = ne\sqrt{e\ell/2m} \sqrt{E_x}$. Аналогичный подход позволяет объяснить закон *Джоуля-Ленца*: количество теплоты, выделяемое в единицу времени в единице объема при прохождении тока в металле, равно $q = \sigma E_x^2$. Объясняется также эмпирический закон *Видемана-Франца* (1853), который достаточно хорошо выполняется при комнатных температурах: при одинаковой температуре отношение коэффициента теплопроводности κ к коэффициенту электропроводности σ примерно одинаково для всех

металлов: $\kappa/\sigma \approx 3(k_B/e)^2 T$. При совместном действии на твердые тела электрического и магнитного полей в них возникает ряд кинетических явлений, которые называются *гальваномагнитными явлениями*. Наиболее важное из них – *эффект Холла* (1879). Эффект Холла обычно наблюдают с помощью прямоугольной пластинки, длина которой гораздо больше ее ширины b и толщины d (рис. 2.28). Пластинку помещают в магнитное поле B , перпендикулярное плоскости пластинки, и по ее длине пропускают электрический ток силой $I = jbd$, где j – плотность тока. Тогда на торцах пластинки, разделенных шириной b , возникает электрическое поле.

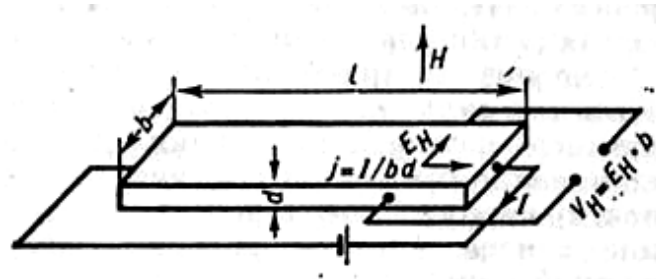


Рис.2.28

Его напряженность равна: $E_H = R j B$, где коэффициент $R = 1/nec$ называется *постоянной Холла*. Это поле (*поле Холла*) направлено перпендикулярно как току, так и магнитному полю. Между электродами, помещенными на середине боковых граней, измеряется *эдс Холла*: $V_H = E_H b$. Для металлов величина R зависит от формы *Ферми-поверхности*. Эффект Холла объясняется действием силы Лоренца на носителей электрического заряда (электронов проводимости и дырок). Постоянная Холла связана с подвижностью носителей заряда (*холловская подвижность*) $\mu_H = e\tau m^*$ и коэффициентом электропроводности σ : $R = \mu_H / \sigma$. Здесь m^* – эффективная масса, τ – время между последовательными соударениями с рассеивающими центрами кристалла. Найдя из опыта постоянную R и зная коэффициент σ , можно вычислить

подвижность носителей заряда. Можно определить также знак носителей заряда и их концентрацию. С эффектом Холла связан эффективный метод изучения энергетического спектра носителей заряда в металлах и полупроводниках. Эффект Холла широко используется в измерительной технике (*датчики Холла*, магнитометры и т.д.).

Результаты классической электронной теории металлов довольно ограничены, поскольку электроны в металлах представляют собой *сильно вырожденный газ*, подчиняющийся *статистике Ферми-Дирака*. Граница применимости классической или квантовой статистики определяется *температурой вырождения*: $\theta = (h^2 / 2\pi m k_B) n^{2/3}$. При температурах $T > \theta$ справедлива классическая статистика, при $T < \theta$ - квантовая. Для электронов в металлах температура вырождения очень велика: $\theta \approx 10^5$ К, что намного выше температуры плавления многих металлов. Это и означает, что электроны в металлах вырождены. Расчеты показывают, что в отличие от классических представлений, согласно квантовой теории, вклад в электропроводность дают не все свободные электроны, а лишь электроны проводимости, находящиеся на поверхности Ферми или вблизи нее. При этом формулы для электропроводности внешне схожи: $\sigma = ne^2 \tau(E_F) / m^*$. Однако время между столкновениями определяется не средней скоростью электронов, а энергией Ферми E_F . Кроме того, существенна эффективная масса.

Из-за наличия в реальной решетке тепловых флуктуаций атомов, а также примесей, вакансий и других дефектов происходит рассеяние электронов. При температурах, значительно превышающих *дебаевскую температуру* T_D , удельное сопротивление $\rho = 1/\sigma$ обусловлено в основном тепловыми колебаниями атомов и растет линейно с температурой: $\rho = \rho_0(1 + \alpha T)$. Такой зависимости можно дать качественное объяснение. Пусть n - концентрация атомов, совершающих

тепловые колебания с амплитудой a . Тогда длину свободного пробега можно оценить согласно элементарной кинетической теории: $\ell = 1/n\pi a^2$. При высоких температурах ($T \gg T_D$) справедлива классическая теория теплоемкости твердых тел, так что можно использовать теорему о равномерном распределении энергии по степеням свободы: потенциальная энергия колебаний атомов $\kappa a^2/2 = k_B T$. Следовательно, $\ell \approx 1/T$. Для электронов вблизи поверхности Ферми $\ell = v_F \tau$. Поэтому $\tau \approx 1/T$. Это и объясняет температурную зависимость электропроводности при высоких температурах: $\sigma \approx 1/T$. При достаточно низких температурах, но выше критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние, удельное сопротивление изменяется по закону: $\rho \approx T^5$.

При тесном соприкосновении двух проводников в условиях термодинамического равновесия возникает *контактная разность потенциалов* (A. Volta, 1797), о которой подробнее говорится в главе III. Отметим лишь *закон последовательных контактов* (Вольты): если несколько металлов находятся в контакте друг с другом *при одной и той же температуре*, то разность потенциалов между крайними металлами не зависит от природы разделяющих их промежуточных металлов. Если же соприкасающиеся металлы имеют *разную температуру*, то возникают новые эффекты, которые называются *термоэлектрическими*. К ним относятся *эффекты Зеебека, Пельтье и Томсона*. Общая причина этих эффектов связана с нарушением теплового равновесия в потоке носителей электрического заряда. Если электрическая цепь состоит из нескольких разнородных проводников, контакты между которыми имеют различную температуру, то в цепи возникает электродвижущая сила – *термоэдс*. Это *эффект Зеебека* (1821). Электрическая цепь, состоящая из двух проводников с разной температурой, называется *термоэлементом*, или *термопарой*. В небольшом интервале температур от 0 до 100° С величина

термоэдс \mathcal{E}_T зависит от разности между температурой горячего T_1 и холодного T_2 контактов, а также от материала проводников: $\mathcal{E}_T = \alpha (T_1 - T_2)$. Коэффициент Зеебека α зависит от материала проводников, интервала температур и называется *термосилой*, *термоэлектрической способностью пары*, *удельной термоэдс*. Возникновение термоэдс обусловлено разными процессами. Один из них связан с градиентом температуры вдоль проводника. В этом случае возникает поток электронов от его горячего конца к холодному. В результате на холодном конце накапливается отрицательный заряд, а на горячем остается нескомпенсированный положительный заряд. С накоплением зарядов возрастает разность потенциалов, который вызывает обратный поток электронов. Когда прямой и обратный потоки уравниваются, достигается стационарное состояние, в котором холодный конец заряжен отрицательно, а горячий – положительно. Другие процессы связаны с зависимостью контактной разности потенциалов от температуры и с эффектом *увлечения электронов фононами*. Поток фононов от горячего конца проводника к холодному превышает обратный поток от холодного к горячему. При взаимодействии фононов с электронами происходит изменение импульсов и электроны увлекаются потоком фононов. В результате на холодном конце накапливается отрицательный заряд. Этот процесс наиболее эффективен при достаточно низких температурах. Термоэдс отдельной термопары обычно невысока, особенно для пары металлов. Это связано с тем, что энергия электронов и их концентрация в металлах слабо зависят от температуры. Для полупроводников же эти параметры сильно меняются с температурой. Поэтому для них термоэдс значительно выше, чем для металлов. Металлические термопары используются, в основном, для измерения температур и потоков лучистой энергии. Для получения значительных напряжений используют последовательное соединение термопар из полупроводников в батарее.

Когда через контакт двух проводников, находящихся при одинаковой температуре, проходит электрический ток силой I , то кроме *джоулева тепла* выделяется или поглощается (в зависимости от направления тока) дополнительное тепло. Это – *эффект Пельтье* (1834). Джоулево тепло пропорционально квадрату силы ток, тогда как *тепло Пельтье* пропорционально силе тока: $Q_P = \Pi I$. Коэффициент Пельтье Π связан с *удельной термоэдс* α соотношением: $\Pi = \alpha T$, при этом величина α зависит как от свойств проводников, так и от температуры. Тепло Пельтье считается положительным, если оно выделяется, и отрицательным – если поглощается. Объяснение *эффекта Пельтье* основывается на том, что энергия носителей тока в разных проводниках различна, поскольку она зависит от строения проводника, концентрации и механизмов рассеяния. Поэтому при переходе из одного проводника в другой электроны (носители) либо передают избыточную энергию атомам (вблизи контакта

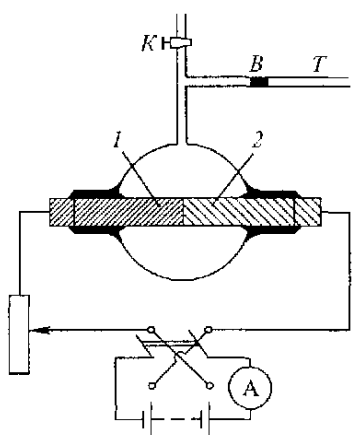


Рис.2.28

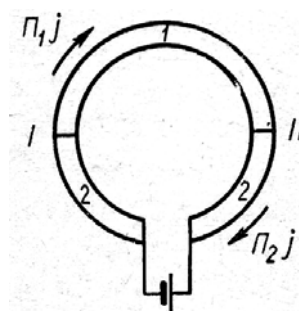


Рис. 2.29

выделяется энергия), либо отбирают у них энергию (контакт охлаждается). На рис. 2.28 изображена схема простейшего опыта по наблюдению эффекта Пельтье. Два контактирующих стержня из разных материалов помещаются в откачиваемый стеклянный сосуд с трубкой T , в которой имеется капелька воды B . Если при прохождении тока по цепи в контакте выделяется тепло, то давление газа в сосуде возрастает, и капелька воды

сдвигается вправо. В случае охлаждения контакта (спая стержней) капелька сдвигается в обратную сторону. Рассмотрим еще замкнутую цепь, составленную из двух разных контактирующих проводников (рис.2.29). В первом проводнике поток тепла равен $\Pi_1 \cdot j$, а во втором $\Pi_2 \cdot j$. В стационарном состоянии эти потоки не должны меняться со временем. Поэтому, если $\Pi_1 \cdot j > \Pi_2 \cdot j$, то на контакте II в единицу времени должно выделяться количество теплоты $(\Pi_1 - \Pi_2) \cdot j$, а на контакте I такое же количество теплоты должно поглощаться. Другими словами, в этих условиях контакт II нагревается, а контакт I охлаждается. Особенно сильно эффект Пельтье, как и другие термоэлектрические эффекты, проявляется в цепях, составленных из полупроводников. Такие цепи эффективно используются в качестве охлаждающих устройств.

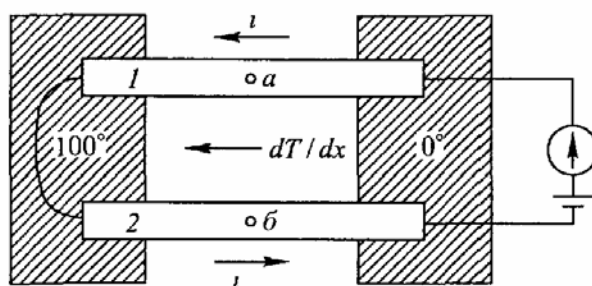


Рис. 2.30

Если в проводнике, вдоль которого имеется градиент температуры, протекает ток, то помимо джоулевой теплоты выделяется (или поглощается) теплота, которую называют *теплотой Томсона* (лорд Кельвин). *Эффект Томсона* (1856) возникает из-за того, что при неравномерном нагревании проводника его свойства изменяются: однородный проводник становится неоднородным. В этом смысле эффект Томсона аналогичен эффекту Пельтье с различием в причинах неоднородности. Схема устройства для наблюдения эффекта Томсона

изображена на рис. 2.30. Два соединенных конца одинаковых стержней 1 и 2 поддерживаются при температуре 100°C , а свободные концы находятся при температуре 0°C . В точках *a* и *б* помещают термопары. Когда цепь разомкнута, термопары показывают одинаковую температуру, поскольку одинаковы потоки тепла, проходящие в стержнях. В замкнутой цепи в точках *a* и *б* регистрируется разность температур. При изменении направления тока разность температур изменяет свой знак. Этот факт связан с выделением или поглощением теплоты Томсона. Количество теплоты, выделяющееся (или поглощаемое) за единицу времени на единице длины стержня при прохождении тока силой I , определяется формулой $q_T = \sigma_T \frac{\partial T}{\partial x} I$, где σ_T - коэффициент Томсона, который зависит от свойств проводника и температуры. Обычно коэффициент Томсона очень мал, порядка 10^{-5} В/К.

2.7. Магнитные свойства вещества

Магнитные свойства вещества, как и электрические свойства, обусловлены электронным строением. С орбитальным и спиновым движениями электронов и ядер связаны соответствующие круговые токи, с которыми, в свою очередь, связаны магнитные поля. Принято такие токи называть *молекулярными*. Измеряемое на опыте макроскопическое магнитное поле с индукцией \vec{B} вызвано усредненными молекулярными токами, которые называются *токами намагничивания*. Их плотность обозначается как \vec{j}_m . Кроме того, существуют *токи проводимости* с плотностью \vec{j} , которые обусловлены перемещением в веществе носителей тока: электронов или ионов. В общем, макроскопическое магнитное поле \vec{B} возбуждается токами проводимости и токами намагничивания. С круговыми молекулярными токами связаны *магнитные моменты*. Если \vec{M}

- средний магнитный момент одной молекулы, и n – среднее число частиц в единице объема, то средний магнитный момент единицы объема вещества $\vec{I} = n\vec{M}$ называют *вектором намагничивания*. Существуют вещества, обладающие сильными магнитными свойствами. Это *ферромагнетики*, которые характеризуются сложной зависимостью вектора намагничивания от магнитного поля. Для веществ с достаточно слабыми магнитными свойствами (*парамагнетики, диамагнетики*) такая зависимость является линейной. Принято рассматривать зависимость вектора \vec{I} от вектора напряженности магнитного поля: $\vec{I} = \kappa\vec{H}$. При этом векторы \vec{B} и \vec{H} связаны соотношением: $\vec{B} = \mu\vec{H}$, где $\mu = 1 + 4\pi\kappa$.

Величина κ называется *магнитной восприимчивостью*, а μ - *магнитной проницаемостью* вещества. Вещества, для которых $\kappa > 0$ (т.е. $\mu > 1$), называются *парамагнитными* (щелочные металлы, молекулярный кислород, алюминий, платина и т.д.). Такие вещества намагничиваются вдоль магнитного поля. Вещества с $\kappa < 0$ называются *диамагнитными* (инертные газы, молекулы водорода, азота, углекислота, золото, серебро, цинк, ртуть, свинец, германий и т.д.). Они намагничиваются противоположно магнитному полю.

Диамагнетики. Магнитный момент свободного атома складывается из орбитальных магнитных моментов электронов, обусловленных их орбитальным движением вокруг ядра и спиновых магнитных моментов электронов. У атомов и молекул с полностью заполненными электронными оболочками результирующие орбитальные и спиновые моменты равны нулю. Поэтому такие атомы (и молекулы) не имеют собственного магнитного момента. При внесении их во внешнее магнитное поле в электронной оболочке атома по закону электромагнитной индукции возникают индуцированные круговые токи, которые создают индуцированный магнитный момент. По правилу Ленца этот момент

направлен противоположно внешнему магнитному полю. Это значит, что магнитное поле в диамагнетике слабее внешнего поля. Следует отметить, что явление электромагнитной индукции, приводящее к диамагнетизму, происходит во всех средах. Поэтому диамагнитный эффект имеет универсальный характер, который должен происходить во всех телах. Однако в случае атомов, обладающих собственным магнитным моментом, явление диамагнетизма перекрывается более сильными эффектами - парамагнитными или ферромагнитными свойствами вещества. В строго однородном магнитном поле тонкий образец диамагнетика ориентируется перпендикулярно полю. В неоднородном магнитном поле диамагнетик выталкивается в область уменьшения напряженности поля. Механизм возникновения диамагнетизма связывают с ларморовской прецессией орбитального магнитного момента отдельного электрона в атоме. При отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты электронов диамагнитного атома взаимно компенсируют друг друга, а в магнитном поле магнитные моменты всех электронов совершают ларморовскую прецессию, вследствие чего возникает суммарный магнитный момент, направленный противоположно внешнему магнитному полю.

Несложные расчеты показывают, что диамагнитная восприимчивость κ определяется формулой: $\kappa = -\frac{nZe^2}{6m_e c^2} \langle r^2 \rangle$, где $\langle r^2 \rangle$ - среднее значение квадрата расстояния электронов от ядра атома. Видно, что диамагнитная восприимчивость не зависит от температуры и линейно зависит от порядкового номера. Видно также, что наибольший вклад в диамагнитную восприимчивость дают наиболее удаленные от ядра электроны. Это позволяет приближенно оценить радиус внешней электронной оболочки атома как $\rho_{cp} \cong \sqrt{\langle r^2 \rangle}$. Такие оценки согласуются со значениями, найденными другими методами. По порядку величины

$\kappa \approx -Z \cdot 10^{-6}$. Приведенная выше формула для коэффициента κ получена при предположении, что атомы (или молекулы) находятся в основном состоянии. Это означает, что рассматривается интервал температур, в котором не происходит термического возбуждения высших энергетических уровней. Поэтому диамагнитная восприимчивость не зависит от температуры. Предполагалось также, что атомы независимы друг от друга, т.е. диамагнитная среда рассматривалась фактически как разреженный газ. Если же атомы взаимодействуют друг с другом так же, как атомы в молекулах или твердом теле, то электронные оболочки атомов деформируются, что приводит к ослаблению диамагнитного эффекта. Так же могут проявляться дополнительные эффекты, например, в металлах и полупроводниках электроны проводимости во внешнем магнитном поле начинают двигаться по спиральным квантованным орбитам, что вызывает дополнительный диамагнитный эффект, который называется *диамагнетизмом Ландау*. В общем, диамагнитная восприимчивость не зависит от напряженности магнитного поля. Однако в металлах и полупроводниках при очень низких температурах с увеличением напряженности магнитного поля происходят осцилляции (периодические изменения) диамагнитной восприимчивости. Это *эффект де Гааза-ван Альфвена* (1930).

Парамагнетики. К парамагнетикам относятся вещества, атомы и молекулы которых обладают собственным магнитным моментом при отсутствии внешнего магнитного поля. Однако моменты парамагнитных атомов ориентированы хаотически, поэтому без внешнего магнитного поля вектор намагничивания парамагнетика $\vec{I}=0$. Парамагнитные атомы содержат нечетное число электронов, так что полный спин не равен нулю, или имеют недостроенные внутренние оболочки (3d, 4d, 5d, 4f, 5f). В парамагнетиках внешнее магнитное поле усиливается благодаря их

намагничиванию. Парамагнитные тела, в отличие от диамагнитных тел, притягиваются к полюсам магнита.

В магнитном поле \vec{B} атом, обладающий магнитным моментом \vec{M} , приобретает дополнительную энергию $\Delta E = -(\vec{M} \cdot \vec{B})$. Отсюда видно, что энергия атома возрастает, если магнитный момент \vec{M} ориентирован против поля, и уменьшается, если он ориентирован по полю. Поэтому в состоянии термодинамического равновесия большая часть моментов будет ориентироваться по полю, т.е. должен проявляться парамагнетизм. В случае достаточно слабого магнитного поля, когда $MB/k_B T \ll 1$, вектор намагничивания определяется формулой: $\vec{I} = (n \vec{M}^2 / 3k_B T) \vec{B}$. Отсюда следует выражение магнитной восприимчивости парамагнетика:

$\kappa = n \vec{M}^2 / 3k_B T$. Такую зависимость магнитной восприимчивости парамагнетика от температуры открыл П. Кюри (1895). Согласно классической теории парамагнетизма, которую построил Ланжевэн (1905), вектор $\vec{I} = n \vec{M} L(a)$, где $L(a)$ – функция Ланжевэна, определяемая так же, как и в случае диэлектриков. Параметр $a = MB/k_B T$.

При малом значении этого параметра справедлив закон Кюри, а при больших его значениях наступает насыщение намагниченности. Можно оценить, что при комнатной температуре и магнитных моментах порядка магнетона Бора молярная парамагнитная восприимчивость $\kappa_p \approx 10^{-4} \text{ см}^3 / \text{моль}$. Вспомним, что диамагнитная восприимчивость $|\kappa_d| \approx Z \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 / \text{моль}$. Согласно квантовой теории парамагнетизма, учитывающей спин-орбитальное взаимодействие электронов в атоме, намагниченность определяется более сложной формулой: $I = n M_B g J B_J(a)$, где M_B – магнетон Бора, g – фактор Ланде, J – квантовое число полного момента импульса атома, функция

$B_J(a) \equiv \frac{2J+1}{2J} \text{cth} \frac{2J+1}{2J} a - \frac{1}{2J} \text{cth} \frac{a}{2J}$ – функция Бриллюэна, параметр

$a = JgM_B B / k_B T$. Эта формула хорошо согласуется с опытными данными. В частности, при $a \ll 1$ отсюда следует закон Кюри, где коэффициент

парамагнитной восприимчивости определяется выражением: $\kappa_p = \frac{nM^2}{3k_B T}$.

При этом магнитный момент атома равен $M = gM_B \sqrt{J(J+1)}$. Если орбитальное движение электронов отсутствует, так что магнитный момент атома обусловлен только спином электронов ($L=0, J=S$), то общая формула упрощается: $I = (nM_B g / 2) th(M_B g B / 2k_B T)$.

Эксперименты показали, что существуют парамагнитные вещества, например, щелочные металлы, которые не подчиняются закону Кюри, т.е. их парамагнитная восприимчивость в широких пределах не зависит от температуры. Этот факт объяснил Паули (1927), который показал, что парамагнитные свойства этих веществ определяются не магнитными моментами ионов кристаллической решетки, а спиновым магнитным моментом электронов проводимости. Электроны в металле представляют собой вырожденный газ. При $T=0$ в каждом состоянии, вплоть до энергии Ферми, могут находиться два электрона с противоположными спинами.

Во внешнем магнитном поле электроны с положительной проекцией магнитного спинового момента приобретают дополнительную энергию $\Delta E_{\uparrow} = -M_B B$, а электроны с противоположной проекцией – энергию $\Delta E_{\downarrow} = M_B B$, где M_B – магнетон Бора. Расчеты с учетом принципа Паули показывают, что парамагнитная восприимчивость в этом случае (*спиновый парамагнетизм Паули*) описывается приближенной формулой: $\kappa_p = (3n/\pi^4)^{1/3} (e^2/4mc^2)$. Сравнение с *диамагнетизмом Ландау* показывает, что диамагнитная и парамагнитная восприимчивости свободных электронов связаны друг с другом: $\kappa_d = -\kappa_p/3$.

Ферромагнетики. Ферромагнитными являются вещества, которые обладают спонтанной намагниченностью, т.е. имеют отличную от нуля намагниченность при отсутствии внешнего магнитного поля. В отличие от парамагнетиков магнитные моменты атомов этих веществ ориентированы упорядоченно, т.е. параллельно друг другу. К ферромагнетикам относятся лишь девять элементов с кристаллической структурой. Это переходные элементы Fe, Co, Ni (3d – металлы) и редкоземельные металлы Gd, Dy, Tb, Ho, Er, Tm (4f – металлы), т.е. атомы с недостроенными внутренними оболочками. Вместе с тем существует огромное количество сплавов и химических соединений, обладающих ферромагнитными свойствами.

Известные опыты Эйнштейна-де Гааза и Барнетта (1915) по измерению *гиромагнитного отношения* показали, что магнитные свойства ферромагнитных веществ обусловлены не орбитальным движением электронов, а, как выяснилось, их спином. Спонтанная намагниченность вещества исчезает при температурах выше *точки Кюри*. При таких температурах происходит фазовый переход из ферромагнитного состояния в парамагнитное. Магнитная восприимчивость ферромагнетиков может принимать большие значения: $\kappa_f \approx 10^4 - 10^5$. Намагниченность I и магнитная индукция ферромагнетиков B нелинейно возрастают с увеличением напряженности магнитного поля H . Они достигают предельные значения в магнитных полях порядка 100Э ($8 \cdot 10^3$ А/м) (рис. 2.31, 2.32). Из-за отмеченной выше нелинейности значение намагниченности вещества существенно зависит от его предыстории. Это приводит к неоднозначной зависимости индукции от поля и явлению *гистерезиса* при изменении напряженности внешнего магнитного поля (рис.2.33). Величина H_k называется *коэрцитивной силой*. Это поле, которое

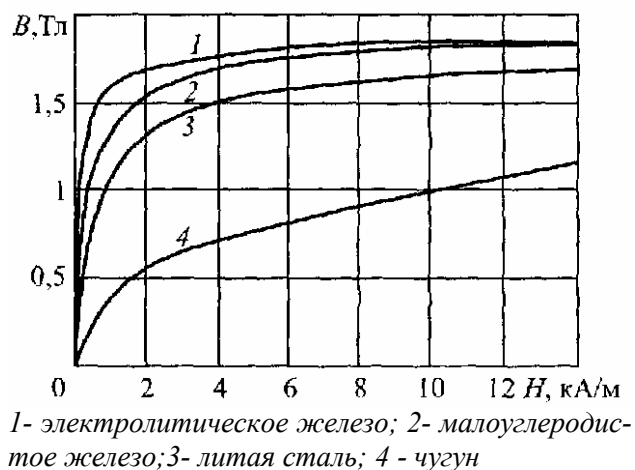


Рис. 2.31

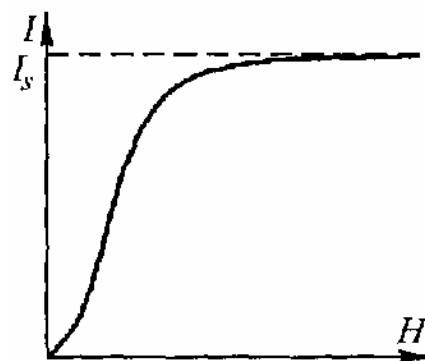


Рис. 2.32

надо приложить в обратном направлении, чтобы, начиная с состояния магнитного насыщения довести индукцию (намагниченность) до нулевого значения. При полном цикле перемагничивания в единицу объема

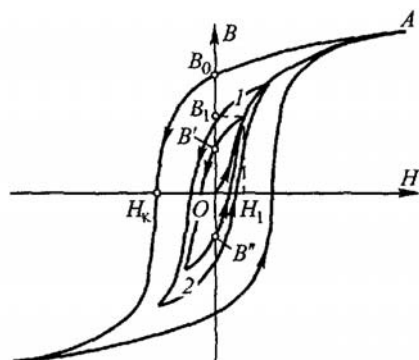


Рис. 2.33

ферромагнетика вводится энергия, численно равная площади петли гистерезиса. Эта энергия переходит в тепло (*тепло гистерезиса*). Таким образом, при циклическом перемагничивании ферромагнетик нагревается и тем сильнее, чем больше петля гистерезиса. Этот факт учитывается в электрических установках с переменным током, в которых используются магнитные материалы. Для уменьшения потерь энергии на тепло гистерезиса обычно применяют специальные сорта мягкого железа – *трансформаторное железо*. Отметим также, что при намагничивании

ферромагнетиков происходит их деформация: изменение размеров и форм. Это явление *магнитострикции*.

Для объяснения ферромагнитных свойств Б.Л. Розинг (1892) и Вейс (1907) предположили, что в ферромагнетиках существует внутреннее магнитное поле, обусловленное молекулярными токами. Теория Вейса объяснила многие экспериментальные факты, но физическая природа молекулярного магнитного поля Вейса оставалась непонятной. По расчетам это поле должно быть очень большим. Однако из экспериментов (Я.Г. Дорфман, 1927) следовало, что сильного внутреннего магнитного поля в ферромагнетиках нет. Я.И. Френкель и Гейзенберг решили эту проблему в 1928 г.. Они показали, что ферромагнитные свойства обусловлены квантовым характером взаимодействия между электронами. Строгое квантово-механическое вычисление электростатического взаимодействия между электронами приводит к тому, что помимо обычного кулоновского взаимодействия возникают дополнительные члены, целиком связанные со спином электронов, которые интерпретируются как специфическое *обменное взаимодействие*. Этим взаимодействием обусловлены ферромагнитные свойства вещества. Вместе с тем, характер обменного взаимодействия, а также других квантовых взаимодействий, в конкретных условиях определяется кристаллической структурой вещества и строением электронных оболочек атомов. Из рис. 2.32 видно, что при $H=0$ намагниченности ферромагнетика нет. Чтобы совместить этот факт с предположением о существовании спонтанной намагниченности, Вейс ввел гипотезу, что ферромагнетик состоит из малых, спонтанно намагниченных, областей – *доменов*. По этой гипотезе при отсутствии внешнего магнитного поля домены ориентированы так, что результирующая намагниченность ферромагнетика равна нулю.

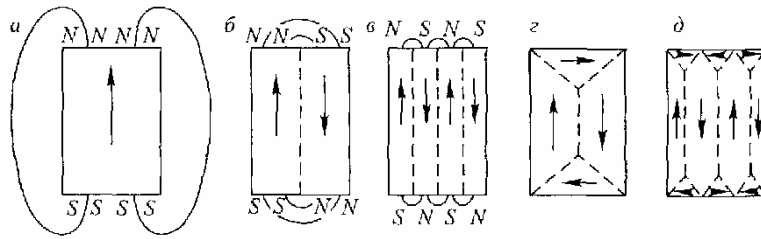


Рис. 2.34

Во внешнем магнитном поле происходит изменение ориентаций и самих значений магнитных моментов в доменах, что приводит к намагничиванию вещества. Существование доменов доказано экспериментально. Согласно теории (Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц и др., 1935) доменная структура соответствует состоянию ферромагнетика с минимальной энергией, т.е. устойчивому состоянию. На рис.2.34 показан процесс дробления доменов до достижения устойчивого состояния. Объем домена около 10^{-3}см^3 , длина около 2-3 мм. Кривая намагничивания и петля гистерезиса определяются изменениями объемов доменов из-за смещения их границ при различной ориентации векторов намагниченности \vec{I}_s , а также вращением этих векторов в доменах. Приблизительно магнитная восприимчивость ферромагнетика (и кривая 2.32) состоит из двух частей: одна связана со смещением границ доменов, другая – с вращением векторов \vec{I}_s : $\kappa = \kappa_{\text{смещ}} + \kappa_{\text{вращ}}$. Кривая 2.32 при малых полях соответствует случаю $\kappa_{\text{смещ}} \gg \kappa_{\text{вращ}}$, а после подъема кривой: $\kappa_{\text{вращ}} \gg \kappa_{\text{смещ}}$.

2.8. Кинетические явления в полупроводниках

При равномерном распределении носителей в пространстве и отсутствии внешнего электрического поля все свободные носители заряда движутся хаотически, подобно молекулам газа. В этом случае направления скоростей носителей равновероятны и электрический ток, в целом, равен нулю. Однако в электрическом поле помимо хаотического возникает

направленное движение носителей, которое называют *дрейфовым движением*. Из-за столкновения носителей зарядов с атомами (ионами) кристаллической решетки их движение в направлении электрического поля прерывисто и характеризуется *подвижностью* μ . Величина подвижности электронов μ_n больше величины подвижности дырок μ_p . Плотность тока в полупроводнике, обусловленного дрейфом свободных электронов под действием внешнего электрического поля со средней скоростью v_n , определяется как $j_n = qn v_n$, где q заряд электрона, n – концентрация электронов. Дрейф дырок в валентной зоне со средней скоростью v_p , создает дырочный ток $j_p = qp v_p$, где p – концентрация дырок. Полная плотность дрейфового тока содержит электронную и дырочную составляющие: $j = q(n\mu_n + p\mu_p)E$.

Если в полупроводнике создана область неравновесных носителей, например неоднородным *легированием*, то в нем возникнет *диффузионный поток* из-за градиента концентрации носителей. Согласно *закону Фика* плотность диффузионного потока свободных носителей P пропорциональна градиенту концентрации вещества: $P = -D(dn/dx)$, где D – коэффициент диффузии. Отсюда следуют выражения для плотности электрического тока из-за диффузии электронов и дырок:

$$j_{ndif} = qD_n (dn/dx)$$

$$j_{pdif} = -qD_p (dp/dx)$$

Наличие в полупроводнике диффузионного тока приводит к пространственному разделению зарядов. В свою очередь, разделение зарядов порождает статическое электрическое поле E_{stat} , вызывающее дрейфовые токи носителей зарядов. Полный ток складывается из диффузионного и дрейфового токов. В равновесном состоянии диффузионный ток электронов должен быть уравновешен дрейфовым током электронов в поле E_{stat} . Аналогичное равновесие соблюдается между

диффузионным током дырок и дырочным дрейфовым током. Параметры дрейфового и диффузионного движения связаны между собой соотношениями Эйнштейна:

$$\begin{aligned} D_n &= (kT / q)\mu_n = \varphi_T \mu_n \\ D_p &= (kT / q)\mu_p = \varphi_T \mu_p \end{aligned}$$

где величина $\varphi_T = kT / q$ называется *тепловым потенциалом*. Эти соотношения строго выполняются лишь для невырожденных полупроводников в условиях равновесия. Изменение неравновесных носителей со временем определяется *уравнением непрерывности*. Для полупроводника *p*-типа уравнение непрерывности описывает изменение

концентрации электронов (неосновных носителей): $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \operatorname{div} J_n - R_n + G_n$.

Здесь учтено, что изменение концентрации электронов n происходит из-за тока электронов, а также за счет генерации G_n и рекомбинации электронов R_n . Аналогично записывается уравнение непрерывности для дырок:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} J_p - R_p + G_p.$$

Если полупроводник, через который протекает электрический поток, поместить в магнитное поле, то в нём возникнут гальваномагнитные явления, в частности проявится эффект Холла. Этот эффект рассматривался в разделе 2.6.

2.9. Контактные явления в полупроводниках

Принцип действия большинства полупроводниковых приборов основан на физических явлениях, происходящих в области контакта твердых тел. Переходной слой между областями твердого тела с различными типами или значениями проводимости называется

электрическим переходом. На практике наиболее часто используются контакты полупроводник-полупроводник, полупроводник-металл и металл-диэлектрик-полупроводник. Переход между полупроводниками n - и p -типа называют электронно-дырочным или n - p -типа. Чаще всего электронно-дырочный переход создают в монокристалле полупроводника, используя различные технологические методы – диффузионное легирование, эпитаксию, ионное внедрение и т.д.

Рассмотрим p - n -переход, в котором концентрации доноров N_d и акцепторов N_a изменяются скачком на границе раздела. Неравномерное распределение концентраций одноименных носителей зарядов в кристалле приводит к возникновению диффузии электронов из n -области в p -область и дырок из p -области в n -область, то есть создается диффузионный ток электронов и дырок. Плотность полного диффузионного тока равна

$$J_{dif} = J_{ndif} + J_{pdif} = q \left(D_n \frac{dn}{dx} + D_p \frac{dp}{dx} \right).$$

Электроны и дырки, переходя через контакт, формируют в приконтактной области дырочного полупроводника нескомпенсированный заряд отрицательных ионов акцепторных примесей, а в электронном полупроводнике – нескомпенсированный заряд положительных донорных ионов. В результате, между областями с различными типами электропроводности, возникает диффузионное электрическое поле с напряженностью E_{dif} , созданное двумя слоями объемных зарядов. Этому полю соответствует разность потенциалов φ_k между n - и p -областями, называемая *контактной*. Двойной электрический слой обладает большим сопротивлением, поскольку он обеднён подвижными носителями. За пределами области объемного заряда полупроводниковые области n - и p -типа остаются электрически нейтральными. Взаимное расположение разрешённых зон и уровня Ферми за пределами p - n -перехода остаётся таким же, каким было в соответствующих полупроводниках. Так как

напряжённость диффузионного электрического поля в p - n -переходе направлена от электронного полупроводника к дырочному, энергетические зоны зарядившегося положительно полупроводника n -типа снижаются, а энергетические уровни полупроводника p -типа повышаются (рис. 2.35). Сдвиг зон определяется тем, что в равновесном состоянии уровень Ферми должен быть расположен на одной высоте энергетической диаграммы всей системы. Этот сдвиг зон соответствует контактной разности потенциалов или высоте потенциального барьера p - n -перехода. В глубине полупроводника p -типа потенциальная энергия дырок W_p соответствует некоторому постоянному значению, а при приближении к зоне p - n -перехода потенциальная энергия дырок начинает расти за счёт потенциальной энергии электрического поля p - n -перехода.

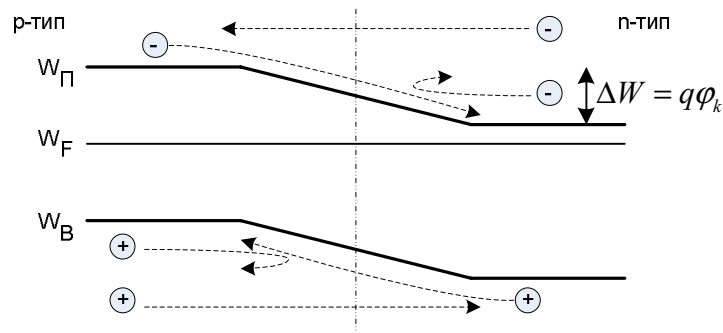


Рис.2.35

Для того чтобы дырки могли перейти из p -области в n -область, они должны обладать энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера, высота которого составляет $\varphi_k = \Delta W / q$. Высота потенциального барьера зависит от концентрации примесей доноров N_D и акцепторов N_A , в каждой из областей полупроводника, образующих p - n -переход:

$$\varphi_k = \frac{KT}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} \approx \frac{KT}{q} \ln \frac{n}{p}.$$

Для неосновных носителей заряда - дырок в n -области и электронов в p -области, при переходе из одной области в другую происходит не

преодоление потенциального барьера носителями, а их выталкивание или скатывание с барьера. В результате возникают дрейфовые токи электронов и дырок, которые направлены навстречу диффузионным токам. При этом в отсутствие внешнего поля результирующий ток равен нулю.

Рассмотрим теперь *неравновесное* состояние *p-n*-перехода. Токи диффузии и дрейфа через переход не уравновешены, когда к переходу приложено внешнее напряжение и высота потенциального барьера понижена или повышена по сравнению с ее величиной в равновесном состоянии. Переход работает в *прямом направлении*, если плюс внешнего источника подключен к *p*-области, а минус – к *n*-области. Тогда равновесие нарушится. Внешний источник создаст в переходе электрическое поле, направление которого противоположно E_{dif} , отчего результирующее поле в переходе ослабнет и потенциальный барьер снизится. Высота потенциального барьера станет равной $\Delta\varphi = \varphi_k - U$, где U – приложенное внешнее напряжение. Снижение потенциального барьера приводит к увеличению числа дырок в *p*-области, обладающих энергией, необходимой для его преодоления. Под действием приложенного напряжения электроны *n*-области и дырки *p*-области будут втягиваться в сторону *p-n*-перехода. Часть из них перейдет через него и создаст в прилегающих к переходу зонах пространственный заряд неосновных носителей, соответственно, отрицательный в *p*-слое и положительный в *n*-слое.

Возникший на границе *p-n*-перехода объемный заряд неосновных носителей создаст электрическое поле, которое, сосредоточенное от *p-n*-перехода в глубь соответствующих областей полупроводников, вытянет из глубины *p*-области дырки и тем самым компенсирует отрицательный заряд электронов, а из глубины *n*-области – электроны и компенсирует положительный заряд дырок. Увеличение концентрации электронов в зоне пространственного заряда дырок в *n*-слое и дырок в зоне

пространственного заряда электронов в p -слое приведёт к уменьшению концентрации электронов и дырок в смежных областях, то есть приведёт к появлению пространственного заряда и, соответственно, к нарушению электрической нейтральности в этих объёмах. Этот процесс называется *инжекцией* носителей. Ту область, в которую происходит инжекция неосновных носителей, называют *базой*, а область, из которой происходит инжекция, называют *эмиттером* полупроводникового прибора.

Электрическая нейтральность объёма базы полупроводника восстанавливается за счёт ввода через внешний контакт дополнительного количества электронов, суммарный заряд которых должен быть равен пространственному заряду избыточных дырок, а электрическая нейтральность эмиттера восстанавливается вследствие вывода через внешний контакт дополнительного количества электронов, суммарный заряд которых равен пространственному заряду введённых через p - n -переход электронов. Так как заряды дырок и электронов равны по величине, то количество электронов, введённых в базу из внешней цепи, равно количеству введённых через p - n -переход дырок, а количество выведенных из эмиттера электронов равно количеству введённых через p - n -переход электронов. Инжектированные неосновные носители и компенсирующие их основные носители называются *избыточными* неосновными и основными носителями, соответственно, так как они создают концентрацию, отличающуюся от равновесной.

Рассмотрим теперь вариант *обратного включения* p - n -перехода. При подключении p - n -перехода в обратном направлении внешнее обратное напряжение U создает электрическое поле, совпадающее по направлению с диффузионным полем E_{dif} , что приводит к росту потенциального барьера на величину U и увеличению относительного смещения энергетических диаграмм (рис. 2.35) на $q(\varphi_k + U)$. Это приводит также к увеличению ширины запирающего слоя и уменьшению диффузионных токов основных

носителей. Для неосновных носителей поле в p - n -переходе остается ускоряющим, поэтому дрейфовый ток не изменится. Через переход будет проходить результирующий ток, определяемый в основном током дрейфа неосновных носителей. Этот процесс называется *экстракцией* неосновных носителей заряда. Поскольку их концентрация невелика, то ток через переход, включенный в обратном направлении, мал.

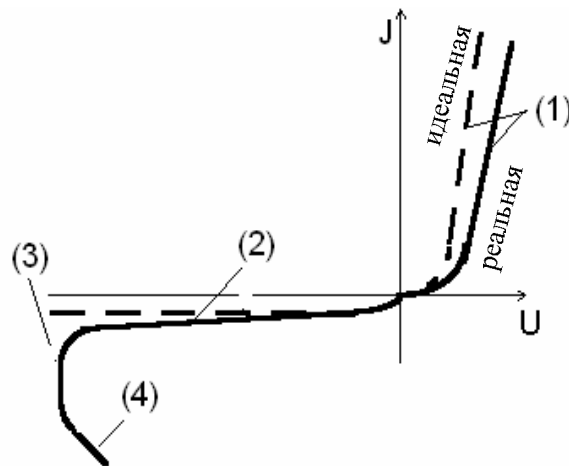


Рис. 2.36

Зависимость тока J через переход от приложенного к нему напряжения U называется его *вольтамперной характеристикой (ВАХ)*. Для вывода ВАХ p - n -перехода следует обратиться к уравнениям непрерывности для электронов и дырок, и учесть распределение концентраций основных и неосновных носителей у границ p - n -перехода. Плотность тока, протекающего через p - n -переход, определяется формулой: $j = j_s (e^{U/\phi_T} - 1)$, где j_s — плотность тока насыщения. Это выражение получено для идеального тонкого электронно-дырочного перехода, в котором отсутствует генерация и рекомбинация носителей зарядов. Реальная ВАХ p - n -перехода, представленная на рис. 2.36 сплошной линией, несколько отличается от идеальной. Рассмотрим основные причины, приводящие к отличию реальной ВАХ от идеальной. При прямом напряжении на p - n -переходе (область 1) отклонение реальной

характеристики от идеальной связано с конечным значением сопротивления слаболегированной области базы. Часть внешнего напряжения U падает на объемном сопротивлении базы, поэтому при одинаковой величине поданного напряжения ток реального p - n -перехода будет меньше, идеального. При обратном напряжении обратный ток реального перехода оказывается больше, чем ток идеального перехода. При этом величина обратного тока зависит от величины обратного напряжения (область 2). Причиной этого отличия является то, что к тепловому току добавляется еще генерационная составляющая. Величина тока генерации пропорциональна ширине p - n -перехода, следовательно, зависит от приложенного обратного напряжения. При достаточно больших обратных напряжениях (область 3) в переходе может произойти пробой. *Пробоем* называется неограниченное увеличение тока при постоянном или даже уменьшающемся напряжении на переходе. Различают три вида пробоя: лавинный, туннельный, тепловой. *Лавинный пробой* связан с возникновением ударной ионизации атомов полупроводника в области объемного заряда при высокой напряженности электрического поля. При больших обратных напряжениях процесс ударной ионизации лавинообразно нарастает, что приводит к увеличению обратного тока. *Туннельный пробой* связан с туннельными переходами электронов сквозь узкий и высокий потенциальный барьер. Такой пробой возникает в p - n -переходах на базе сильнолегированных областей n - и p -типа. Лавинный и туннельный пробой обратимы, то есть при включении в цепь p - n -перехода ограничивающего ток сопротивления эти виды пробоя не приводят к разрушению перехода. *Тепловой пробой* (область 4) наступает при условии, когда выделяемая в переходе мощность оказывается больше, чем отводимая. В этом случае температура перехода лавинообразно возрастает, что, в конечном счете, приводит к необратимому разрушению перехода.

Изменение внешнего напряжения dU на p - n -переходе приводит к изменению накопленного в нем заряда dQ . Поэтому p - n -переход можно рассматривать как конденсатор, имеющий емкость $C=dQ/dU$. В зависимости от физической природы изменяющегося заряда различают барьерную и диффузионную емкость p - n -перехода. *Барьерная* или *зарядная емкость* определяется изменением нескомпенсированного заряда ионов при изменении запирающего слоя под воздействием внешнего *обратного* напряжения. При этом переход можно рассматривать как плоский конденсатор, емкость которого зависит от величины обратного напряжения $U_{обр}$: $C_b = C_0 / (1 + |U_{обр}| / \phi_k)^\gamma$, где C_0 – емкость перехода при $U_{обр} = 0$; γ – коэффициент, зависящий от структуры p - n -перехода, равный 0,3-0,5. При *прямом* напряжении преобладающей емкостью является *диффузионная емкость* p - n -перехода, связанная с процессами накопления и рассасывания неравновесного заряда в базе и с изменением заряда неосновных носителей в результате диффузии. Величина диффузионной емкости пропорциональна току J через переход и среднему времени диффузии (пролету) t_{dif} носителей заряда: $C_d = \frac{q}{kT} J t_{dif}$. При прямом напряжении значение емкости p - n -перехода может достигать десятков тысяч пикофарад, при обратном напряжении – менее сотни пикофарад.

ГЛАВА III. ЭМИССИОННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

3.1. Электронная эмиссия

Электроны проводимости свободно перемещаются по всему металлу. Их выходу наружу препятствуют силы, действующие у поверхности металла. В результате разнообразных внешних воздействий происходит процесс испускания электронов в вакуум, когда электрон приобретает энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера, существующего на границе вещество-вакуум. В зависимости от типа внешнего воздействия различают следующие основные виды электронной эмиссии:

- фотоэлектронную эмиссию;
- термоэлектронную эмиссию;
- автоэлектронную эмиссию;
- вторичную электронную эмиссию;
- ионно-электронную эмиссию.

Во всех указанных явлениях электронно-эмиссионные свойства вещества определяются, в основном, распределением по энергии свободных электронов. Интенсивная эмиссия — это выход достаточно большого количества электронов в единицу времени через единицу площади поверхности, отделяющей вещество от вакуума.

Металлы являются кристаллическими телами, где электроны, находящиеся на внутренних оболочках, остаются связанными с ядром своего атома, а, слабо связанные валентные электроны, как бы обобществляются, т.е. оказываются связанными не с конкретными атомами, а со всей системой («электронный газ») и могут, при определенных условиях, квазисвободно перемещаться. Количество частиц, образующих электронный газ, может быть оценено исходя из числа узлов кристаллических решеток в единице объема вещества. Оно составляет

величину порядка $10^{22} - 10^{23}$. Таким образом, с точки зрения интенсивной эмиссии, металлы, являясь «резервуаром» с большим количеством свободных электронов в единице объема, обладают неоспоримым преимуществом.

В разделе 2.3 были рассмотрены основные положения зонной теории строения металлов. Энергетическая диаграмма в модели электрона, находящегося в потенциальной яме, напоминает картину жидкости, налитой в стакан (рис. 3.1а). Дно зоны – дно зоны проводимости. Потенциальная энергия электрона вне металла полагается равной нулю, а внутри металла она отрицательна. Для того чтобы электрон мог покинуть металл, его кинетическая энергия должна быть больше глубины потенциальной ямы U_p . Концентрация электронов, обладающих энергиями в интервале от ε до $\varepsilon+d\varepsilon$, описывается формулой: $dn_\varepsilon = F(\varepsilon)f(\varepsilon)d\varepsilon$, где

$F(\varepsilon) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_e)^{3/2} \sqrt{\varepsilon}$ - функция плотности энергетических состояний,

$f(\varepsilon) = \left(1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - U_F}{kT}\right) \right)^{-1}$ - среднее число частиц с данной энергией

(распределение Ферми-Дирака), $U_F = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3N}{8\pi} \right)^{3/2}$ - энергия Ферми

(максимальная энергия, которой могут обладать электроны в отсутствие теплового движения). При температуре абсолютного нуля и $\varepsilon > U_F$ в металле нет электронов с энергией больше U_F , а при $\varepsilon < U_F$ $dn_\varepsilon = const \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon$ (рис. 3.1б). С повышением температуры в распределении частиц появляется небольшая часть электронов, обладающих энергиями, превышающими U_F (обычно $kT \ll U_F$: при комнатной температуре $kT \approx 1/40$ эВ, U_F — порядка нескольких эВ). Энергию, равную разности между глубиной потенциальной ямы U_p и уровнем Ферми U_F , называют *работой выхода электрона* из металла и обозначают $\Phi = e\varphi$ (e — заряд электрона, φ -

потенциал выхода). При конечных значениях температуры энергетическая граница размывается, и часть электронов с энергией, превышающей работу выхода, может покинуть металл. Этот процесс перераспределения электронов по энергии приводит к возможности замены распределения Ферми-Дирака максвелловским распределением. Например, для вольфрама $U_F = 8$ эВ при температуре $T = 2000$ К, представляющей практический интерес (рабочая температура вольфрамового катода), отношение $U_F/kT = 40$. Для электронов с энергией, превышающей U_F хотя бы на 10%, величина $\exp\left[\frac{\varepsilon - U_F}{kT}\right] \gg 1$. В этом

случае в выражении для распределения Ферми-Дирака можно пренебречь единицей. Тогда $dn_\varepsilon = \text{const} \sqrt{\varepsilon} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right) d\varepsilon$, что соответствует распределению Максвелла. Таким образом, при термоэлектронной эмиссии, катод покидают наиболее быстрые частицы, при этом их распределение можно описывать согласно статистике Максвелла-Больцмана.

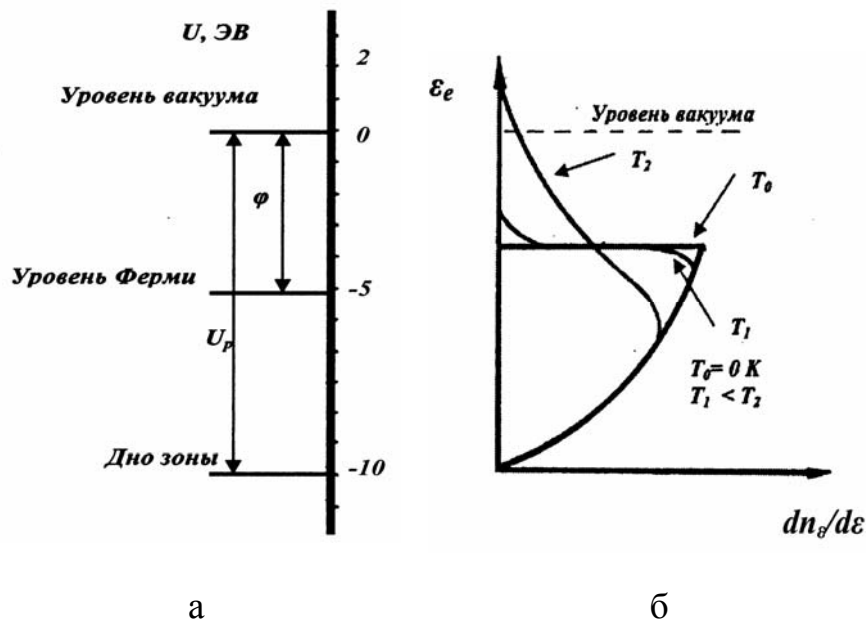


Рис. 3.1

Газокинетическое давление электронного газа внутри металла можно оценить, исходя из средней энергии свободных электронов, которая может

быть получена путем усреднения по распределению Ферми-Дирака в пределах от нулевой энергии до уровня Ферми $\bar{\varepsilon} = \frac{2}{3}U_F$. При плотности электронного газа 10^{23} см^{-3} и $T=300 \text{ К}$ давление составит величину порядка 10^9 Па . Такое гигантское внутреннее давление не приводит к разрушению кристаллической структуры металла ввиду того, что на границе металл-вакуум существует потенциальный барьер, который препятствует выходу электрона. Его существование обусловлено двумя факторами (рис. 3.2):

- наличие двойного электрического слоя, образованного граничным рядом узлов кристаллической решетки;
- уход электрона из металла приводит к наведению в нем положительного заряда.

Высота барьера по порядку величины может быть оценена исходя из выражения: $\varphi = \frac{e}{2a}$, где a – ширина двойного электрического слоя. Таким образом, полная работа выхода различна не только для разных металлов, но и, в значительной степени, определяется кристаллографической ориентацией грани монокристалла, с которой происходит эмиссия электронов (рис. 3.2).

В таблице приведены значения работы выхода, усредненной по различным кристаллографическим граням, для некоторых металлов:

| Металл | Fe | Ba | Ca | Ta | Ni | Mo | W |
|-------------------|------|------|------|------|------|------|------|
| Работа выхода, эВ | 4,25 | 2,11 | 2,24 | 4,07 | 4,60 | 4,41 | 4,52 |

Ввиду того, что толщина двойного слоя по порядку величины совпадает с размерами атома, напряженность поля в слое достигает значений порядка 10^8 В/см , что позволяет уравновесить гигантское внутреннее давление электронного газа.

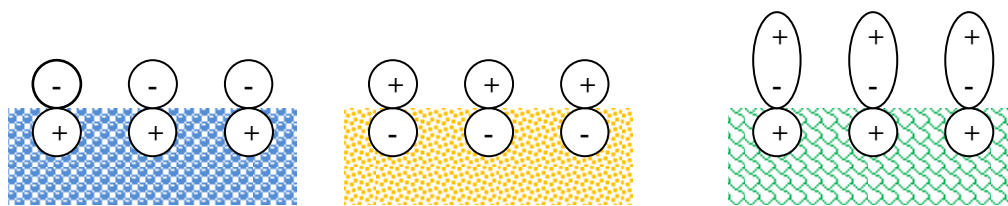


Рис. 3.2

Явление электронной эмиссии из металла будет наблюдаться, если электронам сообщена тем или иным образом энергия, превышающая высоту потенциального барьера. Этот процесс характеризуется плотностью тока эмиссии.

3.2. Фотоэлектронная эмиссия

Явление испускания электронов поверхностью вещества под воздействием электромагнитного излучения называется *фотоэлектронной эмиссией* или *внешним фотоэффектом*. Поток электромагнитного излучения, частично проникая внутрь вещества, поглощается в нем и передает энергию электронам проводимости. В случае однофотонной эмиссии (фотон взаимодействует только с одним свободным электроном, отдавая ему полностью свою энергию), явление наблюдается, когда выполнено условие: $h\nu \geq h\nu_0 = \Phi$, где $\nu_0 = c/\lambda_0$ - пороговая частота падающего электромагнитного излучения, начиная с которой фотон может вырвать электрон из металла, λ_0 - пороговая длина волны или красная граница фотоэффекта (рис.3.3а). Величина тока насыщения пропорциональна величине светового потока - $\tilde{\Phi}$ (рис. 3.3б).

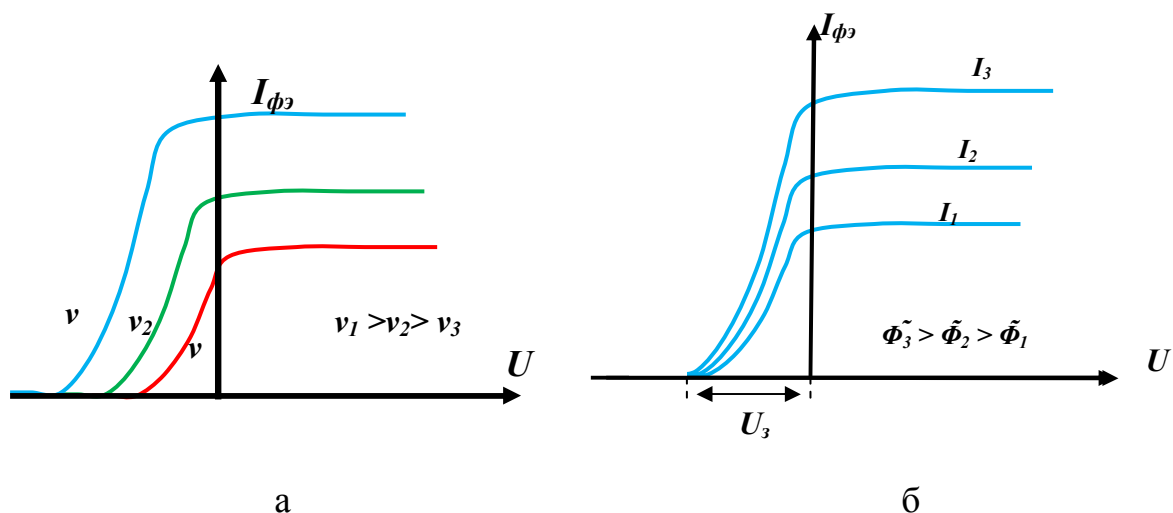


Рис. 3.3

Для внешнего фотоэффекта справедливо уравнение Эйнштейна: $h\nu = \Phi + m v_{\max}^2 / 2$, где v_{\max} - максимальная скорость фотоэлектронов, которая связана с задерживающей разностью потенциалов U_3 соотношением $m v_{\max}^2 / 2 = eU_3$. Таким образом, задерживающая разность потенциалов U_3 связана с частотой ν света соотношением: $U_3 = (h/e)\nu - \varphi$, где $\varphi = \Phi/e$ - потенциал работы выхода (рис. 3.4). Продолжение прямой до пересечения с осью ординат определяет потенциал выхода φ электронов из металла, а точка пересечения прямой с осью абсцисс дает граничную частоту $\nu_0 = \Phi/h$ фотоэффекта. Тангенс угла наклона прямой к оси частот $tg\alpha = dU_3 / d\nu = h/e$ определяется только постоянной Планка и зарядом электрона.

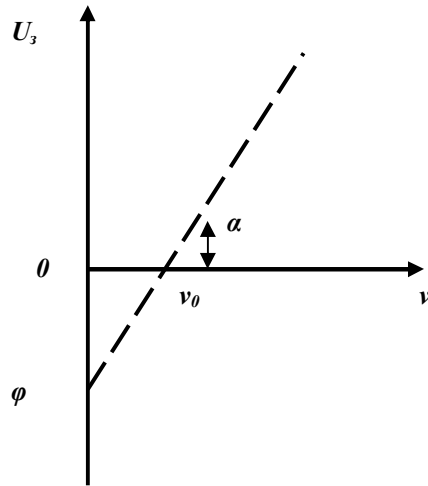


Рис. 3.4

В таблице представлены экспериментальные значения λ_0 для различных металлов. Разброс обусловлен тем, что работа выхода зависит от многих факторов: состояние поверхности, химическая чистота материала и др.

| Металл | W | Mo | Ta | Na | Ba | Cs |
|-------------------|---------|---------|---------|---------|---------|----------|
| λ_0 (мкм) | 230-290 | 280-380 | 260-300 | 580-690 | 540-780 | 900-1700 |

Из представленных в таблице данных и графических зависимостей (рис. 3.5), видно, что фотоэмиссия в видимом диапазоне характерна для щелочных металлов.

Законы фотоэффекта, установленные экспериментально и объясненные теоретически на основе фотонной теории света, сводятся к следующим основным положениям:

- величина фототока насыщения $I_{\text{фэ}}$ пропорциональна величине светового потока - $\tilde{\Phi}$ (Рис. 3.3б);
- существование длинноволнового порога фотоэффекта (Рис. 3.3а);
- максимум энергии эмитируемых электронов определяется частотой излучения;

- безынерционность – одномоментное ($\sim 10^{-9}$ с) появление или исчезновение эффекта с падающим излучением.

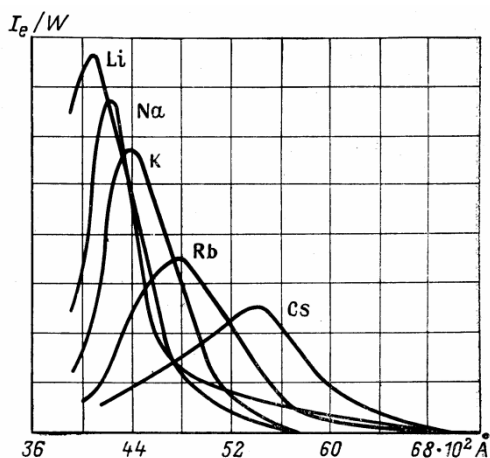


Рис.3.5

Основными характеристиками фотоэмиссии являются величина *квантового выхода* и *спектральная чувствительность*. Квантовый выход определяется как отношение числа эмитированных электронов (N_e) к числу падающих на поверхность фотонов (N_ϕ): $\gamma = \frac{N_e}{N_\phi}$. Величина квантового

выхода зависит от рода материала и от частоты падающего на фотокатод света. Для монохроматического излучения с длиной волны λ квантовый выход определяется соотношением: $\gamma = \frac{I_\phi hc}{e\Phi\lambda}$.

При однофотонном фотоэффекте, когда энергия фотона порядка работы выхода, величина γ для чистых металлов не превосходит 10^{-2} эл./квант. Увеличение частоты падающего электромагнитного излучения выше порогового значения приводит к резкому увеличению величины γ , что связано с уменьшением отражательной способности металлов при $h\nu \cong 10\text{эВ}$.

Дальнейшее увеличение частоты приводит к возрастанию величины квантового выхода (рис. 3.5). При некоторой частоте на характеристике наблюдается максимум. Зависимость квантового выхода электронов от

частоты света называется спектральной характеристикой фотокатода. Величина плотности фототока (однофотонная эмиссия) вблизи длинноволновой границы описывается параболическим законом Фаулера $J_{\phi} = ch^2(\nu - \nu_0)^2$ при $T = 0$ К. Многофотонная эмиссия, когда в результате поглощения нескольких фотонов испускается один электрон, происходит при большой интенсивности света ($\tilde{\Phi} > 10^{12}$ Вт/см²). Спектральная чувствительность фотокатода определяется как коэффициент пропорциональности между величиной фототока и величиной монохроматического светового потока: $S_{\lambda} = \frac{I_{\phi}}{\tilde{\Phi}}$. Спектральная чувствительность фотокатода, как и квантовый выход, зависит от материала фотокатода (типа кристалла) и частоты падающего излучения. Зависимости фототока, чувствительности катода и его квантового выхода от длины волны падающего излучения или частоты этого излучения называются спектральными характеристиками фотокатода, которые определяются материалом фотокатода.

3.3. Термоэлектронная эмиссия

Явлением *термоэлектронной эмиссии* (ТЭ) называется испускание электронов нагретыми телами (эмиттерами). Термоэлектронная эмиссия является одним из видов эмиссии электронов поверхностью твердого тела. В случае термоэлектронной эмиссии внешнее воздействие связано с нагреванием твердого тела. Источником энергии возбуждения электронов является энергия теплового движения решетки твердого тела. Основным недостатком металлических катодов является высокая работа выхода, что требует высоких рабочих температур. Например, для получения ТЭ заметной величины большинство тугоплавких металлов необходимо нагревать до температуры (2000 – 2500) К. Для выхода электрона из

металла необходимо, чтобы его энергия была больше потенциального барьера. Однако этого недостаточно. Необходимо также, чтобы электрон с этой энергией мог двигаться перпендикулярно поверхности металла, имея ввиду то, что с какой бы скоростью ни двигался электрон параллельно поверхности, он никогда не покинет металл. Число электронов, эмитируемых при фиксированной температуре с единицы площади поверхности в единицу времени в перпендикулярном направлении, равно

$$N = \frac{4\pi k^2 m}{h^3} T^2 \exp\left[-\frac{U_p - U_F}{kT}\right].$$

Согласно квантово-механической теории,

не все электроны выходят в вакуум. Есть вероятность отражения их от потенциального барьера. Поэтому вводится понятие прозрачности барьера D . Тогда плотность тока определяется формулой (формула Ричардсона-Дэшмена):

$$J_T = \bar{D} A_0 T^2 \exp\left[-\frac{e\varphi}{kT}\right] = \bar{D} A_0 T^2 \exp\left[-\frac{\Phi}{kT}\right],$$

где индекс T

указывает на термоэлектронный характер эмиссии, а \bar{D} - средний коэффициент прозрачности потенциального барьера,

$$A_0 = \frac{4\pi k^2 m e}{h^3} = 1,2 \cdot 10^6 \text{ А} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-2} \text{ и } U_p - U_F = e\varphi = \Phi - \text{ работа выхода.}$$

Формула Ричардсона-Дэшмана носит универсальный характер. С

помощью логарифмирования получаем: $\ln \frac{J_T}{T^2} = C - \left(\frac{1}{T}\right) \left(\frac{e\varphi}{k}\right)$, где

$$C = \ln A_0.$$

Зависимость $\ln \frac{J_T}{T^2}$ от $\left(\frac{1}{T}\right)$ есть прямая линия. По пересечению этой прямой с осью ординат вычисляют $\ln A_0$, а по углу наклона прямой определяют работу выхода (рис. 3.6). Кроме полной плотности эмиссионного тока представляет интерес угловое распределение эмиссии,

описываемое законом Ламберта: $\frac{dj}{d\Omega} = \frac{1}{\pi} J_T \cos \gamma$, где γ - угол эмиссии

относительно внешней нормали к поверхности катода, $d\Omega$ – элемент телесного угла. Приложенное внешнее поле формирует параллельный пучок электронов, поэтому данная закономерность не может быть обнаружена экспериментально.

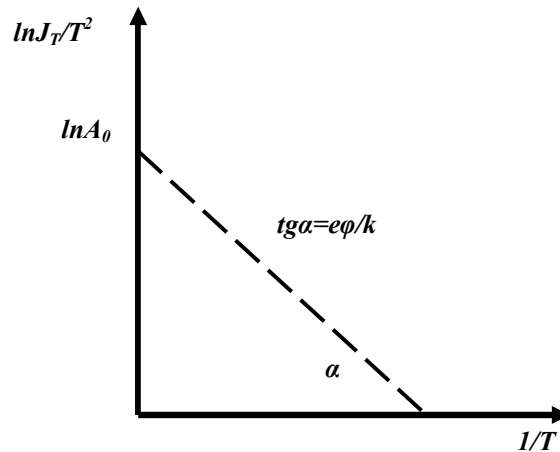


Рис. 3.6

3.4. Контактная разность потенциалов

При электрическом контакте двух металлических тел с разными значениями работы выхода на границе поверхности этих тел появляется электрическое поле: возникает контактная разность потенциалов (рис. 3.7).

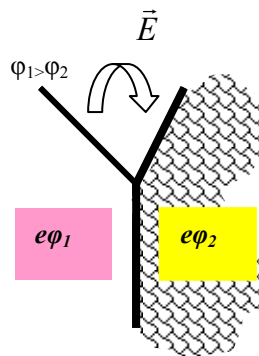


Рис.3.7

Рассмотрим процессы, приводящие к ее возникновению. На рис. 3.8а представлены энергетические диаграммы двух незаряженных металлов с различным потенциалом работы выхода, изолированных друг от друга. В

этом случае уровни вакуума у этих металлов совпадают, а уровни Ферми не совпадают. При электрическом контакте (рис. 3.8б) должно установиться равновесие. Электроны из металла с потенциалом φ_2 начнут переходить в металл с потенциалом φ_1 . Это приводит к тому, что проводник, теряя электроны, заряжается положительно, а другой проводник, приобретая дополнительный отрицательный заряд, заряжается отрицательно. По мере перехода электронов уровни Ферми в металлах совпадут. Установившаяся разность потенциалов называется контактной разностью потенциалов.

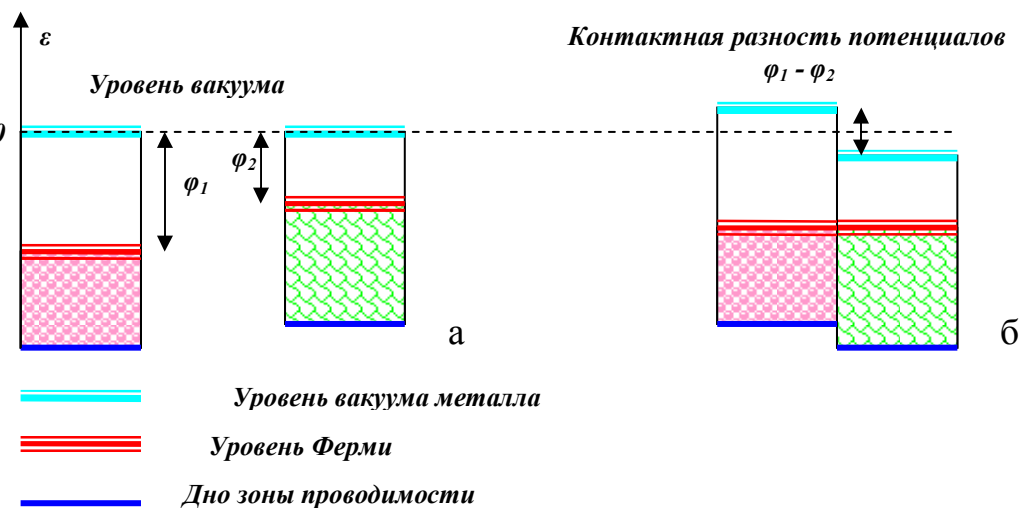


Рис. 3.8

Следовательно, контактная разность потенциалов определяется разностью работ выхода электронов из контактирующих проводников. Полученный результат справедлив для любых способов обмена двух материалов электронами, в том числе и путем термоэлектронной эмиссии в вакууме, через внешнюю цепь и т.д. Таким образом, возникающее электрическое поле необходимо учитывать при работе электровакуумных приборов.

Простейшим прибором для наблюдения эмиссии и ее сопровождающих явлений является вакуумный диод, состоящий из двух металлических электродов: эмитирующий – катод с потенциалом φ_k и

собирающий – анод с потенциалом φ_A , помещенных в объем с низким давлением остаточных газов. К электродам подключен источник внешнего напряжения и между катодом и анодом образуется электрическое поле, действующее на электроны.

Типичная вольтамперная характеристика (ВАХ) вакуумного диода представлена на рис. 3.9. Если потенциалы работы выхода материалов катода и анода различны, то между электродами наряду с внешним приложенным напряжением существует контактная разность потенциалов. При наличии контактной разности потенциалов ВАХ в целом смещается по оси анодного напряжения влево или вправо в зависимости от соотношения между величинами φ_k и φ_A . Так, при $\varphi_k < \varphi_A$ анод заряжен отрицательно относительно катода ВАХ, сдвигается на величину контактной разности потенциалов в сторону положительного потенциала. При ином соотношении между φ_k и φ_A направление сдвига ВАХ противоположно.

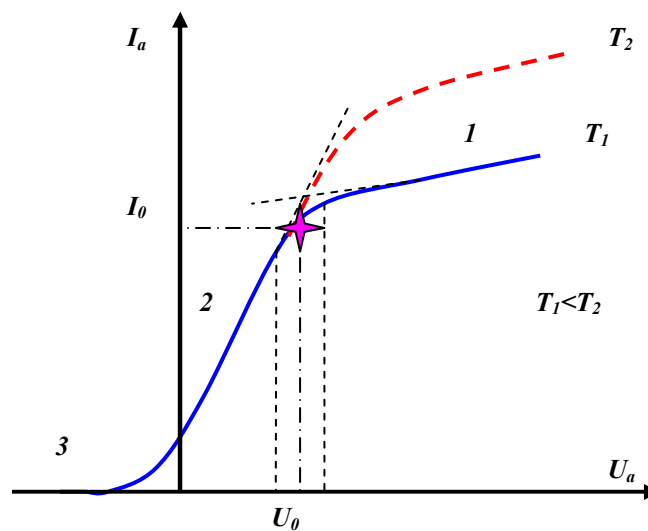


Рис. 3.9

Из рис. 3.9 видно, что на участке выше U_0 при увеличении разности потенциалов между катодом и анодом ток не выходит на насыщение согласно соотношению Ридчарсона-Дэшмана, а непрерывно возрастает.

Это явление получило название эффекта Шоттки и обусловлено снижением потенциального барьера $\Delta\varphi$ под воздействием приложенного внешнего электрического поля: $\Delta\varphi = \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} e^{3/2} \sqrt{E}$. С учетом тока термоэмиссии плотность тока определяется выражением:

$$J_{тш} = J_T \exp\left[\frac{\Delta\varphi}{kT}\right] = J_T \exp\left[\frac{e^{3/2} \sqrt{E}}{kT \sqrt{4\pi\epsilon_0}}\right]$$

Таким образом, в результате эффекта Шоттки ток термоэмиссионного диода при положительном напряжении на аноде растет с ростом анодного напряжения. Следует отметить, что влияние электрического поля тем больше, чем ниже рабочая температура.

Рабочие температуры большинства металлических катодов, выполненных из тугоплавких металлов (вольфрам, тантал и др.), составляют $(2000 - 2800)^\circ\text{C}$. Эмиссионная способность сильно зависит от температуры: повышение температуры вольфрама с 2400 до 2500°C приводит к росту тока эмиссии на 150% и для указанного диапазона составляет несколько сот mA/cm^2 . Недостатком металлических катодов является небольшая величина J_T при значительной потребляемой мощности и малый ресурс. Для увеличения эмиссионных характеристик используют сплавы тугоплавких и легкоплавких металлов, включая щелочно-земельные металлы. Тугоплавкая компонента композиционного катода обеспечивает высокую механическую прочность, а легкоплавкая, образующая тонкую пленку на поверхности катода, способствует увеличению эмиссионного тока благодаря уменьшению работы выхода. Снижение потенциального барьера в этом случае связано с тем, что на поверхности катода формируется поверхностный дипольный слой, электрическое поле которого противоположно полю потенциального барьера. Так для катода Th-W работа выхода составляет $e\varphi = 2.7$ эВ, а

плотность тока достигает 1.5 A/cm^2 . У катодов Ва-W ($e\phi = 1.6 \text{ эВ}$), Cs-W ($e\phi = 1.5 \text{ эВ}$) эффективность выше в связи с меньшей работой выхода.

Широкое распространение получили также оксидные катоды и катоды из тугоплавких боридов, щелочно- и редкоземельных металлов. Если первые в большинстве своем применяются в отпаянных электровакуумных приборах, то вторые могут применяться и при не столь высоких требованиях к вакуумным условиям.

Наиболее часто на практике реализуются два типа конструкций термоэмиссионных катодных узлов: катоды прямого накала (ток пропускается непосредственно через эмитирующий электрод) и катоды косвенного накала (нагреватель размещен внутри полой металлической детали, наружная поверхность которой эмитирует электроны).

Основными характеристиками термоэмиссионных катодов являются *рабочая температура* - температура поверхности катода в нормальных рабочих условиях.

удельная эмиссия - величина тока электронной эмиссии с единицы поверхности катода.

удельная мощность накала – мощность накала, приходящаяся на единицу поверхности катода.

эффективность катода - отношение тока эмиссии к мощности накала.

ресурс катода - среднее время безотказной работы.

Основные характеристики типичных термокатодов представлены в таблице:

| Тип | Материал | Рабочая температура, °C | Плотность тока, A/cm^2 |
|---------------|------------------|-------------------------|---------------------------------|
| Металлический | W | 2000 - 2300 | 0.7 – 1/5 |
| Торированный | Th-W | 2000 | 3 |
| Оксидный | BaO ₃ | 650-900 | 1 |
| Боридный | LaB ₆ | 1500 -1700 | 50 |

3.5. Автоэлектронная эмиссия

Автоэлектронная эмиссия представляет собой испускание электронов из катода под влиянием сильного внешнего электрического поля со стороны вакуума. В эксперименте этот вид эмиссии происходит в электрических полях с напряженностью $E \geq 10^6$ В/см. Суть процесса в том, что при действии сильного внешнего электрического поля на границе металл-вакуум изменяется форма потенциального барьера (рис.3.10). В этом случае потенциальный барьер имеет конечную ширину. Согласно квантовой механике для электронов, находящихся в такой потенциальной яме, становится возможным туннельное прохождение сквозь потенциальный барьер. Чем уже и ниже потенциальный барьер, тем больше вероятность туннелирования электронов. Электроны, имеющие разную энергию ε , имеют и разную вероятность выхода из металла. Наибольшую вероятность выхода имеют электроны с энергией, близкой к энергии Ферми. Высота и ширина барьера существенно зависят от напряженности приложенного электрического поля E : чем больше напряженность поля, тем ниже и уже барьер и тем больше эмиссионный выход электронов.

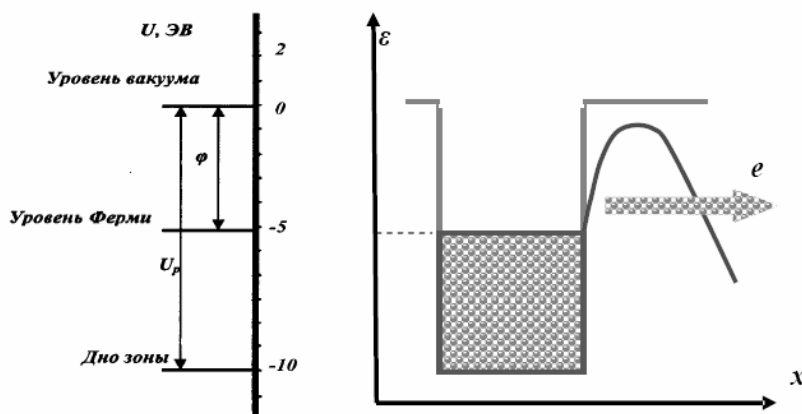
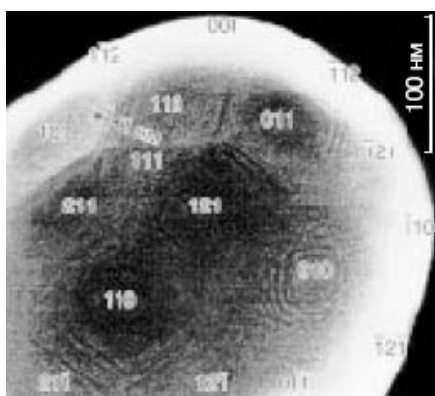


Рис. 3.10

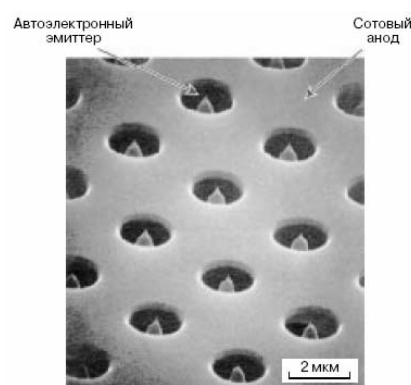
Плотность тока при автоэлектронной эмиссии может быть определена при помощи упрощенного выражения закона Фаулера-Нордгейма:

$$J_A = AE^2 \left[1 - \frac{5E}{24E_0} \right] \exp \left[-\frac{4E_0}{3E} \right], \text{ где } A - \text{ константа, определяемая}$$

свойствами границы раздела и структурой металла, величина $E_0 = \frac{\Phi}{e\hbar} \sqrt{2m\Phi}$, которая для металлов имеет порядок 10^9 В/см . Согласно формулам плотность тока автоэмиссии резко зависит от напряженности электрического поля. Поэтому в экспериментах увеличения напряженности поля добиваются применением катодов, имеющих остроугольную геометрию, на остриях которых достигается максимальная напряженность электрического поля. Для получения еще больших токов необходимо иметь еще и достаточно большую эмиссионную поверхность. Поэтому катод делают либо многоострийным с радиусом закругления $10^{-4} - 10^{-5}$ см, либо плоским, поскольку даже на полированной плоской металлической поверхности имеются острия микроскопических размеров.



а



б

Рис. 3.11

В области *сильноточной электроники* (10^6 А/см^2), чтобы обеспечить большой ток эмиссии, необходимо применение катодов с большой плотностью тока. При более высоких плотностях тока (10^8 А/см^2) происходит омический разогрев отдельных участков. Пондеромоторные силы, действующие на материал катода, приводят к взрывообразному

разрушению отдельных участков катода. Из продуктов эрозии катода образуется прикатодная плазма. Это явление взрывной электронной эмиссии, эффективно используемое в физике *сильноточных релятивистских электронных пучков* (СРЭП).

Автоэлектронная эмиссия может наблюдаться и при напряжениях сотен вольт при малых радиусах кривизны 20-50 Å. Использование явления автоэлектронной эмиссии позволили создать современные фундаментальные методы исследования топологии поверхности с атомным разрешением – электронная микроскопия, туннельная микроскопия и др. В качестве примеров на рис. 3.11а представлена фотография острия-монокристалла W полученная с высоким разрешением (8Å) в растровом микроскопе S900 (Hitachi), а на рис. 3.11б - многоострийная матрица с сотовым анодом современного плоского дисплея (радиус острия (20 -30 Å), расстояние анод катод 1-2 мкм).

3.6. Вторичная электронная эмиссия

Явление эмиссии электронов при бомбардировке поверхности вещества потоком электронов получило название *вторичной электронной эмиссии*. Причина этого эффекта заключается в том, что первичные электроны, взаимодействуя с электронами твердого тела, передают им часть своей энергии. Если эта энергия достаточна для преодоления электронами твердого тела поверхностного потенциального барьера, то они покидают его и регистрируются как вторичные электроны. Вторичные электроны обладают энергиями от нуля до энергии первичных электронов. Энергетическое распределение вторичных электронов имеет сложный характер и отражает разнообразные и часто связанные между собой процессы взаимодействия первичных электронов с твердым телом.

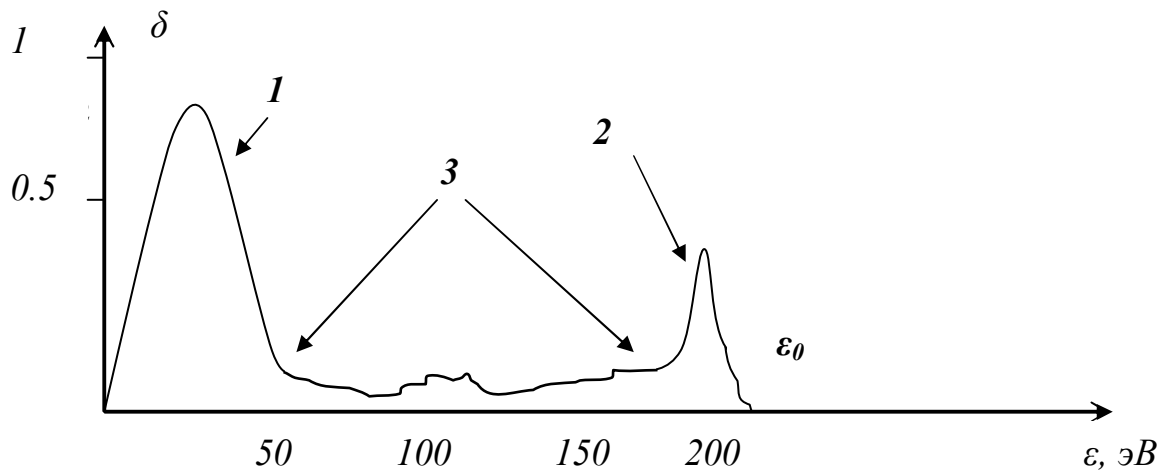


Рис. 3.12

На рис. 3.12 представлена функция распределения электронов, испущенных поверхностью металла при его бомбардировке первичными электронами с энергией 200 эВ. Видно, что вторичные электроны разбиты на три группы: истинно вторичные электроны (1), упруго отраженные поверхностью первичные электроны (2) и группа неупруго рассеянных первичных электронов (3). Максимум распределения электронов в группе 1 приходится на энергию ~ 10 эВ, причем основная масса этих электронов сосредоточена в энергетическом интервале 5 – 20 эВ. Экспериментально было показано, что эта закономерность практически не зависит от энергии первичных электронов. Отношение тока (количества) истинно вторичных электронов к току (количеству) первичных называется коэффициентом вторичной эмиссии – δ . Механизм возникновения истинной вторичной эмиссии состоит в том, что первичные электроны с энергией ϵ_0 , проникая в металл, тормозятся вследствие кулоновского взаимодействия с электронами проводимости. Потери первичных электронов описываются законом Виддингтона: $\epsilon_x = (\epsilon_0^2 - \alpha x)^{1/2}$, где ϵ_x – энергия первичных электронов, прошедших путь x в материале мишени, α – постоянная Виддингтона, значения которой лежат в диапазоне $(10^{10} - 10^{12})\text{эВ}^2/\text{см}$.

Ввиду того, что энергия первичных электронов существенно превышает энергию ионизации и возбуждения атомов ε_a (сечения взаимодействия малы), первичный электрон в начале пути теряет энергию, не создавая вторичных электронов.

На некоторой глубине энергия первичных электронов снизится до оптимальной, при этом вероятность ионизации резко возрастет. При каждом взаимодействии возникают возбужденные электроны (вторичные), а скорость первичных резко изменяется по величине и направлению. Часть этих электронов движется из глубины металла, взаимодействуя с электронами проводимости, узлами кристаллической решетки и их количество уменьшается по экспоненциальному закону. С ростом энергии первичных электронов, увеличивается число электронов, обладающих энергией, достаточной для эмиссии. Вместе с тем образование вторичных электронов происходит в глубине материала и этим затрудняет их выход. Совместное действие этих факторов приводит к тому, что существует оптимальная энергия первичных электронов, при которой коэффициент δ имеет максимальное значение. На рис. 3.13 представлена зависимость выхода вторичных электронов от энергии бомбардирующих электронов.

Основной характеристикой эмиссионных свойств вещества является зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии δ от энергии первичных электронов ε . Для большинства веществ максимальное значение коэффициента δ больше единицы. Характерная зависимость $\delta(\varepsilon)$ имеет практически одинаковый вид для большинства веществ (металлов, диэлектриков и полупроводников, рис. 3.13).

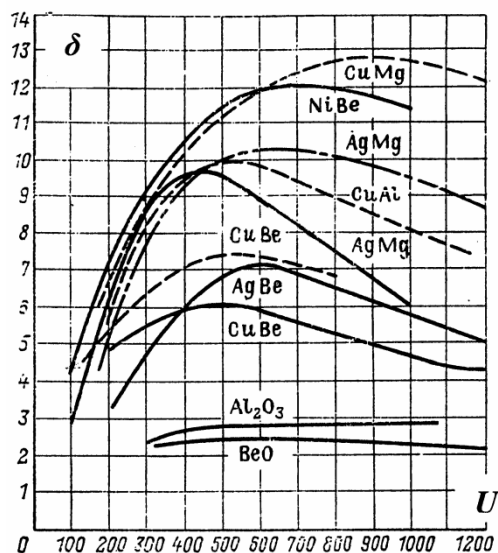


Рис.3.13

Для чистых металлов $0,5 < \delta_{\text{макс}} < 1,8$, что соответствует энергии первичных электронов от 0,2 до 0,9 кэВ (рис. 3.14а). Малые значения коэффициента δ в металлах связаны со значительными потерями энергии вторичных электронов.

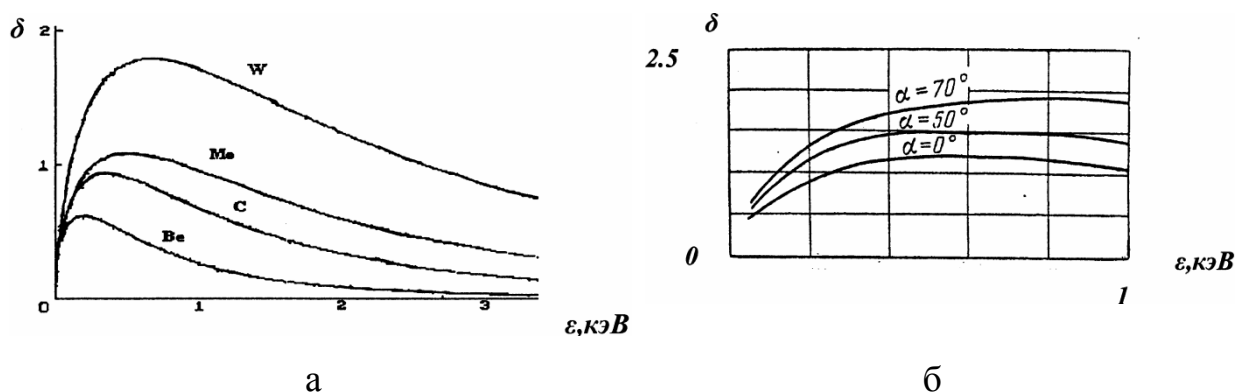


Рис. 3.14

Электроны, образовавшиеся на большой глубине, при подходе к границе вещество-вакуум обладают энергией, недостаточной для преодоления потенциального барьера. Однако вторичные электроны (*истинно вторичные электроны*), возникшие в приповерхностном слое, обладают достаточно большой энергией и, преодолевая потенциальный барьер, покидают металл. Кроме того, коэффициент вторичной эмиссии

зависит от угла падения первичных электронов α (рис. 3.14б) согласно

формуле: $\delta_e(\alpha) = \delta_e(0) / \cos^\beta \alpha$, где $\beta = 1.3 - 1.5$.

Детальное изучение энергетических спектров и угловых распределений вторичных электронов позволяет получить достаточно полную информацию об основных микроскопических характеристиках поверхности: составе, структуре, электронном строении.

ГЛАВА IV. ИНТЕНСИВНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ

4.1. Вакуумный диод

Физические свойства пучков заряженных частиц широко используются в целом ряде разделов вакуумной электроники и представляют интерес для многих областей науки и техники. Создание направленных, управляемых пучков (потоков) заряженных частиц осуществляется при помощи разнообразных устройств, непременным атрибутом которых является источник заряженных частиц. Достаточно распространенным элементом такой системы, обеспечивающим получение интенсивного, хорошо сфокусированного пучка электронов является *электронная пушка*. Наиболее часто применяются термоэлектронные пушки, в которых первичным элементом является *вакуумный диод*.

Рассмотрим наиболее типичные процессы, влияющие на формирование тока в вакуумном диоде. Для простоты рассмотрим диод, образованный бесконечно протяженными плоскими электродами, один из которых является термоэмиссионным катодом. При отсутствии напряжения между катодом и анодом (внешняя цепь разорвана) эмитированные с катода при температуре T_e электроны заполняют объемным зарядом межэлектродное пространство и движутся к аноду с тепловыми скоростями. В таких условиях, когда потенциал анода достигнет величины $\left| \frac{kT_e}{e} \right|$, установится динамическое равновесие, при котором скорости эмиссии и поглощения электронов катодом будут равны. Распределение потенциала в межэлектродном пространстве при равновесии изображено на рис. 4.1(1). Подключение внешней цепи и подача напряжения на анод приводит к появлению тока в анодной цепи. В этих условиях даже малые значения потенциала на аноде $\varphi_a \gg -\left| \frac{kT_e}{e} \right|$ приводят к изменению распределения

потенциала в межэлектродном пространстве. Плавное увеличение анодного напряжения приводит к увеличению анодного тока. В этом случае происходят плавные изменения межэлектродного распределения потенциала. Положение минимума потенциала в межэлектродном пространстве при увеличении потенциала анода, как видно из представленных на рис. 4.1 зависимостей, смещается к аноду с одновременным уменьшением его абсолютной величины.

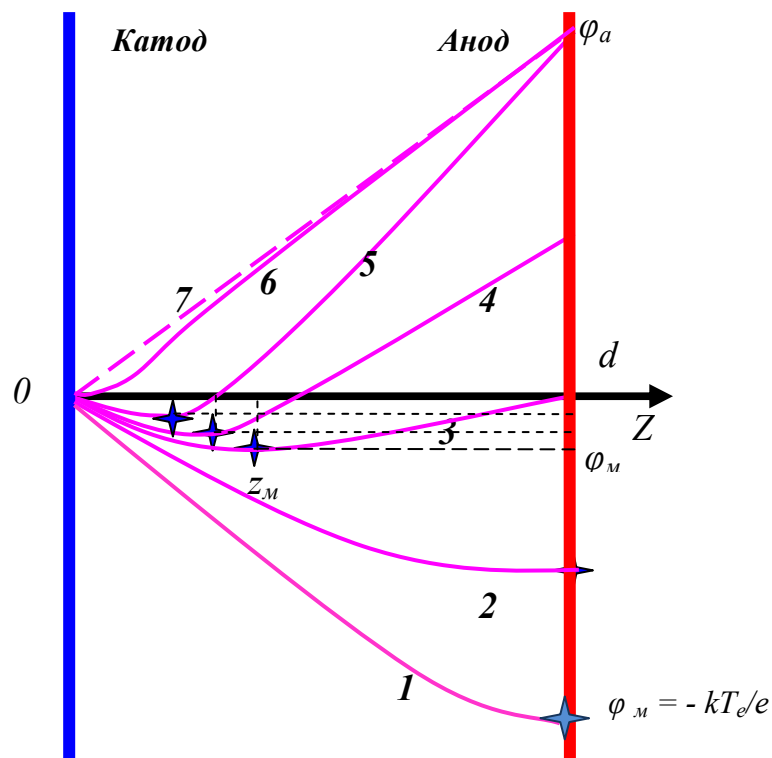


Рис. 4.1

Рассмотрим ВАХ диода (рис. 4.2), соответствующую различным зависимостям распределения межэлектродного потенциала. Как видно из рисунка, ВАХ диода имеет различные характерные участки: область 3 соответствует таким значениям анодного тока, при которых минимум потенциала приходится на анод; область 2 – в межэлектродном пространстве формируется потенциальная яма («виртуальный катод»), который смещается к катоду при повышении анодного напряжения;

область 1 – область насыщения, в которой $\frac{d\varphi}{dz} > 0$ во всем межэлектродном промежутке.

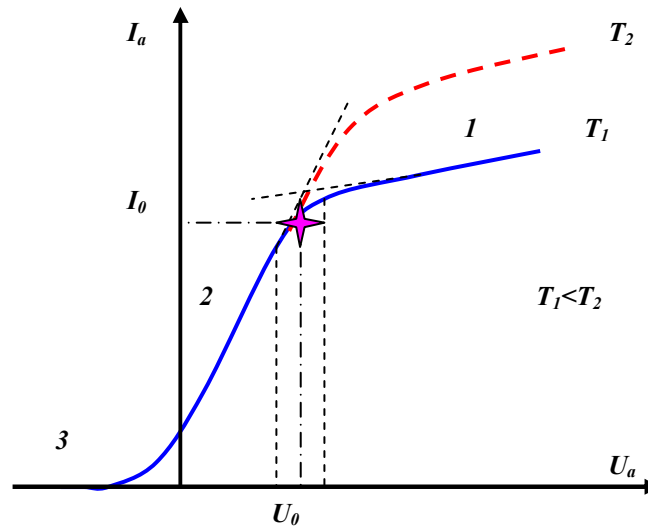


Рис. 4.2

Такая зависимость при постоянном значении тока эмиссии ($T_k - \text{const}$) объясняется увеличением числа электронов, достигающих анода при увеличении напряженности поля.

Если считать, что начальные скорости электронов, эмитированных с катода, равны нулю, т.е. энергия теплового движения электронов гораздо меньше энергии, приобретаемой ими в межэлектродном промежутке, то в ВАХ будет отсутствовать область 3, так как наличие потенциальной ямы (отрицательного поля) у поверхности катода не позволило бы ни одному электрону достичь анода. Таким образом, в зоне пространственного заряда, на кривой распределения потенциала (рис. 4.1), не будет наблюдаться минимум. Плавное возрастание тока анода с увеличением анодного напряжения свидетельствует о том, что поле у поверхности катода имеет нулевое значение независимо от величины пропускаемого тока, так как при $E > 0$ во всем промежутке, ток достигал бы значения насыщения скачком.

В случае движения заряженных частиц в вакууме, когда влиянием пространственного заряда можно пренебречь (объемный заряд мал) распределение потенциала в межэлектродном пространстве $U(z) = U_a \frac{z}{d}$ (рис. 4.2, кривая 7) представляет собой решение уравнения Лапласа. Однако в большинстве приборов используются значительные токи и формируются объемные заряды такой плотности, что ими нельзя пренебрегать. Оказывается, что плотность тока в диоде не может превышать некоторого предельного значения. Причина ограничения плотности тока связана с действием пространственного заряда электронов, находящихся в диоде. При достаточно большой плотности тока поле у катода сравнивается с направленным противоположно внешним полем и эмиссия электронов из катода прекращается. Для определения зависимости тока от анодного напряжения и распределения потенциала в межэлектродном пространстве системы плоских электродов без учета тепловых скоростей необходимо воспользоваться уравнением Пуассона. В предположении плоского диода, когда расстояние между электродами d значительно меньше их линейных размеров, можно приближенно считать, что параметры потока зависят лишь от одной переменной z (расстояние от катода). В стационарном режиме сохраняется плотность тока: $j = -\rho v = const$, так как в любой точке z заряд не накапливается и не исчезает. Скорость электрона в межэлектродном пространстве равна $v = \left(\frac{2eU(z)}{m} \right)^{1/2}$. Очевидно, что вблизи катода v минимальна, а ρ - максимальна. С учетом граничных условий и указанных выше предположений решение уравнения Пуассона (в режиме ограничения тока пространственным зарядом) позволяет получить связь между текущим через диод током $I = jS$ (S – площадь поверхности электродов) и

напряжением: $I_s = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{S}{d^2} U_a^{3/2} = P U_a^{3/2}$. Это формула Чайлда-Ленгмюра

(закон степени 3/2). Коэффициент P , равный для тока электронов

$P = 2.335 \cdot 10^{-6} \frac{S}{d^2}$, где P выражено в $\left[\frac{\text{А}}{\text{В}^{3/2}} \right]$, называется *первеансом*

диода. Потенциал в межэлектродном пространстве диода распределен по

закону: $U(z) = U(a) \left(\frac{z}{d} \right)^{4/3}$, а пространственный заряд описывается законом

Ленгмюра-Богуславского: $\rho(z) = \frac{U_a}{9\pi d^{4/3}} z^{-2/3}$.

С учетом теплового разброса скоростей эмитируемых электронов закон Чайлда-Ленгмюра для плоской системы имеет вид:

$$j_a = 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{(\varphi_a - \varphi_m)}{(d-z)^2} \left[1 + 2.66 \left(\frac{U_T}{\varphi_a - \varphi_m} \right)^{1/2} \right], \quad U_T = \frac{kT_k}{e} = \frac{T_k}{11600} [\text{В}],$$

где T_k – температура катода. Значение φ_m определяется из уравнения:

$$\varphi_m = -U_T \ln \frac{j_e}{j_a}, \quad \text{где } j_e - \text{плотность тока эмиссии катода при рабочей}$$

температуре. Положение минимума потенциала (виртуального катода)

определяется из выражения: $z_m \approx 2.73 \cdot 10^{-6} \frac{T_k^{3/4}}{j_a^{1/2}} [\text{см}]$, здесь j (А/см²).

4.2. Движение потоков заряженных частиц

В ряде современных электронных приборов используются направленные управляемые потоки (пучки) электронов, создаваемые с помощью магнитных и электрических полей. Под пучком заряженных частиц обычно понимают поток частиц, движущихся в одном направлении примерно параллельно друг другу: разброс по энергиям и отношение

поперечной скорости к продольной составляют не более нескольких процентов. Обычно рассматривают распространение пучка в вакууме ($10^{-5} - 10^{-3}$ Па). Объемный заряд пучка может оказаться сильнейшим фактором, влияющим на свойства пучка. В пучке частиц одного вида могут присутствовать и другие частицы, взаимодействующие с ним. Если взаимодействие становится столь значительным, что частицы пучка приобретают поперечную скорость, то утрачивается основной признак пучка. Особенно быстро это проявляется в среде с повышенным давлением, хотя ограниченное расстояние пучок может проходить и в плотных средах.

Во всех случаях движение заряженных частиц происходит под действием электрических и магнитных полей. Следовательно, полное описание поведения пучка может быть получено из уравнений движения и известного распределения полей.

Широко распространенными типами электрических и магнитных полей, используемых в технике пучков, являются аксиально-симметричные поля, анализ движения в которых проводят в цилиндрических координатах (r, Θ, z) . В таких полях отсутствуют азимутальные компоненты: $E_{\Theta} = B_{\Theta} = 0$. Вводя магнитный поток

$\Psi = \int_0^r B_z \cdot 2\pi r dr$, из уравнений движения можно получить соотношение

$$r^2 \dot{\Theta} + \frac{e}{2\pi m} \Psi = const,$$

известное как *теорема Буша*. Она связывает угловую скорость частицы с магнитным потоком, пронизывающим ее траекторию (рис. 4.3а).

Движение в аксиальном и радиальном направлениях приводит к изменению магнитного потока, пронизывающего траекторию частицы (рис. 4.3б). Если в качестве начальной точки траектории взята точка,

лежащая на катоде, то Ψ_n имеет смысл магнитного потока Ψ_k , сцепленного с круговым контуром радиуса r_k .

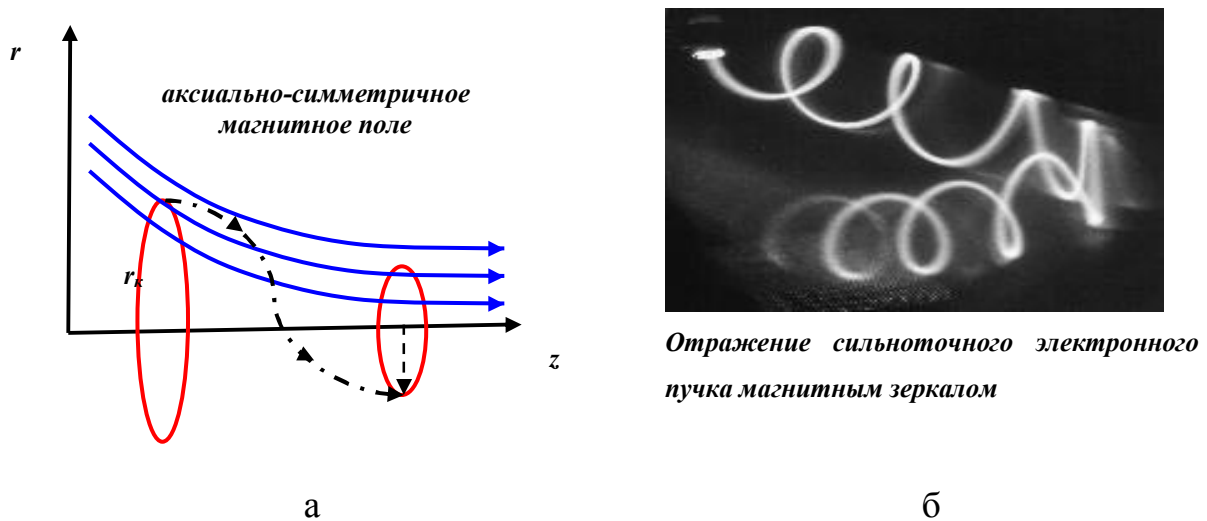


Рис. 4.3

При $\dot{\Theta}_k = 0$ из теоремы Буша следует, что $\dot{\Theta} = -\frac{e}{2\pi m} \frac{(\Psi - \Psi_n)}{r^2}$.

Используя это соотношение, можно получить *модифицированные уравнения движения*. Анализ уравнений приводит к следующим выводам: радиальная сила, действующая на частицу со стороны магнитного поля, определяется не только величиной индукции, но зависит от разности магнитных потоков $\Psi - \Psi_k$, причем эта сила стремится к нулю когда $\Psi - \Psi_k \rightarrow 0$. Изменяющееся вдоль оси z магнитное поле ($\frac{\partial \Psi}{\partial z} \neq 0$) создает z -компоненту магнитной силы, которая приводит к торможению или ускорению частиц в этом направлении.

Для параксиального пучка приложенные силы (потенциалы и магнитные потоки) можно представить в виде разложения первого порядка по степеням малого радиального отклонения от оси: $\Psi \approx \pi r^2 B_{z0}$, $B_z \approx B_{z0}$, $B_r \approx -\frac{r}{2} B'_{z0}$, $\frac{\partial U}{\partial r} \approx -\frac{r}{2} U''_0$, $\frac{\partial U}{\partial z} \approx \frac{\partial U_0}{\partial z} = U'_0$. С учетом этих соотношений можно получить уравнения, описывающие движение приосевых частиц.

Рассматривая в качестве независимой переменной координату z можно получить уравнение траекторий частиц:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{U'_0}{2U_0} \frac{dr}{dz} + \frac{U''_0}{4U_0} r - \frac{e}{8m} r \frac{B_{z0}^2}{U_0} \left[1 - \left(\frac{r_{\kappa}^2 B_{z0\kappa}}{r^2 B_{z0}} \right)^2 \right] = 0.$$

4.3. Особенности движения потоков заряженных частиц

Помимо сил внешнего электромагнитного поля на частицы, движущиеся в пучке, действуют силы собственных электрических и магнитных полей пучка \vec{F}_e и \vec{F}_B (рис. 4.4). Радиальное электрическое поле (и сила \vec{F}_e) обусловлено объемным зарядом пучка, а азимутальное магнитное поле (и сила \vec{F}_B) вызывается током пучка. Начиная с некоторой плотности частиц в пучке, эти силы могут оказать существенное влияние на движение частиц. Расталкивающая кулоновская сила \vec{F}_e приводит к увеличению поперечного сечения пучка, а сила магнитного стягивания \vec{F}_B действует в противоположном направлении. Рассмотрим пучок электронов цилиндрической формы с радиусом a и равномерной плотностью n . Пучок создает электрическое поле с напряженностью $E_e = 2\pi ena$ и магнитное

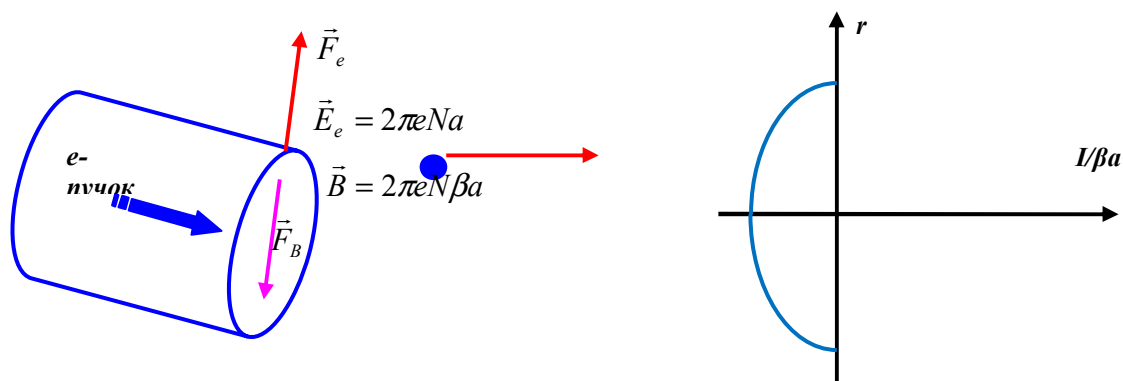


Рис. 4.4

поле с индукцией $B = 2\pi ena\beta$, где $\beta = v/c$. Результирующая сила, действующая на частицу со стороны собственных полей пучка, равна: $F_e - F_B = eE_e - e\beta B = 2\pi e^2 na(1 - \beta^2) = F_e \gamma^{-2}$. Отсюда следует, что в нерелятивистском приближении влиянием собственного магнитного поля можно пренебречь. В случае релятивистских пучков радиальное электрическое поле объемного заряда компенсируется силой Лоренца релятивистских электронов.

Собственный объемный заряд оказывает существенное влияние на движение пучка и в продольном направлении. При ускорении электронов во внешнем электрическом поле собственный заряд ослабляет ускоряющее поле вблизи катода и накладывает ограничения на ток пучка. Это ограничение для тока между катодом и анодом, представляющих собой две бесконечные плоскости, определяется законом Чайлда-Ленгмюра.

Потенциал пучка зависит от плотности объемного заряда. При одинаковом токе и энергии частиц разность между потенциалами в центре и на краю пучка определяется также его размерами и геометрией (рис. 4.4). Эта разность существенно меньше в ленточном и трубчатом пучках, поэтому в ленточном и трубчатом пучках может быть пропущен больший ток, чем в цилиндрическом.

Существенное влияние на движение частиц может оказать ионная компенсация объемного заряда пучка. При ионизации электронами пучка остаточного газа образуются положительные ионы и медленные электроны. Вследствие более быстрого ухода из пучка медленных электронов пучок может быть частично или полностью скомпенсирован ионами, что приводит к уменьшению силы электростатического расталкивания. Время компенсации τ заряда пучка в среде давлением p примерно определяется соотношением $\tau = 0.04 \cdot p^{-1}$, где τ выражено в мкс, а давление в Па. Так, в техническом вакууме ($p = 10^{-3} \div 10^{-4}$ Па) через 10-

100 *мкс* после появления пучка плотность ионов в области пучка по порядку становится равной плотности электронов.

Распределение электронов по сечению пучка зависит как от характеристик инжектора, так и условий транспортировки. Наиболее типичное распределение по сечению – гауссово. В некоторых случаях пучок имеет трубчатую структуру или разбивается на отдельные струи. Как правило, у потока электронов отсутствуют резко очерченные границы. При необходимости срезать наружные слои потока, содержащие, как правило, малую часть тока, применяют диафрагмы с отверстиями, проходя через которые, пучок обретает более четкий контур. Однако при дальнейшей транспортировке границы пучка снова размываются из-за электронов, рассеянных на краях диафрагмы, взаимодействия со средой и других эффектов.

Помимо указанных способов и параметров для описания качества формируемого пучка, степени упорядоченности его структуры и распределения поперечных скоростей используют такие понятия, как фазовая характеристика пучка, фазовый эллипс и эмиттанс пучка, яркость. Каждый электрон пучка в заданный момент характеризуется в декартовой системе координатами x, y, z и проекциями импульса на каждую из осей p_x, p_y, p_z . Объем, занимаемый совокупностью электронов в шестимерном фазовом пространстве, называется объемом пучка, являющимся, согласно теореме Лиувилля, инвариантом вдоль траектории частиц. Фазовая характеристика пучка представляет собой множество точек в поперечном пространстве r и $r' = \frac{dr}{dz} = \frac{v_r}{v_z}$, где r и r' - радиальная координата и наклон каждой из совокупности траекторий, образующих электронный пучок.

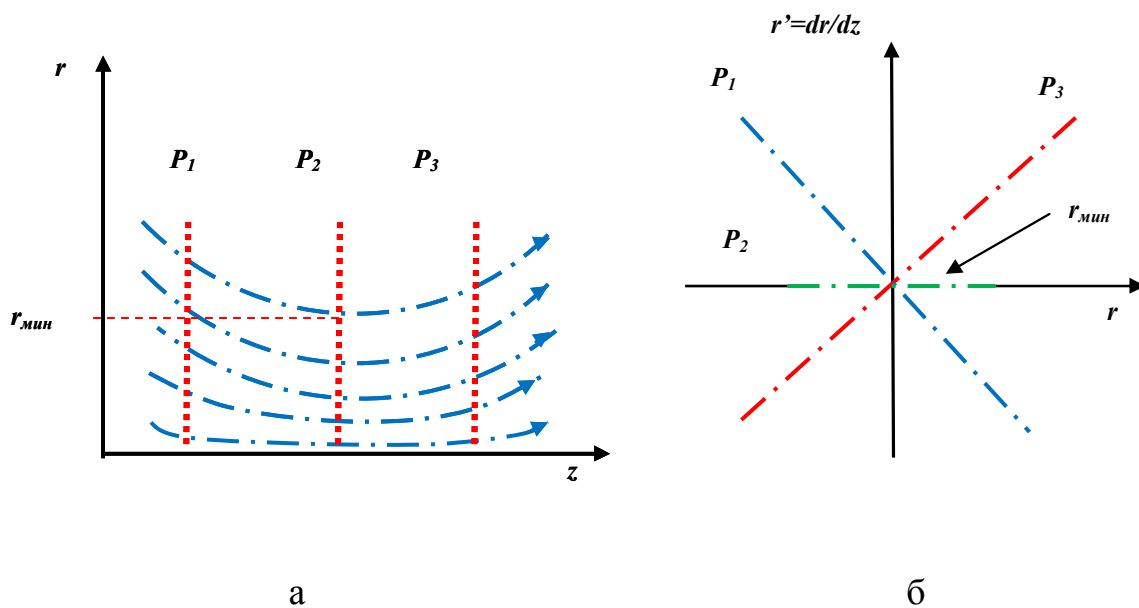


Рис. 4.5

На рис. 4.5 приведены фазовые характеристики электронного пучка: а) – ход электронных траекторий в идеально сформированном электронном пучке: пучок равномерно сжимается, достигает \min сечения в плоскости P_2 и в дальнейшем под действием кулоновских сил расширяется; б) – фазовые характеристики этого пучка для плоскостей P_1, P_2, P_3 . Характеристика P_1 соответствует равномерно сходящемуся в плоскости P_1 пучку, наклон траекторий $r' = \frac{dr}{dz} = \frac{v_r}{v_z}$ пропорционален их радиальной координате. В плоскости минимального сечения P_2 траектории пучка параллельны z , следовательно, $r' = 0$ и фазовая характеристика P_2 расположена на оси фазового пространства. Фазовая характеристика P_3 соответствует равномерно расходящемуся пучку.

Особенностью рассмотренных характеристик является их линейность, что соответствует идеально сформированному электронному пучку. Аберрация электронной пушки приводит к нелинейности фазовых

характеристик. Пример нелинейной фазовой характеристики в плоскости минимального сечения пучка приведен на рис. 4.6а.

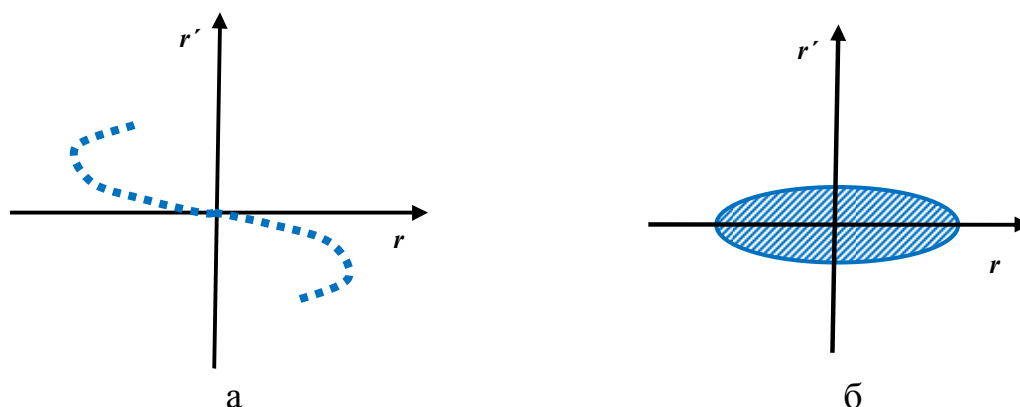


Рис.4.6

Такая характеристика отражает эффект пересечения электронных траекторий, так как одному и тому же значению радиальной координаты соответствуют различные углы наклона траекторий. Учет теплового разброса скоростей электронов в пучке приводит к тому, что на фазовой плоскости электронный пучок отображается не линией, а некоторой фигурой, имеющей конечную площадь. В плоскости минимального сечения пучка эта фигура имеет вид прямого эллипса (рис. 4.6б). Каждой радиальной координате пучка соответствует множество значений r' . Площадь фазового эллипса - A , деленная на π , называется эмиттансом пучка: $\varepsilon = \frac{A}{\pi}$. Эмиттанс пучка (ε) – площадь проекции фазового объема

на плоскость смещение-наклон (R, R') является количественной характеристикой, позволяющей определить угловую расходимость пучка, способность фокусироваться внешним магнитным полем и т.д. Эмиттанс, связанный с тепловым разбросом скоростей, может быть определен с помощью выражения для плотности тока в минимальном сечении пучка

(кроссовере): $j = j_k \frac{|e|U_a}{kT_k} \alpha^2 \exp\left(-\frac{|e|U_a}{kT_k} \alpha^2 \frac{r^2}{r_k^2}\right)$. Это выражение

связывает плотность тока в пучке j с плотностью тока на катоде j_k , углом сходимости пучка α^2 , ускоряющим напряжением U_a , радиусом r_k^2 и температурой катода. Плотность тока, достигающая значения максимума на оси системы ($r=0$), получила название - ленгмюровский предел плотности тока: $j_{\max} = j_k \frac{|e|U_a}{kT_k} \alpha^2$. Ввиду того, что распределение

плотности пучка подчиняется закону Гаусса на определенном радиусе, плотность тока уменьшается в «е» раз по отношению к значению на оси.

Значение этого радиуса составит: $r_{beam} = \sqrt{2} \frac{r_k}{\alpha} \sqrt{\frac{kT_k}{|e|U_a}}$. Фазовая

фигура пучка в плоскости кроссовера – эллипс с полуосями (α, r_{beam}) .

Используя определения эмиттанса, получим его значение для пучка с

тепловым разбросом: $\varepsilon_{beam} = C_{beam} r_k \sqrt{\frac{kT_k}{|e|U_a}}$, где C_{beam} коэффициент

относительной доли пучка $\frac{\Delta j}{j}$.

Примерное значение эмиттанса - произведение диаметра пучка на его угловой раствор. Таким образом, в случае параксиальности траекторий и отсутствии ускорения, эмиттанс не меняется вдоль канала транспортировки.

При транспортировке пучка в дрейфовом канале в отсутствие продольных сил первоначально поток частиц является сходящимся, а затем его сечение возрастает. Радиус кроссовера может быть оценен исходя из соотношения $r_{beam} \approx r_0 \exp \left[- (tg \alpha_0)^2 \right]$, где r_0 и α_0 - начальные радиальное положение и угол наклона, соответственно, в плоскости входа в эквипотенциальное пространство. Видно, что величина кроссовера зависит от начального угла наклона, и чем он больше, тем меньше радиус кроссовера. Существует оптимальный начальный угол схождения пучка –

α_{onm} , отклонение от которого в ту или иную сторону приводит к смещению положения кроссовера в сторону плоскости инъекции. При данном угле длина пролетного промежутка будет максимальной. Оценить эту длину можно, если выполняется условие: $tg \alpha_{onm} = 162 \sqrt{P}$, где P – первеанс, измеряемый в $AB^{-3/2}$. Тогда $z_{max} = r_0 / tg \alpha_{onm}$.

Таким образом, в токовых каналах силы объемного заряда налагают ограничения на длину канала транспортировки интенсивных пучков вследствие быстрого возрастания их поперечного сечения.

4.4. Предельный ток пучка в вакууме в эквипотенциальном транспортном канале

Рассмотрим расчет движения приосевого моноэнергетического пучка заряженных частиц круглого сечения в эквипотенциальном пространстве, ограниченном цилиндрической поверхностью с металлическими стенками представляющий практический интерес. Пусть электроны ускорены некоторой разностью потенциалов φ_0 . Увеличение силы тока пучка приводит к увеличению его пространственного заряда и соответствующему падению потенциала относительно стенок. Учет объемного заряда позволяет найти выражение для радиального поля

$$E_r = 2 \left(\frac{m}{2e\varphi_0} \right)^{1/2} \frac{I}{r} = \frac{2I}{rv} .$$

Величину уменьшения потенциала (“провисание

потенциала”) между осью пучка ($r=0$) и его границей можно определить следующим образом: $\Delta\varphi = -\int_a^R E(r)dr = \frac{2I}{v} \ln \frac{R}{a}$, где a - радиус пучка, R - радиус металлического цилиндра. Уменьшение потенциала приводит к тому, что при его значении, равном в энергетических единицах энергии электронов, что достигается при определенном значении тока, пучок заперется собственным пространственным зарядом. Ситуация схожа с

законом Чайлда-Ленгмюра для вакуумного диода, ограничивающего величину тока.

Однако в случае вакуумного диода распределение электронов по энергиям имеет размытый характер, и часть быстрых электронов преодолевает потенциальный барьер и достигают анода. В случае пучка с малым энергетическим разбросом отсечка (ограничение) тока наступает скачком. Возникающая разность потенциалов оказывает тормозящее действие на электроны, вследствие чего скорость электронов уменьшается:

$$v = \left[\frac{2e}{m} (\varphi_0 - \Delta\varphi) \right]^{1/2} .$$

Из полученных ранее соотношений несложно

получить зависимость тока пучка, транспортируемого через эквипотенциальный канал, от величины провисания потенциала:

$$I = \frac{(2e/m)^{1/2}}{2 \ln(R/a)} \Delta\varphi (\varphi_0 - \Delta\varphi)^{1/2} .$$

Ток достигает своего максимального

значения: $I_{\max} = \frac{(2e/m)^{1/2}}{3\sqrt{3} \ln(R/a)} \varphi_0^{3/2}$ при $\Delta\varphi = \varphi_{\max} = \frac{2}{3} \varphi_0$.

Незначительное увеличение тока в пучке свыше I_{\max} в транспортном канале приводит к образованию виртуального катода, т.е. встречной тормозящей разности потенциалов, изменяющейся скачком от $\varphi_{\max} = \frac{2}{3} \varphi_0$ до $\varphi = \varphi_0$, в результате чего ток уменьшится.

Возникающая таким образом неустойчивость, получила название неустойчивости В.Р. Бурсиана (рис. 4.7а). Иллюстрация развития событий (рис. 4.7б): электронный пучок задерживается потенциалом сетки, незначительная часть пучка проникает в засеточное пространство. В условиях, когда $R \gg a$, точное значение предельного тока

может быть определено исходя из выражения:

$$I_{\text{Бурс}} = 2 \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{(\varphi_0 - \varphi_{\text{макс}})^{3/2}}{1 + 2 \ln(R/a)} \cong 25.4 \cdot 10^{-6} \frac{\varphi_0^{3/2}}{1 + 2 \ln(R/a)}, \text{ [В, А]}$$

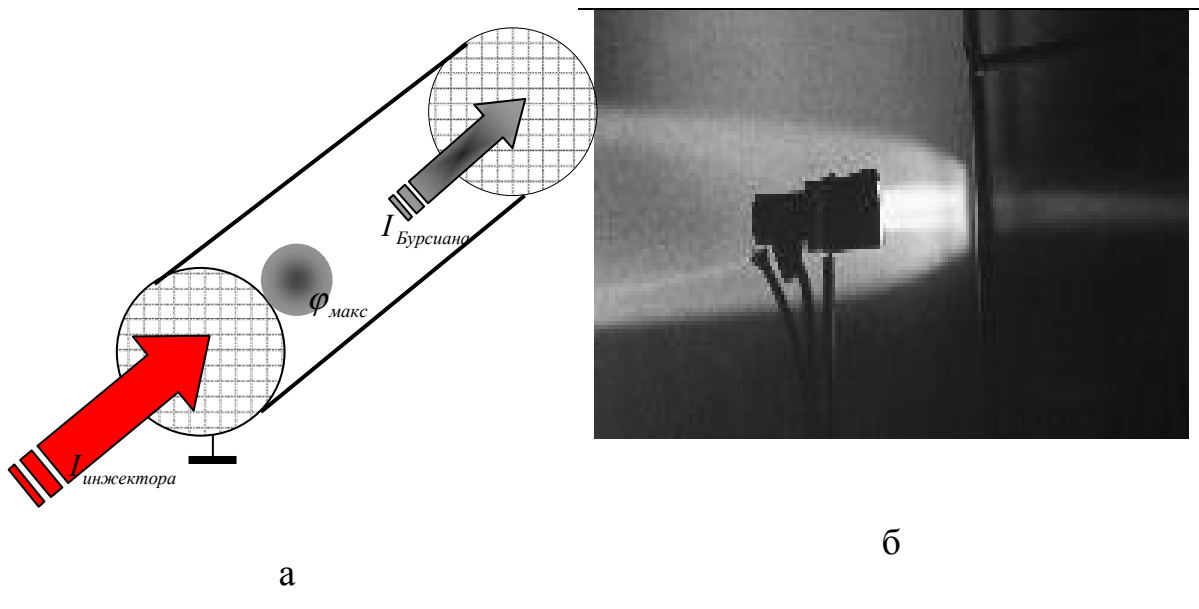


Рис.4.7

Объемный заряд пучка, как было показано ранее, сильнее всего влияет на профиль пучка и процесс его транспортировки. Однако плотность объемного заряда пучка может быть уменьшена путем ввода в пучок медленных частиц противоположного знака, создаваемых путем ионизации. В результате столкновений электронов пучка с молекулами остаточного газа образуются положительные ионы. Их накопление в области, занятой электронным пучком, может привести к частичной или полной компенсации объемного электронного заряда, что в свою очередь может существенно влиять на ход электронных траекторий, изменять геометрию пучка. Скорость образования ионов зависит от состава остаточных газов, их парциального давления, плотности заряда в электронном пучке и его скорости. Она может быть выражена формулой: $n'_i = B_i p (j/e) = B_i p n_e v$, где n'_i - количество ионов, образуемых в 1 см^3 в 1 с ; B_i - удельная ионизация, которая определяется числом ионов, создаваемых

одним электроном на отрезке пути 1см, при давлении остаточного газа 133,3 Па; p_a - давление остаточного газа; j - плотность электронного тока; v - скорость электронов; n_e - концентрация электронов. Входящая в эту формулу удельная ионизация зависит от рода остаточного газа и скорости (энергии) электронов. Так для азота $B_i=10$ при энергии электронов 100eV; при 10^3 eV и 2 при $2 \cdot 10^3$ eV. Полагая, к примеру, что $U \sim 10^3$ В, $p = 1,33 \cdot 10^{-5}$ Па, $B_i = 4$ находим: $n'_i = 750 n_e$. Отсюда следует, что даже малой части (примерно 0,001) ионного заряда, образуемого в течение 1с, достаточно, чтобы нейтрализовать заряд электронного пучка, т.е. необходим учет ионизационных потерь.

Эффективное сечение σ_i ионизации простых атомов достаточно хорошо определяется путем расчетов в борновском приближении. Результаты этих вычислений в упрощенной форме даются соотношением:

$$\sigma_i = \frac{\pi e^4}{I^2} b f(U) = \sigma_0 f(U) \text{ см}^2, \quad f(U) = \frac{2,7}{U} \ln U; \quad \text{где } U = \frac{\varepsilon}{I}; \quad \varepsilon \text{ — энергия}$$

ионизирующего электрона, I - потенциал ионизации в эргах, константа b для простых атомов примерно равна 0,2.

Как было показано выше, при транспортировке электронного пучка через длинный эквипотенциальный канал под действием объемного заряда формируется потенциальная яма, расположенная на оси симметрии. По сути, эта яма служит ловушкой для ионов, образующихся в области, занятой пучком. Накопление ионов будет нейтрализовать объемный заряд пучка, влияющий на движение электронного пучка, и величину тока в транспортном канале. В частности, в условиях ионной компенсации и при отсутствии внешних полей существенное влияние на движение электронов может оказывать собственное магнитное поле пучка, которое может приводить к сжатию пучка. На рис. 4.8 показан эффект газовой фокусировки пучка.

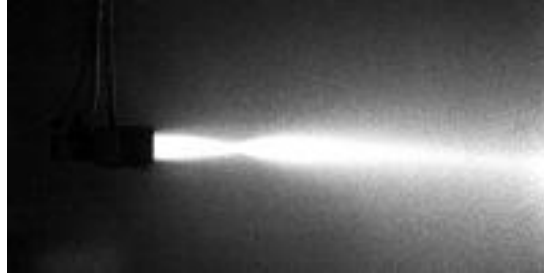


Рис. 4.8.

Таким образом, нейтрализация объемного заряда пучка зарядом положительных ионов в транспортном канале должно радикально изменить ситуацию и решить задачу пропускания токов значительной величины. Данная задача была рассмотрена Пирсом, который показал, что величина предельного тока превышает предельное значение тока Бурсиана в несколько раз $I_{Пирс} = I_{Бурс} (\varphi_{макс} = 0)$ (рис. 4.9). Ввиду того, что статического провисания потенциала нет $\varphi_{макс} = 0$, ток Пирса превысит

ток Бурсиана в $\frac{I_{Пирс}}{I_{Бурс}} = \left(\frac{\varphi_0}{\varphi_0 - \varphi_{макс}} \right)^{3/2} = 3^{3/2} \approx 5.2$ раза.

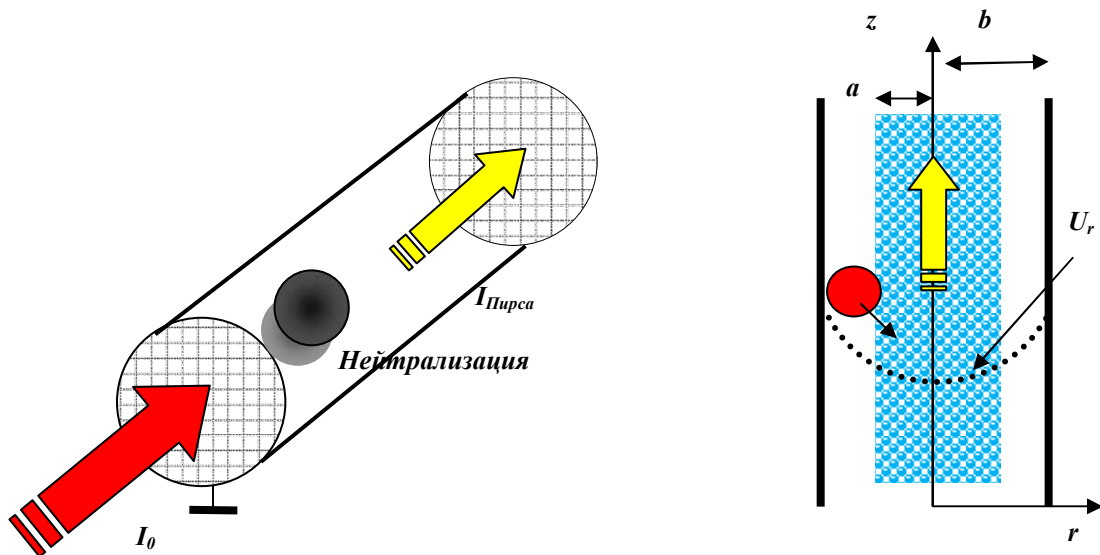


Рис. 4.9

4.5. Рассеяние электронных пучков на атомах остаточного газа

Как было показано ранее, в диапазоне давлений 10^3 Па и выше потери частиц в результате рассеяния на атомах остаточного газа становятся заметными и их необходимо учитывать при рассмотрении процесса ускорения. В этих условиях становится существенным эффект изменения направления движения электронов пучка при их взаимодействии с атомами. При последовательных многократных упругих взаимодействиях этот эффект приводит к рассеянию (расширению) электронного пучка.

Рассмотрим закономерности рассеяния при однократном упругом взаимодействии. Под упругим взаимодействием понимается взаимодействие без изменения энергии электрона. В этом случае взаимодействие сводится к отклонению траектории электрона, что отражается, в конечном счете, на одном из основных параметров ускорения – интенсивности. В кулоновском поле неподвижного положительного заряженного атомного ядра угол отклонения траектории электрона описывается формулой: $\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} = \frac{|e|(|e|Z)}{mv^2b} = \frac{e^2Z}{mv^2b}$ где θ - угол, характеризующий изменение направления траектории, $|e|Z$ - заряд ядра, $|e|$ - абсолютное значение заряда электрона, Z - атомный номер, v - скорость электрона, b - прицельный параметр. Рассмотрим процесс рассеяния электронов пучка на тонком слое газа. Толщину слоя Δz будем считать достаточно малой, так что электроны испытывают однократные столкновения. Количество атомов, приходящихся на площадь, равную площади поперечного сечения пучка - S , определяется формулой: $n_s = nS\Delta z$, где n – концентрация атомов. Траектории электронов, проходящие этот слой, будут испытывать отклонения на различные углы θ_i , которые зависят от прицельных параметров относительно рассеивающих центров. Диапазон углов рассеяния определяется из соотношений:

$$\operatorname{tg} \frac{\theta_{\min}}{2} = \frac{e^2 Z}{m v^2 r_a}, \quad r_a = 7.4 \cdot 10^{-9} Z^{-1/3}$$

$$\operatorname{tg} \frac{\theta_{\max}}{2} = \frac{e^2 Z}{m v^2 r_{\text{я}}}, \quad r_{\text{я}} \approx R_0 A^{1/3}, \quad R_0 \approx 1.5 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad A - \text{массовое число ядра.}$$

Если ток пучка – I , то через слой в единицу времени будет проходить $N' = \frac{I}{|e|}$ электронов. Формула Резерфорда определяет относительное

число частиц, рассеянных в телесный угол $d\Omega$: $\frac{dN'}{N'} = n_1 \sigma(\Theta) d\Omega$, где

$$\sigma(\Theta) = \frac{1}{4} \left(\frac{e^2 Z}{m v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}} - \text{дифференциальное сечение рассеяния.}$$

Известны простые аналитические выражения для определения полного и транспортного сечения с погрешностью менее 30% для $8 \leq Z \leq 54$ и $10 \text{ KeV} \leq E \leq 1 \text{ MeV}$: $\ln \sigma_{\text{полн}} = A - B \ln E_k$ $\ln \sigma_{\text{тр}} = C - B \ln E_k$

$$A = -46,7375 + 0,7913 \ln Z; \quad B = 1,2753 - 0,0898 \ln Z;$$

$$C = -51,7693 + 1,4322 \ln Z; \quad D = 1,7665 - 0,0386 \ln Z.$$

При многократном упругом взаимодействии возможный ход электронной траектории показан на рис. 4.10.

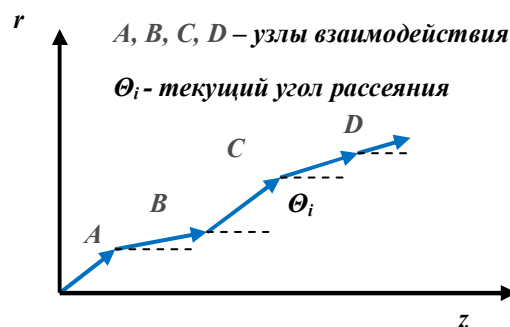


Рис. 4.10

В точках A, B, C, D траектории происходят столкновения электрона с атомами и изменение направления его движения на углы θ_i . В качестве меры отклонения движения электрона от первоначального направления,

используется средний квадрат углов отклонения: $\bar{\Theta}^2 = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k \Theta_i^2$. При

распространение электронных пучков в атмосфере газа при повышенных давлениях, рекомендуется следующая формула для оценочных расчетов

$\bar{\Theta}^2 = 8\pi r_0^2 n Z^2 \left(\frac{1}{\beta^4 \gamma^2} \right) z \ln \frac{\Theta_{max}}{\Theta_{min}}$, где r_0 - классический радиус электрона

($2,83 \cdot 10^{-15} \text{ м}$), n - плотность газа (м^{-3}), $\Theta_{max}, \Theta_{min}$ - максимальный и минимальный углы рассеяния.

Электронный пучок, инжектируемый в газ в плоскости $Z=0$ с малым радиусом ($r \rightarrow 0$), в результате многократного рассеяния приобретает конечные размеры и характеризуется гауссовым распределением плотности тока: $j(r, z) = j(0, z) \exp\left[-(r/\bar{r})^2 \ln 2\right]$, где $j(0, z)$ - плотность тока на оси, \bar{r} - радиус пучка, измеренный на уровне половинной плотности тока. Величина \bar{r} выражается через средний квадрат углов рассеяния $\bar{\Theta}^2$ и пройденное расстояние: $\bar{r} = \left[(1/3)(\ln 2) z^2 \bar{\Theta}^2 \right]^{1/2}$.

4.6. Электронно - оптические системы

Помимо формирования и коллимации пучка, которая осуществляется ускоряющей системой первичного диодного промежутка (электронной пушки), достаточно часто применяются системы поддержания профиля пучка вдоль канала его транспортировки (электронно-оптические системы): электростатические и магнитостатические фокусирующие линзы. Электронно-оптическая система представляет собой совокупность электродов различной геометрии с определенными потенциалами, и магнитных систем (постоянных магнитов, соленоидов, создающих электрические и магнитные поля (рис. 4.11). Требования, предъявляемые к свойствам электронных пучков и их параметрам, определяются областью их

применения. Можно провести следующую классификацию электронных пучков по их основным признакам:

- интенсивные и слабые (по плотности тока);
- нерелятивистские и релятивистские (по энергии частиц);
- осесимметричные и неосесимметричные (по признакам симметрии);
- цилиндрический, ленточный и т.п. (по типу сечения).

Из-за того, что формирование интенсивных пучков и их транспортировка невозможны без компенсации сил объемного заряда, для предотвращения расплывания их поперечного сечения применяются различные методы фокусировки: газовая, электростатическая и магнитная. Физически любую систему, формирующую электронный пучок, можно условно разделить на четыре основные области (рис. 4.11).

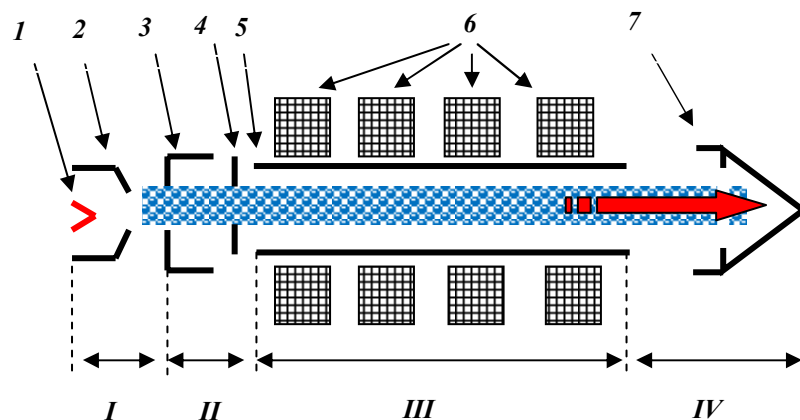


Рис. 4.11

I – область электронного инжектора состоящего из накаливаемого катода 1, фокусирующего электрода 2 и анода 3. В электрическом поле электродов инжектора происходит первоначальное формирование электронного пучка;

II – фокусирующая область с линзами 4 ответственная за формирование пучка;

III – область дрейфового канала 5, в которой могут располагаться фокусирующая система 6, либо отклоняющие пучок системы. Их основная задача, препятствовать расширению электронного пучка для обеспечения максимально возможного токопрохождения;

IV – приемник, или коллектор пучка 7.

Рассмотрим вопросы, связанные с электростатической фокусировкой.

Задача состоит в нахождении электрических полей, образуемых системой электродов, и определение траекторий частиц в этих полях. Распределение потенциалов в свободном от зарядов пространстве находится путем решения уравнения Лапласа при заданных граничных условиях с заданной точностью. В случае движения параксиальных электронов в аксиально-симметричном электрическом поле можно считать, что потенциал в области пучка равен потенциалу на оси. В этом случае можно пренебречь поперечной составляющей скорости по сравнению с продольной. Тогда уравнение траекторий приводится к виду:

$$U(z) \frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{dU(z)}{2dz} \frac{dr}{dz} + \frac{r}{4} \frac{d^2 U(z)}{dz^2} = 0$$

В этом уравнении не фигурируют заряд и масса, т.е. оно является параксиальным уравнением любых частиц в заданном поле. Линейность уравнений

относительно $r, \frac{dr}{dz}, \frac{d^2 r}{dz^2}$ означает, что аксиально-симметричные поля

являются электростатическими линзами, позволяющими фокусировать пучки заряженных частиц. Электростатические линзы подобно оптическим линзам обладают свойствами фокусировать или рассеивать проходящий сквозь них пучок заряженных частиц.

Многообразие линз может быть разбито на три основных типа: одиночные, иммерсионные, линзы-диафрагмы. На рис. 4.12а представлена собирающая линза-диафрагма с круглым отверстием: электрод-диафрагма - 1;

эквипотенциальные линии электростатического поля - 2; траектории параксиальных электронов - 3; фокус линзы - F.

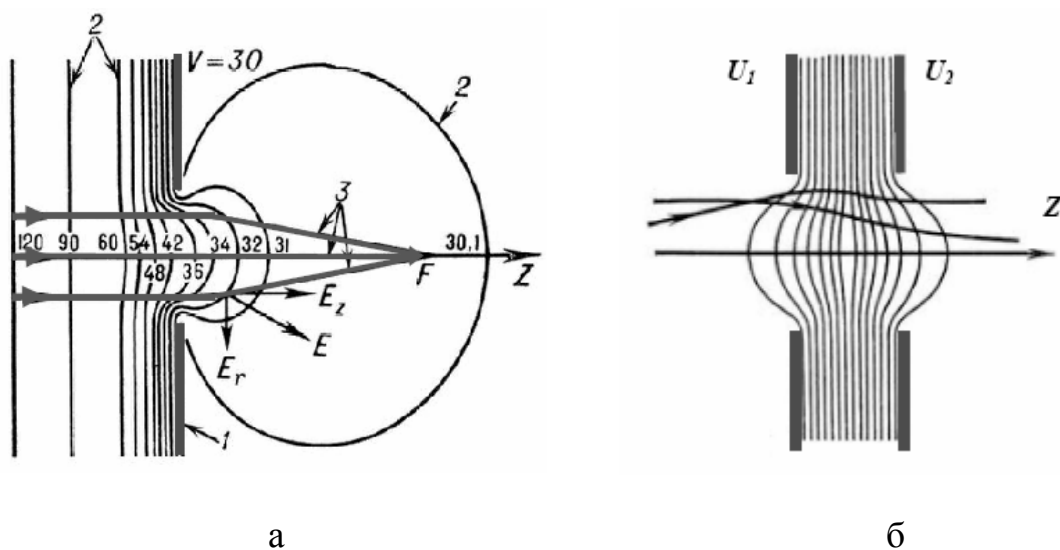


Рис. 4.12

Однородное поле примыкает к диафрагме слева. При сечениях эквипотенциальных поверхностей проставлены соответствующие им значения потенциалов в произвольных единицах, принято, что потенциал равен нулю там, где равна нулю скорость частиц; потенциал электрода $U=30$. Продольная составляющая напряженности электрического поля E_z тормозит электроны, поперечная составляющая E_r обеспечивает их фокусировку. На рис. 4.12б представлена иммерсионная линза, состоящая из двух диафрагм: тонкие линии — сечения эквипотенциальных поверхностей плоскостью рисунка; кривые со стрелками — траектории заряженных частиц; U_1 и U_2 — потенциалы электродов.

Тонкая линза практически не изменяет расстояние траектории от оси, но скачком меняет наклон траектории. Фокусные расстояния тонких линз-диафрагм (собирающих и рассеивающих) могут быть определены из простого соотношения: $\frac{1}{f} = \mp \frac{1}{4U_0} (U'_{01} - U'_{02})$, где U_0 - потенциал в центре отверстия, а U'_{01} и U'_{02} - градиенты потенциала справа и слева от

линзы. Для иммерсионных линз отношение фокусных расстояний определяются формулой: $\frac{f_1}{f_2} = -\frac{\sqrt{U_{02}}}{\sqrt{U_{01}}}$. Тогда для системы двух линз-

диафрагм с фокусами f_1 и f_2 и расстоянием l между линзами оптическая сила системы может быть определена из соотношения: $\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} + \frac{l}{f_1 f_2}$.

Рассмотрим теперь магнитную фокусировку. Транспортировка пучка заряженных частиц в продольном магнитном поле вследствие действия силы Лоренца приводит к уменьшению его расплывания. Если пренебречь коллективными взаимодействиями между частицами, то их траектории представляют собой спирали, навитые на магнитные силовые линии. Наличие объемного заряда существенно меняет характер движения частиц.

При транспортировке аксиально-симметричного пучка с характеристиками:

$r = const, \dot{z} = const, \rho = const, \frac{\partial U}{\partial z} = 0, \frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{\rho}{2\varepsilon_0} r$ необходимо выполнение

равенства, выражающего баланс сил электрического и магнитного поля

$\frac{e}{m} \frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{1}{4} \left(\frac{e}{m}\right)^2 B^2 r$. Подставляя в это выражение $\frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{\rho}{2\varepsilon_0} r$, получим

$\frac{\rho}{\varepsilon_0} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} B^2$. Выполнение данного условия свидетельствует о том, что если

пучок входит в область однородного магнитного поля с нулевыми значениями радиальной скорости и имеет однородное сечение объемной плотности заряда по сечению, то дальнейшее движение пучка будет равновесным. Полученный результат позволяет вычислить индукцию магнитного поля, необходимую для поддержания равновесного потока с

данным током I и радиусом r : $B = \left(\frac{2m^{3/2}}{|e|\varepsilon_0} \frac{I}{\pi r^2 \sqrt{2|eU_a|}} \right)^{1/2}$, где U_a – потенциал

металлического дрейфового канала, в котором распространяется пучок. В случае электронного пучка данное значение магнитной индукции получило название бриллюэновского магнитного поля, а ее величина при

подстановке численных значений составляет: $B_{\text{Брилл}} = \frac{830}{r} \frac{I^{1/2}}{U_a}$, [Гс, см, А,

В]. Равновесный пучок имеет радиус $r_{\text{Брилл}} = \frac{830}{B} \frac{I^{1/2}}{U_a^{1/4}}$. Таким образом, для

сохранения начальных поперечных размеров пучка необходимы магнитные поля с большим значением индукции.

Заряженные частицы эффективно фокусируются магнитными линзами. Простейшей магнитной линзой является короткий соленоид, фокусное расстояние которого пропорционально длине области, занятой магнитным полем. Уменьшение фокусного расстояния магнитной линзы достигается помещением соленоида в толстостенный железный экран с полюсными наконечниками (рис. 4.13а), где 1 – соленоид, 2 – панцырь, служащий магнитопроводом, 3 – полюсные наконечники.

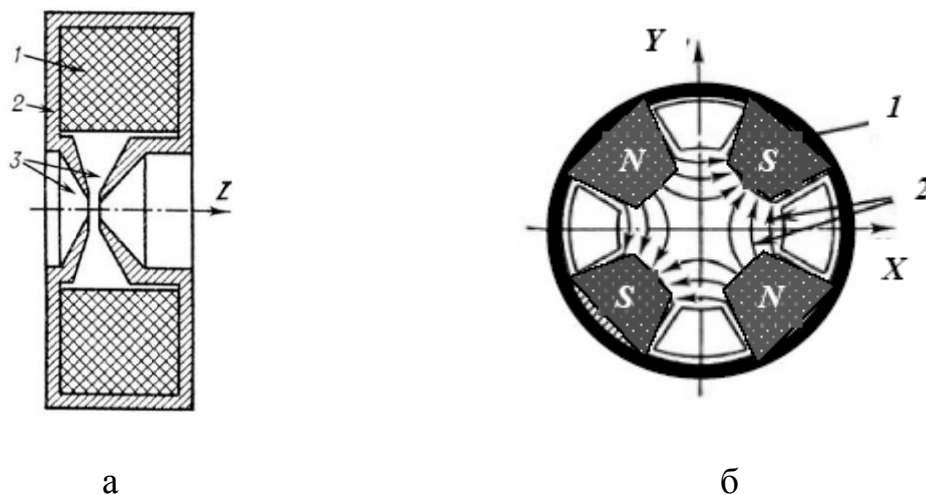


Рис. 4.13

В этом случае магнитное поле будет сосредоточено между полюсными наконечниками, которые концентрируют магнитное поле на небольшом участке вблизи оптической оси линзы z .

Осесимметричные линзы обладают так называемой «мягкой фокусировкой». Квадрупольные линзы (рис. 4.13б), формирующие магнитные поля, направленные поперек движения частиц, характеризуются «жесткой фокусировкой». Необходимые конфигурация и градиент магнитного поля 2 достигаются путем пропускания тока в обмотке 1 . В ряде случаев полюсные наконечники изготавливают на основе постоянных магнитов. Как видно из рис. 4.13б, соседние полюса таких магнитных систем имеют противоположные полярности, а противоположные – одинаковые. Следует отметить, что на частицы, проходящие сквозь квадрупольную линзу, действующая сила Лоренца фокусирует их лишь в одной плоскости и дефокусирует в перпендикулярной. Поэтому для фокусировки в обеих плоскостях используют две линзы, повернутые относительно друг друга вокруг оси на 90° . Для устранения астигматизма используют линзы с различными фокусными расстояниями. Вторая по направлению движения пучка линза должна обладать меньшим фокусным расстоянием (более сильная).

4.7. Электронно-оптические системы анализаторов

Построение электронно-оптических систем для управления движением пучков заряженных частиц широко используется в различных областях науки и техники. Особое место занимают системы с пространственным управлением положения пучка, которое осуществляется с помощью электрических (электростатическая отклоняющая система) и магнитных (магнитная отклоняющая система)

полей. Такие системы широко используются в электровакуумных приборах, электроннолучевых технологиях и различных типах спектрометров. В энергоанализаторах и масс-спектрометрах используются физические принципы, связанные с отклонением заряженных частиц в статических электростатическом и/или магнитном поле, а также при наличии внешних ВЧ-полей. Наиболее распространенным примером с электростатическим управлением отклонения луча является электронно-лучевая трубка (ЭЛТ), при помощи которой традиционно изучают процессы управления электронным потоком. Электронно-оптическая система ЭЛТ (рис. 4.14а) состоит из иммерсионного объектива, фокусирующей системы и системы ускорения. Отклоняющая система ЭЛТ, представляет собой две пары X- и Y-пластин с однородным электрическим полем. На принципе отклонения заряженных частиц в электростатическом поле может быть реализован энергоанализатор. Отклонение и фокусировка пучка заряженных частиц достаточно эффективно реализуется при помощи секторного цилиндрического конденсатора (рис. 4.14б), у которого электрическое поле $\vec{E} \sim \frac{K}{r}$, где для

цилиндрического конденсатора $K = \frac{U_2 - U_1}{\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}$ (R_1 и R_2 – радиусы

электродов конденсатора 1). Через узкую выходную щель 3 будут проходить частицы, имеющие круговые траектории и скорости, удовлетворяющие условию: $\frac{mv^2}{R} = qE$.

Принцип разделения частиц по массам может быть также реализован в электростатических системах. Действие так называемого панорамного масс-спектрометра основано на разделении ионов, колеблющихся в электростатическом поле с параболическим распределением потенциала (рис. 4.14в).

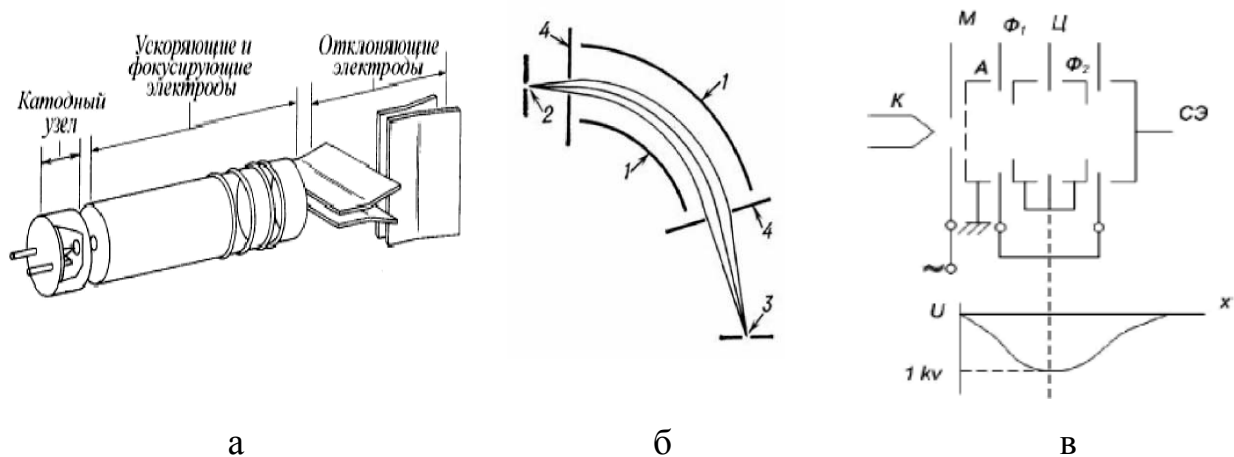


Рис. 4.14

Электроны, эмиттированные катодом K , переходят через модулирующий электрод M , на который подается ВЧ-напряжение, модулирующее электронный ток по интенсивности и, в силу выбранного распределения потенциалов, колеблются около электрода A . В результате импульсной ионизации газа образуются сгустки ионов, которые колеблются в электрическом поле пространства дрейфа (Φ_1, Φ_2), причем частота колебаний ионов f определяется их удельными массами $f = k\sqrt{qU/m}$, где U - напряжение на центральном электроде электростатического поля с параболическим распределением потенциала, k – коэффициент, зависящий от геометрии анализатора. Сгусток ионов, частота колебаний которого совпадает с частотой напряжения модулирующего электрода, называется резонансным и наводит на сигнальном электроде ($СЭ$) напряжение собственной частоты. Анализ ионов по массам заключается в измерении частот сигнальных напряжений узкополосным усилителем.

Зависимость радиуса вращения частицы в магнитном поле от скорости и ее массы широко используется при построении анализаторов заряженных частиц по энергиям и массам.

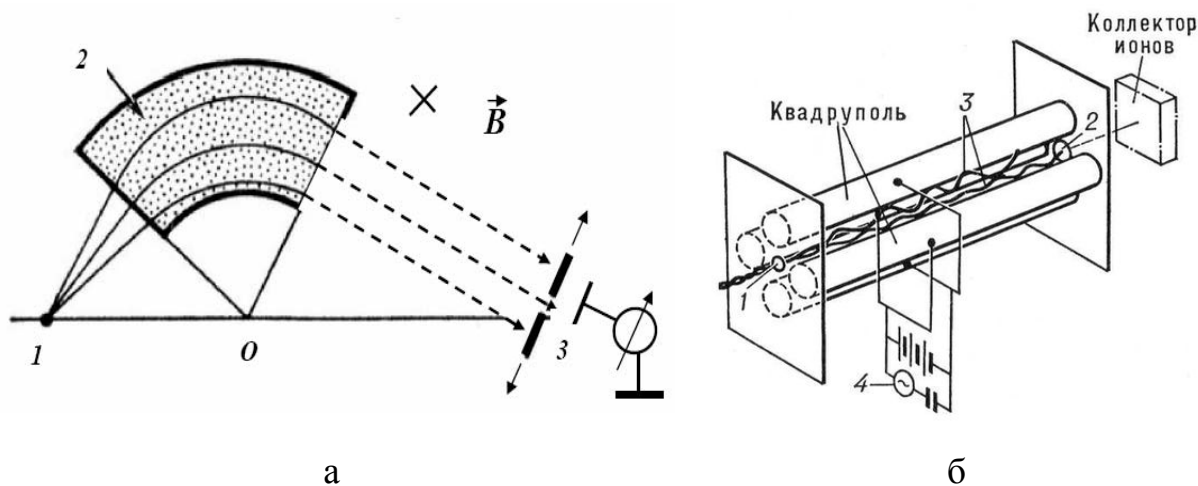


Рис. 4.15

Принцип одного из возможных способов реализации масс-спектрометра по такой системе показан на рис. 4.15а. Положительные ионы, образованные путем электрон-ионных столкновений, ускоряются в источнике ионов (1) одной разностью потенциалов, в результате чего приобретают скорость $v \sim \sqrt{q/m}$ и попадают в пространство дрейфа (2), где на них действует поперечное магнитное поле с индукцией B . Из условия равенства сил $\frac{mv^2}{R} = qvB$ можно найти радиус траектории иона

$$R = \frac{1}{B} \sqrt{2Um/q}.$$

Таким образом, в результате взаимодействия с магнитостатическим полем на коллектор (3) попадают только те ионы, радиус траекторий, которых соответствует положению щели в диафрагме перед коллектором.

Высокочастотные системы сепарации приобрели широкое распространение в виду их малогабаритности и надежности. Рассмотрим типичные схемы квадрупольного и омегатронного масс-анализаторов. Квадрупольные масс-спектрометры, схематическое устройство которых представлено на рис. 4.15б, а фотография общего вида на рис. 4.16, достаточно широко распространены благодаря высокой чувствительности,

быстродействию, и широкому диапазону измерений. Данный тип масс-спектрометра используется в лабораториях специального физического практикума для изучения принципа его работы и применяется в научно-исследовательской работе.



Рис. 4.16.

Принцип действия прибора основан на разделении ионов по массам в ВЧ-квадрупольном электрическом поле, создаваемом между четырьмя параллельными стержнями круглого сечения (рис. 4.15б). Стержни электрически попарно соединены и на них подается напряжение

$$U = \pm(U_{-} + U_{\sim} \cdot \cos \omega t); \quad \frac{U_{-}}{U_{\sim}} = \gamma = const.$$

Образующиеся ионы, транспортируются в квадрупольный анализатор и, проходя вдоль него, совершают колебания под действием ВЧ-поля. Амплитуда колебаний ионов зависит от удельной массы иона m/q и величины напряжения на стержнях. При определенных параметрах квадрупольного поля через анализатор могут пройти ионы только определенной массы. Массовое число ионов, имеющих устойчивую траекторию, связано с параметрами поля квадрупольного поля следующим соотношением:

$$M = \frac{1.39 \cdot 10^{-5} U}{f^2 r_0^2},$$

где f - частота (МГц), U – амплитуда ВЧ поля [В], r_0 – геометрический масштаб поля (м). Для ионов других масс амплитуда колебаний неограниченно возрастает и они теряют заряд на стержнях. Развертка спектра масс осуществляется изменением напряжения на стержнях анализатора, при этом отношение постоянной составляющей напряжения к амплитуде ВЧ-составляющей остается неизменным.

Существует еще один тип малогабаритного радиочастотного масс-спектрометра – омегатрон, принципиальная схема которого показана ниже. Молекулы находящегося в омегатроне газа ионизируются электронным пучком, проходящем вдоль оси анализатора и фокусирующего магнитного поля (рис. 4.17а). Под воздействием магнитного поля B и перпендикулярного к нему ВЧ-электрического поля, образовавшиеся ионы вращаются вокруг оси анализатора. Ионы, для которых частота вращения в данном магнитном поле совпадает с частотой приложенного ВЧ-напряжения, ускоряются ВЧ-полем и, двигаясь по раскручивающейся спирали, достигают коллектора ионов.

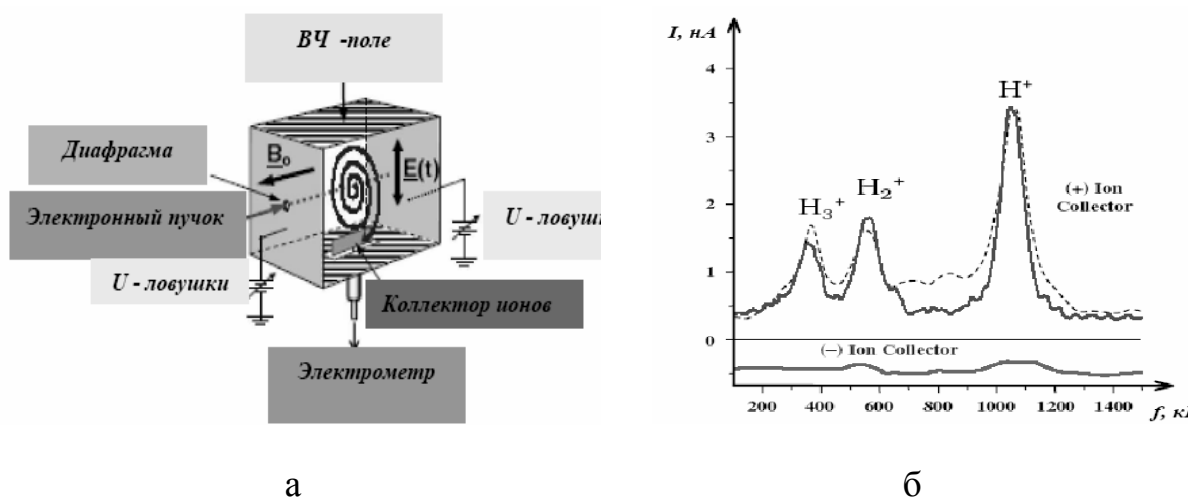


Рис. 4.17

Измерение ионного тока, приходящего на коллектор, осуществляется электрометрическим усилителем. Частота резонансного иона $f = \frac{\Omega}{2\pi}$, где $\Omega = \frac{Bq}{m}$ - циклотронная частота. Ввиду того, что в постоянном магнитном поле $\frac{\Omega m}{q} = const$ шкала массовых чисел спектрометра при развертке приводится в единицах частоты. На рис. 4.17б приведен типичный вид масс-спектра.

4.8. Экспериментальные методы исследования. Пучковые технологии

Экспериментальное изучение пучков заряженных частиц связано с разработкой и применением разнообразных методов анализа собственных параметров пучков (ток, распределение плотности тока по сечению, энергетическое распределение и др.), а также формирующих их систем (инжектор, фокусирующие, транспортные и прочие системы). Условно все применяемые методы можно разделить на две основные группы: прямые и косвенные.

К прямым относятся диагностические методы непосредственного измерения собственных параметров пучков, где применяются разнообразные конструкции широко распространенных средств: коаксиальные зонды, пояс Роговского, цилиндр Фарадея, метод вибрирующего зонда, метод подвижного коллектора с малым отверстием. Достаточно часто применяются методы использующие специально разработанные для анализа пучков электронно-оптические системы (энергоанализаторы, зарядовое и пространственное разделение).

Взаимодействие пучков частиц со средой приводит к разнообразным изменениям в ней и достаточно часто сопровождается ионизационными и радиационными эффектами. Анализ характеристик возникших изменений достаточно часто несет обширную информацию о характеристиках пучков и служит основанием для проведения косвенных измерений их параметров. К таким методам можно отнести измерения в области теплового и оптического излучения, вторичной электронной эмиссии и возникающего рентгеновского излучения, а также методы ионизации газа и стимулирования проводимости полупроводниковых структур.

Особенности взаимодействия потоков электронов с конденсированными и газообразными веществами позволили осуществить новые технологические процессы, связанные с изменением исходных физико-химических свойств материалов, подвергающихся воздействию

пучков: облучение полимерных материалов, сопровождающееся перестройкой молекулярных связей и изменением механической прочности, температуростойкости, электронная литография и др. Интенсивные пучки электронов с высокой мощностью применяются для «чистой» плавки металлов, резки и сварки тугоплавких металлов. Воздействие импульсных пучков дает возможность эффективно воздействовать на свойства поверхностных и приповерхностных слоев металлов, изменяя их структурный и фазовый состав. При помощи хорошо сфокусированных электронных пучков реализуются различные электронно-зондовые методы структурного и элементного анализа состава веществ и материалов, таких как просвечивающая и растровая электронная микроскопия, малоугловое рассеяние рентгеновского излучения, масс-спектрометрия и др.

ГЛАВА V. УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ.

5.1. Основные понятия теории ускорителей. Принцип автофазировки.

Ускорители заряженных частиц подразделяются на: *ускорители низкой энергии* – до нескольких десятков МэВ, *ускорители средней энергии* – до сотен МэВ, *ускорители высоких энергий* – выше 1 ГэВ. По характеру траекторий ускоряющихся частиц ускорители подразделяются на *линейные* и *циклические*. В линейных ускорителях траектории частиц близки к прямым линиям, в циклических ускорителях траектории близки к окружности или спирали. По характеру ускоряющего поля ускорители делятся на *высоковольтные*, в которых ускорение осуществляется с помощью приложенной разности потенциалов, и *индукционные*, где ускоряющее электрическое поле создается за счет переменного магнитного поля. Кроме того, существует большой класс *резонансных ускорителей*, в которых частицы ускоряются высокочастотным электрическим полем, находясь в резонансе с этим полем.

Кинетическая энергия частицы определяется формулой:

$$W = E - E_0 = (\gamma - 1)E_0 = mc^2 \left[(1 - \beta^2)^{-1/2} - 1 \right],$$

где E – полная (релятивистская) энергия частицы, E_0 – ее энергия покоя, m – масса частицы, γ – релятивистский фактор, $\beta = v/c$, при этом $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, или $\gamma = \sqrt{1 + p^2 / (mc)^2}$, где $\vec{p} = m\gamma\vec{v}$ – вектор релятивистского импульса частицы. Для электронов энергия покоя $E_0 \approx 0.511$ МэВ, для протонов $E_0 \approx 938$ МэВ. Нетрудно видеть, что $\beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2}$.

В нерелятивистском случае ($\beta \ll 1, \gamma \geq 1$) кинетическая энергия $W \approx mv^2 / 2$. В ультрарелятивистском случае ($\beta \approx 1, \gamma \gg 1, E \gg E_0$) $W \approx E$, при этом $\beta \approx 1 - 1/2\gamma^2$. Релятивистские эффекты чрезвычайно важны при

ускорении легких частиц. Например, для электронов с энергией 1 эВ ($v \approx 600 \text{ км/с}$) параметр $\beta \approx 0,002$, а при энергии 1 МэВ – $\beta \approx 0,94$. Для протона с энергией 1 МэВ параметр $\beta \approx 0,045$, и только при очень больших энергиях порядка 1 ГэВ протон становится релятивистским.

Для всех вариантов ускорителей исходными являются уравнения движения частицы с зарядом Ze в электромагнитных полях \vec{E} , \vec{B} :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = Ze[\vec{E} + c^{-1}[\vec{v}\vec{B}]], \quad \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}, \quad \vec{p} = m\gamma\vec{v}.$$

Во всех ускорителях увеличение энергии заряженных частиц происходит за счет работы электрического поля: $\frac{dE}{dt} = Ze\vec{v} \cdot \vec{E}$, или $dE = Ze\vec{E} \cdot d\vec{r}$.

Для *линейных ускорителей* из последнего уравнения следует оценка длины ускорения (размер установки) L при заданной конечной энергии частиц W_{max} : $W_{\text{max}} \approx Ze\mathbf{E}L$, где \mathbf{E} - эффективное ускоряющее электрическое поле.

В случае *циклических ускорителей* их размер (радиус) R непосредственно не зависит от напряженности электрического поля. При заданной максимальной энергии ускоренных частиц он определяется величиной магнитного поля B на орбите. Можно считать орбиту частицы круговой, тогда центростремительная сила определяется силой Лоренца:

$$\frac{mv^2}{R} = \frac{Ze}{c}vB. \quad \text{Отсюда импульс частицы } p = ZeBR/c, \text{ ее кинетическая}$$

$$\text{энергия: } W = E - E_0 \equiv \sqrt{E_0^2 + (pc)^2} - E_0 = \sqrt{E_0^2 + (ZeBR)^2} - E_0.$$

Величину BR называют «магнитной жесткостью». В нерелятивистском случае: $W \approx (ZeBR)^2 / 2E_0$. Для ультрарелятивистских частиц: $W \approx E \approx ZeBR$.

В основе действия резонансных ускорителей, как линейных, так и циклических лежит *принцип автофазировки*. Он был открыт

В.И. Векслером и Э. Макмилланом в 1944 - 1945 гг. Автофазировка связана с зависимостью промежутка времени T между двумя следующими друг за другом процессами ускорения частицы от ее энергии. Допустим, что промежуток T возрастает с увеличением энергии частицы E , т.е. $\partial T / \partial E > 0$. Пусть φ_0 - равновесная фаза поля в ускоряющем зазоре, т.е. фаза, при которой частица с зарядом e движется в точном резонансе с ускоряющим полем с напряжением V_0 (рис. 5.1a). Энергия этой частицы возрастает на $\delta E_0 = eV_0 \cos \varphi_0$. Если частица находится в фазе $\varphi_2 > \varphi_0 > 0$, то она приобретает энергию $eV_0 \cos \varphi_2$, меньшую, чем энергия равновесной частицы. Тогда уменьшится промежуток T , и частица раньше придет к ускоряющему зазору. Это значит, что фаза прихода частицы приблизится к равновесной фазе. Если частица отстает по фазе от равновесной (с фазой $\varphi_1 < \varphi_0$), то она приобретет избыточную энергию. Тогда увеличится промежуток T , т.е. частица позже резонансной подойдет к ускоряющему зазору и ее фаза также приблизится к равновесной фазе. Таким образом, частицы, имеющие фазы в некоторой окрестности равновесной фазы, будут совершать колебания около фазы φ_0 . Эта окрестность называется *областью захвата* частиц в режим ускорения.

Если частица приходит к ускоряющему промежутку с «правильной» фазой φ_0 , но с энергией $E \neq E_0$, например, $E < E_0$, то период ее обращения меньше равновесного периода. Это значит, что при следующем подходе к ускоряющему промежутку она придет раньше *равновесной частицы* и приобретёт большую энергию. Таким образом, в среднем, частицы с «неправильной» энергией, но с «правильной» фазой приобретают энергию E_0 , а «неправильная» фаза φ стремится к равновесной фазе φ_0 . В итоге энергия неравновесных частиц совершает устойчивые колебания около возрастающей энергии равновесной частицы и, в среднем, тоже возрастает. Таким образом, *автофазировка* есть механизм, который обеспечивает

возрастание в среднем энергии частиц не находящихся в синхронизме с ускоряющим полем.

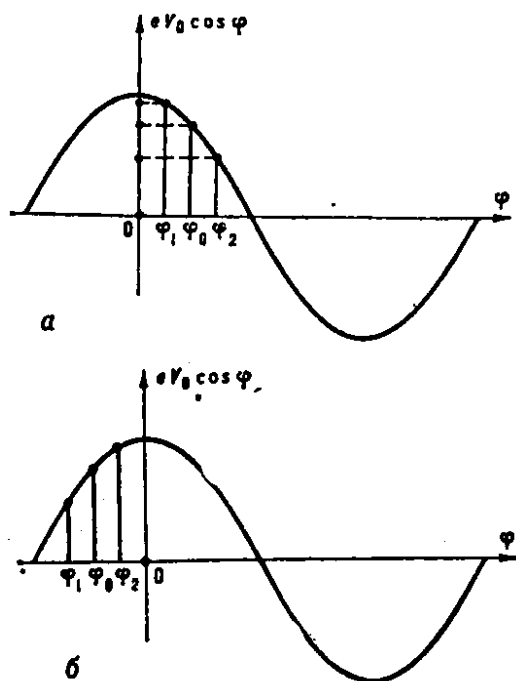


Рис. 5.1

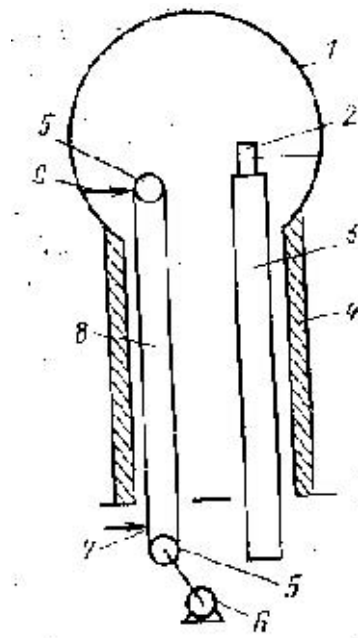


Рис. 5.2

Резонансная частица с равновесной фазой φ_0 также приобретает энергию. Однако эта фаза при условии $\partial T / \partial E > 0$ является неустойчивой. Это значит, что малые отклонения частиц от фазы φ_0 приводят к дальнейшему уходу этой равновесной фазы (рис. 5.1б). При условии: $\partial T / \partial E < 0$, наоборот, устойчивой является фаза φ_0 , а неустойчивой – фаза φ_0 . Автофазировка отсутствует, если промежуток T не зависит от энергии частиц.

5.2. Основные типы линейных ускорителей. Устойчивость орбит ускоряемых частиц

Линейные ускорители делятся на высоковольтные и резонансные. Высоковольтные ускорители основаны на прямых методах ускорения, в которых частица получает энергию, проходя ускоряющую разность

потенциалов V , согласно закону сохранения энергии: $E + eV = const$. Отсюда: $\Delta E_{\text{макс}} = e\Delta V_{\text{макс}}$. Конструктивно высоковольтные ускорители различаются методами создания высокого напряжения, а также устройством источников ускоряемых частиц (инжекторов). Высокое напряжение может быть, в частности, импульсным. В таком случае время пролета частицей ускоряющей системы должно быть много меньше длительности импульса. К высоковольтным ускорителям относятся: электростатический генератор Ван-де-Граафа, перезарядный электростатический ускоритель (или тандем-генератор), ускорители трансформаторного типа, каскадные ускорители, сильноточные импульсные ускорители. Высоковольтные линейные ускорители позволяют получать пучки электронов и ионов с энергией от нескольких десятков кэВ до 20-30 МэВ. Такие ускорители имеют достаточно простое устройство, являются экономичными и несложными в эксплуатации. Они характеризуются высокой моноэнергетичностью ускоренного пучка частиц, малым угловым разбросом и большой интенсивностью. *Генератор Ван-де-Граафа* (рис. 5.2) состоит из полого металлического шара (кондуктора) 1, который закрепляется на изолирующей опорной колонне 4. Источник напряжения (зарядное устройство) 7, через систему острий заряжает плоскую ленту из изоляционного материала 8, которая приводится в движение с помощью двух вращающихся валиков 5 от двигателя (электрического мотора) 6. С помощью другой системы острий (разрядное устройство) 9 заряды снимаются с ленты 8 и передаются кондуктору 1. В результате накопления электрического заряда q на кондукторе создается потенциал U относительно земли, величина которого определяется накопленным зарядом и емкостью кондуктора C относительно земли: $U=q/C$.

Источник заряженных частиц 2 располагается в верхней части ускорительной трубки 3, которая имеет потенциал кондуктора.

Ускоренные частицы под действием разности потенциалов выводятся через окно в нижней части ускорительной трубки. Величина ускоряющего потенциала ограничивается пробивной напряженностью электрического поля на поверхности кондуктора. Рассматривая кондуктор в виде идеального шара с радиусом R , удаленного от всех предметов, величину напряженности электрического поля ϵ на его поверхности можно оценить по формуле: $\epsilon=U/R$. При сухом воздухе предельное (пробивное) значение напряженности: $\epsilon=30$ кВ/см. Отсюда следует, что, при ускоряющем напряжении 3 МВ, шар должен иметь диаметр 2 м. Таким образом, размеры кондуктора являются большими даже в идеализированных условиях. Реально же они должны быть еще больше, поскольку предельная напряженность меньше принятой при оценке. Это связано с отклонением формы кондуктора от формы идеального шара, его загрязнений, влияния влажности воздуха и окружающих предметов на пробой и распределение поля и т.п.

Современная техника позволяет ускорить однозарядные ионы до 20 МэВ. Энергию ускоренных ионов без увеличения напряжения на кондукторе удастся удвоить с использованием идеи *перезарядного*, или *тандемного ускорения* (рис. 5.3).

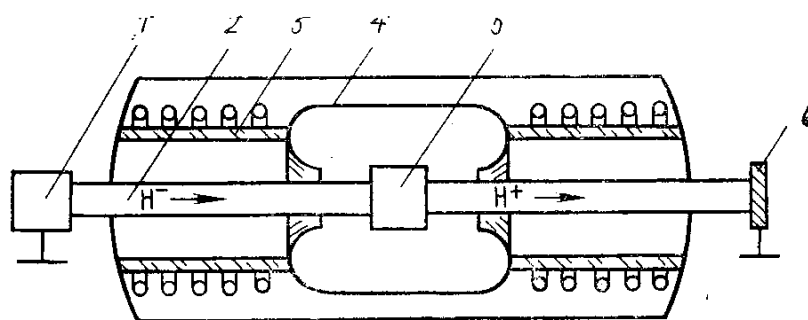


Рис. 5.3

В этом случае из источника 1 , находящегося при потенциале земли, в ускорительную трубку 2 инжектируются отрицательные ионы (обычно ионы водорода), которые ускоряются под действием высоковольтного

положительного электрода 4, закрепленного элементами крепления 3. Через канал в электроде ионы попадают в камеру перезарядки 5, где в результате столкновений с атомами ионы отдают два электрона, становясь положительным ионом. Далее эти ионы ускоряются в направлении заземленного электрода 6, приобретая в конце пути удвоенную энергию.

В *индукционном линейном ускорителе* для ускорения частиц используется вихревое электрическое поле \vec{E} , вызываемое изменяющимся во времени кольцеобразным магнитным полем \vec{B} согласно максвелловскому уравнению индукции: $c \operatorname{rot} \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$.

В индукционном ускорителе в отличие от высоковольтного ускорения прирост энергии зависит не только от конечных точек ускорения, но и от траектории частиц, поскольку поле \vec{E} непотенциально. Схема индукционного линейного ускорителя изображена на рис. 5.4. В ферромагнитных кольцах

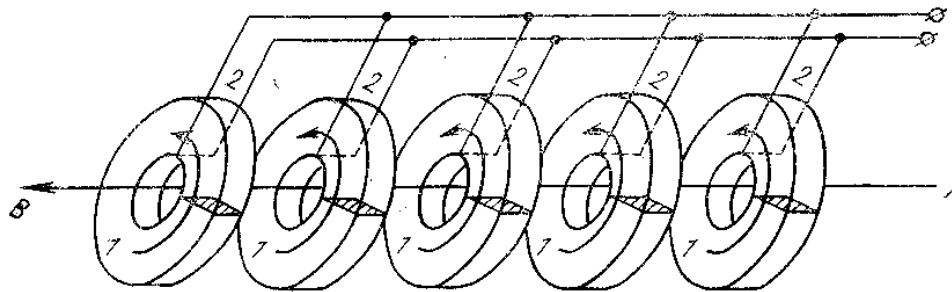


Рис.5.4

(индукторах) 1, охватывающих ось вакуумной ускорительной трубки AB, создается переменное магнитное поле с помощью витков возбуждения (обмоток с током) 2. При быстром изменении тока в обмотках возникает кольцевое магнитное поле, которое индуцирует на оси ускорителя вихревое электрическое поле. Величина этого поля определяется скоростью изменения потока магнитной индукции Φ . Для оценки положим: $|\partial \Phi / \partial t| \approx \Phi_{\max} / T$, где T – время изменения магнитного потока, $\Phi_{\max} \approx B_{\max} LR$, B_{\max} - максимальное значение индукции, L, R – линейные

размеры, определяющие площадь потока. Приведенная оценка показывает, что для получения достаточно большого ускоряющего поля необходимо иметь большие размеры ускорителя L (10 и более метров) и уменьшать время T . Обычно длительность ускорения порядка $10^{-9} - 10^{-6}$ с. Такие ускорители характеризуются большими значениями тока ускоренных частиц (сотни и тысячи ампер), а также большой однородностью пучка и высоким кпд. По существу рассматриваемая схема ускорения представляет собой трансформатор, первичная обмотка которого – обмотка возбуждения магнитного потока, а вторичная – сам ускоряемый поток частиц. Существуют также *ускорители трансформаторного типа* и *каскадные линейные ускорители*.

В *линейных резонансных ускорителях* энергия частиц возрастает либо в дискретных ускоряющих промежутках достаточно малыми порциями, либо непрерывно за счет энергии электромагнитной волны с продольной составляющей электрического поля и бегущей резонансно в направлении распространения частиц.

Различают два основных типа устройств ускоряющих полей: *диафрагмированные волноводы*, используемые главным образом для получения релятивистских электронов, и *резонаторы с дрейфовыми трубками*, используемые для ускорения ионов, главным образом, протонов с нерелятивистскими энергиями. Одно из главных применений линейных электронных ускорителей состоит в том, что они служат инжекторами для впуска электронов в синхротроны и для наполнения электронных накопительных колец. *Диафрагмированные волноводы* представляют собой металлическую трубу, в которой последовательно располагаются металлические диски l с центральными отверстиями (диафрагмы) (рис. 5.5).

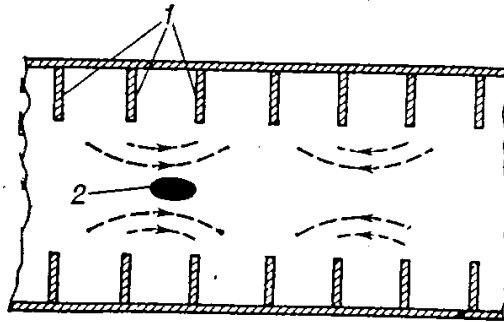


Рис .5.5

Пучок электронов 2, движущийся вдоль оси такого волновода, будет получать энергию от волны, если она имеет продольную составляющую электрического поля с достаточно большой амплитудой, а электроны находятся в ускоряющей фазе с волной. Для этого необходимо, чтобы *фазовая скорость волны* равнялась скорости электронов (*черенковский резонанс*). В гладком волноводе фазовая скорость волн всегда больше скорости света, поэтому синхронизм частиц с волнами невозможен. Наличие диафрагм в волноводе приводит к «замедлению» волн, среди которых находятся волны с досветовой фазовой скоростью. Расчет *электромагнитных волн* и их *дисперсионных характеристик* проводится с помощью приближенного решения *уравнений Максвелла* с учетом *граничных условий*. Дисперсионное уравнение определяет *типы (моды) волн*, распространяющихся в такой структуре. Если ось линейного ускорителя принять за ось z декартовой системы координат, то продольная составляющая напряженности ускоряющего электрического поля, в общем, описывается выражением:
$$E_z(x, y, z) = E(x, y) \cos \left[\omega t - \int_0^z k(z) dz \right].$$
 При этом фазовая скорость волны $v_{ph}(z) = \omega / k(z)$ считается монотонно возрастающей в направлении ее распространения. Рассмотрим частицу, движущуюся по оси ускорителя, скорость которой в каждый момент времени совпадает со скоростью ускоряющей волны. Тогда на нее действует сила $F_z = eE \cos \varphi_s$, где φ_s - некоторая фиксированная фаза,

которую отсчитывают от того момента времени, когда ускоряющее поле имеет максимальное значение.

Если амплитуда волны не меняется вдоль оси волновода, то под действием постоянной силы частица непрерывно ускоряется (набирает энергию). Такую *частицу* называют *равновесной*, или *синхронной*. Так же называют фиксированную фазу φ_s . Существует значение амплитуды напряженности ускоряющего электрического поля $E_{пор} = F_z / e$, которое называют *пороговым*. Если амплитуда поля на оси меньше порогового значения, то ускоряющая сила мала, и все частицы пучка на оси отстают от волны.

Для получения электронов с энергиями, превышающими 1 ГэВ, сначала их ускоряют на сравнительно небольшом линейном ускорителе – *инжекторе* до нескольких десятков МэВ. Затем их впускают в основной ускоритель длиной несколько сот метров (для получения энергии 2ГэВ), или три километра (для энергии 23 ГэВ). Для таких ускорителей темп ускорения 5 - 10 МэВ/м. Диаметр трубы волновода около 10 см, диаметр отверстия в диафрагмах - около 2-3 см, расстояние между диафрагмами – несколько сантиметров. Для питания волноводов электромагнитной энергией используются мощные *импульсные генераторы* – *магнетроны* и *клистроны* с рабочей длиной волны около 10 см. Десятки или сотни клистронов (магнетронов), в зависимости от длины ускорителя, располагаются на равных расстояниях друг от друга в специальной галерее, параллельной туннелю с ускоряющим волноводом. Линейные ускорители работают в импульсном режиме. Длительность каждого импульса около 1-2 мкс, *частота повторения импульсов* 50 (или 360) Гц, средний ток ускоренных электронов порядка десятка мкА.

Простейший вариант резонансного ускорения с помощью *дрейфовых трубок* состоит в следующем: последовательность полых цилиндрических

трубок через одну присоединяется к полюсам источника гармонически изменяющегося напряжения с амплитудой U (рис. 5.6). Внутри трубок поле практически отсутствует. Оно сосредоточено в зазорах между ними. Частица, ускоренная в одном зазоре, будет ускоряться и в следующем зазоре, если к моменту ее прихода к этому зазору напряжение между трубками изменит свой знак. Это произойдет через полпериода колебаний напряжения $T_0/2$ синхронизма частицы с волной. Таким образом, скорость частицы v_n , прошедшей трубку длиной ℓ_n , равна $v_n = \ell_n / (T_0/2)$. Отсюда видно, что

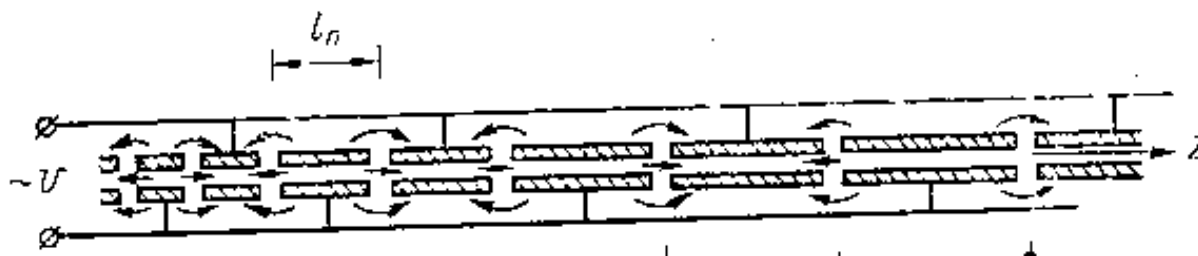


Рис. 5.6

длина трубки должна возрастать по мере увеличения скорости частицы: $\ell_n = \lambda_0 v_n / 2c$. Здесь $\lambda_0 = cT_0$ - длина волны ускоряющего поля в свободном пространстве. Хотя ускоряющее поле изменяется по гармоническому закону со временем, но область ускорения синхронно перемещается от зазора к зазору. Поэтому ускоряющее поле на участке n -ой трубки можно представить в виде волны с характерной длиной волны: $\ell_n + \ell_{n+1} \approx 2\ell_n$. Ее фазовая скорость на этом участке равна $v_p^n = \lambda T_0 = 2\ell_n T_0 = v_n$. Таким образом, в каждом зазоре выполняется условие синхронизма частицы с волной. В большинстве действующих ионных линейных ускорителей используют высокочастотную структуру Альвареца, которая представляет собой полый цилиндрический резонатор (с диаметром около 1 м), нагруженный последовательно расположенными дрейфовыми трубками (рис. 5.7). В резонаторе возбуждается стоячая

волна с модой, близкой к E_{010} . В этом случае основной является продольная составляющая электрического поля волны, которую на оси ускоряющего зазора представляют в виде: $E_z(z,t) = E_g(z) \cos \omega t$, где функция $E_g(z)$ описывает распределение поля вдоль оси ускорителя. Она отлична от нуля в зазорах и практически обращается в нуль в самих трубках. Амплитуда поля имеет порядок 1 - 3 МВ/м, частота 150-200 МГц (длина волны 1,5 - 2 м). Длина дрейфовой трубки изменяется, приблизительно, по закону $\ell_n = \lambda_0 v_n / c$, который отличается множителем $1/2$ от случая простейшего варианта ускорения с дрейфовыми трубками. Это связано с тем, что равновесная частица проходит расстояние от одного зазора к другому в дрейфовой трубке, не испытывая воздействие поля, за время, равное периоду T_0 . При этом диаметры последовательных дрейфовых трубок не могут быть произвольными. Они должны соответствовать их длине так, чтобы поле в резонаторе было достаточно равномерным. По расчетам, с удлинением трубок их диаметр должен уменьшаться (рис.5.7).

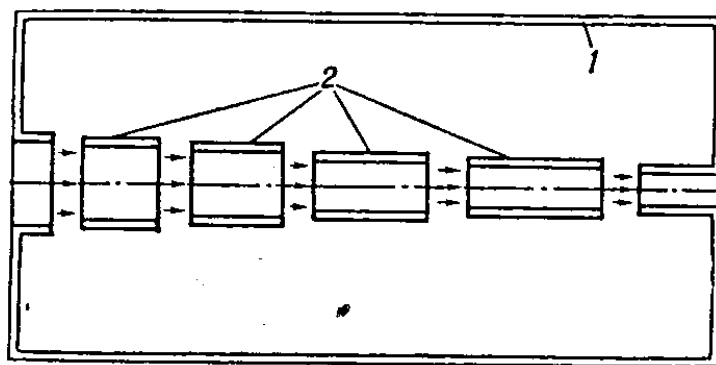


Рис. 5.7

Фазовые колебания в линейном резонансном ускорителе.

Процесс продольного движения частиц в резонансном ускорителе происходит в согласии с механизмом автофазировки. Для определения зависимости энергии частицы от фазы волны рассмотрим взаимодействие

ускоряемого иона с указанной выше волной $E_z(z,t)$. Для простоты будем считать сначала, что все трубки имеют одну и ту же длину ℓ , т.е. функция $E_g(z)$ периодична с периодом ℓ . Тогда эту функцию можно разложить в

ряд Фурье: $E_z(z,t) = \sum_{s=0}^{\infty} E_s \cos \frac{2\pi s z}{\ell} \cos \omega t$, где амплитуды

$$E_0 = \ell^{-1} \int_0^{\ell} E_g(z) dz, \quad E_s = 2 \ell^{-1} \int_0^{\ell} E_g(z) \cos(2\pi s z / \ell) dz.$$

Это значит, что стоячую волну можно представить в виде суммы двух волн, бегущих в противоположных направлениях:

$$E_z(z,t) = \sum_{s=0}^{\infty} \left\{ (E_s / 2) \cos\left(\frac{2\pi s z}{\ell} - \omega t\right) + (E_s / 2) \cos\left(\frac{2\pi s z}{\ell} + \omega t\right) \right\}.$$

Фазовые скорости этих волн: $v_{ph}(n) = \pm \omega \ell / 2\pi n$. Для резонансного ускорения необходимо, чтобы некоторая (синхронная) частица попала в резонанс с одной из бегущих волн, т.е. фазовая скорость одной из волн, например, с номером n , должна совпасть со скоростью синхронной частицы v_s : $v_{ph}(n) = v_s$, при этом $\ell = n \lambda(v_s / c)$. Таким образом, резонансное ускорение частицы происходит под действием волны $E_z = E \cos \varphi$, где $\varphi = \omega(z / v_{ph} - t)$. *Нерезонансные волны* лишь приводят к *возмущению движения частицы*, которое в среднем оказывается незначительным. На самом деле, при указанном выше условии синхронизма частицы с волной, частица ускоряться не может, потому что мы считали длину трубок дрейфа постоянной, т.е. постоянной фазовую скорость волны. Для увеличения скорости частицы при условии синхронизма, необходимо, чтобы возрастала фазовая скорость волны и связанная с ней длина трубки. Тогда фаза ускоряющей волны должна определяться соотношением: $\varphi = \omega \left\{ \int_0^z dz' / v_{ph}(z') - t \right\}$. Изменение энергии частицы в поле волны с данной фазой описывается уравнением:

$\frac{dE}{dz} = eE \cos \varphi$. Из определения фазы следует, что она удовлетворяет

уравнению: $\frac{d\varphi}{dz} = \omega \{1/v_{ph}(z) - 1/v\}$, где $v = dz/dt$ - скорость частицы.

Для синхронной частицы: $\frac{dE_s}{dz} = eE \cos \varphi_s$. Синхронная фаза может

медленно изменяться при движении частицы. Рассмотрим отклонение энергии некоторой частицы от энергии синхронной частицы: $E' = E - E_s$:

$\frac{dE'}{dz} = eE(\cos \varphi - \cos \varphi_s)$. Указанные уравнения можно представить в

гамильтоновой форме: $\frac{d\varphi}{dz} = \frac{\partial H}{\partial E'}$, $\frac{\partial E'}{\partial z} = -\frac{\partial H}{\partial \varphi}$, где «гамильтониан»

$H = -eE(\sin \varphi - \varphi \cos \varphi_s) + \omega \int (1/v_{ph} - 1/v) dE'$. На фазовой плоскости

E', φ фазовые траектории $E'(\varphi)$ определяются из условия

$H(\varphi, E') = \text{const}$. При резонансе ($\varphi = \pm \varphi_s, E' = 0$) направление фазовых

траекторий неопределено, поскольку производные $\frac{dE'}{dz}$, $\frac{d\varphi}{dz}$ одновременно

обращаются в нуль. Рассмотрим «потенциальную энергию»:

$U(\varphi) = -eE(\sin \varphi - \varphi \cos \varphi_s)$. Она имеет экстремумы при $\varphi = \pm \varphi_s$. Точка

$\varphi = \varphi_s$ является *центром*, вокруг которого совершаются *устойчивые*

колебания, а точка $\varphi = -\varphi_s$ - *седлом* (рис. 5.8).

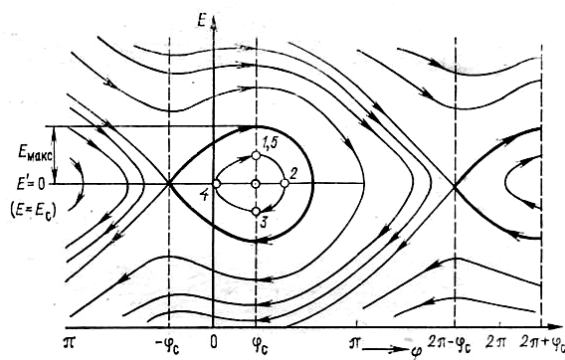


Рис. 5.8

Фазовая траектория, проходящая через седловую точку $\varphi = -\varphi_s, E' = 0$, называется *сепаратрисой*. Она разделяет область устойчивости (*захваченные частицы*) и область *пролетных, незахваченных частиц*. Сепаратрисе отвечает значение $H = eE(\sin \varphi_s - \varphi_s \cos \varphi_s)$. Площадь устойчивости (область, охватываемая сепаратрисой) называется продольным *аксептансом*. Максимально допустимое отклонение частиц по энергии E_{max} от точного резонанса (при $\varphi = \varphi_s$) можно определить из уравнения: $2eE(\sin \varphi_s - \varphi_s \cos \varphi_s) = \omega \int_0^{E_{max}} (1/v_{ph} - 1/v) dE'$. С уменьшением значения устойчивой фазы φ_s и ускоряющего поля E площадь области устойчивости (аксептанс) уменьшается.

Устойчивость продольного движения ускоряющихся частиц обеспечивается рассмотренным выше условием автофазировки. Рост энергии синхронной частицы описывается уравнением:

$$\frac{dE_s}{dz} = eE \cos \varphi_s, \text{ при этом частица находится в синхронизме с}$$

волной, т.е. ее скорость $v_s(E_s) = v_{ph}(z)$. Дифференцируя последнее соотношение, используя уравнение для роста энергии синхронной частицы и релятивистскую формулу для энергии частицы, получаем для фазы синхронной частицы выражение: $\cos \varphi_s = (E_s / mc^2)^2 (p_s / eE) (dv_{ph} / dz)$, где p_s - импульс синхронной частицы. Поскольку $\cos \varphi_s < 1$, то полученное выражение представляет собой условие, при выполнении которого в каждой точке существует равновесная частица при любом характере изменения фазовой скорости ускоряющего поля (*условие Векслера*).

Из этого условия следует, что фазовая скорость не должна изменяться слишком резко, а ускоряющие поля должны быть достаточно сильными. Таким образом, если условие Векслера

выполнено, то синхронная частица будет ускоряться, а вместе с ней и все частицы с близкими фазами и энергиями.

Для получения ускоренного пучка с улучшенными характеристиками, частицы сначала группируются по фазе в специальных устройствах – *предгруппирователях* (или просто – *группирователях*). В *квистронных группирователях* частицы не получают существенно дополнительной энергии. В *волноводных группирователях* одновременно с группировкой частиц происходит их дополнительное ускорение. В общем, группирователи представляют собой устройства, которые преобразуют непрерывный пучок частиц в последовательность сгустков, при этом среднее значение тока сохраняется. Для специальных целей используются устройства, позволяющие вырезать короткие отрезки из пучка частиц с потерей остальных частиц, *чопперы* (to chop – рубить на куски).

Рассматривая продольное движение частиц и их продольную автофазировку, мы не учитывали того, что ускоряющее поле зависит также от поперечных координат. Между тем, эта зависимость приводит к тому, что по мере продольного ускорения частицы все более удаляются от оси ускоряющей системы. Другими словами, *ускоряющее поле* оказывает *дефокусирующее действие* на движение частиц в поперечной плоскости. Кроме того, дефокусировка пучка частиц происходит из-за теплового разброса их поперечных скоростей, а также из-за кулоновского расталкивания между одноименно заряженными частицами пучка. На рис. 5.8а изображен участок линейного ускорителя (LINAC), используемого в качестве инжектора для электрон-позитронного *накопителя* (LEP) в ЦЕРНе.

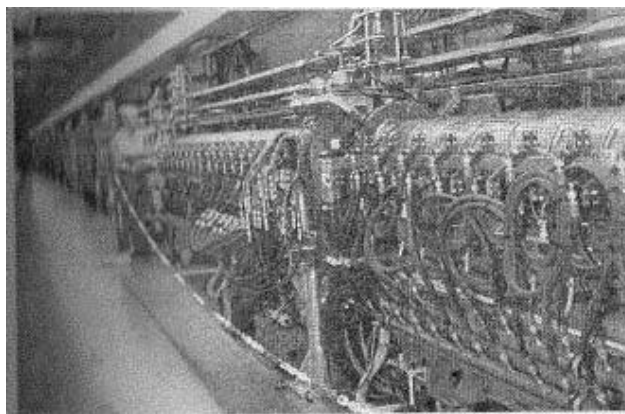


Рис. 5.8а

5.3. Циклические ускорители

В циклических ускорителях решающую роль играет магнитное поле. Как и в линейных ускорителях, используются индукционный и резонансный методы ускорения. Примером *индукционного ускорителя* является *бетатрон* (*бета-частица*, т.е. электрон). Этим подчеркивается, что бетатрон предназначен для ускорения электронов, причем до сравнительно небольших энергий – от нескольких единиц до десятков МэВ. Фактически бетатрон представляет собой трансформатор, первичная обмотка которого – обмотка возбуждения магнитного потока через площадь орбиты, а вторичная – орбита, по которой вращается ускоряемая частица. На рис. 5.9 изображена часть бетатрона в разрезе (1 – равновесная орбита электрона; 2 – вакуумная камера; 3 – полюса магнита; 4 – магнитные силовые линии; $B_{орб}$ - магнитное поле на орбите). Ускоряющее вихревое электрическое поле создается с помощью сердечника с изменяющимся во времени азимутально-симметричном магнитным полем.

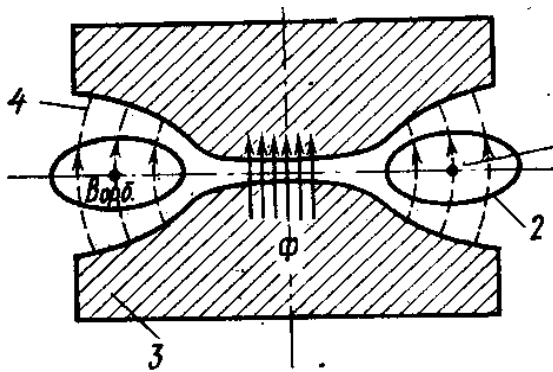


Рис.5.9

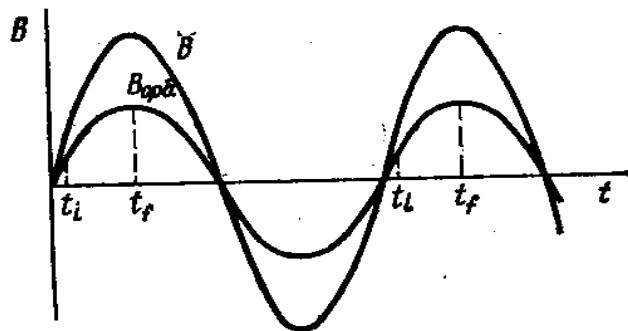
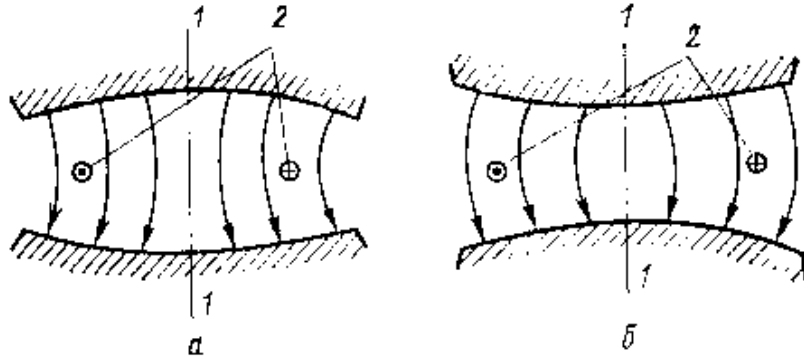


Рис.5.10

Существование равновесной круговой орбиты с постоянным радиусом возможно лишь при условии («условие 2:1» или условие Видероз-Терлецкого): $\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = 2 \frac{\partial B}{\partial t}$. Если $\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} < 2 \frac{\partial B}{\partial t}$, то орбита частицы будет сворачиваться, в обратном случае – расширяться. Поля $\bar{B}(t)$ и $B(t)$ изменяются синфазно (рис. 5.10). В момент времени t_i происходит инжекция электронов, в момент t_f - окончание ускорения). Равновесная орбита устойчива, если при отклонении частицы от нее возникают возвращающие, или фокусирующие силы, стремящиеся вернуть частицу на эту орбиту. Для общности будем рассматривать аксиально-симметричные магнитные поля, которые произвольно зависят от радиальной координаты, и в плоскости симметрии (плоскость x, y) которых находится круговая орбита частицы. Силовые линии магнитного поля могут быть выпуклыми и вогнутыми (рис. 5.11).



1 – полюсные наконечники, 2 – орбита частицы.

Рис. 5.11

Аксиальная симметрия поля требует введения цилиндрической системы координат (рис. 5.12). В этой системе вектор \vec{B} имеет компоненты (B_r, B_θ, B_z) , которые зависят от координат r, z , и не зависят от азимутального угла θ , причем азимутальная компонента магнитного поля $B_\theta = 0$.

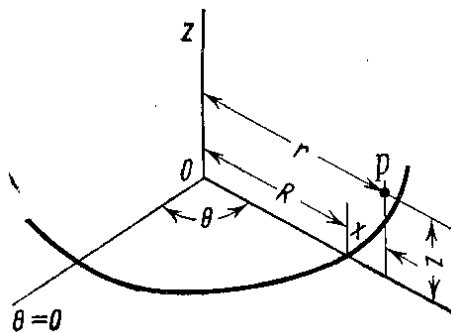


Рис. 5.12

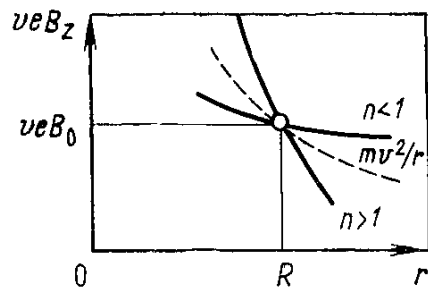


Рис. 5.13

На рис.5.11а вертикальная компонента магнитного поля $B_z(r, z)$ в средней плоскости нарастает по радиусу, а на рис.5.11б – спадает. При этом радиальная составляющая магнитного поля B_r в этой плоскости из-за симметрии отсутствует.

Ускоряемая частица обращается по циклотронной окружности радиуса R в плоскости x, y . Ее скорость имеет только одну компоненту v_θ . На этой равновесной орбите уравниваются центробежная сила и

радиальная компонента силы Лоренца $F_{Lr} = \frac{e}{c} v_{\theta} B_z :$

$$\frac{m v_{\theta}^2}{R} = \frac{e}{c} v_{\theta} B_z \Big|_{r=R, z=0}.$$

Вертикальная компонента силы $F_{Lz} = \frac{e}{c} v_{\theta} B_r$ в этой плоскости равна нулю. Обращение частицы по равновесной орбите устойчиво, если при малых отклонениях от нее в радиальном и вертикальном направлениях возникает возвращающая сила, приводящая к колебаниям около этой орбиты. Возникающие при этом колебания частицы около равновесной орбиты называются *бетатронными колебаниями*.

При *радиальном отклонении* центробежная сила и сила Лоренца не уравновешиваются, и возникает разностная сила

$F_r = \frac{m v^2}{r} - \frac{e}{c} v_{\theta} B_z(r, z=0)$. Она имеет вид квазиупругой силы:

$$F_r \approx -(1-n) \frac{m v^2}{R^2} x. \text{ Величина } n = -\frac{R}{B_z(R)} \left(\frac{\partial B_z}{\partial r} \right)_{r=R, z=0} \equiv -\left(\frac{\partial \ln B_z}{\partial \ln r} \right)_{r=R, z=0}$$

называется *показателем спада* магнитного поля. Таким образом, малые отклонения от равновесной орбиты частицы в радиальном направлении вызывают колебания при условии, что показатель $n < 1$.

При малом *вертикальном отклонении* от равновесной орбиты сила

Лоренца равна $F_z = \frac{e}{c} v B_r(R, z) \approx \frac{e}{c} v \left(\frac{\partial B_r}{\partial z} \right)_{z=0} z$, поскольку $B_r(z=0) = 0$.

Из уравнения Максвелла $(\text{rot } \vec{B})_{\theta} = 0$ следует, что $\frac{\partial B_r}{\partial z} = \frac{\partial B_z}{\partial r}$. Поэтому

$F_z \approx -n \frac{m v^2}{R^2} z$. Таким образом, колебания около равновесной орбиты в

вертикальном направлении возможны при условии, что показатель $n > 0$.

Это значит, что поле должно убывать по радиусу ($\frac{\partial B_z}{\partial r} < 0$, рис.5.11).

Равновесная орбита частицы будет устойчивой при радиальных и вертикальных отклонениях, если выполнены условия

$$0 < n < 1.$$

Частоты бетатронных колебаний, пропорциональные $\nu_x = \sqrt{1-n}$ и $\nu_z = \sqrt{n}$, всегда меньше единицы, т.е. в течение одного оборота частицы происходит меньше одного колебания в радиальном и вертикальном направлениях. Такие магнитные системы называют *слабо фокусирующими*. Таким образом, при выполнении условий фокусировки возникают бетатронные колебания. Если не выполнены эти условия, например, $n > 1$, т.е. поле спадает по радиусу слишком резко, тогда колебания в радиальном направлении нарастают, а в вертикальном - остаются устойчивыми. Если же $n < 0$, то вертикальные колебания раскачиваются, а в радиальном направлении колебания устойчивы.

Возникновение бетатронных колебаний можно понять с помощью простых рассуждений. Допустим, что частица вращается в средней плоскости, при этом на орбите радиуса R составляющая магнитного поля $B_z(R,0) = B_0$. Если частица отклонилась в этой плоскости ($r > R$), то на нее действует сила Лоренца, пропорциональная $B_z(r,0)$ и направленная к центру окружности, а также - центробежная сила, которая пропорциональна r^{-1} . Если сила Лоренца спадает по радиусу медленнее, чем центробежная сила, то их сумма действует как эффективная возвращающая сила. В противном случае частица удаляется от равновесной орбиты (рис. 5.13). То есть, магнитное поле $B_z(r,0)$ должно возрастать по радиусу, или убывать, но не быстрее, чем r^{-1} . Допустим теперь, что частица отклоняется вверх от средней плоскости. Тогда сила

Лоренца $F_{Lz} = \frac{e}{c} v_{\theta} B_r$ будет отклонять частицу от средней плоскости в нарастающем магнитном поле, и возвращать на равновесную орбиту в спадающем поле (рис. 5.14). Чем резче спадает поле, тем больше возвращающая сила. Однако из-за необходимости обеспечить также радиальную устойчивость, степень спада поля должна быть ограниченной.

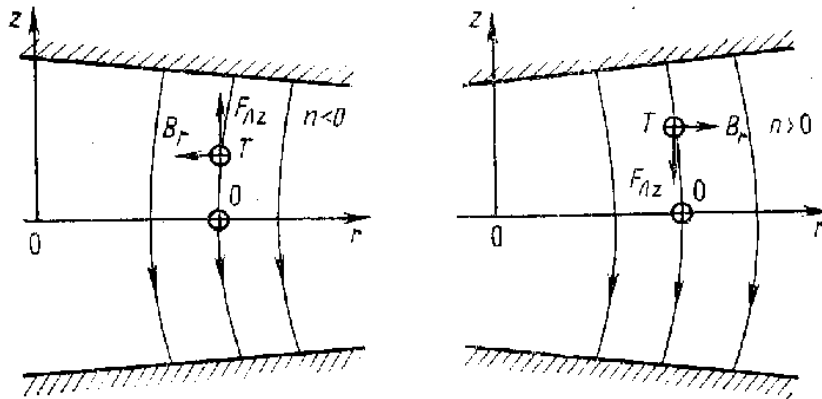


Рис. 5.14

Таким образом, в неоднородном магнитном поле, устойчивыми могут быть либо вертикальные, либо радиальные колебания. Для устойчивости в обоих направлениях должны быть выполнены определенные условия. Наряду с этим существует возможность устойчивого распространения пучка частиц в ускоряющих структурах с жесткой (или сильной) фокусировкой. Идея жесткой фокусировки Н.Кристофилос, 1950 г. и Э.Курант, Х.Снайдер и М.Ливингстон 1952 г., основывается на известном факте, что две линзы с одинаковыми фокусными расстояниями – первая рассеивающая, а вторая – собирающая, всегда образуют собирающую систему. В ускорителях такими линзами служат так называемые магнитные квадрупольные линзы (рис. 5.15) о которых говорилось в разделе 4.6.

Четыре магнитных наконечника расположены друг к другу противоположными полюсами, так что в центре магнитного поля нет. На частицу, движущуюся от нас, при отклонении от центра действует сила

Лоренца, направление которой изображено стрелочками. Если частица отклонилась в направлении оси Z , то сила Лоренца возвращает ее к центру. При отклонении частицы вдоль оси X сила Лоренца еще больше удаляет ее от центра. Таким образом, квадрупольный магнит действует на частицу как совокупность двух линз – одна фокусирует вдоль оси Z , а другая дефокусирует в направлении оси X . Если рядом с этим магнитом поставить

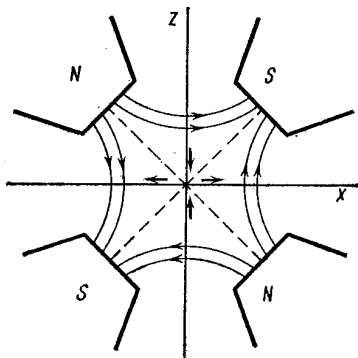


Рис. 5.15

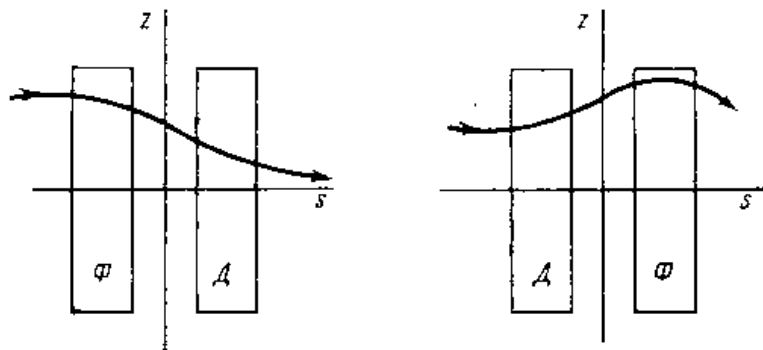


Рис. 5.16

другой магнит, повернутый на 90° , то он будет фокусировать частицы в направлении оси X и дефокусировать – в направлении оси Z . В целом же в каждом поперечном направлении движущиеся частицы будут фокусироваться. Канал с жесткой фокусировкой состоит из большого числа последовательно чередующихся фокусирующих (Ф) и дефокусирующих (Д) квадрупольных линз. На рис. 5.16 показаны траектории частицы, проходящей один период фокусировки. Под периодом фокусировки S понимают наименьшую длину повторения структуры, так что траектория частицы в квадрупольном канале модулирована с периодом фокусировки. Применение жесткой фокусировки позволяет заметно уменьшить поперечные размеры камеры ускорения, и, следовательно, массу магнита. Например, магнит ускорителя без жесткой фокусировки на 10 ГэВ в Дубне имеет массу 36 000 тонн, а масса магнита ускорителя с жесткой фокусировкой на 76 ГэВ в Серпухове равна 20 000 тонн.

Магнитная структура с жесткой фокусировкой не обладает азимутальной симметрией. В этом случае показатель спада магнитного поля n является функцией азимутального угла с достаточно большой частотой и амплитудой. Поскольку $|n(\theta)| \gg 1$, то при определенных условиях возвращающая (и дефокусирующая) сила значительно увеличивается.

Большая часть циклических ускорителей относится к числу резонансных. В отличие от линейных резонансных ускорителей частица в циклическом ускорителе, многократно проходит через ускоряющие промежутки, так что длина пути ускоряемых частиц достигает сотни и тысячи километров. Поэтому проблема фокусировки частиц в циклических ускорителях имеет первостепенное значение. Чрезвычайно важным является принцип автофазировки Векслера-Макмиллана, который обеспечивает режим устойчивого ускорения пучка частиц. Частота обращения ускоряемой частицы в циклических ускорителях ω зависит от ее энергии E , а также от среднего значения магнитного поля на орбите $\bar{B}_z \equiv \bar{B}$, т.е. $\omega = \omega(E, \bar{B})$. Ускоряющее электрическое поле с частотой ω_0 имеет тангенциальную (касательную) составляющую по отношению к орбите частицы. Это поле может быть представлено в виде стоячей волны:

$$E(\theta, t) = E_0(\theta) \cos \left(\int_0^t \omega_0(t') dt + \eta \right).$$

Амплитуда поля является периодической функцией азимута, поэтому ее можно разложить в ряд Фурье: $E_0(\theta) = \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon_k \cos(k\theta + \chi_k)$. При этом

частота обращения частицы $\omega = \frac{d\theta}{dt}$. После преобразований поле стоячей

волны представляется в виде суммы бегущих в противоположные стороны волн. Среди множества различных бегущих Фурье-волн выделяется одна с

номером $k=q$: $E_q(t) = E_{0q} \cos\left(\int_0^t (q\omega - \omega_0) dt' + \varphi_s\right)$. По принципу резонансного ускорения должно быть выполнено условие синхронизма частицы с этой волной, бегущей в сторону обращения частицы: $\omega_0 = q\omega_s$, где ω_s - частота обращения синхронной частицы. Другие парциальные волны, для которых $k \neq q$, быстро осциллируют во времени и не оказывают в среднем воздействия на частицу. Для резонансной (синхронной) частицы фаза φ_s остается постоянной при ее обращении. Для нерезонансных частиц пучка фаза, удовлетворяющая уравнению $\frac{d\varphi}{dt} = q(\omega_s - \omega)$, по принципу автофазировки совершает колебания около синхронной фазы. Эти колебания фазы, а также колебания энергии ускоряемых частиц около растущего значения энергии синхронной частицы, называются *синхротронными колебаниями*. Они являются характерными для нормальной работы резонансного ускорителя. Таким образом, ускоряющиеся частицы испытывают достаточно быстрые бетатронные колебания поперек круговой орбиты и более медленные продольные синхротронные колебания. Далее рассмотрим *конкретные типы циклических ускорителей*.

Ускорители с постоянным магнитным полем.

Циклотрон отличается тем, что все его параметры, в том числе, частота ускоряющего электрического поля, постоянны во времени. Циклотрон был первым реально действующим циклическим ускорителем (1930 г., Лоуренс).

Если скорость частицы с зарядом e и массой m перпендикулярна направлению постоянного магнитного поля \vec{B} , то она равномерно вращается по окружности с угловой (циклотронной) частотой $\omega_c = \frac{eB}{mc}$. При нерелятивистском движении период обращения $T_c = 2\pi / \omega_c$ не

зависит от скорости частицы и является постоянным. Циклотрон состоит из сплющенной цилиндрической металлической коробки, разрезанной по диаметру на две половинки, которые называются *дуантами*. Коробка помещается в пространство между полюсами магнита, а к дуантам прикладывается электрическое напряжение U от высокочастотного генератора с частотой ω_0 (рис. 5.17). В центре коробки между дуантами располагается источник ионов. Выйдя из источника, положительный ион движется в электрическом поле зазора по направлению к отрицательно заряженному дуанту и набирает энергию. Для соблюдения синхронизма частота ускоряющего поля должна быть равна циклотронной частоте: $\omega_0 = \omega_c$. Внутри дуанта ион, двигаясь равномерно, описывает полуокружность и через полпериода $T_c/2$ он подходит к зазору, в котором поле поменяло направление, так что ион опять набирает энергию.

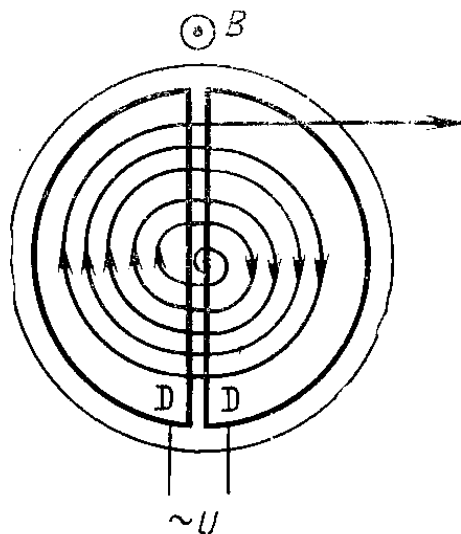


Рис. 5.17

Этот процесс продолжается, и частица раскручивается по спирали. На последнем витке спирали включают отклоняющее электрическое поле, которое выводит ускоренный пучок частиц наружу. Совершив n оборотов,

частица приобретает кинетическую энергию $W = 2eUn$, при этом радиус орбиты растет как \sqrt{n} .

Существенный недостаток циклотрона состоит в том, что он может ускорять частицы только до нерелятивистских энергий. Дело в том, что при релятивистском движении частицы ее циклотронная частота становится зависящей от энергии E : $\omega_c = \frac{eBc}{E}$. Тогда условие синхронизма при постоянной частоте ускоряющего поля с увеличением энергии частицы начинает нарушаться. Этот недостаток циклотрона устраняется в *фазотроне (синхроциклотроне)*, в котором частота ускоряющего электрического поля медленно изменяется со временем так, чтобы с уменьшением циклотронной частоты при ускорении частицы, условие синхронизма в среднем не нарушалось. Фазотрон работает только в импульсном режиме, т.е. в каждый момент времени в камере может ускориться только один сгусток частиц. При этом устойчивость ускорения обеспечивается принципом автофазировки. Фазотроны используются для ускорения тяжелых частиц: протонов, дейтонов, α -частиц. В фазотроне увеличивается предельно допустимое значение энергии ускоренных частиц, однако, по сравнению с циклотроном, в фазотроне средний ток пучка существенно снижен. Необходимость ускорения частиц с большим током привела к построению нового класса ускорителей – *изохронных циклотронов*, или циклотронов с азимутальной вариацией магнитного поля.

Циклотронный механизм ускорения совершенно не пригоден для электронов, поскольку для них релятивистские эффекты становятся существенными уже при энергиях порядка сотен киловольт. Для ускорения электронов в постоянном магнитном поле была реализована идея В.И. Векслера о *микротронном режиме ускорения*. Суть этой идеи в том, что на каждом последующем обороте частица попадает в резонанс с ускоряющим

ВЧ поле при новом значении кратности q . Причем кратность возрастает на единицу при каждом последующем прохождении ускоряющего зазора (рис. 5.18).

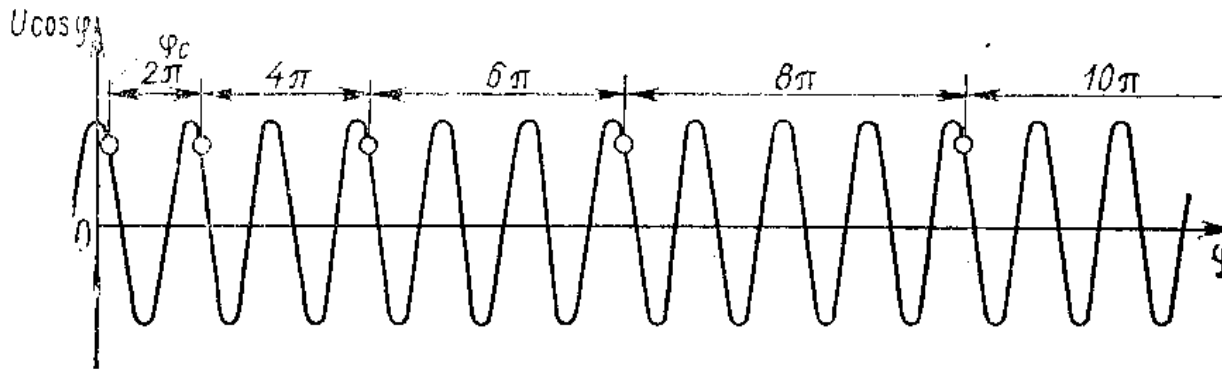


Рис. 5.18

Если на k -ом обороте кратность для синхронной частицы равна q_k , а на $k+1$ -ом обороте увеличилась на единицу, то из общего условия синхронизма $\omega_0 = q\omega_c$ получаем: $\omega_0 = q_k eVc / E_k$, $\omega_0 = (q_k + 1)eVc / (E_k + eU \cos \varphi_s)$. Отсюда следует: $\cos \varphi_s = eVc / \omega_0 eU = \lambda_0 B / 2\pi U$. Поскольку $\cos \varphi_s < 1$, то при ускоряющем напряжении 1 МВ длина волны ускоряющего поля $\lambda_0 \leq 10$ см. Это микроволновой диапазон, с чем и связано название ускорителя – *микротрон*. В отличие от циклотрона и фазотрона источник частиц – электронов помещается не в центре, а на краю области постоянного магнитного поля I , перпендикулярного плоскости рисунка (рис. 5.19). Там же расположен полый ускоряющий резонатор 2 , при прохождении через который энергия электрона увеличивается на величину $eU \cos \varphi_s$.

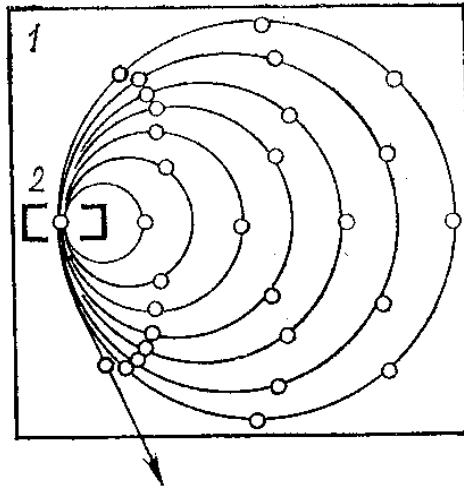


Рис. 5.19

Последовательные орбиты имеют общую точку касания внутри резонатора. При ускорении осуществляется автофазировка. Пучок ускоряемых частиц состоит из коротких сгустков, отстоящих друг от друга на расстоянии длины волны λ_0 , причем на первой орбите находится один сгусток, на второй – два и т.д. Число орбит обычно 10-20. Предельная энергия электронов в микротроне 50-100 МэВ.

Ускорители с постоянным радиусом орбиты.

В рассмотренном выше бетатроне ускоряемая частица обращается по окружности постоянного радиуса. Однако бетатрон является индукционным ускорителем и предельно допустимые энергии частиц в нем 50-100 МэВ. Для получения частиц с большими энергиями ($E \gg 1$ ГэВ) используются резонансные ускорители с постоянным радиусом орбиты – *синхротроны*. Протонные синхротроны называются также *синхрофазотронами*. В синхротронах используется переменное во времени магнитное поле, которое меняется циклически от малого значения до большого и тем самым обеспечивает цикл ускорения. Частота ускоряющего электрического поля также изменяется – увеличивается в течение цикла. В случае ультррелятивистских частиц частота обращения равна c/R , поэтому частота ускоряющего поля может быть постоянной. Энергия равновесной частицы, обращающейся по окружности радиуса R ,

во время ускоряющего цикла растет по закону:

$$E_s = \sqrt{E_0^2 + (pc)^2} = \sqrt{E_0^2 + (eR)^2 B^2(t)}, \text{ при этом должно выполняться}$$

$$\text{условие резонанса: } \omega_0(t) = q\omega_c(E_s) \equiv qecB(t)/E_s.$$

Отсюда следует, что для сохранения постоянным радиуса орбиты изменение частоты ускоряющего электрического поля должно быть жестко связано с изменением магнитного поля на орбите. Устойчивость ускорения обеспечивается автофазировкой.

Крупный синхротрон представляет собой целый комплекс, который содержит несколько ускорителей – инжекторов разного масштаба. Это необходимо потому, что для получения частиц большой энергии частицы уже должны обладать достаточно высокой кинетической энергией. При этом с ростом энергии ускоряемых частиц существенно возрастает радиус ускорителя (рис.5.20).

На рис. 5.21 изображена общая схема синхротрона (изображено только два повторяющихся элемента).

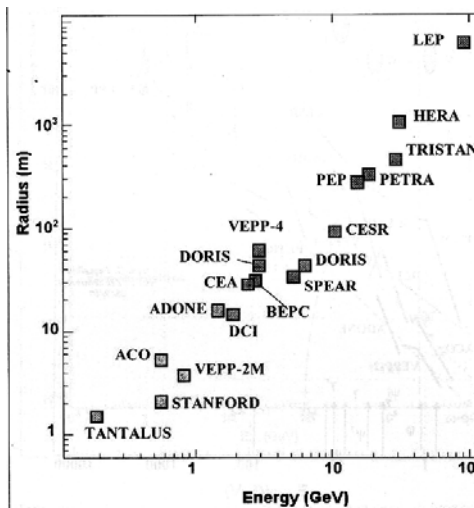


Рис. 5.20

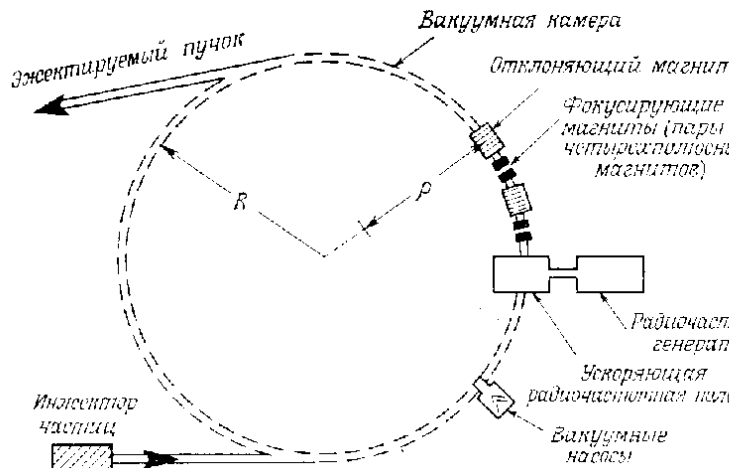


Рис. 5.21

Параметры некоторых действующих синхротронов приведены в таблицах 1 и 2.

Таблица 5.1

Крупнейшие электронные синхротроны

| Название (если имеется), место расположения, страна | Максимальная энергия, ГэВ | Интенсивность пучка | | Средний радиус, м | Максимальные радиационные потери электронов за 1 оборот, МэВ | С какого года работает |
|---|---------------------------|-----------------------|----------------------|-------------------|--|------------------------|
| | | электронов в импульсе | электронов в секунду | | | |
| Корнельский университет, г. Итака (США) | 12 | $3 \cdot 10^{10}$ | $2 \cdot 10^{11}$ | 125 | 18 | 1967 |
| DESY, Гамбург (ФРГ) | 7,5 | $5 \cdot 10^{11}$ | $2,5 \cdot 10^{12}$ | 50 | 8,8 | 1964 |
| АРУС, Ереван (СССР) | 6 | $0,7 \cdot 10^{11}$ | $3,5 \cdot 10^{12}$ | 35 | 4,5 | 1967 |
| NINA, Дэресбери (Англия) | 5 | $2,4 \cdot 10^{11}$ | $1,2 \cdot 10^{12}$ | 35 | 2,7 | 1967 |

Таблица 5.2

Крупнейшие протонные ускорители (синхротроны)

| Название (если имеется), место расположения, страна | Максимальная энергия протонов, ГэВ | Интенсивность пучка | | Средний радиус, м | Апертура вакуумной камеры (см×см) | Частота бетатронных колебаний | | С какого года работает |
|---|------------------------------------|---------------------|---------------------|-------------------|-----------------------------------|-------------------------------|---------|------------------------|
| | | протонов в импульсе | протонов в секунду | | | ν_x | ν_z | |
| Батавия (США) | 500* | $2 \cdot 10^{13}$ | $2 \cdot 10^{12}$ | 1000 | 12,5×5 | 19,25 | 19,25 | 1972 |
| SPS, ЦЕРН, Женева (Швейцария) | 400 | (при 10^{13}) | $1,7 \cdot 10^{12}$ | 1100 | 11×4,3 | 27,6 | 27,55 | 1976 |
| Серпухов (СССР) | 76 | $5 \cdot 10^{12}$ | $6 \cdot 10^{11}$ | 236 | 17×11,5 | 9,80 | 9,85 | 1967 |
| AGS, Брукхейвен (США) | 33 | $9 \cdot 10^{12}$ | $4,5 \cdot 10^{12}$ | 128 | 13,33× ×6,35 | 8,75 | 8,75 | 1960 |
| CPS, ЦЕРН Женева (Швейцария) | 28 | $6 \cdot 10^{12}$ | $3 \cdot 10^{12}$ | 100 | 14,6×7 | 6,25 | 6,25 | 1959 |

В установках самого большого масштаба протоны проходят сначала через промежуточный, вспомогательный синхротрон – *бустер*, где они набирают энергию порядка ГэВ и выше, и лишь потом попадают в кольцо основного синхротрона. Например, в крупнейшем ускорителе в Батавии (США) протоны сначала в линейном ускорителе получают энергию 200 МэВ, затем в бустерном синхротроне ускоряются до 8 ГэВ, а в основном кольце радиусом 1 км – до 500 ГэВ.

В электронных синхротронах и накопителях существенную роль играет *синхротронное* (или *магнитотормозное*) излучение. Оно возникает, когда энергия электронов значительно превосходит его энергию покоя: $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} \equiv E/mc^2 \gg 1$. Если электрон вращается в постоянном магнитном поле B , то мощность потерь энергии на излучение определяется формулой: $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{rad} \equiv P = \frac{2e^4 B^2}{3m^2 c^3} \gamma^2$. На мгновенной орбите с радиусом R энергия частицы равна $E = eBR$. Таким образом, $P = \frac{2e^2 c}{3R^2} \gamma^4$, т.е. радиационные потери быстро растут с увеличением энергии электронов по закону $P \approx E^4$. Это значит, что при большой энергии электрона основная часть ускоряющей ВЧ мощности идет не на увеличение энергии электрона, а на синхротронное излучение. За один оборот по круговой орбите электрон теряет на излучение энергию: $\Delta P = (4\pi/3) e^2 \gamma^4 / R$. Это излучение в основном находится в узком конусе с углом раствора $\chi \approx \sqrt{1-\beta^2} \approx 1/\gamma \ll 1$ около направления мгновенной скорости электрона. Поэтому практически излучение направлено по касательной к траектории электрона. Максимум спектра синхротронного излучения приходится на область коротких длин волн: $\lambda_{max} \approx \Lambda/\kappa_m$, где Λ - длина орбиты электрона, число $\kappa_m \approx \gamma^3$. В небольших синхротронах и бетатронах максимум излучения находится в видимой части спектра, а при энергиях ≥ 1 ГэВ числа $\kappa_m \approx 10^{10} - 10^{12}$ и максимум излучения смещается в область очень малых длин волн, вплоть до рентгеновского диапазона. Наличие синхротронного излучения оказывает существенное влияние на всю динамику электрона в кольцевом ускорителе – на его бетатронные и синхротронные колебания.

5.4. Встречные пучки частиц и накопительные кольца

Получение пучков заряженных частиц со все возрастающей энергией не является, конечно, самоцелью. Такие пучки направляют на мишени для изучения реакций, происходящих между микрообъектами. Оказалось, что реакции в неподвижной мишени являются энергетически невыгодными. Дело в том, что при соударении ускоренной частицы с неподвижным ядром мишени значительная часть энергии частицы переходит в кинетическую энергию поступательного движения совокупности частиц в целом – центра масс (или центра инерции). А это движение, на которое тратится большая энергия, не представляет интереса, поскольку законы физики одинаковы во всех инерциальных системах отсчета, в том числе в системе центра масс. Поэтому перемещение совокупности частиц как целого можно исключить, перейдя в систему центра масс частиц. В этом случае вся энергия сталкивающихся частиц тратится на осуществление реакций при их взаимодействии.

Рассмотрим для примера столкновение двух одинаковых частиц с энергией покоя E_0 (например, протон-протон, протон-антипротон, электрон-электрон, электрон-позитрон и т.п.). Тогда в лабораторной системе отсчета полный импульс равен p , а полная энергия $E_0 + E \equiv E_0 + \sqrt{E_0^2 + (pc)^2}$. В системе центра масс, где по определению импульс равен нулю, обозначим энергию через E' . Учтем далее общее релятивистское соотношение: $E^2 - p^2c^2 = Inv$. Тогда получим: $E' = \sqrt{(E_0 + E)^2 - (pc)^2} = \sqrt{2E_0(E_0 + E)}$. Выделим кинетическую энергию $E_k = E - E_0$. В нерелятивистском приближении $E' \approx 2E_0 + E_k/2$, т.е. на взаимодействие частиц тратится лишь половина кинетической энергии налетающей частицы. В ультрарелятивистском пределе $E' \approx \sqrt{2E_0E}$, т.е.

полезная энергия растет как корень квадратный из полной энергии ускоренных частиц.

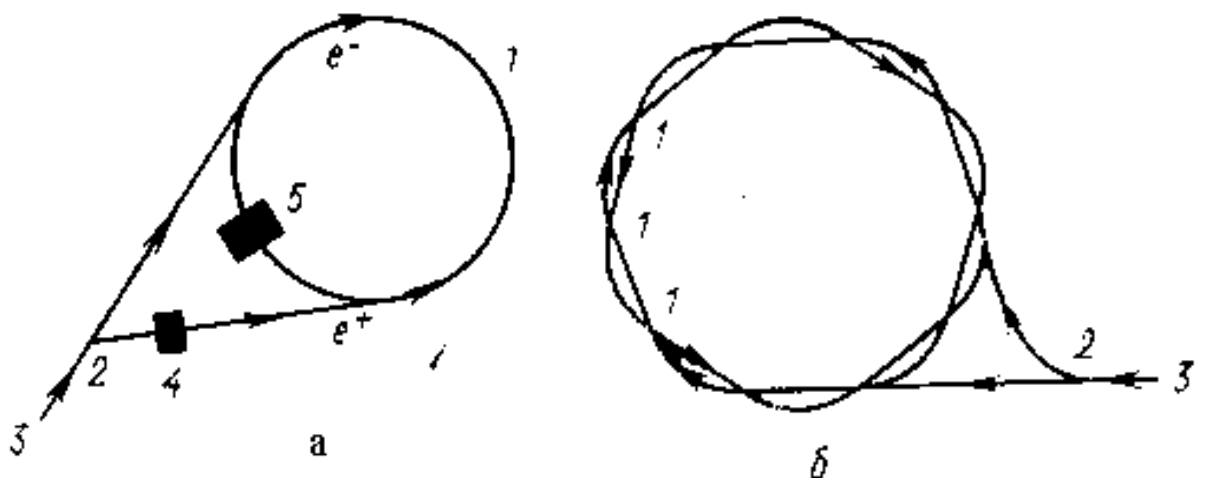


Рис. 5.22

1 - место встречи пучков, 2 - коммутатор пучков, 3 - направление пучка от инжектора, 4 - конвертор, 5 – ВЧ-резонатор

Если частицы движутся навстречу друг другу с одинаковой энергией E , то энергия $E' = 2E$. Для достижения такого же эффекта, который дают встречные пучки с энергией E , обычный ускоритель должен обеспечивать эквивалентную энергию $E_{eq} = 2E^2 / E_0$. Например, для протонов с энергией 100 ГэВ $E_{eq} = 20$ ТэВ, а для электронов в 5 ГэВ эквивалентная энергия чудовищно велика: $E_{eq} \approx 10^{14}$ эВ. Существенный недостаток метода встречных пучков состоит в том, что встречные пучки практически прозрачны друг для друга. Это связано с тем, что плотность пучка ускоренных частиц очень мала ($\approx 10^9$ см⁻³), тогда как плотность частиц твердой мишени – порядка 10^{23} см⁻³. Поэтому вероятность соударения частиц при их встречном движении очень мала, что приводит к малой скорости отсчета полезных событий. Для увеличения вероятности этих событий необходимо обеспечить накопление частиц, а также достаточно

длительное время их существования, в течение которого встречные пучки могут пройти через область их взаимодействия. Это обеспечивается с помощью постоянного магнитного поля, в котором циркулирующие частицы многократно проходят друг сквозь друга. Так возникла идея о создании особых установок – накопительных колец. Накопление легких (электроны, позитроны и т.д.) и тяжелых (протоны, антипротоны и т.д.) частиц происходит в накопителях, работающих по разным схемам. На рис. 5.22 изображены схемы накопителей электрон-позитронных (а) и протон-протонных (б) встречных пучков. Параметры некоторых накопителей со встречными пучками показаны в таблице 5.3.

Эффективность соударения встречных пучков в экспериментальной установке характеризуют ее *светимостью*. Светимость L определяется как коэффициент пропорциональности между числом полезных событий в единицу времени N и эффективным сечением исследуемого процесса σ , т.е. $N = L\sigma$. Например, при светимости $L = 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ реакция с сечением

Таблица 5.3

| Название, место расположения | Страна | Сталкиваемые частицы | Максимальная энергия в с. ц. и, ГэВ | Периметр кольца, м | Максимальная светимость, $10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ | Год запуска |
|------------------------------|------------------|----------------------|-------------------------------------|--------------------|---|-------------|
| ADONE, Фраскати | Италия | e^-e^+ | $2 \times 1,55$ | 104 | 0,7 | 1970 |
| ISR, Женева | Швейцария (ЦЕРН) | pp | 2×31 | 2×942 | 10 | 1971 |
| SPEAR, Стенфорд | США | e^-e^+ | $2 \times 4,1$ | 234 | 13 | 1972 |
| DORIS, Гамбург | ФРГ | e^-e^+ , e^-e^- | 2×3 | 2×288 | 3,5 при 2,6 ГэВ | 1974 |
| ВЭПП-2М, Новосибирск | СССР | e^-e^+ | $2 \times 0,67$ | 18 | 3 при 0,51 ГэВ (10) | 1974 |
| DCI, Орсе | Франция | e^-e^+ | $2 \times 1,8$ | 2×95 | 0,1 (40) | 1976 |

10^{-30} см² будет регистрироваться в одном отсчете в секунду. Допустим, что концентрация частиц во встречных пучках, обращающихся с частотой f_0 , равна n_1 и n_2 . Тогда за один оборот каждая частица пучка 2 вызовет $n_1\sigma/S$ реакций, где S – эффективное поперечное сечение пучков в области их взаимодействия. При 100%-ой эффективности регистрирующих устройств можно считать, что светимость $L = n_1n_2f_0/S$. Если ввести циркулирующие токи пучков $I_{1,2} = en_{1,2}f_0$, то светимость определяется формулой $L = I_1I_2/e^2Sf_0$. Для оценок примем прежнюю светимость $L = 10^{30}$ см⁻² с⁻¹. Тогда при частоте обращения $f_0 = 1,5 \cdot 10^7$ с⁻¹ (радиус $R \approx 3$ м) и поперечном сечении пучков $S = 1$ см² надо иметь циркулирующие токи частиц около 0,5 А. Для эффективной работы накопителя необходимо поддерживать высокий вакуум, особенно в области взаимодействия (порядка $10^{-7} - 10^{-8}$ Па). Время жизни пучка в зависимости от энергии составляет несколько часов, и даже сутки. Из-за большого числа частиц в циркулирующих пучках и длительного времени их существования становятся существенными эффекты собственного пространственного заряда, приводящие к различным неустойчивостям, аналогичных плазменным.

При рассмотрении процесса накопления частиц используются представления статистической механики о *фазовом пространстве*. Согласно теореме Лиувилля, точки, изображающие состояния динамической (гамильтоновой) системы k частиц в $2k$ -мерном фазовом пространстве, ведут себя как поток несжимаемой жидкости. Другими словами, объем изображающих точек в фазовом пространстве при эволюции динамической системы не изменяется, при этом форма этого объема может претерпевать различные изменения. Если пренебречь радиационными потерями, то система с электрическими и магнитными полями, действующими на заряженные частицы, является гамильтоновой,

т.е. удовлетворяющей каноническим уравнениям Гамильтона. Например, изменения энергии и фазы частицы в циклическом ускорителе описываются уравнениями:

$$\frac{1}{\omega} \frac{dE}{dt} - \frac{1}{\omega_s} \frac{dE_s}{dt} = \frac{eV}{2\pi} (\cos \varphi - \cos \varphi_s), \quad \frac{d\varphi}{dt} = q(\omega_s - \omega).$$

Переменные – энергия E и фаза φ не являются канонически сопряженными и не удовлетворяют уравнениям Гамильтона, так что выписанная система не является гамильтоновой. Однако если ввести переменную «действия» $J = \int dE / \omega(E)$ и фазу φ , то в этих переменных система становится гамильтоновой с функцией Гамильтона: $H = -(eV / 2\pi) \sin \varphi - qE(J) + \omega J$. Таким образом, если в начальный момент времени пучок частиц на фазовой плоскости (J, φ) занимал площадь S , то при изменении во времени частоты и напряжения ускоряющего поля разброс пучка по ΔJ не может быть меньше, чем $\Delta J = S / 2\pi$. Накопление легких (электронов, позитронов) и тяжелых частиц (протонов, антипротонов и др.) происходит различными методами. В накоплении легких частиц важную положительную роль играет синхротронное излучение. Это связано с необходимостью подавления бетатронных колебаний пучка, которые увеличивают его поперечные размеры и уменьшают его плотность. Для тяжелых частиц, для которых синхротронное излучение несущественно, используются методы *электронного* и *стохастического охлаждения*, которые обеспечивают подавление бетатронных колебаний.

Эксперименты с помощью современных накопителей позволили получить многие важные результаты. В частности, на накопительном кольце электронов и позитронов SPEAR (Стэнфорд, США) в 1974 г. были открыты новые частицы, так называемые J/ψ -мезоны с массой 3-4 ГэВ, относящиеся к семейству тяжелых *адронов*. Эти частицы образуются при

аннигиляции сталкивающихся электронов и позитронов, в результате которой возникает виртуальный фотон с огромной плотностью энергии (*файрбол*) и затем в итоге появляются *адроны*. В 1977 г. была открыта еще более тяжелая частица – *ипсилон* с массой 9,4 ГэВ. Открытие этих и других частиц на накопительных кольцах – *коллайдерах* – стимулировало развитие теории сильных взаимодействий – *квантовой хромодинамики* (КХД), которая объясняет многообразие адронов на основе *кварковой* модели.

На рис. 5.23 показана схема накопителя протон-протонных встречных пучков в ЦЕРНе.

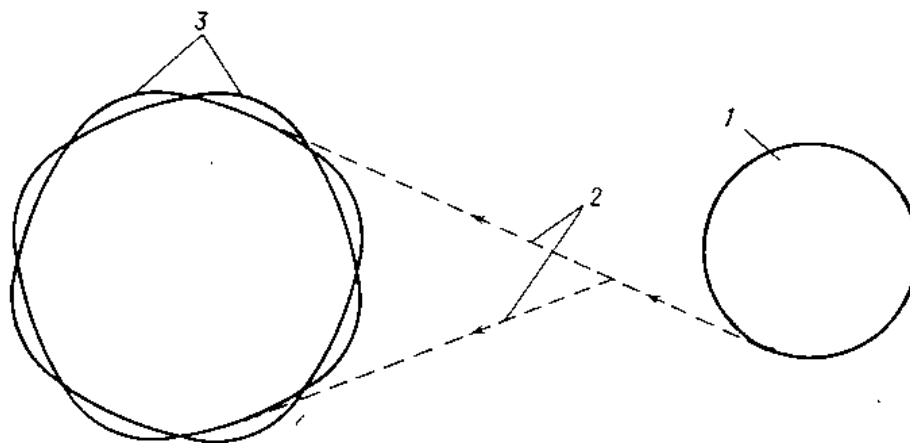


Рис. 5.23. 1 - протонный синхротрон-инжектор на 28 ГэВ,
2 - каналы транспортировки, 3 - пересекающиеся накопительные кольца.

Пересекающиеся орбиты, по которым движутся навстречу друг другу пучки протонов, представляют собой овалы, близкие по форме к квадратам, один из которых повернут относительно другого на угол 45° . Овалы пересекаются в восьми точках, в которых встречаются сталкивающиеся пучки. Угол пересечения орбит 15° . Усредненный радиус овальной орбиты около 150м, а периметр орбиты 942,6м. Энергия циркулирующих протонов в каждом кольце регулируется от 11 до 31 ГэВ, что эквивалентно энергии для случая неподвижной мишени 250-2000 ГэВ. Инжектором для накопителя служит протонный синхротрон на 29 ГэВ.

Период обращения протонного сгустка в накопителе составляет 3,2 мкс. Максимальный ток в одном кольце достигает 22 А со временем жизни пучка около 12 час.

Для открытия новых фундаментальных законов и изучения процессов, происходящих в ранние моменты эволюции вселенной, необходимо иметь частицы с фантастически большими энергиями. С этой целью на границе Швейцарии и Франции осуществляется грандиозное строительство Большого Адронного Коллайдера (LHC – *Large Hadronic Collider*). Такой коллайдер строится в туннеле с периметром 26,65 км на глубине около 100 м. Энергия сталкивающихся частиц будет больше 1 ТэВ. Предполагалось провести на нем первые эксперименты в конце 2007 г., но из-за непредвиденных обстоятельств ввод в строй ускорителя перенесен на май 2008 г. Каждый из циркулирующих протонных пучков состоит из 2808 сгустков по 100 миллиардов протонов. Поперечник пучка - 0,03 мм, а суммарная масса всех протонов в пучке меньше 1 нанограмма (10^{-9} г) — это легче пылинки, но в них запасена огромная энергия — 300 мегаджоулей, которая сопоставима с энергией 100 кг тротила. Поэтому предусмотрены различные меры безопасности, которые включают систему слежения за пучком и специальный аварийный вывод пучка по длинному туннелю в бункер, где он поглотится огромной графитовой мишенью.

На рис. 5.24 изображена общая схема ускорительно-накопительного комплекса в ЦЕРНе, который состоит из нескольких ускорителей.

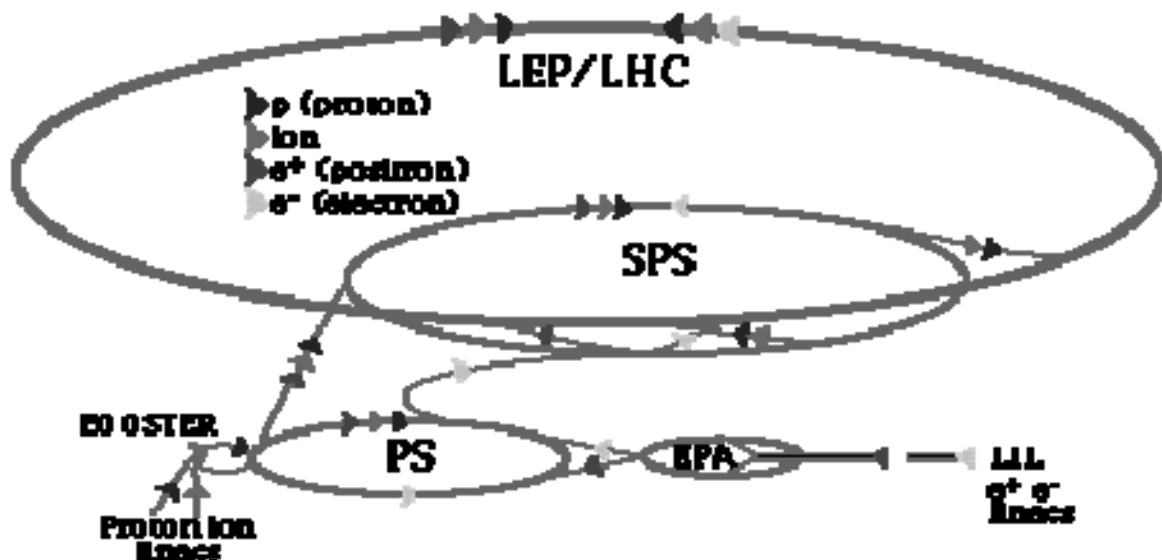


Рис. 5.24

Протоны и ионы через накопительные кольца поступают в протонный синхротрон PS (26 ГэВ), который инжектирует протоны в протонный синхротрон SPS (450 ГэВ). Протоны из SPS будут поступать в LHC, где в настоящее время ускоряются встречные пучки электронов и позитронов на установке LEP. Пучки LEP и LHC расположены в одном туннеле, в различных магнитных системах. Инжектором электронов и позитронов является линейный ускоритель (e^+e^- linacs).

Для регистрации заряженных частиц используется явление ионизации или возбуждения атомов вещества, в котором эти частицы пролетают. На этом основана работа таких детекторов как камера Вильсона, пузырьковая камера, искровая камера, фотоэмульсии, газовые сцинтилляционные и полупроводниковые детекторы. Незаряженные частицы (γ -кванты, нейтроны, нейтрино) детектируются по вторичным заряженным частицам, которые возникают в результате их взаимодействия с веществом детектора. Быстрораспадающиеся частицы регистрируются по их продуктам распада. Большое применение нашли детекторы, позволяющие непосредственно наблюдать траектории частиц.

Так с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле были открыты позитрон, мюон и π -мезоны, с помощью пузырьковой камеры - многие странные частицы, с помощью искровой камеры регистрировались нейтринные события и т.д. Современные измерительные установки в физике высоких энергий являются сложными системами, которые содержат в себе десятки тысяч счетчиков, различные электронные устройства, включая компьютеры, и способны одновременно регистрировать десятки частиц, рождающихся в одном столкновении.

В качестве примера на рис. 5.25 показана схема одного только устройства – установки ATLAS, которая предназначена для работы на LHC.

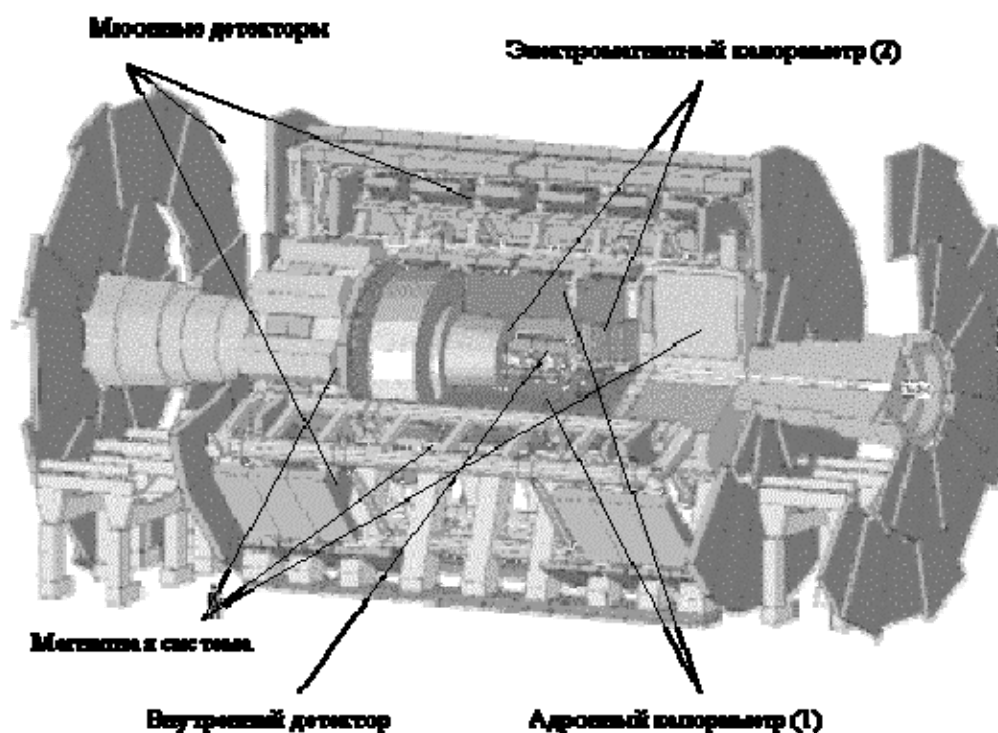


Рис. 5.25

Основная задача установки ATLAS - поиск *Хиггсовских бозонов*. Область соударения пучков окружена внутренним детектором. Он помещен в соленоид, который создает внутри детектора магнитное поле. Детектор предназначен для определения точки соударения протонов и траектории вторичных частиц, которые образуются в результате

соударения. Для этого применяются кремниевые детекторы (их в установке 12 тысяч) и детектор переходного излучения, состоящий из 440 тысяч дрейфовых трубок. Кремниевые детекторы обеспечивают измерение траектории частиц по 6-ти точкам с точностью 22 мкм, дрейфовые трубки - по 36-и точкам с точностью 150 мкм. Внутренний детектор заключен в оболочку калориметров.

Они обеспечивают прецизионное измерение энергий электронов, фотонов, "струй" адронов, возникающих при адронизации кварков, и "недостающей" энергии, уносимой нейтрино или другими слабо взаимодействующими частицами, например, суперсимметричными партнерами. За калориметрами, в которых поглощаются все электроны, фотоны и адроны расположены мюонные детекторы. Мюоны имеют высокую проникающую способность и слабо поглощаются в калориметрах. Поэтому практически все зарегистрированные мюонной системой заряженные частицы являются мюонами. Результаты измерений, полученные с помощью мюонной системы (внешней трековой системы), анализируются совместно с данными внутреннего детектора для полной идентификации частиц. Электронная система установки способна выделять 100 "интересных" событий в секунду из одного миллиарда.

Накопительные кольца изначально были задуманы и созданы как эффективные источники быстрых частиц, предназначенные для изучения физических процессов на встречных пучках. При этом синхротронное излучение рассматривалось как побочный эффект. Между тем интерес к синхротронному излучению повысился в связи с различными его применениями, в частности, для физических исследований, поскольку квазинепрерывный спектр излучения релятивистских электронов охватывает широкий диапазон – от инфракрасного до рентгеновского. Поэтому накопительные кольца используются также как источники синхротронного излучения, преобразующие энергию ВЧ поля в рентгеновское излучение («фабрика фотонов»).

ГЛАВА VI. КЛАССИЧЕСКАЯ СВЧ-ТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

6.1. Распространение электромагнитных волн в линиях передач СВЧ-диапазона

Для передачи на расстояние электромагнитных волн высокой частоты (СВЧ-диапазона) используют *коаксиальные линии* и *полые волноводы*. Линии и волноводы считаются однородными, если их *волновое сопротивление* постоянно. Коаксиальная линия представляет собой соосную систему двух цилиндрических проводников: внешнего полого, и внутреннего. Коаксиальная линия может быть жесткой и гибкой. В обоих случаях для фиксации центрального проводника используются либо диэлектрические шайбы, либо сплошное наполнение межэлектродного промежутка диэлектриком. Полная экранировка СВЧ-поля в коаксиальной линии имеет место, если толщина внешнего цилиндрического электрода превышает размер *скин-слоя*, величина которого зависит от частоты поля. Передающая линия, выполненная в виде полой металлической трубы, называется волноводом. Волноводы могут быть различного профиля, как с диэлектрическим наполнением, так и без него (полые волноводы). Потери СВЧ энергии в стенках волновода меньше, чем в коаксиальных линиях ввиду отсутствия центрального проводника малого диаметра, плотность тока в котором может достигать значительных величин. Кроме того применение волноводов позволяет повысить пробивную прочность. Коаксиальные линии, как правило, используются для передачи относительно малых СВЧ мощностей - до нескольких киловатт, волноводы могут применяться при значительно более высоких мощностях.

Коаксиальные линии. Кроме основной моды волны типа ТЕМ с радиальным СВЧ электрическим полем (рис. 6.1) в коаксиальных линиях могут существовать волны высших порядков, магнитные и электрические поля которых содержат аксиальные составляющие (рис. 6.2).

Для основной моды волны напряженность электрического поля на расстоянии r от оси при заданной разности потенциалов между проводниками равна: $E = \frac{U}{r \ln \frac{D}{d}}$, при $r = \frac{d}{2}$ имеет максимальное значение.

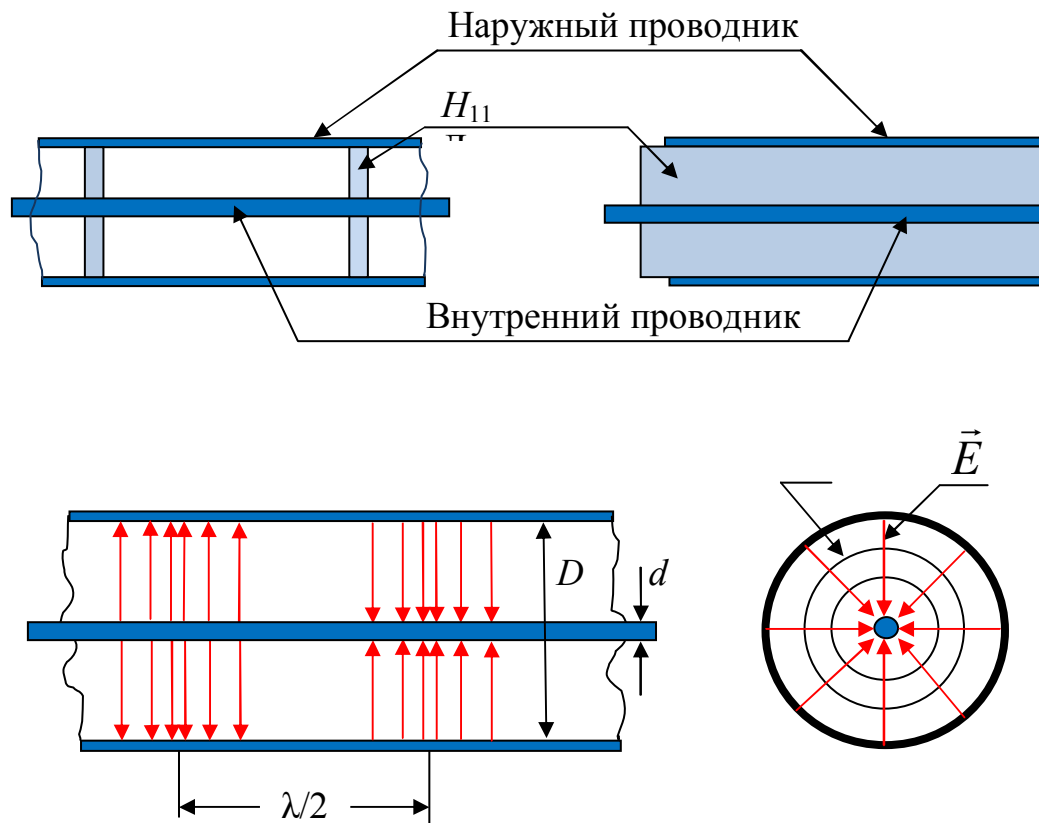


Рис.6.1

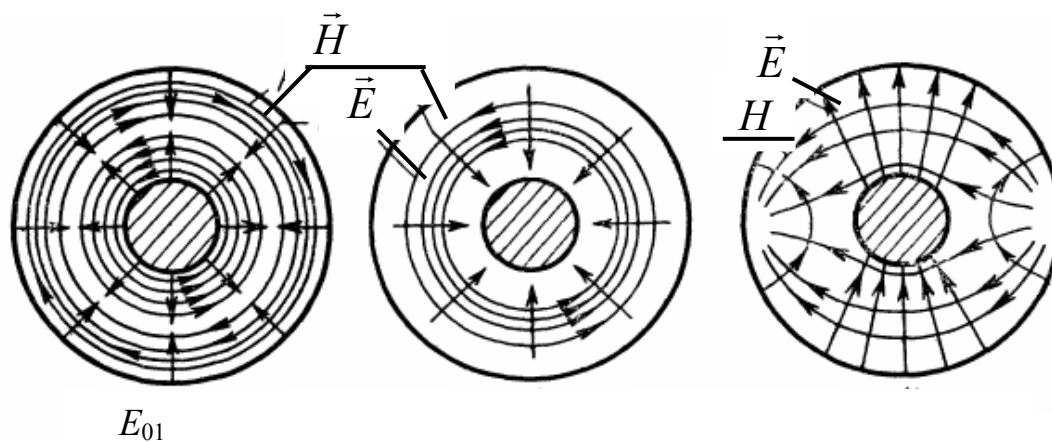


Рис.6.2

Если в линии распространяется бегущая волна, переносящая мощность P , то максимальная напряженность электрического поля определяется

$$\text{выражением } E_{\max} = \frac{22\sqrt{P}}{d\sqrt{\epsilon_r} \sqrt{\ln \frac{D}{d}}} = \frac{P}{D\sqrt{\epsilon_r}} F, \text{ где } [E] - \frac{\text{В}}{\text{см}}, [P] - \text{Вт}, [d], [D]$$

$$- \text{см}, \epsilon_r - \text{относительная диэлектрическая проницаемость, } F = \frac{22 \frac{D}{d}}{\sqrt{\ln \frac{D}{d}}}.$$

На рис. 6.3 представлена взаимосвязь F и $\frac{d}{D}$, соответствующая максимальной напряженности электрического поля в коаксиальной линии.

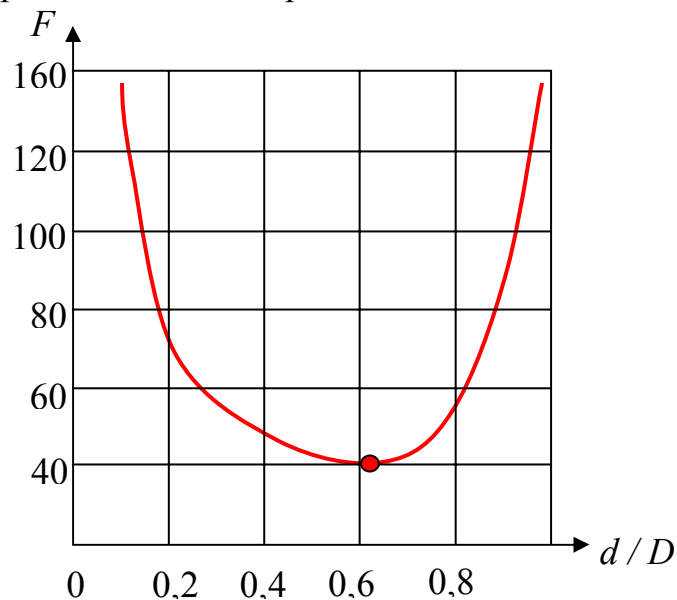


Рис. 6.3

Видно, что минимальное значение E_{\max} достигается при $\frac{d}{D} = 0,61$.

При воздушном заполнении межэлектродного пространства коаксиальной линии этому значению соответствует волновое сопротивление

$$Z_L = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \frac{D}{d} = 30 \text{ Ом.}$$

Из представленных выражений также следует, что при волновом сопротивлении 77 Ом коэффициент затухания минимален. Напряженность магнитного поля на расстоянии r от оси коаксиальной линии при заданном токе в ней определяется выражением: $H = \frac{I}{2\pi r}$.

Волны в металлических полых волноводах. Электрическими, или волнами E типа называются волны, у которых вектор электрического поля имеет поперечные составляющие E_x , E_y и продольную E_z . При этом вектор магнитного поля имеет только поперечные составляющие H_x , H_y ($H_z = 0$). Волны E типа называют также *поперечными магнитными волнами*, или *волнами TH*. *Магнитными, или волнами H типа* называют волны, у которых вектор магнитного поля имеет поперечные составляющие H_x , H_y и продольную H_z . При этом вектор электрического поля имеет только поперечные составляющие E_x , E_y ($E_z = 0$). Волны H типа называют также *поперечными электрическими, или волнами TE*. Задача о распространении волн в полых металлических волноводах сводится к решению системы из двух векторных уравнений Гельмгольца для комплексных амплитуд напряженностей электрического и магнитного полей. Однако для нахождения распределения полей в волноводах нет необходимости искать решения шести скалярных уравнений. Достаточно решить два уравнения для продольных составляющих полей с соответствующими граничными условиями.

Поперечные составляющие полей выражаются через продольные с помощью соотношений, вытекающих из уравнений Максвелла. Решение показывает, что распространение волн в волноводе возможно только при частотах, превышающих критическую частоту ($f > f_{кр}$). Критическая

частота $f_{кр} = \frac{\gamma_{\perp}}{2\pi\sqrt{\epsilon\mu}}$; величина $\gamma_{\perp} = \sqrt{\omega^2\epsilon\mu - \beta^2}$ - поперечное волновое

число, ω – круговая частота, ϵ , μ – абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости заполняющей волновод среды; β – постоянная распространения. Критическая частота определяет критическую длину волны $\lambda_{кр} = \frac{V_c}{f_{кр}} = \frac{2\pi}{\gamma_{\perp}}$, где V_c – скорость света в среде с параметрами ϵ , μ .

Длина волны в волноводе (λ_g) и в свободном пространстве (λ) связаны соотношением $\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$.

Рассмотрим подробнее волны в волноводе прямоугольного сечения. Геометрия такого волновода показана на рис.6.4.

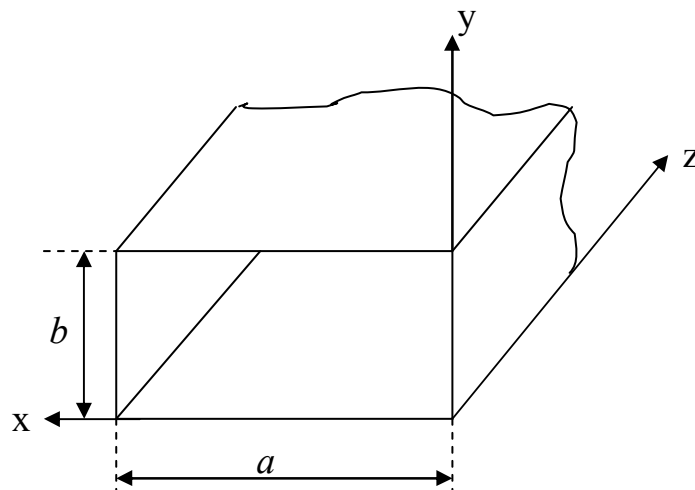


Рис. 6.4

В случае идеально проводящих стенок волновода продольные комплексные составляющие полей определяются формулами:

$$\dot{E}_z = E_{0z} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-i\beta z}, \quad \dot{H}_z = H_{0z} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-i\beta z},$$

где E_{0z} , H_{0z} – амплитуды полей, зависящие от мощности источника, который возбуждает электромагнитную волну в волноводе; m и n – произвольные целые положительные числа.

В случае волн E типа ($H_z = 0$) поперечные составляющие равны:

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_x &= -\frac{j\beta}{\gamma_{\perp}^2} \cdot \frac{\partial \dot{E}_z}{\partial x} = \frac{-j\beta\gamma_x}{\gamma_{\perp}^2} E_{0z} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \\ \dot{E}_y &= -\frac{j\beta}{\gamma_{\perp}^2} \cdot \frac{\partial \dot{E}_z}{\partial y} = \frac{-j\beta\gamma_y}{\gamma_{\perp}^2} E_{0z} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \\ \dot{H}_x &= -\frac{j\omega\epsilon}{\gamma_{\perp}^2} \cdot \frac{\partial \dot{E}_z}{\partial y} = \frac{j\omega\epsilon\gamma_y}{\gamma_{\perp}^2} E_{0z} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \\ \dot{H}_y &= -\frac{j\omega\epsilon}{\gamma_{\perp}^2} \cdot \frac{\partial \dot{E}_z}{\partial x} = \frac{-j\omega\epsilon\gamma_x}{\gamma_{\perp}^2} E_{0z} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \end{aligned} \right\}$$

$$\gamma_{\perp} = \sqrt{\gamma_x^2 + \gamma_y^2} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$$

Для поперечных составляющих волн H типа имеем:

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_x &= \frac{-j\omega\mu\gamma_y}{\gamma_{\perp}^2} H_{0z} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \\ \dot{E}_y &= \frac{j\omega\mu\gamma_x}{\gamma_{\perp}^2} H_{0z} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \\ \dot{H}_x &= \frac{j\beta\gamma_x}{\gamma_{\perp}^2} H_{0z} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \\ \dot{H}_y &= \frac{j\beta\gamma_y}{\gamma_{\perp}^2} H_{0z} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \end{aligned} \right\}$$

Из приведенных формул следует, что изменения всех составляющих поля вдоль продольной оси z описываются множителем $e^{-i\beta z}$ и что структура поля в плоскости поперечного сечения волновода соответствует структуре стоячих волн. При этом m определяет число полуволн, укладываемых вдоль стенки длиной a , а n — число полуволн, укладываемых вдоль стенки длиной b . Каждой паре целых чисел m и n соответствует определенная структура электромагнитного поля, обозначаемая E_{mn} (или TH_{mn}) и H_{mn} (или TE_{mn}). Например, E_{11} — это волна типа E , у которой $m = 1$ и $n = 1$. Очевидно, что у волн E_{mn} типа ни один из индексов (m или n) не может обращаться в нуль, так как при этом обращаются в нуль все составляющие поля. Для волн H_{mn} такого

ограничения нет. Для обоих типов волн критическая длина волны $\lambda_{кр}$ определяется соотношением

$$\lambda_{кр} = \frac{2\pi}{\sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}}.$$

Тип волны с наибольшей критической длиной волны (с минимальной критической частотой) называется низшим. Среди волн E_{mn} низшим типом является волна E_{11} , среди волн $H_{mn} - H_{10}$ (при $a > b$). При этом волна H_{10} является низшим типом не только среди H -волн, но и среди всех возможных типов волн в прямоугольном волноводе. Ее критическая длина волны $\lambda_{кр}^{H_{10}} = 2a$. Следовательно, если $\lambda > 2a$, то передача электромагнитной энергии по прямоугольному волноводу невозможна. Волны E_{mn} типа (как и H_{mn} типа) называются *вырожденными*, если они имеют различную структуру (различное сочетание индексов m и n) при одинаковом значении γ_{\perp} . На рис.6.5 показана структура волн E_{11} , E_{22} и E_{21} в некоторый фиксированный момент времени в прямоугольном волноводе. В таблице 6.1 приведены значения критических длин волн $\lambda_{mnкр}$ для основной и нескольких первых высших волн в прямоугольном волноводе, а на рис. 6.6 представлена структура волн H_{10} , H_{11} , H_{21} типов.

Таблица 6.1

| m | n | Тип волны | $\lambda_{кр, mn}$ |
|-----|-----|------------------|---------------------------------------|
| 1 | 0 | H_{10} | $2a$ |
| 0 | 1 | H_{01} | $2b$ |
| 2 | 0 | H_{20} | a |
| 0 | 2 | H_{02} | b |
| 1 | 1 | H_{11}, E_{11} | $\frac{2b \cdot a}{\sqrt{a^2 + b^2}}$ |

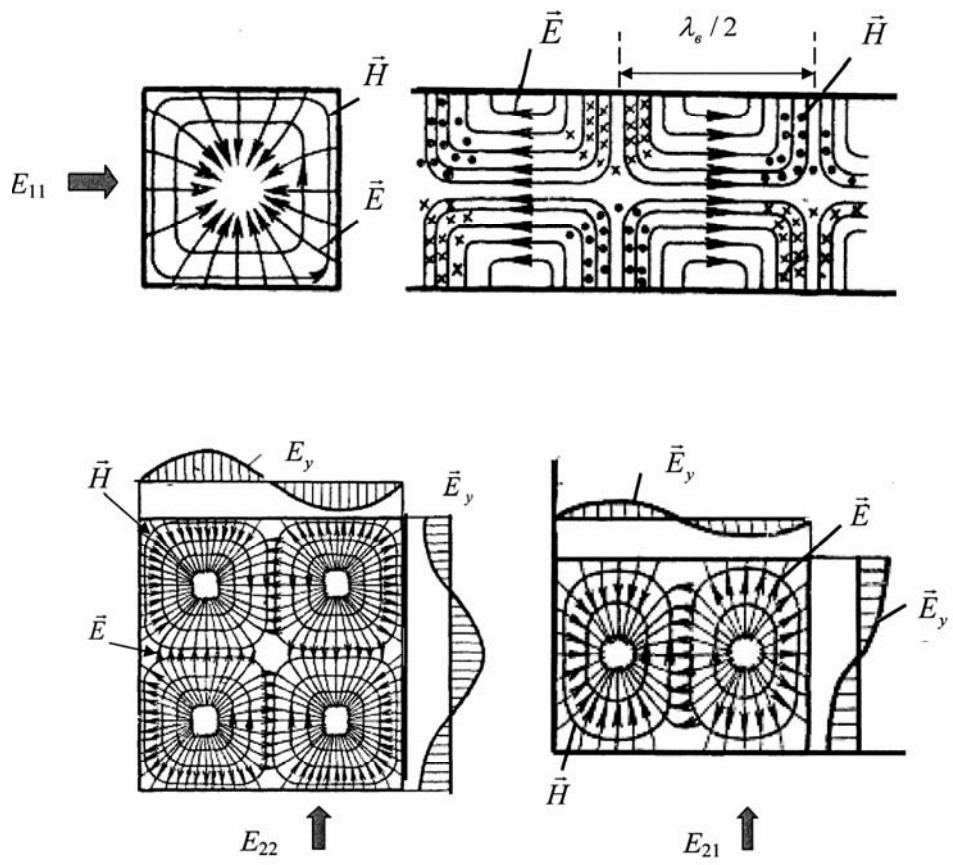


Рис. 6.5

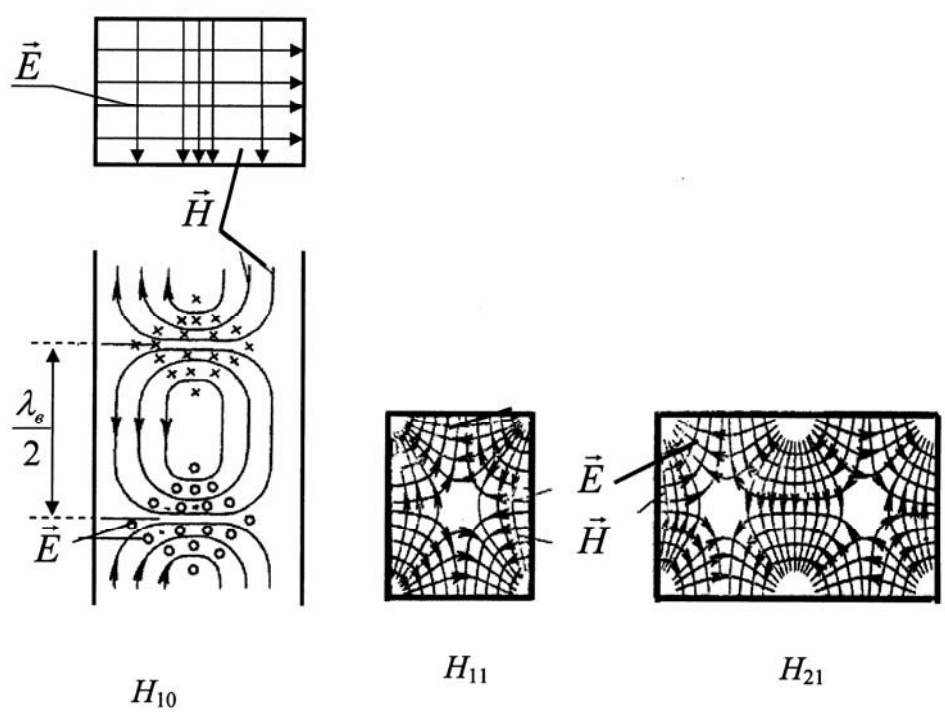


Рис. 6.6

Рассмотрим волны в волноводе круглого сечения. Геометрия волновода показана на рис. 6.7. Там же показана цилиндрическая система координат. В этом случае:

$$\dot{E}_z = E_{0z} J_m(\gamma_{\perp} r) \cos m(\varphi - \varphi_0) e^{-j\beta z}, \quad \dot{H}_z = H_{0z} J_m(\gamma_{\perp} r) \cos m(\varphi - \varphi_0) e^{-j\beta z},$$

где $J_m(\gamma_{\perp} r)$ – функция Бесселя m -го порядка, $m = 0, 1, 2, 3, \dots$. Поперечные составляющие поля волны E -типа ($H_z = 0$) определяются формулами:

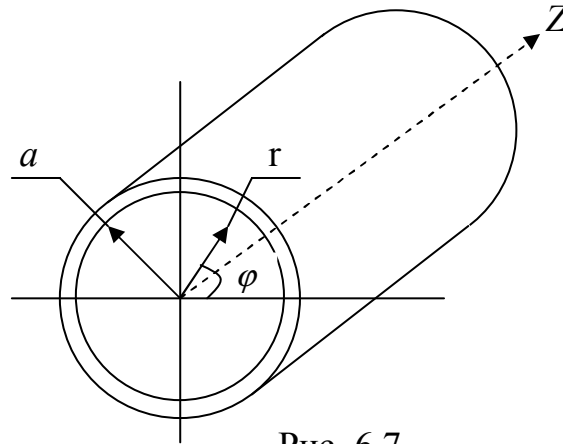


Рис. 6.7.

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_r &= -\frac{j\beta}{\gamma_{\perp}} E_{0z} J'_m(\gamma_{\perp} r) \cos m(\varphi - \varphi_0) e^{-j\beta z} \\ \dot{E}_{\varphi} &= -\frac{jm\beta}{\gamma_{\perp}^2 r} E_{0z} J_m(\gamma_{\perp} r) \sin m(\varphi - \varphi_0) e^{-j\beta z} \\ \dot{H}_r &= -\frac{j\omega\epsilon m}{\gamma_{\perp}^2 r} E_{0z} J_m(\gamma_{\perp} r) \sin m(\varphi - \varphi_0) e^{-j\beta z} \\ \dot{H}_{\varphi} &= -\frac{j\omega\epsilon}{\gamma_{\perp}} E_{0z} J'_m(\gamma_{\perp} r) \cos m(\varphi - \varphi_0) e^{-j\beta z} \end{aligned} \right\}.$$

В случае волны H типа ($E_z = 0$):

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_r &= \frac{j\omega\mu m}{\gamma_{\perp}^2 r} H_{0z} J_m(\gamma_{\perp} r) \sin m(\varphi - \varphi_0) e^{-j\beta z} \\ \dot{E}_{\varphi} &= \frac{j\omega\mu}{\gamma_{\perp}} H_{0z} J'_m(\gamma_{\perp} r) \cos m(\varphi - \varphi_0) e^{-j\beta z} \\ \dot{H}_r &= -\frac{j\beta}{\gamma_{\perp}} H_{0z} J'_m(\gamma_{\perp} r) \cos m(\varphi - \varphi_0) e^{-j\beta z} \\ \dot{H}_{\varphi} &= \frac{jm\beta}{\gamma_{\perp}^2 r} H_{0z} J_m(\gamma_{\perp} r) \sin m(\varphi - \varphi_0) e^{-j\beta z} \end{aligned} \right\}.$$

Штрих означает дифференцирование по аргументу функции Бесселя. Из граничных условий в случае идеального проводника для E -волн следует: $J_m(\gamma_{\perp} a) = 0$, где a – радиус поперечного сечения волновода. Обозначив n -й корень функции Бесселя m -го порядка через v_{mn}^E , найдем: $\gamma_{\perp} = \frac{v_{mn}^E}{a}$ ($n = 1, 2, 3, \dots$). Корню уравнения v_{01}^E соответствует волна E_{01} , корню v_{12}^E – волна E_{12} и т.д. Индекс m соответствует числу целых стоячих волн поля, укладываемых по окружности волновода, индекс n характеризует распределение поля стоячей волны вдоль радиуса волновода. Корни функции Бесселя v_{mn}^E и критические длины волн $\lambda_{кр}^{Emn}$ приведены в таблице 6.2.

Таблица 6.2.

| Длина волны | E_{01} | E_{11} | E_{21} | E_{02} | E_{31} | E_{12} | E_{41} | E_{22} |
|--|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| v_{mn}^E | 2,405 | 3,832 | 5,135 | 5,520 | 6,379 | 7,016 | 7,586 | 8,417 |
| $\lambda_{кр}^{Emn} \cdot \frac{1}{a}$ | 2,613 | 1,640 | 1,223 | 1,138 | 0,985 | 0,895 | 0,828 | 0,746 |

Низшей среди волн E_{mn} типа в круглом волноводе является волна E_{01} . Структура полей волн E_{01} - и E_{02} -типа показана на рис. 6.8.

В случае H волн граничные условия приводят к уравнению $J'_m(\gamma_{\perp} a) = 0$, из которого следует: $\gamma_{\perp} = \frac{v_{mn}^H}{a}$. Первые корни v_{mn}^H и соответствующие критические длины волн приведены в таблице 6.3.

Низшим типом среди всех волн в круглом волноводе, как видно из сравнения таблиц 6.2 и 6.3, является волна H_{11} . Волны E_{1n} и H_{0n} типов в круглом волноводе являются вырожденными.

Таблица 6.3.

| Тип волны | H_{11} | H_{21} | H_{01} | H_{31} | H_{41} | H_{12} | H_{51} | H_{22} | H_{02} | H_{01} |
|--|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| v_{mn}^H | 1,84 | 3,05 | 3,83 | 4,20 | 5,32 | 5,33 | 6,42 | 6,71 | 7,02 | 7,5 |
| $\lambda_{кр}^{Hmn} \cdot \frac{1}{a}$ | 3,41 | 2,06 | 1,64 | 1,50 | 1,182 | 1,178 | 0,979 | 0,934 | 0,896 | 0,838 |

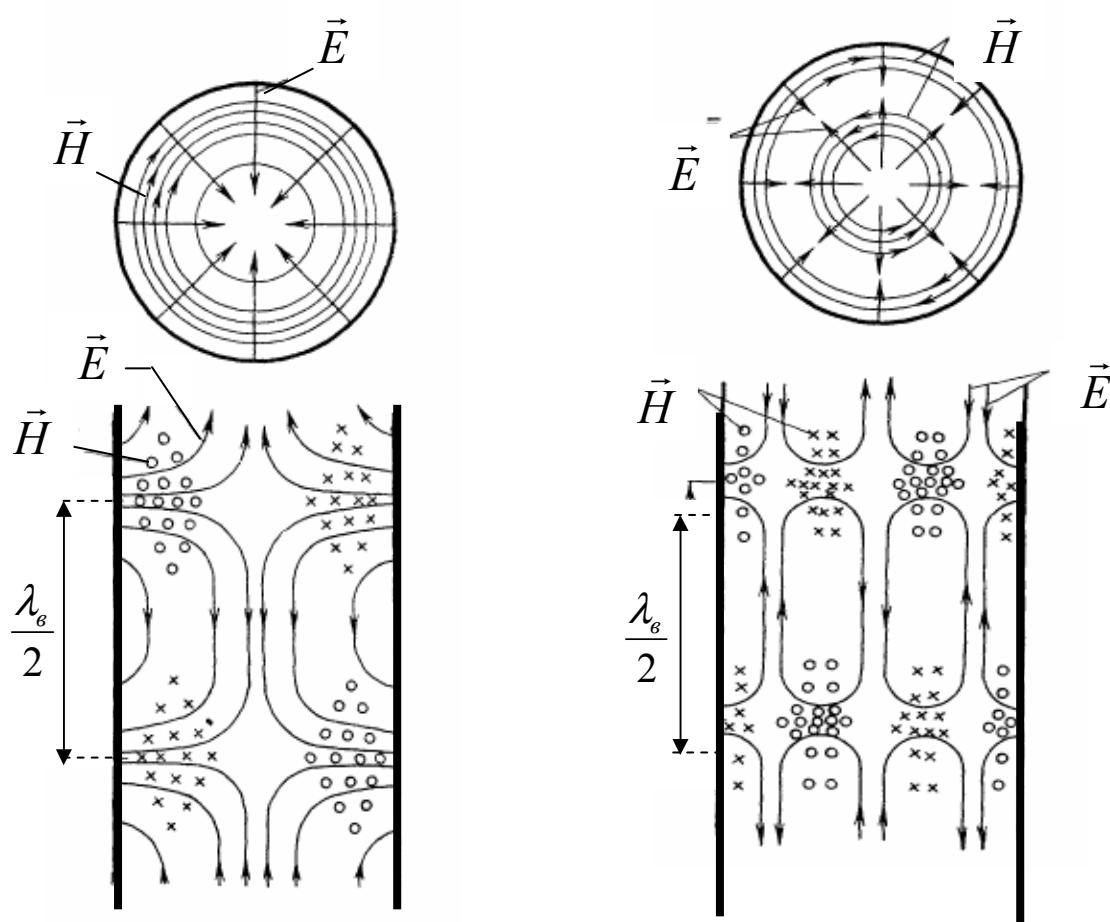


Рис.6.8.

Структура нескольких волн типа H показана на рис. 6.9. Главное достоинство круглого волновода состоит в простоте его изготовления. Основной недостаток – несимметричность структуры низшей моды волны

(H_{11} тип), следствием чего является неустойчивость поляризации, которая затрудняет создание устройств возбуждения и вывод энергии из него.

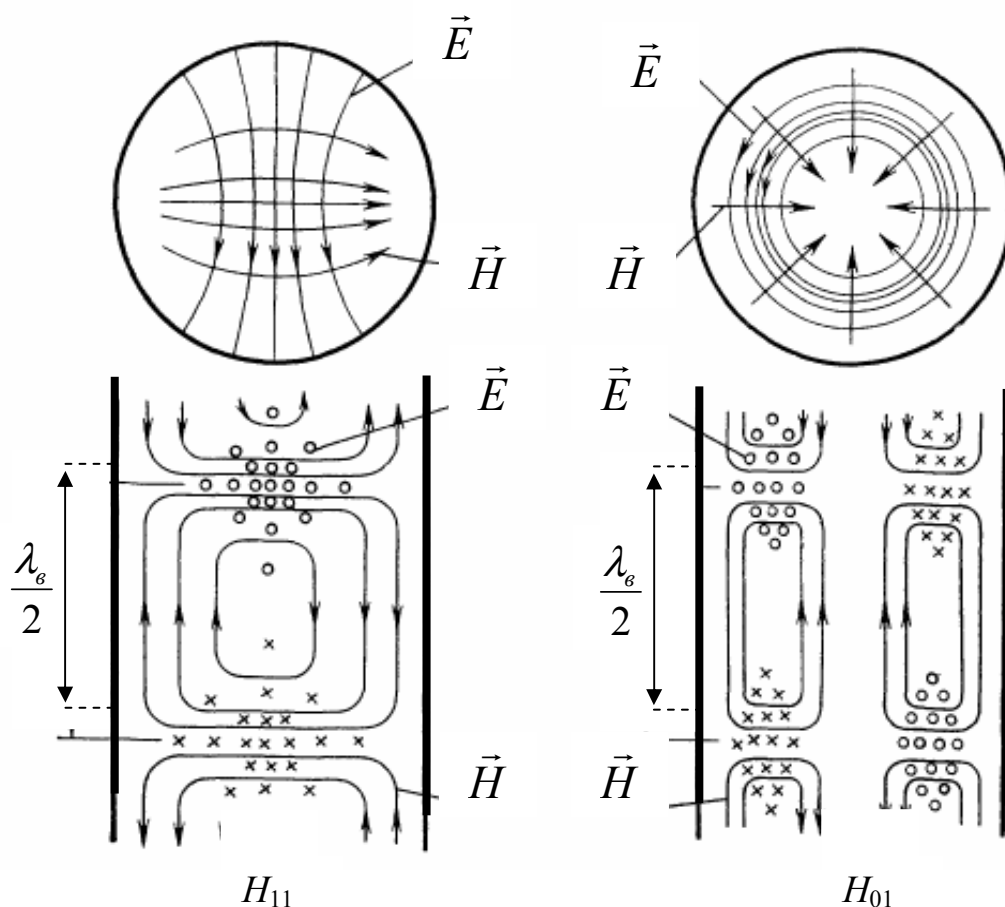


Рис. 6.9.

Одноволновый режим передачи электромагнитной энергии и коэффициент широкополосности волновода. При использовании волноводных линий передачи обычно стремятся к тому, чтобы энергия переносилась каким-либо одним типом волны. В противном случае в передаваемом сигнале возникают искажения, появляются другие нежелательные явления. Передача энергии одним типом волны наиболее просто обеспечивается в том случае, когда в волноводе может распространяться только волна низшего типа, имеющая наибольшую величину $\lambda_{кр}$. Для реализации этого режима работы достаточно выбрать

поперечные размеры волновода таким образом, чтобы на любой частоте рабочего диапазона длина волны не превышала критическую длину волны низшего типа $\lambda_{кр1}$, но была также больше критической волны первого высшего типа $\lambda_{кр2}$: $\lambda_{кр2} < \lambda < \lambda_{кр1}$. Режим, при котором удовлетворяется это условие, называют *одноволновым режимом*. Полоса частот, в пределах которой сохраняется одноволновый режим, характеризуется коэффициентом широкополосности ξ : $\xi = \frac{\lambda_{кр1}}{\lambda_{кр2}}$. Использование

одноволнового режима передачи ограничивает возможности увеличения поперечных размеров волновода. Поэтому, в тех случаях, когда необходимо передавать большие мощности или снизить затухание в линии, идут на увеличение размеров волновода, т.е. используют многоволновой режим.

Прямоугольный волновод. Как видно из данных табл. 6.1, первым высшим типом волны в этом волноводе может быть либо волна типа H_{01} , у которой $\lambda_{кр} = 2b$, либо волна H_{20} , у которой $\lambda_{кр} = 2a$. Волна H_{10} является низшей, $\lambda_{кр}^{H_{10}} = 2a$. Таким образом, условие одноволновости прямоугольного волновода имеет вид: $2a > \lambda > a$; $\lambda > 2b$. Отсюда следует, что

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda; \quad b < \frac{\lambda}{2}; \quad \xi = 2.$$

Расчеты показывают, что в дециметровом диапазоне ($\lambda \approx 30$ см) по прямоугольному волноводу можно передавать без опасности возникновения пробоя мощность до 30 МВт. Однако при увеличении частоты допустимая мощность быстро уменьшается и при $\lambda \approx 1$ см она не превышает $30 \div 45$ кВт. Рекомендуемый частотный диапазон использования прямоугольных волноводов составляет 400 МГц – 140 ГГц (75–0,21 см). Необходимо учитывать тот факт, что с уменьшением длины

волны возрастают потери. Например, при $\lambda = 1$ см потери энергии для основной волны H_{10} в стандартном волноводе составляют 0,7 Дб/м, т.е. при длине линии в 10 м их величина достигает 7 Дб, что соответствует потере 0,8 части мощности на входе волновода. Большие потери определяют нижнюю границу диапазона волн, для которых целесообразно применение прямоугольных волноводов. На волнах $\lambda \approx 1$ см и короче применение таких волноводов имеет смысл только в виде коротких отрезков.

Круглый волновод. Из таблиц 6.2 и 6.3 следует, что низшим типом волны волновода круглого сечения является волна H_{11} , а первым высшим типом – волна E_{01} . Таким образом, в данном случае условие одноволнового режима принимает вид: $2,61 a < \lambda < 3,41 a$. Отсюда следует условие:

$\frac{\lambda}{2,61} > a > \frac{\lambda}{3,41}$, $\xi = 1,3$. Видно, что коэффициент широкополосности в одноволновом режиме у круглого волновода меньше, чем у прямоугольного. Предельно допустимые мощности в случае одноволнового круглого волновода имеют тот же порядок, что и для прямоугольного волновода. В тех устройствах, где необходимо иметь поле с осевой симметрией, используется волна E_{01} типа. Из данных таблиц 6.2 и 6.3 также следует, что для существования в круглом волноводе первой волны высшего типа E_{01} , нужно выбрать его радиус a в соответствии с условием $2,06 a < \lambda < 2,61 a$ и принять меры для подавления низшей волны H_{11} . Важной в практическом отношении особенностью волны H_{01} типа является монотонное убывание ее коэффициента затухания по мере удаления от критической частоты, что делает перспективным применение волновода с волной H_{01} в длинных линиях передач.

Запредельные волноводы. Волновод, работающий на частотах меньших критической частоты основной (низшей) волны, называют запредельными (закритическими). В запредельных волноводах невозможны волновые процессы. Имеется только затухающее чисто

реактивное поле, экспоненциально убывающее при удалении от возбуждителя. Запредельные волноводы используются на частотах $f < f_{кр}$ в качестве предельных *аттенюаторов* – устройств, ослабляющих на определенную величину мощность волны в линии передачи. При этом чаще всего используется основная волна круглого волновода (H_{11}).

6.2. Способы возбуждения волн в волноводах и характеристики, определяющие степень согласования

Возбуждение в волноводе волны определенного типа или вывод переносимой ею энергии осуществляется при помощи элементов связи. В качестве этих элементов используют введенные в волновод *электрические вибраторы* (прямолинейный проводник – штыревая антенна) или *магнитные вибраторы* (плоская рамка-петля из проводника). Кроме того, используются отверстия, прорезанные в металлической стенке волновода (например, узкая щель). При этом в соответствии с теоремой взаимности одни и те же элементы могут использоваться как для ввода, так и для вывода энергии из волноводов. Нетрудно показать, что максимально возможная связь штыревой антенны с волной получается при ее расположении в пучности электрического поля параллельно вектору \vec{E} и что ее связь с волной отсутствует, если она расположена в узле электрического поля ($\vec{E}=0$) или перпендикулярно вектору \vec{E} этой волны. Максимальная связь петлевой антенны с волной получается при ее расположении в пучности магнитного поля таким образом, чтобы плоскость петли была перпендикулярна вектору \vec{H} .

С помощью этих правил, зная структуру поля волны в волноводе, можно определить положение элементов связи, обеспечивающее возбуждение данной волны или эффективный вывод переносимой волной мощности. Часто штыревая и петлевая антенны представляют собой продолжение внутреннего провода коаксиального волновода, экран

которого присоединен к наружной поверхности стенки возбуждаемого волновода. На рис. 6.10 показано несколько способов возбуждения волн основного типа в прямоугольном и круглом волноводах, а также способ возбуждения ближайшей к основному типу высшей волны E_{01} типа в круглом волноводе. Для создания однонаправленного распространения энергии по прямоугольному или круглому волноводу, возбуждаемому электрическим вибратором, на некотором расстоянии ℓ от штыря располагается замыкающая волновод перегородка. При этом условие эффективного однонаправленного возбуждения имеет вид $\ell = (2n - 1) \frac{\lambda_B}{4}$ ($n = 1, 2, 3, \dots$).

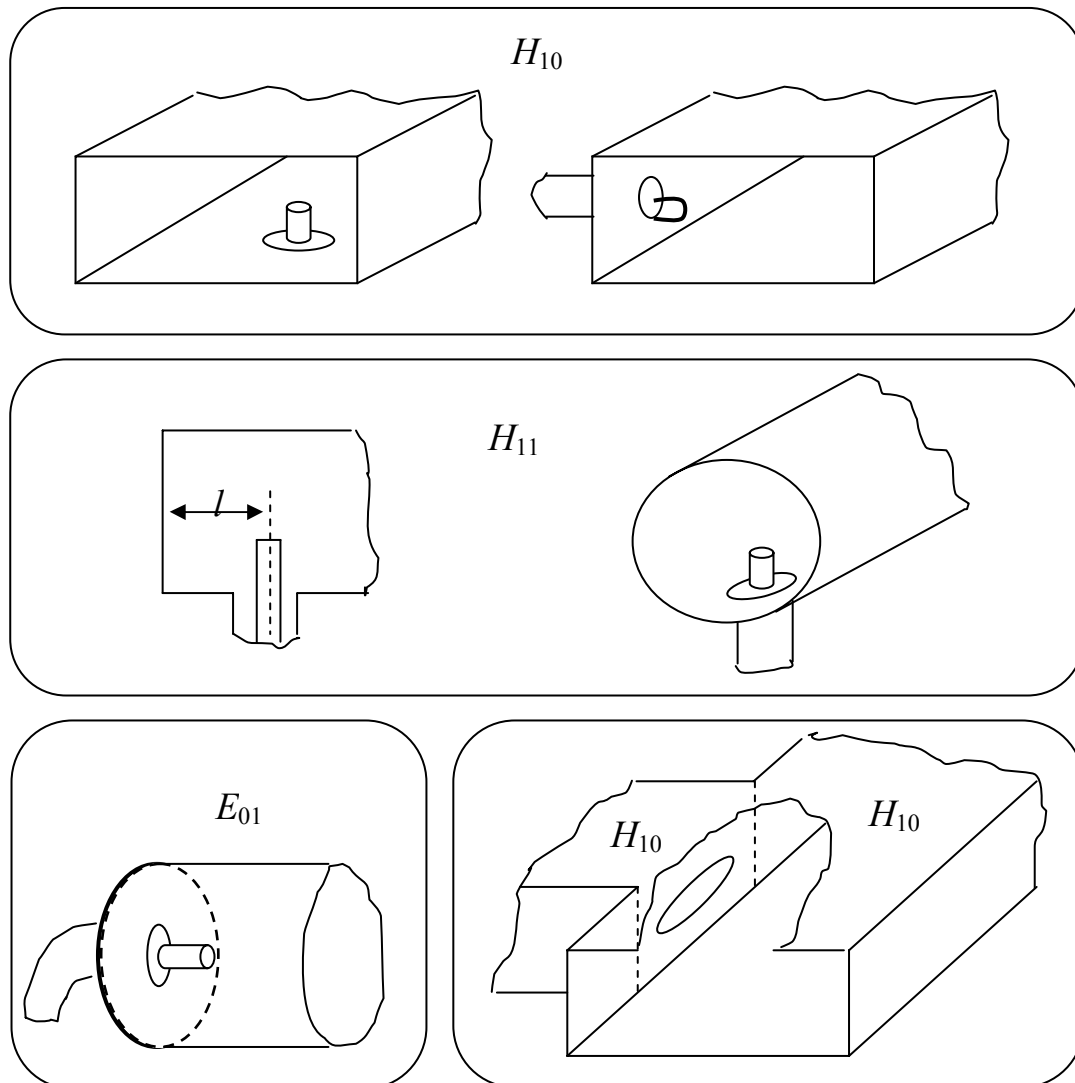


Рис. 6.10

Выбор расстояния в случае возбуждения волноводов магнитным вибратором (петлевая антенна) зависит от направления возбуждаемой составляющей магнитного поля. При возбуждении продольной составляющей (H_z) (рис. 6.10) расстояние ℓ выбирается, как и ранее. При возбуждении поперечной составляющей (H_x) расстояние ℓ выбирается в соответствии с условием $\ell = (n - 1) \frac{\lambda_B}{2}$, $n = 1, 2, 3, \dots$. Эффективность связи элемента возбуждения с волноводом можно изменять, регулируя степень погружения штыря или рамки в линию передачи.

Коэффициент отражения, коэффициент бегущей волны, коэффициент стоячей волны. При коммутации элементов СВЧ-трактов существенным является вопрос о степени их согласования, определяющей эффективность передачи энергии. Рассмотрим отрезок регулярной линии без потерь, соединенный с каким либо элементом СВЧ-тракта или нагрузкой. Предположим, что эта линия работает в одноволновом режиме. Присутствие отраженной от нагрузки волны влечет за собой изменение структуры полей во всей линии, причем, в области образования отраженной электромагнитной волны ее структура может быть очень сложной. Однако при одномодовом режиме амплитуды волн всех типов, кроме низшей, экспоненциально убывают по мере удаления от места их возникновения. Поэтому на достаточно больших расстояниях от нагрузки структура полей отраженной волны практически не отличается от структуры волны низшего типа. Представим связь между электрическими полями отраженной и падающей волн в виде: $\vec{E}_{\perp, \text{отр}}^* = \Gamma \cdot \vec{E}_{\perp, \text{над}}^*$, где Γ - безразмерный коэффициент отражения электрического поля, зависящий только от координаты z , совпадающей с направлением распространения волны. Без потери общности, выбрав соответствующим образом начальные условия, представим электрические поля падающей и отраженной волн в

виде: $\vec{E}_{\perp,над}^* = \vec{E}_{\perp,\varphi,над}^* \exp\{i\beta z\}$ $\vec{E}_{\perp,отр}^* = \vec{E}_{\perp,\varphi,отр}^* \exp\{i\beta z\}$. В результате получим: $\Gamma = \Gamma_n \exp\{-2i\beta z\}$, где комплексная величина $\Gamma_n = |\Gamma_n| \exp\{i\varphi\}$ есть *коэффициент отражения*, измеренный в сечении при $z=0$ (место включения нагрузки). Суммарные напряженности поперечных составляющих электрического и магнитного полей в некотором произвольном сечении линии передачи определяются выражениями:

$$\vec{E}_{\perp}^* = \vec{E}_{\perp,над}^* + \vec{E}_{\perp,отр}^* = \vec{E}_{\perp,над}^* (1 + \Gamma) \quad \vec{H}_{\perp}^* = \vec{H}_{\perp,над}^* + \vec{H}_{\perp,отр}^* = \vec{H}_{\perp,над}^* (1 - \Gamma)$$

Поэтому $\frac{|\vec{E}_{\perp}^*|}{|\vec{E}_{\perp,над}^*|} = \sqrt{1 + \Gamma^2 + 2|\Gamma| \cos(2\beta z - \varphi)}$, $\frac{|\vec{H}_{\perp}^*|}{|\vec{H}_{\perp,над}^*|} = \sqrt{1 + \Gamma^2 - 2|\Gamma| \cos(2\beta z - \varphi)}$.

На рис. 6.11 изображено распределение полей прямой и отраженной волн, из которого видно, что расстояние между соседними максимумами (или минимумами) всегда одинаково и равно половине длины волны.

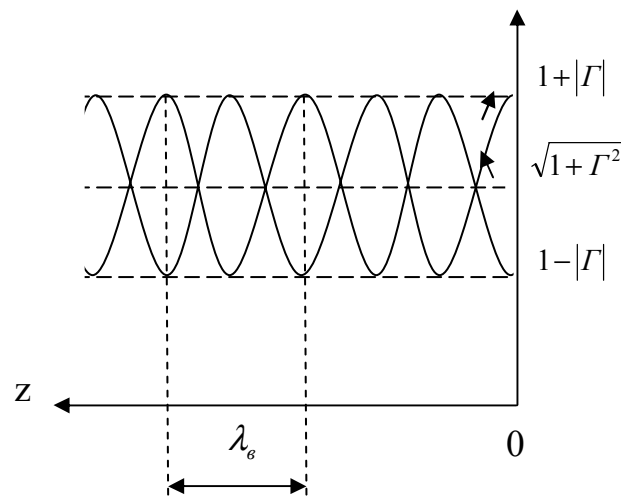


Рис. 6.11

Отношение минимального значения амплитуды электрического поля к максимальному значению называется *коэффициентом бегущей волны*:

$$КБВ = \frac{1 - |\Gamma|}{1 + |\Gamma|}$$

На практике используют величину обратную $K_{БВ}$ – коэффициент

стоячей волны ($K_{СВ}$):

$$K_{СВ} = \frac{1}{K_{БВ}} = \frac{1+|\Gamma|}{1-|\Gamma|}$$

Для идеально согласованной линии коэффициент отражения $\Gamma=0$ и $K_{СВ}=K_{БВ}=1$. При полном отражении коэффициент отражения равен единице, $K_{БВ}=0$, $K_{СВ}=\infty$. Для измерения $K_{СВ}$ используются измерительные линии, включаемые последовательно в линию передачи. По величине $K_{СВ}$ определяется коэффициент отражения (Γ) и

$$\eta = 1 - \Gamma^2$$

коэффициент передачи мощности

6.3. Резонаторы и их характеристики

В СВЧ диапазоне использование обычных колебательных контуров с сосредоточенными индуктивностями L и емкостями C оказывается невозможным. Причина этого в том, что с увеличением резонансной частоты f_0 , на которую рассчитан колебательный контур, должны уменьшаться значения L и C $\left(f_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{LC}}\right)$. При этом уменьшаются геометрические размеры контура и становятся соизмеримыми с длиной волны. Поэтому в СВЧ диапазоне в качестве колебательных контуров используются различные типы *резонаторов*, в которых возбуждаемые электромагнитные колебания локализуются в пространственно ограниченной области. В случае *закрытых резонаторов* (объемных резонаторов) это пространство ограничено проводящими металлическими стенками, при этом тип резонатора, его форма и размеры (рис. 6.12) определяют резонансную частоту колебаний и структуру электрических и магнитных полей. Внутренний объем резонатора может быть вакуумирован или заполнен диэлектриком, например воздухом. Закрытый резонатор может быть выполнен и в виде диэлектрического стержня

(отрезок диэлектрического волновода) с металлизированными торцевыми поверхностями. При этом на боковых поверхностях стержня должны выполняться условия полного внутреннего отражения для устранения излучения в окружающее пространство.

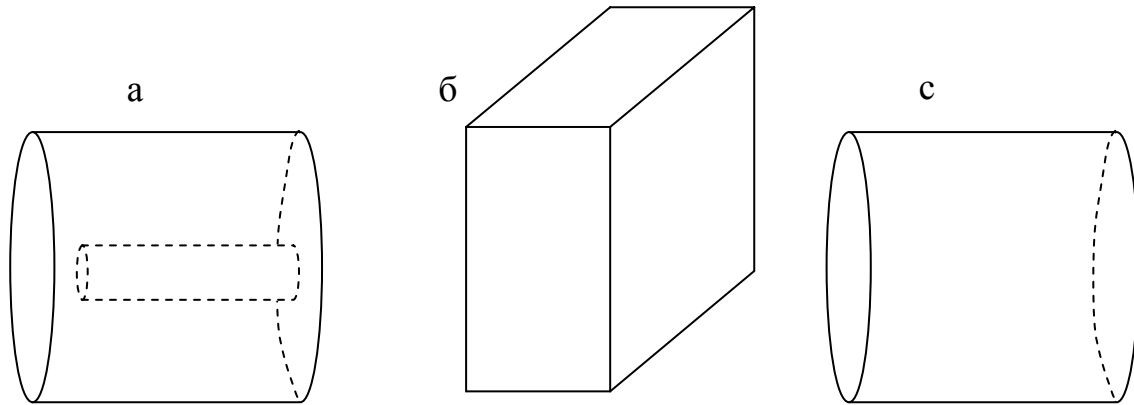


Рис. 6.12.

В некоторой части миллиметрового диапазона, а также в субмиллиметровом и оптическом диапазонах применяются *открытые типы резонаторов*. В этих резонаторах поле не локализуется металлической или диэлектрической замкнутой оболочкой. Открытый резонатор представляет собой систему из двух (иногда более) расположенных в свободном пространстве зеркал, между которыми, многократно отражаясь, распространяется электромагнитная волна. В СВЧ-диапазоне наиболее часто применяются объемные резонаторы в виде короткозамкнутых отрезков регулярных линий передачи (коаксиальные линии, волноводы). Как и в случае обычных колебательных контуров с сосредоточенными элементами (R , L , C), в объемном резонаторе могут существовать *собственные* и *вынужденные колебания*. Собственные колебания возбуждаются при внешнем импульсном воздействии, когда в резонатор поступает порция электромагнитной энергии. При отсутствии потерь собственные колебания продолжались бы бесконечно долго. В реальных резонаторах они носят квазигармонический затухающий

характер. Вынужденные колебания возникают в резонаторе при подключении его к внешнему источнику электромагнитных колебаний – генератору СВЧ диапазона. На практике, как правило, обычно объемные резонаторы работают в режиме вынужденных колебаний. В отличие от обычных колебательных контуров объемные резонаторы представляют собой системы с бесконечным числом степеней свободы. Вследствие этого в резонаторах могут возникать различные типы колебаний, каждому из которых соответствует, как правило, определенное значение резонансной частоты. Колебание, которому при данных размерах резонатора соответствует минимальная резонансная частота, называют *низшим или основным колебанием (основной модой)*. Остальные типы возможных колебаний – высшие. В объемном резонаторе возможно совпадение резонансных частот двух или большего числа типов колебаний с различными структурами полей. Колебания, обладающие таким свойством, называют *вырожденными*.

Резонансная кривая объемного резонатора представляет собой зависимость амплитуды напряженности электрического или магнитного поля внутри резонатора от частоты внешнего поля при его постоянной амплитуде. В отличие от обычного контура, резонансная кривая объемного резонатора может иметь много максимумов, соответствующих резонансным частотам различных типов колебаний. *Добротность Q* объемного резонатора, как и любой колебательной системы, определяется соотношением $Q = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{W}{P_n}$, где W – энергия, накопленная в резонаторе при резонансе, P_n – мощность, теряемая в резонаторе, T – период колебаний.

Полные потери энергии в резонаторе складываются из потерь в стенках и заполняющем его диэлектрике (внутренние потери P_1), а также энергии, отдаваемой во внешние цепи (внешние потери P_2). Таким образом, $P_n = P_1 + P_2$. С учетом этого полная добротность Q (*нагруженная*

добротность) определяется соотношением: $\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2}$, где Q_1 – собственная или ненагруженная добротность резонатора; Q_2 – внешняя добротность. Нагруженная добротность Q всегда меньше собственной добротности Q_1 .

При уменьшении потерь во внешних цепях (уменьшение связи резонатора с источником возбуждения и нагрузкой) величина нагруженной добротности Q приближается к собственной добротности Q_1 . Общим свойством всех закрытых объемных резонаторов являются их способность запасать электромагнитную энергию и относительно малые потери энергии за период колебания. Вследствие этого добротность закрытых объемных резонаторов оказывается очень высокой. Расчет добротности объемного резонатора представляет собой сложную задачу. Например, для теоретического определения собственной добротности незаполненного диэлектриком цилиндрического резонатора необходимо знать не только его геометрические размеры и структуру поля, но и омические потери в металлических стенках, которые зависят, в частности, от глубины проникновения поля в металл оболочки резонатора.

Проще определить добротность объемного резонатора экспериментально по измеренной резонансной кривой, как отношение резонансной частоты к ширине полосы пропускания. Этот метод измерения добротности является наиболее часто используемым, но не единственным. В частности, добротность и резонансная частота могут быть определены по отраженному от резонатора сигналу с помощью измерительной линии, а также в высокодобротных резонаторах по времени затухания колебаний после возбуждающего импульса энергии.

Типы колебаний в закрытых резонаторах. Коаксиальные прямоугольные и цилиндрические резонаторы представляют собой,

соответственно, короткозамкнутые коаксиальные линии, прямоугольные и цилиндрические волноводы. В полукоаксиальном резонаторе центральный проводник не распространяется на всю длину наружного проводника. При этом зазор между торцом внутреннего проводника и торцевой стенкой резонатора представляет собой сосредоточенную емкость, а коаксиальная часть резонатора является распределенной индуктивностью. Классификация типов колебаний в объемных резонаторах, представляющих собой короткозамкнутый отрезок волновода, производится в соответствии с типом бегущей волны, из которой образуется стоячая волна в объемном резонаторе. Чтобы различать колебания с неодинаковым числом полуволн, укладываемых на длине резонатора, в показатель типа волны вводят дополнительный индекс "р", равный числу полуволн в стоячей волне. Например, если в прямоугольном резонаторе образовалась стоячая волна колебания H_{10} , причем вдоль оси z уложилось четыре полуволны, то такая структура поля обозначается H_{104} . Аналогичный смысл имеют обозначения H_{mnp} , E_{mnp} , TE_{mnp} . Можно показать, что у колебаний E_{mnp} $p \geq 0$, тогда как у колебаний H_{mnp} и TE_{mnp} всегда $p \geq 1$.

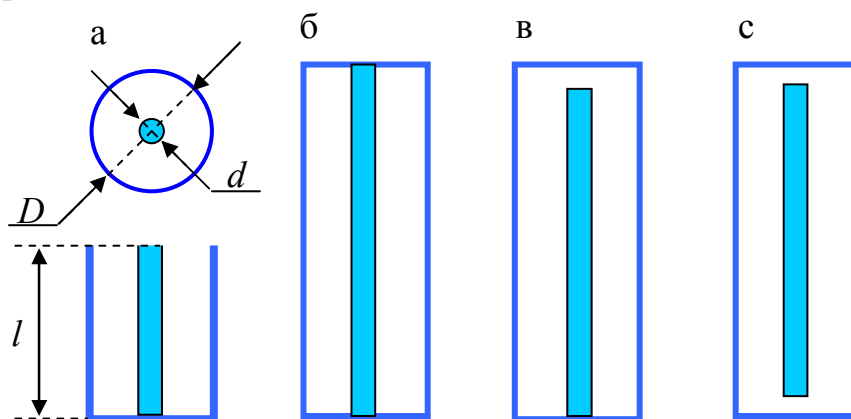


Рис. 6.13.

Коаксиальные резонаторы образуются из отрезка коаксиальной линии, стоячая волна в которых создается путем замыкания обоих концов линии сопротивлениями, не потребляющими активной мощности. Стоячая волна может быть также сформирована, если линию разомкнуть в одной или нескольких точках (рис. 6.13). Рассмотрим резонатор, показанный на рис. 6.13а, в котором формируется стоячая *ТЕМ* волна. Для образования стоячей волны необходимо, чтобы сдвиг фаз между падающей и отраженной волной был кратен 2π :

$$\varphi_1 + \varphi_2 + 2l \frac{2\pi}{\lambda_g} = 2\pi n,$$

где l длина резонатора, $n = 1, 2, 3, \dots$

Короткозамкнутому концу отрезка коаксиальной линии соответствует фаза отражения волны φ_1 , равная π , для открытого конца $\varphi_2 = 0$. В результате получаем: $\pi + 2l \frac{2\pi}{\lambda_g} = 2\pi n$. Это выражение позволяет найти длину резонатора l для заданной длины волны, которая в случае воздушного наполнения, равна длине волны в свободном пространстве $l = \frac{\lambda}{4}(2n - 1)$.

Отсюда следует, что наименьшей длине резонатора соответствует $n=1$, при этом длина резонатора равна четверти длины волны, а резонатор называется *четвертьволновым резонатором*. В приведенные выше выражения не входят размеры внешнего цилиндрического и центрального проводников, которые влияют на потери энергии и, следовательно, на его собственную добротность. Добротность максимальна при $D = 3,6 \cdot d$, где D и d диаметры внешнего и внутреннего проводников соответственно. Размеры поперечного сечения резонатора (D и d) определяют возможность возникновения высших типов волн в коаксиальной линии, которые

отсутствуют при условии: $\frac{\pi}{2}(D + d) < \lambda$.

Недостатком четвертьволнового резонатора является наличие излучения из его открытого конца. Излучение может быть практически устранено, если сделать длину внешнего цилиндрического электрода резонатора длиннее внутреннего стержня. Длина центрального стержня резонатора должна быть несколько меньше четверти длины волны, так как его разомкнутый конец имеет емкостную нагрузку.

Резонатор, изображенный на рис. 6.13б, может быть представлен в виде двух четвертьволновых резонаторов, соединенных определенным образом, так, что его длина становится равной половине длины волны. Такой резонатор называется *полуволновым резонатором*. В этом случае $\varphi_1 = \varphi_2 = \pi$ и условие формирования стоячей волны принимает вид $\pi + \frac{2\pi}{\lambda_g} l = \pi$, откуда для длины резонатора, настроенного на длину волны λ , получаем:

$$l = \frac{\lambda_g}{2} n, \text{ где } n = 1, 2, 3, \dots$$

Резонаторы, изображенные на рис. 6.13в,г, сходны с четвертьволновыми и полуволновыми, но имеют узкий зазор между крышкой и торцом внутреннего проводника. Это резонаторы типа коаксиальной линии, нагруженной на емкость. Структура поля в этом типе резонаторов представлена на рис. 6.14.

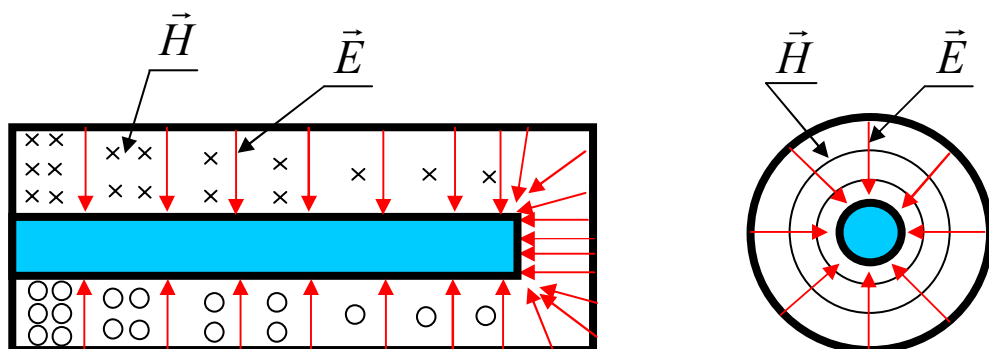


Рис. 6.14

В условиях резонанса в данном типе резонаторов длина резонатора определяется расстоянием между центральным проводником и торцевой

стенкой: чем она меньше, тем меньше длина резонатора. Поэтому такие резонаторы называются *укороченными*. Добротность укороченных резонаторов всегда ниже добротности аналогичных четвертьволновых.

Перестройка резонансной длины волны резонаторов типа коаксиальной линии, нагруженной на емкость, может осуществляться двумя способами: *емкостным способом*, заключающимся в изменении укорачивающей емкости за счет регулирования ширины зазора при неизменной длине резонатора; *индуктивным способом*, заключающимся в изменении длины коаксиального участка резонатора при неизменной укорачивающей емкости.

Призматический (прямоугольный) резонатор представляет собой отрезок прямоугольного волновода, закороченный с обоих концов металлическими пластинами (рис. 6.15).

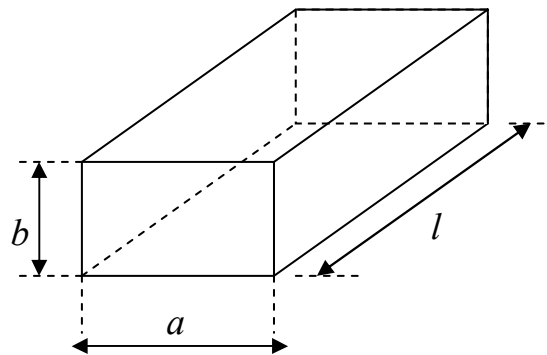


Рис. 6.15.

Резонансная длина волны в таком резонаторе для колебания H_{mnp} и E_{mnp}

типов определяется выражением:
$$\lambda_o = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{p}{2\ell}\right)^2 + \frac{1}{\lambda_{кр}^2}}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{\ell}\right)^2}}.$$

У волн E_{mnp} индексы m и n не могут быть равны нулю, поскольку существование волн E_{01} и E_{10} в прямоугольном волноводе невозможно. У волн H_{mnp} только один из индексов m или n может быть нулевым. Как указывалось выше, значения $p = 0$ допустимы для волн E_{mnp} и невозможны для волн H_{mnp} . Поэтому независимо от типа волн только один из трех

индексов m , n или p может обращаться в нуль. Для прямоугольного резонатора низшим типом является колебание H_{101} , у которого вдоль оси z укладывается одна половина длины волны H_{10} типа. Структура полей в резонаторе с H_{101} типом колебаний представлена на рис. 6.16. Как показывает расчет и экспериментальные измерения, собственная добротность прямоугольного резонатора в сантиметровом диапазоне может достигать десятков тысяч.

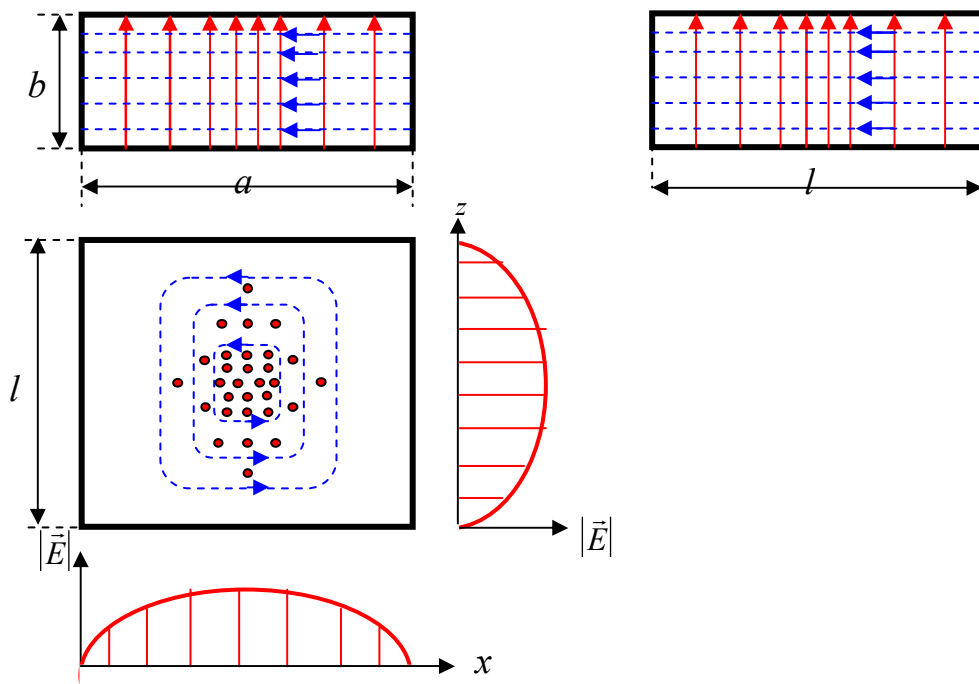


Рис. 6.16

Цилиндрический резонатор (рис.6.17) представляет собой отрезок волновода круглого сечения, замкнутый с обоих концов проводящими пластинами. Резонансная длина волны для колебаний типа E_{mnp} ($p \geq 0$)

определяется выражением: $\lambda_o = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{p}{\ell}\right)^2 + \left(\frac{v_{mn}^E}{\pi R}\right)^2}}$, а для H_{mnp} типа колебаний

($p \geq 1$): $\lambda_o = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{p}{\ell}\right)^2 + \left(\frac{v_{mn}^H}{\pi R}\right)^2}}$, где $v_{mn}^{E,H}$ – корни функций Бесселя (см.

таблицы 6.2, 6.3), $D = 2R$.

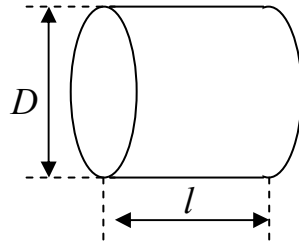


Рис. 6.17

На рис. 6.18 показана структура полей для трех наиболее часто применяемых на практике цилиндрических резонаторов E_{010} , H_{111} и H_{011} типа, а в таблице 6.4 даны формулы для расчета их характеристик.

| Тип колебаний | Распределение поля | Силовые линии электрического поля |
|---------------|---|-----------------------------------|
| E_{010} | $E_z = E_0 J_0 \left(2,40 \frac{r}{a} \right)$ $E_r = E_\varphi = 0$ | |
| H_{01p} | $E_\varphi = E_0 J'_0 \left(3,83 \frac{r}{a} \right) \sin q\pi \left(\frac{z}{l} + \frac{1}{2} \right)$ $E_r = E_z = 0$ | |
| H_{11p} | $E_\varphi = E_0 J'_1 \left(1,84 \frac{r}{a} \right) \cos \varphi \cdot \sin q\pi \left(\frac{z}{l} + \frac{1}{2} \right)$ $E_r = E_0 \frac{J_1 \left(1,84 \frac{r}{a} \right)}{1,84 \frac{r}{a}} \sin \varphi \cdot \sin p\pi \left(\frac{z}{l} + \frac{1}{2} \right)$ $E_z = 0$ | |

Рис.6.18.

Таблица 6.4.

| Типы колебаний | f_0 | $Q_0 \frac{\delta}{\lambda_0}$ | $\frac{E_{\max}^2}{W} \frac{B^2}{\text{см}^2 \text{ Дж}}$ |
|----------------|---|---|---|
| E_{010} | $0,383 \frac{c}{r_0}$ | $0,38 \frac{h}{h+r_0}$ | $\frac{8,4 \cdot 10^{13}}{V_r}$ |
| H_{01p} | $c \left[\frac{0,373}{r_0^2} + \left(\frac{p}{2h} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$ | $0,62 \frac{(h^2 + 0,67 p^2 r_0^2)^{\frac{3}{2}}}{(h^3 + 1,34 p^2 r_0^3)}$ | $\frac{9,5 \cdot 10^{13}}{V_r}$ |
| H_{11p} | $c \left[\frac{0,0852}{r_0^2} + \left(\frac{p}{2h} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$ | $0,21 \frac{(h^2 + 2,9 p^2 r_0^2)^{\frac{3}{2}}}{(h^3 + 0,86 p^2 h r_0^2 + 4,1 p^2 r_0^3)}$ | $\frac{9,5 \cdot 10^{13}}{V_r}$ |

$Q_0 = 2\pi f_0 \frac{W}{P_n}$ – собственная добротность резонатора, f_p – его

резонансная частота, W – энергия, запасенная в резонаторе, P_n – мощность, теряемая в стенках резонатора, E_{\max} – максимальная напряженность электрического поля в резонаторе, δ – толщина скин-слоя в стенках резонатора, V_r – объем резонатора.

Следует отметить, что резонансная длина волны колебаний E_{010} не зависит от длины резонатора ($p = 0$), что крайне удобно для практического использования. В случае распространения волны H_{01} в круглом волноводе при достаточно большом его диаметре потери энергии весьма малы. Поэтому резонатор, на длине которого укладывается одна или несколько полуволн H_{01} , должен обладать очень высокой добротностью. Как показывает расчет, добротность в этом случае может достигать сотен тысяч. При такой высокой добротности полоса пропускания резонатора на частоте 10.000 МГц (ширина резонансной кривой) не превышает 100 кГц. Это позволяет использовать резонатор с волной H_{01p} в качестве высокоточного волномера.

На рис. 6.19 представлена номограмма, определяющая связь между отношениями $(D/\lambda_0)^2$ и $(D/\ell)^2$ для различных типов колебаний в цилиндрическом резонаторе (D – диаметр резонатора; ℓ – его длина).

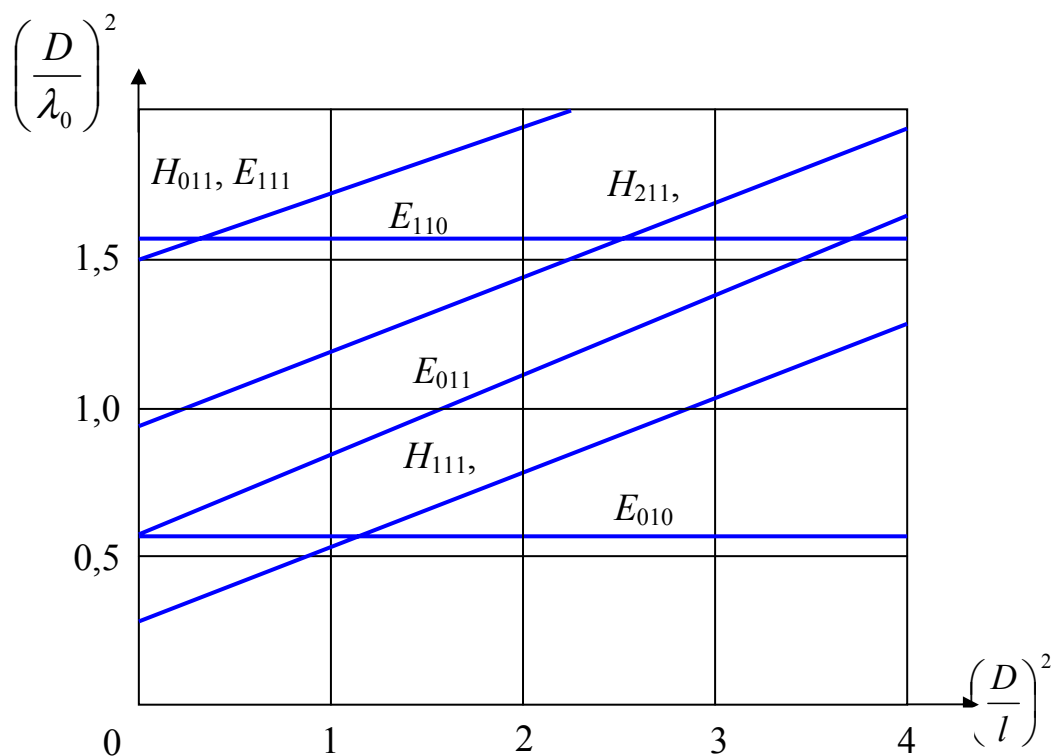


Рис. 6.19

С помощью этой номограммы для рабочего типа колебаний в резонаторе легко найти соотношения между размерами резонатора (D и ℓ) и резонансной длиной волн в нем (λ_0). В частности, из номограммы видно, что при $(D/\ell)^2 < 0,97$ ($\ell > 2,03 \cdot r_0$) основным является тип колебания H_{111} , а при обратном неравенстве – тип E_{010} .

Конструктивные особенности резонаторов и способы их возбуждения. Из приведенных выше формул следует, что изменение собственной частоты резонаторов наиболее просто осуществлять изменением их длины. С этой целью одна из их торцевых стенок может быть выполнена в виде подвижного поршня (рис. 6.20).

E_{010} – резонатор. Если высота резонатора $l < 0,5 \lambda_0$, то он

резонирует на критической длине волны ($\lambda_{кр} = 2.62 \cdot a$). Перемещение

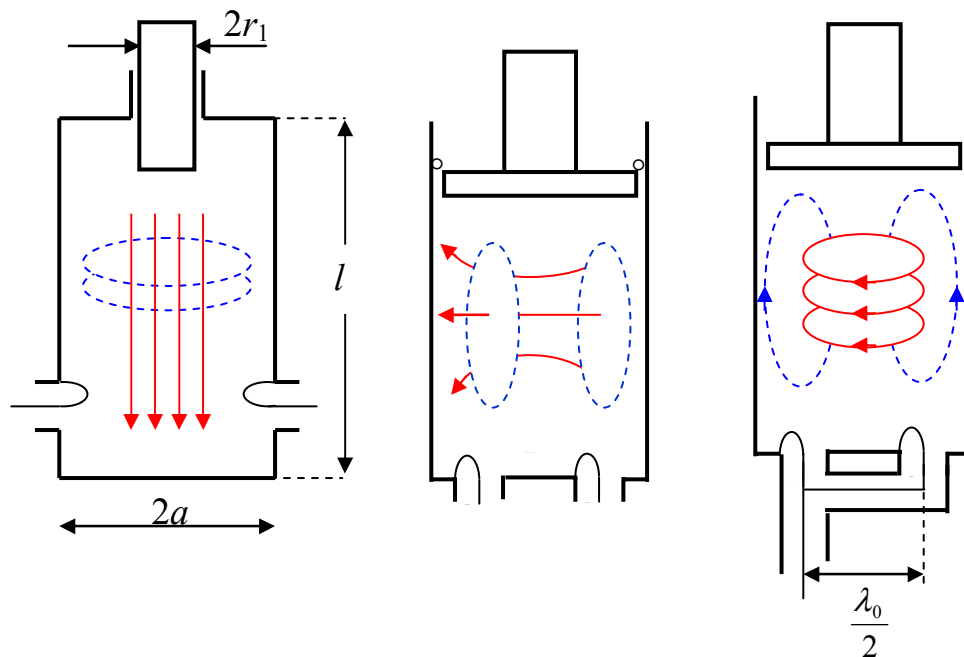


Рис. 6.20

поршня во внутреннюю полость резонатора приводит к укорачиванию резонансной длины волны, начинает возникать структура поля, характерная для коаксиального резонатора; при достижении поршнем противоположной стенки в отсутствии диэлектрического заполнения резонансная длина волны становится равной $2l$. Для этого типа резонаторов рекомендуется: $a = (2,5 - 3,6) \cdot r_1$, $l = (1 - 0,75) \cdot a$. При $\lambda_0 = 10$ см собственная добротность резонатора может достигать 10^4 .

H_{111} – резонатор ($\lambda_{кр} = 3,41 \cdot a$). Перестройка этого резонатора осуществляется подвижной торцевой стенкой, имеющей электрический контакт с цилиндрической поверхностью резонатора. Возможный диапазон перестройки равен рабочему диапазону круглого волновода и составляет $2,7 \cdot a < \lambda_0 < 3,2 \cdot a$. При $\lambda_0 = 10$ см добротность резонатора может составлять $1,5 \cdot 10^3$. Для перестройки резонатора также используют так называемый четвертьволновый поршень.

H_{011} – резонатор ($\lambda_{кр} = 1,64 \cdot a$). Перестройка резонатора этого типа осуществляется подвижной торцевой стенкой, контакт которой с

поверхностью резонатора не влияет на его добротность. Более того, отсутствие контакта обеспечивает отсутствие в резонаторе типов колебаний с неазимутальным электрическим полем. Добротность резонатора на $\lambda_0=10$ см может достигать $4 \cdot 10^4$.

Способы возбуждения колебаний в объемных резонаторах и вывода энергии из них аналогичны соответствующим методам в волноводах. В качестве элемента связи резонатора с входной или выходной цепью можно использовать штыревые антенны, ориентированные вдоль линий \vec{E} -поля рабочего типа колебаний, петлевую антенну, плоскость которой перпендикулярна линиям \vec{H} -поля рабочего типа колебаний, или щель (отверстие) в стенке резонатора, которая пересекает токи текущие по ней.

Для измерения резонансной кривой может быть использована проходная схема включения резонатора. При этом через элемент связи на входе резонатор возбуждается, а через элемент связи на выходе из резонатора выводится энергия. К элементу связи на выходе резонатора через кристаллический детектор подключается измерительный прибор (микроамперметр). Резонансная кривая снимается в полосе частот, соответствующих диапазону генератора СВЧ, запитывающего резонатор. Процесс измерения и обработки полученной информации может быть полностью автоматизирован.

6.4. Классические генераторы СВЧ диапазона

Общие сведения. Одна из основных особенностей работы генераторов СВЧ диапазона заключается в соизмеримости их периода колебаний с характерным временем движения электронов в приборах (около $10^{-8} - 10^{-9}$ сек). Другая особенность состоит в том, что длина волны излучения соизмерима с геометрическими размерами внешних цепей, с размерами электродов и вводов самого генератора, а также в том, что межэлектродные емкости и индуктивности вводов соизмеримы с

параметрами внешних цепей. Одним из путей устранения этих трудностей является миниатюризация электронных ламп (триодов, тетродов), в результате чего без изменения принципа их работы удастся создать приборы, способные генерировать колебания вплоть до сантиметрового диапазона длин волн.

Однако специфика СВЧ диапазона позволяет включить в сам СВЧ электровакуумный прибор колебательную систему и другие элементы, функции которых ранее выполняли внешние цепи. К приборам такого типа относятся *клизтроны, лампы бегущей (обратной) волны, магнетроны* и др. Применение обычных низкочастотных ламп для работы в высокочастотном диапазоне требует уменьшения внутриламповых индуктивностей и емкостей. Это достигается различными конструктивными приемами, в частности, радиальным расположением вводов и уменьшением нерабочих поверхностей электродов (сетки, анод, катод). Поэтому необходимо использовать триоды (тетроды) с открытыми колебательными контурами в качестве усилителей и генераторов вплоть до середины дециметрового диапазона.

Увеличение частоты приводит к уменьшению собственной добротности открытого колебательного контура, к росту активной проводимости, увеличению потерь. Указанные недостатки отсутствуют, при использовании в качестве колебательных контуров полых резонаторов, применение которых позволяет повысить предельную частоту примерно в десять раз. Примеры триодных резонаторных генераторов СВЧ-диапазона изображены на рис. 6.21.

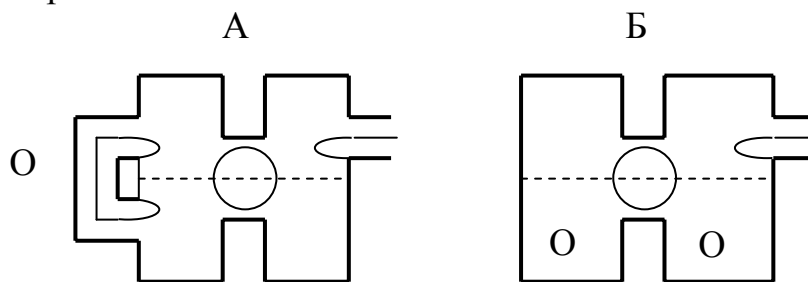


Рис. 6.21

В генераторах такого типа вывод высокочастотной энергии осуществляется петлями и штырями, находящимися на концах коаксиальных линий. На наиболее коротких волнах, для триодов (3 – 5) см, применяют волноводы.

Клистрон (двухрезонаторный). Клистрон – это электронно-лучевой прибор с динамическим управлением электронным потоком. Принцип действия его заключается в следующем. Электронный поток, формируемый катодом и ускоряемый анодом, последовательно проходит два резонатора, между которыми расположена труба дрейфа. В первом резонаторе (рис. 6.22а,б), с помощью двух расположенных последовательно сеток, осуществляется модуляция потока электронов по скорости, что приводит к модуляции по плотности в пространстве дрейфа – образуются электронные сгустки, поступающие во второй резонатор с частотой, равной частоте скоростной модуляции. Эти сгустки наводят ток, протекающий по внутренней поверхности второго резонатора, в результате чего между сетками второго резонатора возникает электрическое поле тормозящее электроны. Кинетическая энергия электронов, сообщаемая им разностью потенциалов: катод – ускоряющий электрод, преобразуется в энергию СВЧ-колебаний.

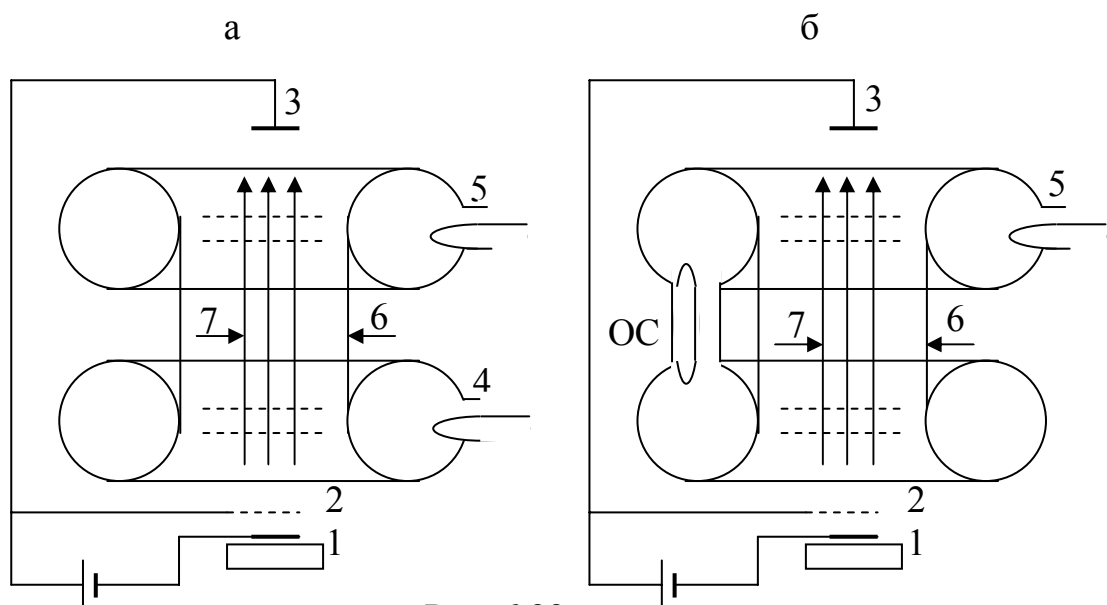


Рис. 6.22

Введение положительной обратной связи между резонаторами (рис. 6.22б) преобразует усилительный элемент в автогенератор. В настоящее время широко используются многорезонаторные клистроны и отражательные клистроны. В отличие от пролетных клистронов (рис.6.22), в отражательном клистроне используется только один полый резонатор, через который дважды проходит один и тот же электронный поток. Возвращение электронов в резонатор обеспечивается отражателем – специальным электродом, находящимся под отрицательным потенциалом относительно катода.

Лампы бегущей волны (ЛБВ). ЛБВ относится к широкополосным СВЧ-приборам. Диапазон их частот составляет до 50 % от средней рабочей частоты, а мощность ограничена лишь проблемой отвода тепла. Основное отличие ЛБВ от триодов, клистронов и магнетронов заключается в том, что в основе этих усилительных и генераторных ламп лежит длительное взаимодействие электронов с бегущей электромагнитной волной, распространяющейся в нерезонансной колебательной системе. Длительность взаимодействия предполагает соблюдение условия фазового синхронизма, т.е. приблизительного равенства скоростей электронов и фазовой скорости волны. Для этого в ЛБВ используют замедляющие системы, например, в виде спирали. Известно, что поле периодических замедляющих систем содержит бесчисленное множество одновременно существующих прямых и обратных пространственных гармоник, имеющих различные фазовые скорости и бегущих, как в направлении групповой скорости волны, так и в противоположном направлении.

Поэтому различают: а) лампы бегущей волны (ЛБВ) – взаимодействие электронов с основной замедленной волной; б) лампы обратной волны (ЛОВ) – взаимодействие с обратными волнами. ЛБВ и ЛОВ подразделяются на две основные группы, отличающиеся

направлением и назначением постоянного магнитного поля. К первой группе (приборы типа "О") относятся лампы с продольным магнитным полем, обеспечивающим фокусировку электронного пучка. Вторая группа (приборы типа "М") отличается тем, что постоянное магнитное поле является поперечным. Лампы этого типа являются нерезонансными магнетронными усилителями.

Лампа бегущей волны. ЛБВ О-типа представляет собой длинную стеклянную колбу, в которой расположены: электронный прожектор, замедляющая система (спираль) и коллектор электронов (рис.6.23). Электронный прожектор предназначен для формирования узкого пучка электронов. Управляющий электрод расположен вблизи подогреваемого оксидного катода и находится под небольшим отрицательным (относительно катода) потенциалом. Он служит для изменения интенсивности электронного потока. На анод и коллектор подается положительное (относительно катода) напряжение. Окончательная фокусировка пучка производится магнитным полем длинного соленоида, надетого на горловину лампы.

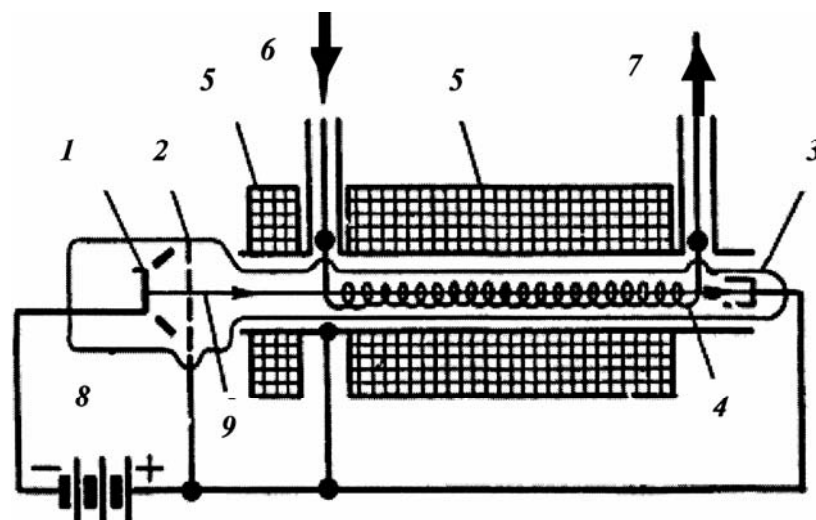


Рис. 6.23.

1 – катод; 2 – ускоряющий электрод; 3 – коллектор; 4 – спираль; 5 – соленоид; 6 – вход; 7 – выход; 8 – стеклянный баллон, 9 - электронный пучок.

Внутри колбы электронный пучок распространяется вдоль оси спирали, которая служит *замедляющей системой* для электромагнитной волны, распространяющейся в том же направлении. Спираль предназначена для создания *условия синхронизма*. В начале и в конце спирали ее шаг постепенно увеличивается, и спираль плавно переходит в два небольших цилиндра того же диаметра, которые вместе со штырями образуют емкостную связь спирали с входной и выходной линиями. СВЧ-колебания, подлежащие усилению, поступают на вход лампы и далее распространяются вдоль нее со скоростью в $\pi d/L$ раз меньшей скорости света (здесь d – диаметр, L – шаг спирали). Параметры спирали выбирают так, чтобы обеспечить замедление волны в 10-15 раз. Дисперсия (зависимость скорости распространения волны от частоты колебаний) должна быть небольшой, чтобы обеспечить широкополосность усиления при неизменном ускоряющем напряжении. Рассмотрим более подробно принцип работы ЛБВ. Если средняя скорость электронов равна фазовой скорости волны $V = V_{\text{ф}}$, то электрон *неподвижен* относительно нее. Волна укладывается вдоль отрезка спирали, содержащего значительное число витков, и содержит продольный компонент переменного поля E_z . В той части спирали, где E_z совпадает с направлением скорости электронов, поле для электронов является тормозящим, а там, где E_z направлена против V – ускоряющим.

Анализ показывает, что, если скорость электронов *немного превышает* скорость распространения э/м волны вдоль спирали, то электроны группируются в *сгустки*, и это группирование происходит в *тормозящем* поле волны, что приводит к усилению СВЧ-электрического поля. При этом электроны отдают волне кинетическую энергию, полученную от источника постоянного напряжения. Если же начальная скорость электронов *немного меньше* фазовой скорости волны, то группирование происходит в ускоряющем поле волны, что приводит к

уменьшению энергии СВЧ-поля. Условие $V \geq V_\phi$ называют условием *примерного синхронизма*. Его выполнение в ЛБВ обеспечивается подбором ускоряющего напряжения. В качестве замедляющих систем в маломощных ЛБВ используют спирали, а в более мощных другие периодические структуры: диафрагмированный волновод, коаксиальный кабель с гофрированным центральным электродом, гребенку, систему встречных штырей и т.д.

Общим свойством всех таких замедляющих систем является то, что зависимость осевой составляющей СВЧ-электрического поля от координаты – периодическая, но не синусоидальная. Разложение ее в ряд Фурье по координате дает бесконечную сумму бегущих волн с одинаковой частотой, но отличающихся постоянными распространения $\beta = \frac{\omega}{V_\phi}$ и амплитудами. Они называются *пространственными гармониками* и отличаются фазовыми скоростями. Максимальную скорость имеет нулевая гармоника, но и она в периодическом волноводе является замедленной. Обычно длина ЛБВ составляет 10-30 длин волн рабочей пространственной гармоники.

Основными параметрами ЛБВ являются коэффициент усиления по амплитуде волны и выходная мощность, а основными характеристиками – амплитудно-частотная (АЧХ) и амплитудная (АХ) характеристики. АЧХ – зависимость коэффициента усиления от частоты сигнала при постоянном ускоряющем напряжении – приведена на рис. 6.24. АХ – зависимость выходной мощности и коэффициента усиления от уровня входной мощности – приведена на рис. 6.25.

Коэффициент усиления ЛБВ возрастает с увеличением тока пучка и общей длины замедляющей системы (до определенного предела), однако при больших K появляется опасность самовозбуждения лампы, особенно если она недостаточно хорошо согласована с нагрузкой и в ней появляется

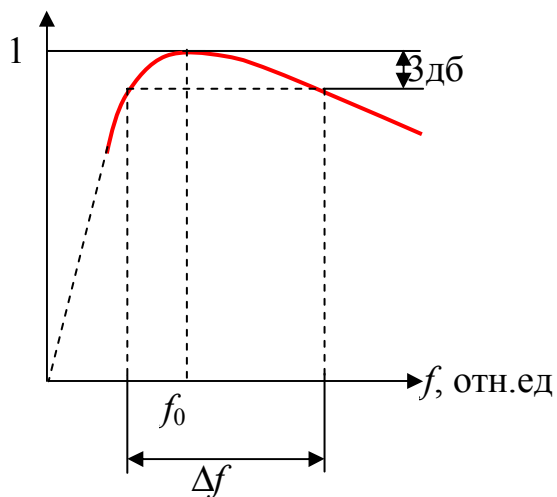


Рис. 6.24

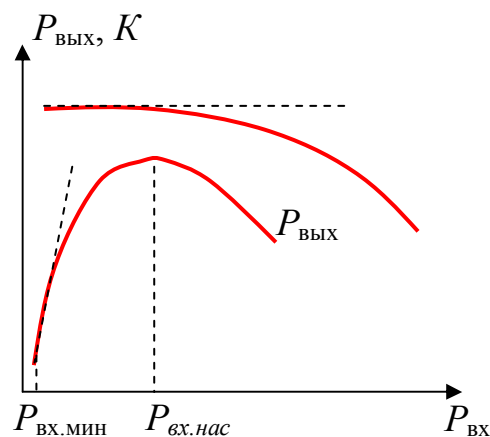


Рис. 6.25

отраженная волна. Обычно коэффициент усиления составляет 15 – 35 дБ. Зависимость K от мощности сигнала на входе $P_{вх}$ (рис. 6.25) определяется тем, что вначале с увеличением $P_{вх}$ возрастает число электронов в формируемой группе, а при дальнейшем увеличении $P_{вх}$ происходит ограничение роста K и $P_{вых}$ в результате изменения скорости электронов в процессе взаимодействия с СВЧ полем.

При движении в тормозящей фазе поля электромагнитной волны скорость электрона постепенно уменьшается, сгусток частиц отстает от волны, смещается в область нулевого поля и далее – в область ускоряющей полуволны. Это приводит к уменьшению $P_{вых}$. Выходная мощность ЛБВ составляет $(10^{-3}-1)$ Вт - маломощные, $(1-100)$ Вт - средней мощности и более 100 Вт - мощные. В «сверхмощных» ЛБВ $P_{вых} \geq 100$ кВт. Важная особенность ЛБВ – низкий уровень шумов, величина которого определяется попаданием электронов на спираль и тепловыми шумами, вызванными разогревом спирали. Для их снижения необходимо уменьшать ток пучка и улучшать его фокусировку, а также применять охлаждение ЛБВ до низких температур. По режиму работы различают ЛБВ непрерывного и импульсного действия. И те и другие находят широкое применение в качестве усилителей в системах многоканальной радиорелейной связи, космической связи и др.

Лампа обратной волны (ЛОВ). По принципу действия ЛОВ сходна с ЛБВ, но электроны в ней движутся в направлении *противоположном* направлению распространения бегущей э/м волны, взаимодействуя с ее *обратными гармониками*, которые всегда присутствуют в периодической замедляющей системе. При этом направление движения электронов совпадает с фазовой скоростью обратной гармоники (условие фазового синхронизма), хотя *групповая скорость* волн направлена навстречу электронному потоку. Это создает петлю положительной обратной связи, необходимой для генерации колебаний. Различают ЛОВ типа «О», в которых используется электростатическая фокусировка электронов или магнитная фокусировка с вектором индукции магнитного поля, направленным вдоль движения электронов, и ЛОВ типа «М» (*карцилотроны*), в которых электроны, как и в магнетронах (см. далее), движутся в скрещенных статических электрическом и магнитном полях. ЛОВ типа «О» (рис. 6.26) позволяют генерировать колебания с частотой до 1500 ГГц, что соответствует длине волны 0,2 мм.

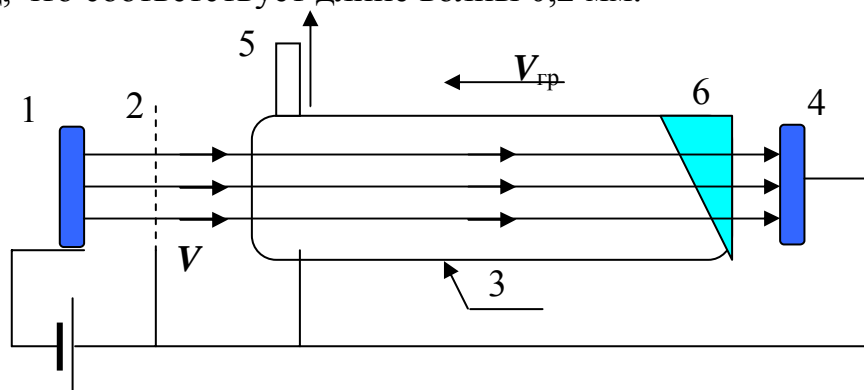


Рис .6.26

1 – катод, 2 – ускоряющий электрод, 3 – периодическая замедляющая структура, 4 – коллектор, 5 – вывод энергии, 6 – согласованная нагрузка.

Магнетронные генераторы. В отличие от рассмотренных ранее СВЧ-приборов (триод, клистрон, ЛБВ) магнетроны не могут работать как усилители. *Магнетроны* – это генераторы СВЧ диапазона, в которых

электроны движутся в скрещенных стационарных электрическом и магнитном полях. В магнетронах существует три основных типа колебаний: колебания циклотронного типа; колебания типа отрицательного сопротивления; колебания типа бегущей волны. Последний тип колебаний реализуется в многорезонаторных магнетронах, представляющих собой высокоэффективные СВЧ генераторы. Устройство типичного многорезонаторного магнетрона изображено на рис. 6.27.

Анодом магнетрона является цилиндрический медный блок, разделенный на сегменты продольными щелями. Катод имеет цилиндрическую форму и расположен внутри анода вдоль его оси. Постоянное магнитное поле \vec{B} направлено вдоль оси прибора. Анодное напряжение приложено между катодом и анодом и создает электрическое поле, перпендикулярное \vec{B} .

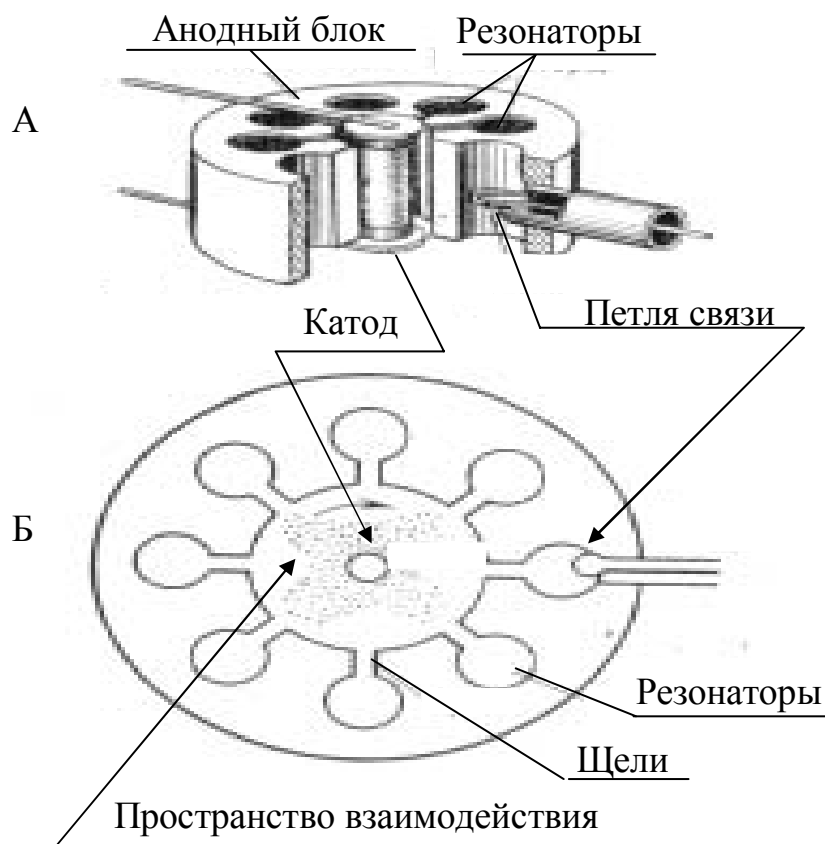


Рис. 6.27

Вывод СВЧ-энергии осуществляется обычно от одного из резонаторов. Геометрия резонаторов магнетрона может быть различной. На рис. 6.28 приведены наиболее распространенные их типы.

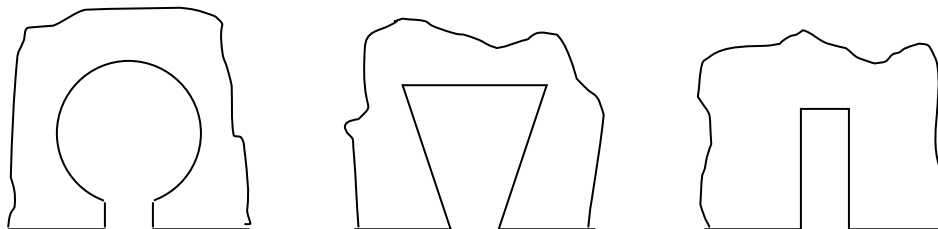


Рис. 6.28

В пространстве взаимодействия происходят все процессы, связанные с генерацией СВЧ излучения: управление электронным потоком; образование сгустков и отдача энергии высокочастотному полю. В отличие от клистронов в магнетронах эти процессы осуществляются в одной области. При отсутствии генерации СВЧ-поля электрон в скрещенных электрическом и магнитном полях описывает циклоидальную траекторию радиуса $R = \frac{E}{B} \frac{1}{\omega_c}$ со скоростью ведущего центра $V_u = \frac{E}{B}$, где

$\omega_c = \frac{eB}{mc}$ — циклотронная частота электрона (рис. 6.29).

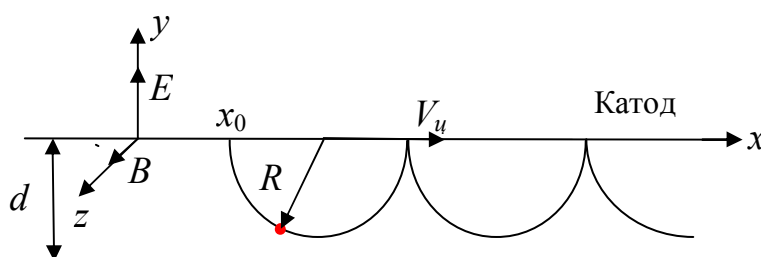


Рис. 6.29

При $B=0$ или $E \rightarrow \infty$ величина $R \rightarrow \infty$ и электронные траектории нормальны к поверхностям анода и катода. Уменьшение величины E/B приводит к искривлению траекторий и при $d = 2R$ электроны лишь

касаются анода в вершинах циклоиды. При $d > 2R$ электроны не доходят до анода и совершают многократные колебания по циклоиде. Очевидно, что при этом ток в цепи анода минимален. Приняв условие $d = 2R$ за *критическое*, можно получить $\left(\frac{U_A}{B^2}\right)_{кр} = \frac{ed^2}{2m}$. Видно, что этот параметр определяется геометрией прибора и для данного прибора является постоянной величиной. Критическое значение $\left(\frac{U_A}{B^2}\right)_{кр}$ является важным параметром, характеризующим работу магнетрона не только в статическом режиме, но и при наличии СВЧ колебаний. Рабочему режиму генераторов соответствует область $B > B_{кр}$, $U_A < U_{A,кр}$. Схематически парабола *критического режима* и зависимость постоянного анодного тока магнетрона (I_A) от индукции магнитного поля (B), в статическом режиме при $U_A = \text{const}$ изображены на рис. 6.30. Также представлена зависимость I_A от U_A для случая $B = \text{const}$.

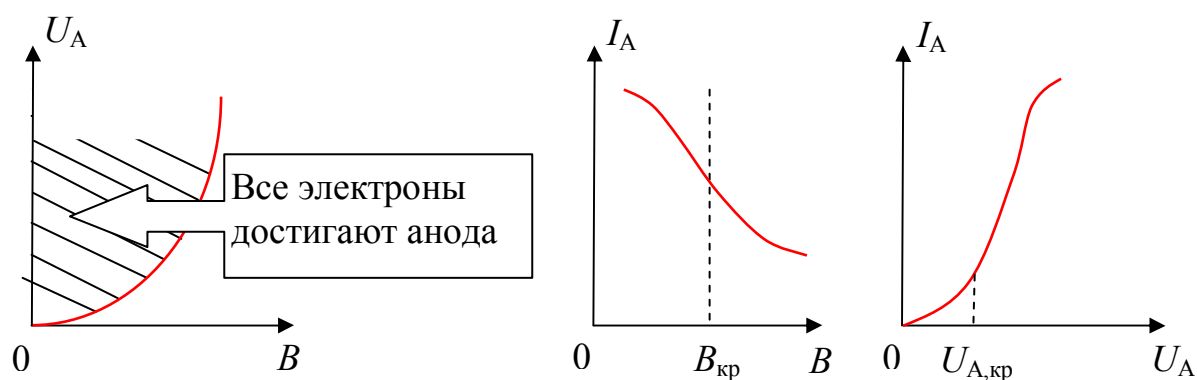


Рис.6.30

Рассмотрим некоторые свойства многорезонаторной колебательной системы. Частота генерируемых колебаний определяется резонансной частотой колебательной системы, а связь резонаторов с областью взаимодействия электронов с \vec{E} и \vec{B} полями определяет эффективность

работы прибора. Обе задачи могут быть рассмотрены независимо от свойств электронного потока. Анализ показывает, что в цепочке идентичных резонаторов, расположенных во внутренней части анодного блока магнетрона (рис. 6.27), в общем случае возможно возникновение N видов колебаний (N – число резонаторов). Однако в случае четного числа резонаторов (только такие системы по ряду причин находят применение в практике) имеется $\left(\frac{N}{2} + 1\right)$ различных резонансных частот. Один из методов выделения данного вида колебания в многорезонаторной системе магнетрона, заключается в использовании связок. Связки соединяют точки, находящиеся под одинаковым высокочастотным потенциалом, вызванным используемым видом колебаний, вследствие чего этот вид колебаний не возмущается ими. Все остальные виды колебаний сильно подавляются. На рис. 6.31 показан резонансный блок с одиночными кольцеобразными связками.

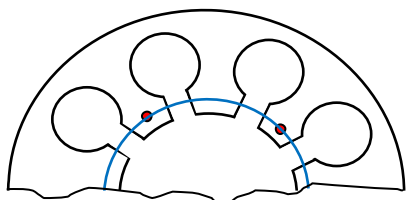


Рис. 6.31

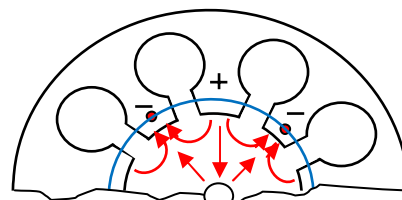


Рис. 6.32

Связь между резонаторами магнетрона и пространством взаимодействия формирует замедляющую структуру, поле в которой является пульсирующим и имеет характер стоячей волны. На рис. 6.32 изображена структура поля в магнетроне. Стоячая волна может быть представлена в виде суммы двух бегущих волн, фазовая скорость одной из которых совпадает с направлением дрейфа электронов и, за счет замедляющей структуры, может быть значительно меньше скорости света

в свободном пространстве. Механизм генерации высокочастотного поля в магнетроне состоит в следующем. При выполнении условия синхронизма, т.е. в случае равенства фазовой скорости волны и скорости дрейфа электронов, происходит эффективный энергообмен между ними. В зависимости от области нахождения электронов, суммарно действующее электрическое поле (стационарное и высокочастотное) оказывает на них различное действие. По характеру взаимодействия электроны делят на четыре группы: 1) электроны, замедляемые суммарным полем и отстающие от бегущей волны; 2) электроны, поглощающие часть высокочастотной энергии и возвращающиеся на катод; 3) электроны, ускоряемые суммарным полем и обгоняющие бегущую волну; 4) электроны,двигающиеся со скоростью, близкой к скорости волны.

Электроны типа 4-й группы, а также группирующиеся с ними электроны 1-й и 2-й групп, оставаясь в синхронизме с волной, постепенно движутся к аноду и при каждом циклоидальном колебании теряют часть энергии, которая переходит в энергию СВЧ-поля. Таким образом, действие высокочастотного электрического поля приводит к сортировке электронов, причем электроны 1-й, 3-й и 4-й групп отдают СВЧ полю больше энергии, чем поглощают электроны 2-й группы. Вследствие этого малые высокочастотные колебания, спонтанно возникающие в резонаторной системе магнетрона, нарастают и происходит самовозбуждение прибора. В результате сортировки в пространстве взаимодействия образуются сгустки, осуществляется модуляция электронного потока по плотности. Основную роль в фазовой фокусировке (группировке) электронов играет радиальная составляющая высокочастотного электрического поля. Роль тангенциальной составляющей сводится, в основном, к отбору энергии у электронов. Следствием этого является то, что все электроны, вращающиеся вокруг катода, разбиваются на дискретные сгустки-спицы.

Следует отметить, что частота генерируемых колебаний обычно на доли процента ниже резонансной частоты "холодного" магнетрона. Это изменение частоты связано с нагреванием анодного блока (с изменением геометрии резонаторов) и с емкостным действием вращающегося пространственного заряда. Существует также зависимость частоты генерируемых колебаний от анодного тока (электронное смещение частоты). Величина электронного смещения обычно лежит в пределах от сотен килогерц до единиц мегагерц на один ампер. При малых токах (вблизи порогового режима) электронное смещение бывает более значительным.

СВЧ-мощность может быть измерена калориметрическим измерителем мощности, термистором, болометром.

Калориметрический измеритель мощности. Водяная согласованная нагрузка, оконечное устройство высокочастотного тракта, служащее для полного поглощения без отражения и без излучения в окружающее пространство всей передаваемой по тракту мощности, позволяет по изменению температуры протекающей воды (жидкости) ($T_2 - T_1$) и ее расходу определить среднюю, по времени, мощность, поступающую в измерительный тракт: $P_{cp} = \frac{1}{0,24}CW(T_2 - T_1)[Вт]$, где C – удельная теплоемкость воды (кал/г·град); W – расход воды (г/с). Калориметрический измеритель мощности схематически изображен на рис. 6.33.

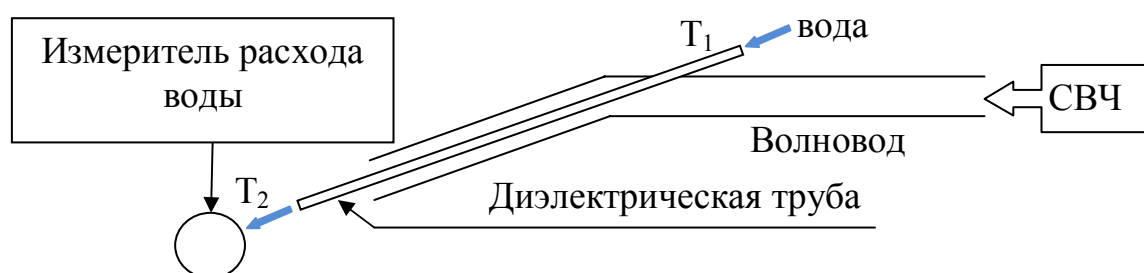


Рис. 6.33

Для измерения температуры используются чувствительные термометры или термопары. С целью уменьшения погрешностей, связанных с непостоянством температуры T_1 и окружающей среды, осуществляют предварительный подогрев воды. Расход воды можно определить путем прямого измерения объема, вытекающего из нагрузки в единицу времени, а также с помощью трубки Пито. Калориметрический измеритель позволяет определять величину СВЧ мощности и в случае импульсной генерации полей с учетом скважности. Тогда мощность в импульсе при их периодической посылке связана со средней мощностью соотношением: $P_{имп} = k_c P_{ch}$, где k_c – коэффициент скважности. В случае прямоугольных импульсов $k_c = (\tau f)^{-1}$, где τ – длительность импульса; f – частота повторения.

Термистор – полупроводниковый прибор, сопротивление которого зависит от его температуры, т.е. от величины подводимой мощности. В качестве полупроводника используют смесь окислов металлов, таких как магний, медь, кобальт, цинк, ванадий. Типичная статическая вольт-амперная характеристика термистора представлена на рис. 6.34 (точка *A* отвечает рабочей точке при измерении СВЧ-мощности).

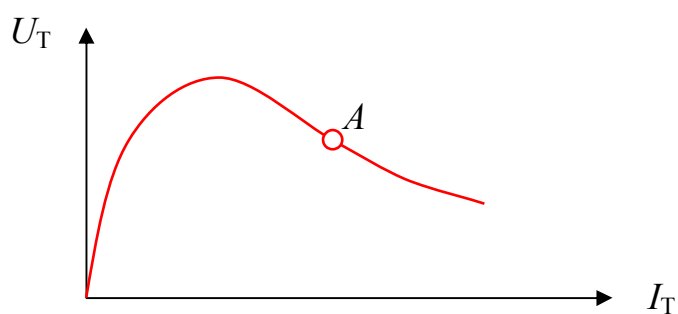


Рис. 6.34

Для измерений обычно используется мостовая схема, в одно плечо которой включен термистор.

Болометр – прибор, в котором в качестве поглотителя СВЧ-мощности используется тонкая металлическая нить. Она предварительно нагревается постоянным током. В отличие от термисторов, у которых температурный коэффициент отрицателен, у болометров он положителен. Как и ранее, для проведения измерений используется мостовая схема его включения.

ГЛАВА VII. СИЛЬНОТОЧНАЯ РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

7.1. Основные понятия сильноточной релятивистской электроники

Релятивистская электроника изучает поведение электронных потоков, движущихся со скоростями u , близкими к скорости света c , так что релятивистский фактор $\gamma = \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ существенно отличается от единицы. Понятие *сильноточная электроника* означает, что ток электронов настолько велик, что существенную роль играет собственный заряд электронного потока. При транспортировке электронного пучка фиксированной геометрии, в вакууме, увеличение тока пучка увеличивает его собственный заряд и потенциал, и, следовательно, уменьшает кинетическую энергию частиц. Поскольку полная энергия электронов ограничена, то всегда существует предел, до которого можно увеличивать транспортируемый ток. В релятивистской электронике с точностью до геометрического фактора $\sim 0.1-1$ и для больших значений γ этот предел имеет порядок $I_{\text{lim}} \sim \frac{mc^3}{e} \gamma$. При $\frac{mc^3}{e} \approx 17 \text{кА}$, $\gamma=2-3$ предельный ток $I_{\text{lim}} \sim 10^4 \text{А}$. Таким образом, если электронный пучок является релятивистским и сильноточным, то его мощность $P = U \cdot I \sim \frac{mc^2}{e} \cdot \frac{mc^3}{e} = \frac{m^2 c^5}{e^2} \sim 10^{10} \text{Вт}$, т.е. находится на гигаваттном уровне, для сравнения, вся Москва зимой потребляет примерно $1.7 \cdot 10^{10} \text{Вт}$. В реально существующих экспериментальных установках величины энергий электронов иногда превышают приведенные выше оценки в несколько раз, а ток — на два порядка. Установка такой мощности может функционировать только в импульсном режиме, долго накапливая и быстро отдавая энергию. Длительность импульса может достигать нескольких микросекунд, но для

большинства существующих ускорителей не превышает $t \sim 100$ нс. Энергия, содержащаяся в одном импульсе, равна $Q = P \cdot t \sim 10^{10} \text{Вт} \cdot 10^{-7} \text{с} = 1 \text{кДж}$. Если импульсы следуют с частотой 100Гц, то средняя мощность равна $1 \text{кДж} \cdot 100 \text{Гц} = 100 \text{кВт}$, что сравнимо с мощностью, необходимой для одного небольшого жилого дома в Москве. Таким образом, *сильноточная релятивистская электроника* изучает физические явления, связанные с формированием, распространением и применением импульсных электронных потоков наносекундной длительности и гигаваттной мощности - сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП). Некоторые СВЧ-генераторы и усилители, использующие РЭП, основаны на тех же принципах, что и аналогичные приборы нерелятивистской СВЧ-электроники. К ним относятся релятивистские лампы бегущей волны (ЛБВ) и обратной волны (ЛОВ), клистрон, магнетрон и некоторые другие. В то же время некоторые СВЧ-приборы, такие как гиротрон или лазер на свободных электронах, используют принципиально релятивистские эффекты и в традиционной электронике не существуют.

Генерация СВЧ-излучения с помощью РЭП — это предмет *сильноточной релятивистской СВЧ-электроники*. Большая часть СВЧ-генераторов и усилителей основана на излучении электронов при движении в волноводах с определенными свойствами, которые влияют на свойства излучения: его частоту и ширину спектра. Если геометрия волноводов неизменна, то возможности изменения частоты излучения СВЧ-генераторов очень ограничены. Этот недостаток можно устранить, если вместо металлических волноводов использовать значительно более изменяемую среду: плазму. Применение плазмы позволяет создавать источники СВЧ-излучения, частоту излучения которых можно менять многократно и очень быстро, в течение миллисекунд. Генерация СВЧ-излучения при взаимодействии РЭП и плазмы — это предмет *плазменной сильноточной релятивистской СВЧ-электроники*.

Сильноточные ускорители электронов. Для создания сильноточных РЭП необходимы специальные устройства, сильноточные ускорители электронов до релятивистских скоростей. В отличие от "больших" ускорителей, где электроны последовательно ускоряются во многих ускорительных секциях, сильноточные релятивистские электронные пучки формируются непосредственно в диоде, к которому прикладывается импульс высокого напряжения. Поэтому сильноточные электронные ускорители (СЭУ), которые состоят из импульсного источника высокого напряжения и диода и не содержат ускорительных секций, называются *ускорителями прямого действия*. На рис. 7.1 изображены основные узлы сильноточного электронного ускорителя.

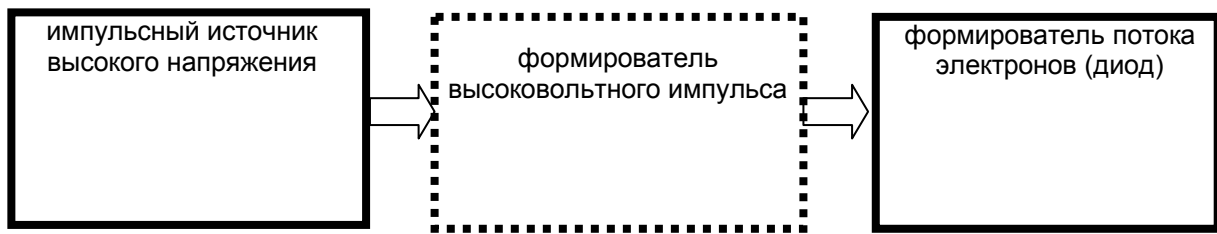


Рис. 7.1

В сильноточных ускорителях применяются различные схемы высоковольтных источников. Все они являются импульсными, в которых высокое напряжение поддерживается в течение нескольких микросекунд. Это позволяет уменьшить габариты и упростить конструкцию установки.

Генератор импульсного напряжения (ГИН), собранный по схеме Аркадьева-Маркса, является наиболее популярным для СЭУ с микросекундными длительностями импульсов (рис. 7.2). ГИН Аркадьева-Маркса представляет собой набор из n одинаковых конденсаторов с емкостью $C \sim 10^{-6}$ Ф, которые заряжаются параллельно от источника со сравнительно небольшим напряжением U , не превышающим нескольких десятков кВ. Длительность заряда определяется величинами емкости конденсаторов и сопротивлений ($R \sim 10^5 - 10^6$ Ом-зарядных резисторов) и имеет, обычно, порядок минут. После того, как все конденсаторы будут

заряжены, замыкаются ключи, и конденсаторы оказываются включенными последовательно. На последнем конденсаторе появляется потенциал nU

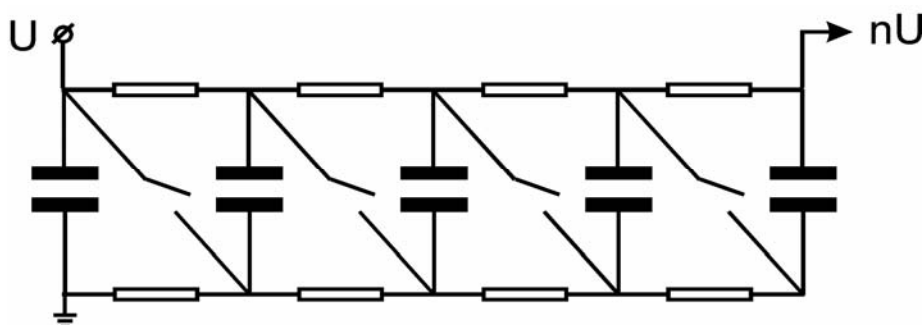


Рис. 7.2

относительно земли, и происходит быстрый разряд конденсаторов через внешнюю цепь. Иногда ГИН Аркадьева-Маркса соединяется непосредственно с диодом ускорителя, в котором генерируется электронный пучок, т.е. специального формирования импульса не делается. В этом случае импульс напряжения на катоде ускорителя имеет сравнительно короткий фронт порядка 100 нс и затяжной спад длительностью до нескольких микросекунд. В других случаях ГИН Аркадьева-Маркса используется в качестве первичного накопителя энергии, который нагружен на формирователь импульса или вторичный накопитель.

Импульсный источник высокого напряжения с индуктивным накопителем, изображенный на рис. 7.3, использует закон электромагнитной индукции Фарадея, точнее, самоиндукцию в катушке при протекании в ней изменяющегося тока. В качестве первичного накопителя энергии C может применяться один конденсатор, а может и целый ГИН Аркадьева-Маркса. При замыкании ключа ток J разряда накопителя замыкается через катушку с индуктивностью L и прерыватель тока. Длительность разряда первичного накопителя C без учета омических потерь равна четверти периода T собственных колебаний LC-контура, т.е. равна $\frac{T}{4} = \frac{\pi}{2} \sqrt{LC}$. За это время

энергия электростатического поля конденсатора с емкостью C , заряженного до напряжения U_0 , и равная $\frac{CU_0^2}{2}$, преобразуется в энергию магнитного поля катушки с индуктивностью L и током J , равную $\frac{LJ^2}{2}$.

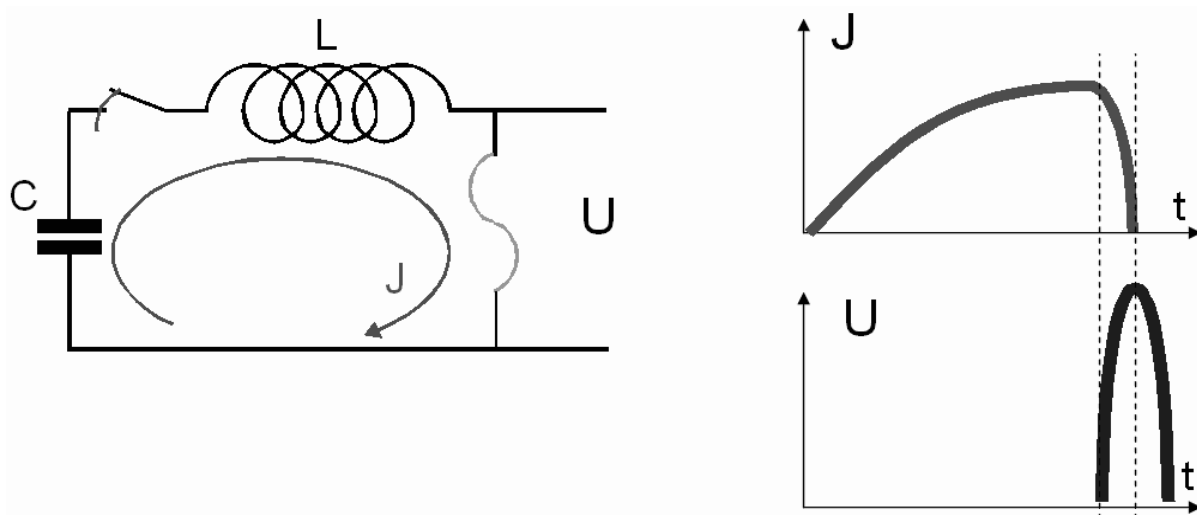


Рис. 7.3

В качестве прерывателя тока раньше использовались тонкие проволочки, которые перегорали под действием тока. Позже были придуманы плазменные и полупроводниковые размыкатели. Параметры размыкателя подбираются так, что ток J прерывается при достижении максимума, т.е. когда энергия, запасенная в катушке максимальна. В соответствии с законом Фарадея и правилом Ленца при уменьшении тока J в катушке возникает ЭДС самоиндукции $-L \frac{\partial J}{\partial t}$, которая тем больше, чем быстрее уменьшается ток. Возникающее напряжение на катушке передается через практически разряженный первичный накопитель C во внешнюю цепь и используется для ускорения электронов.

Резонанс-трансформатор Тесла (рис. 7.4) наиболее часто используется для получения высоковольтных импульсов для СЭУ. В основе устройства — два LC-контура, связанные через повышающий трансформатор.

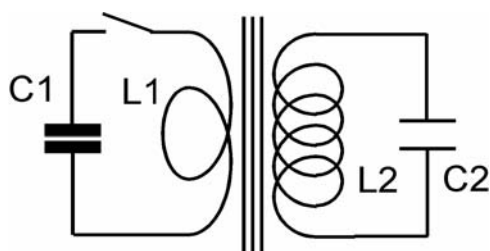


Рис. 7.4

Колебания напряжения, возникающие в первичном контуре, передаются во вторичный контур, причем напряжение увеличивается, а ток уменьшается. Тесла показал: а) полная передача энергии от конденсатора $C1$ в конденсатор $C2$ может быть, если собственные частоты первичного и вторичного контуров совпадают; б) это возможно, даже если коэффициент взаимной индукции обмоток k не равен 1, т.е. связь неидеальна, как это бывает на практике. Коэффициент $k = \frac{M}{L1 \cdot L2}$, где M — коэффициент взаимной индукции, а $L1$ и $L2$ — индуктивности обмоток. Существуют оптимальные значения $k_{opt} = \frac{2N-1}{2N^2-2N+1}$ ($N = 1, 2, 3..$), т.е. $k_{opt} = 1, 0.6, 0.385..$ такие, что при отсутствии омических потерь энергия полностью перетекает из первичного контура во вторичный через 1, 2, 3, и т.д. периода колебаний.

Формирователи импульсов напряжения ускорителей создаются на основе длинных линий, как правило, коаксиальных. Примером коаксиальной линии служит телевизионный кабель. При отсутствии утечек и омических потерь длинные линии обладают двумя параметрами, а именно, погонной (т.е. на единицу длины) емкостью C и погонной индуктивностью L . Через эти параметры выражаются скорость распространения сигнала по линии $v = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ и волновое сопротивление

(импеданс) линии $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$. Через них выражается также коэффициент отражения напряжения сигнала от нагрузки с сопротивлением R : $k_U = \frac{R - \rho}{R + \rho}$. В частности, от разомкнутого конца линии ($R \rightarrow \infty$) сигнал отражается в той же фазе: $k_U = +1$, от короткозамкнутого конца линии ($R = 0$) сигнал отражается в противофазе: $k_U = -1$; от согласованной нагрузки ($R = \rho$) сигнал вообще не отражается: $k_U = 0$. Для формирования прямоугольных импульсов напряжения используют одинарные (рис. 7.5) и двойные формирующие линии.



Рис. 7.5

Одинарная линия с длиной l и погонной емкостью C имеет суммарную емкость $l \cdot C$, и заряжается до напряжения U_0 . Зарядка осуществляется медленно, с характерным временем $t \gg T = \frac{l}{v} = l\sqrt{LC}$, чтобы общий заряд, равный $l \cdot C \cdot U_0$, успел равномерно распределиться по линии. Если сопротивление нагрузки равно волновому сопротивлению линии: $R = \rho$, то при замыкании ключа в течение времени $2T = 2l\sqrt{LC}$ на нагрузке протекает ток $I = \frac{U_0}{R + \rho} = \frac{U_0}{2R}$ и возникает импульс напряжения $I \cdot R = \frac{U_0}{2R} R = \frac{U_0}{2}$. Таким образом, длительность зарядки одинарной линии должна быть гораздо больше длительности сформированного прямоугольного импульса напряжения. При этом сопротивления нагрузки

и линии должны совпадать: $R=\rho$. Тогда формируется прямоугольный импульс с амплитудой в два раза меньшей напряжения зарядки. Схема включения двойной формирующей линии показана на рис. 7.6. Она заряжается до напряжения U_0 так же долго, как и одинарная.

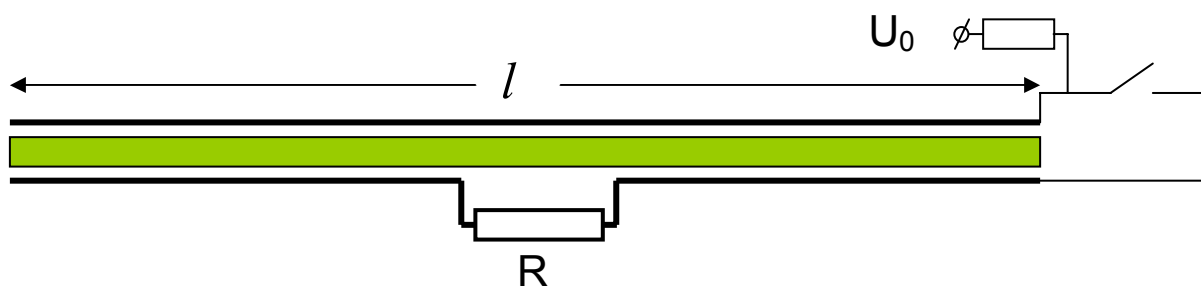


Рис. 7.6.

Сопротивление нагрузки должно быть вдвое больше волнового сопротивления линии: $R=2\rho$. В этом случае на нагрузке формируется прямоугольный импульс с амплитудой, равной напряжению зарядки линии и длительностью $T = l\sqrt{LC}$.

Формирование сильноточных релятивистских электронных пучков происходит в диоде. Характерные размеры диода — от нескольких сантиметров до нескольких десятков сантиметров, а эмитирующая площадь катода обычно не превышает $1-10\text{см}^2$. Типичная величина тока $10^3 - 10^4\text{А}$, иногда больше. Применяющиеся в традиционной электронике катоды такую плотность тока обеспечить не могут: плотность тока с острых автоэмиссионных катодов, фотокатодов и т.п. не превышает 1А/см^2 , и даже лучшие термоэмиссионные катоды генерируют не более $\sim 10\text{А/см}^2$. Поэтому в релятивистской сильноточной электронике применяются катоды, основанные на явлении *взрывной эмиссии*, которая рассматривалась в главе III.

7.2. Генерация и транспортировка сильноточных релятивистских электронных пучков

В предыдущем разделе было показано, что сильноточные РЭП формируются ускорителями при подаче высоковольтного импульса на взрывоэмиссионный катод вакуумного диода. Диоды различной геометрии генерируют плоские ленточные и цилиндрические пучки, но наибольшее распространение получил коаксиальный диод с магнитной изоляцией (КДМИ), его геометрия показана на рис. 7.7. Это аксиально-симметричная система. Вдоль оси направлено сильное магнитное поле.



Рис. 7.7.

В цилиндрической анодной трубе с радиусом R_A располагается цилиндрический катод с радиусом R_C , оси катода и анода совпадают с осью симметрии. Катод и анод соединены с ускорителем, который расположен далеко слева (за пределами рисунка). При подаче напряжения между катодом и анодом электрическое поле на поверхности катода вызывает взрывную электронную эмиссию. Продольное однородное магнитное поле настолько сильно, что электроны могут перемещаться только вдоль его силовых линий (радиус Лармора много меньше любых поперечных размеров системы).

В этом случае эмиссия с боковой поверхности катода становится невозможна: магнитное поле не позволяет электронам удалиться. После возникновения эмиссии электронов с торцевой поверхности катода

наружные слои тока экранируют своим зарядом ускоряющее электрическое поле рядом с осью, и ток в приосевой области ослабевает. Поскольку взрывная эмиссия позволяет получать очень большие плотности тока (полный ток ограничивается пространственным зарядом пучка), то ток наружных слоев увеличивается, усиливая экранировку и ослабляя поле у оси. Это происходит до тех пор, пока весь ток не окажется "вытолкнут" наружу, в результате чего образуется трубчатый пучок с тонкой стенкой. Таким образом, в КДМИ формируется трубчатый электронный пучок с радиусом R_b , равным радиусу катода R_c , и распространяющийся в анодной трубе с радиусом R_A вдоль ее оси. Если труба достаточно длинная и магнитное поле бесконечно сильное, то далеко справа область ускорения заканчивается, и движение электронов становится равномерным и прямолинейным вдоль оси на расстоянии $R_b=R_c$ от нее.

Предельный вакуумный ток транспортировки РЭП. На рис. 7.8 показана область распространения трубчатого электронного пучка с

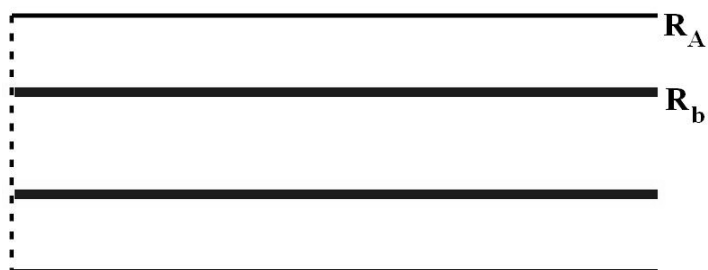


Рис.7.8.

радиусом R_b в вакууме в длинной анодной трубе с радиусом R_A . Труба расположена в сильном продольном магнитном поле, удерживающем электроны на силовых линиях. Пучок был каким-то образом инжектирован в длинную трубу через левую границу. Далеко справа от места инъекции ток электронного пучка I , скорость электронов v и погонная плотность заряда электронов σ связаны простым соотношением: $I=\sigma v$. Если принять

потенциал анодной трубы за нулевой, то потенциал Φ электронного пучка равен $\Phi = \sigma / C_c$, где C_c — емкость цилиндрического конденсатора с

радиусами R_A и R_C : $\Phi = \sigma \cdot 2 \ln \frac{R_A}{R_b}$. При прохождении ускоряющей

разности потенциалов U энергия электрона определяется релятивистским фактором $\gamma = 1 + \frac{U}{mc^2/e}$. С учетом потенциала Φ электронного пучка

релятивистский фактор принимает вид: $\gamma = \gamma_b + \frac{\Phi}{mc^2/e}$, при этом для тока

получаем выражение: $I = \frac{mc^3}{e} \cdot \frac{1}{2 \cdot \ln \frac{R_A}{R_b}} \cdot \frac{(\gamma - \gamma_b) \cdot \sqrt{\gamma_b^2 - 1}}{\gamma_b}$. Величина

mc^3/e равна ≈ 17 кА.

Предельный ток транспортировки пучка в вакууме. Согласно формуле для тока он имеет максимальное значение при $\gamma_b = \gamma^{1/3}$. Наличие максимального значения означает, что пучок с током, большим этого значения, невозможно пропустить в вакуумной трубе с заданными геометрией и ускоряющим напряжением. По расчетам $I_{lim} = \frac{mc^3}{e} \cdot \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{2 \cdot \ln \frac{R_A}{R_b}}$.

Величина I_{lim} называется *предельным током транспортировки* трубчатого РЭП в вакуумной трубе. Он имеет аналог в нерелятивистской электронике. В пределе $\gamma \rightarrow 1$ при подстановке диодного напряжения U вместо γ получим

$$I_{lim} = \frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \cdot \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{U^{3/2}}{\ln \frac{R_A}{R_b}}, \text{ а также потенциал: } \Phi = \frac{2U}{3}.$$

Предельный ток вакуумного диода. В нерелятивистской электронике известен закон Чайлда-Ленгмюра-Богуславского (закон "трех вторых"). Он

определяет ток, который можно получить в вакуумном диоде в режиме его ограничения пространственным зарядом электронов, т.е. при сколь угодно большой эмиссии катода. Такую практически бесконечную эмиссию обеспечивает взрывоэмиссионный катод. Аналогичный закон для КДМИ и релятивистских электронов был получен впервые А.И. Федосовым.

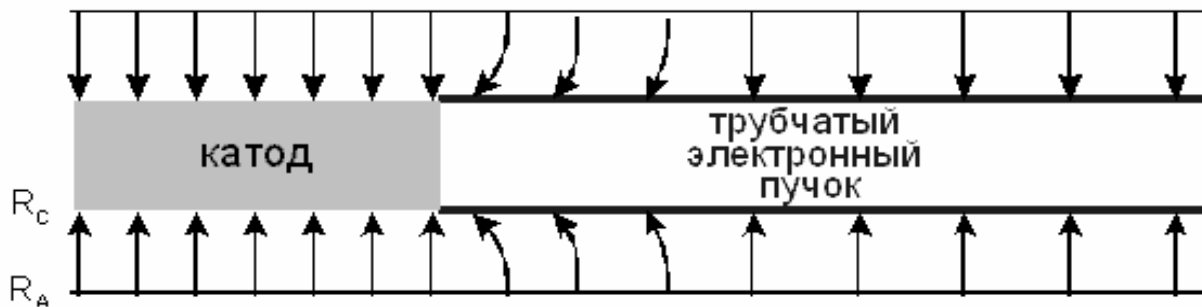


Рис. 7.9.

На рис. 7.9 схематично показана картина электрических силовых линий в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. Расчет показывает, что для КДМИ имеет место уравнение: $\frac{(\gamma-1)^2}{2} = \frac{(\gamma-\gamma_b)^2}{2} + (\gamma-\gamma_b) \frac{\gamma_b^2-1}{\gamma_b}$. Его положительное решение: $\gamma_b = \sqrt{\frac{1}{4} + 2\gamma} - \frac{1}{2}$. Это выражение определяет ток, получаемый с КДМИ. В нерелятивистском пределе в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией следует закон Чайлда-Ленгмюра-Богуславского.

Диокотронная неустойчивость. Выше было показано, что трубчатый электронный пучок формируется в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией и распространяется в вакуумной трубе вдоль магнитных силовых линий. Определенным способом (не в КДМИ) можно сформировать и электронный пучок со сплошным заполнением, т.е. с одинаковой плотностью тока на всех радиусах от оси до внешней границы. Ранее предполагалось, что движение электронов таково, что пучок сохраняет свою форму на протяжении всего движения. Оказалось, что это не совсем так. На рис. 7.10 изображены поперечные сечения двух

электронных пучков: сплошного (слева) и трубчатого (справа). Ось системы и магнитные силовые линии направлены перпендикулярно плоскости рисунка. Оба пучка представляют собой заряженные цилиндры. Из электростатики известно, что внутри аксиально-симметричного полого заряженного цилиндра напряженность электростатического поля равна нулю. Известно также, что напряженность поля растет линейно с увеличением радиуса от внутренней границы равномерно заряженного цилиндра к внешней. Оба эти вывода следуют из теоремы Остроградского-Гаусса и симметрии заряженного тела. Графики зависимости напряженности полей от радиуса для случаев сплошного и трубчатого пучков показаны на рис. 7.10.

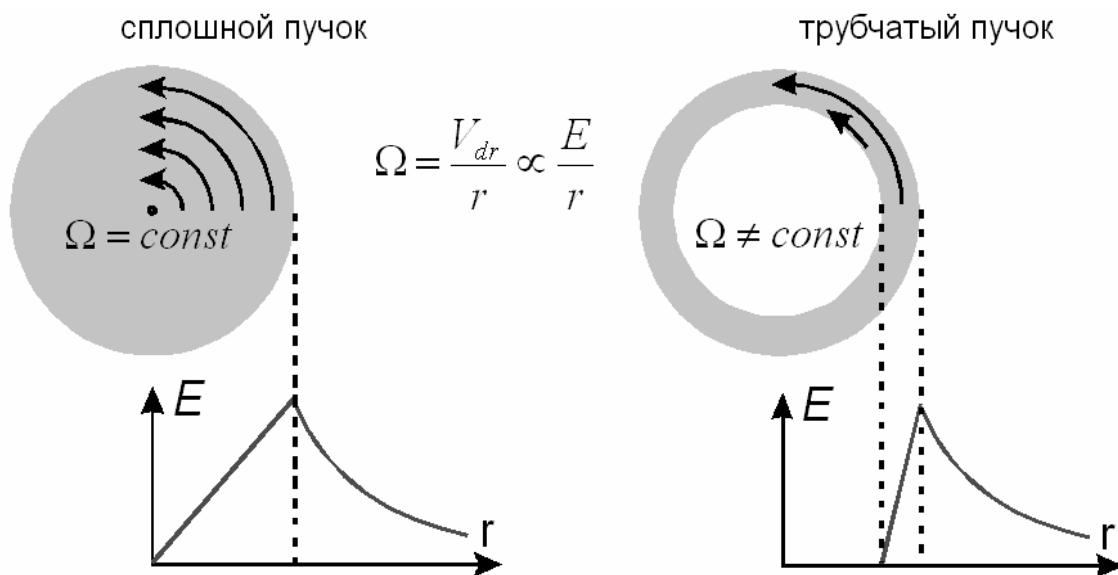


Рис .7.10

Каждый электрон РЭП находится в скрещенных полях: продольном магнитном поле \mathbf{B} и радиальном электростатическом \mathbf{E} . В этих условиях электрон движется (дрейфует) в азимутальном направлении, перпендикулярном полям, со скоростью: $|\mathbf{V}| = \left| \frac{c}{B^2} [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] \right| = \frac{c}{B^2} (E_r \cdot B_z) = V_\varphi$.

Угловая скорость Ω движения электрона вокруг оси на расстоянии r от нее равна: $\Omega = \frac{V_\phi}{r} = \frac{c}{B} \frac{E}{r}$. Электрическое поле в сплошном пучке электронов растет пропорционально радиусу, поэтому угловые скорости азимутального дрейфа всех электронов равны, и пучок поворачивается вокруг оси как единое целое. В трубчатом пучке скорость азимутального дрейфа электронов, находящихся на разных расстояниях от оси, разная. Так что происходит проскальзывание слоев относительно друг друга. Кроме того, если существует малейшая неоднородность распределения тока по азимуту (например, из-за неоднородности эмиссии взрывоэмиссионного катода), то возникают электрические поля, направленные по азимуту: E_ϕ . Электроны в скрещенных полях, продольном магнитном B_z и азимутальном электрическом E_ϕ дрейфуют в *радиальном* направлении: $|\mathbf{V}| = \left| \frac{c}{B^2} [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] \right| = \frac{c}{B^2} (E_\phi \cdot B_z) = V_r$. Это приводит к усилению полей и скоростей дрейфа, и в результате равномерно распределенное по азимуту кольцо электронов превращается в отдельные струи, происходит филаментация пучка.



Рис. 7.11

На рис. 7.11 показано поперечное сечение трубчатого РЭП на некотором расстоянии от места инъекции в анодную трубу. Пучок представляет собой отдельные струи с различной плотностью тока. Таким образом,

любая неоднородность распределения плотности тока в трубчатом электронном пучке приводит к появлению электрических полей, дрейфу электронов, усилению неоднородности и т.д. Явление такой деформации трубчатого электронного пучка называется *диокотронной неустойчивостью*.

Характерная длина L , на которой развивается неустойчивость, уменьшается с ростом тока пучка I и увеличивается с усилением продольного магнитного поля B . Кроме того, эта длина сильно растет с ростом кинетической энергии электронов: $L \propto \frac{B}{I}(\gamma_b^2 - 1)$. Электронный пучок подвержен деформации, в основном, на этапе ускорения, когда его скорость и кинетическая энергия сравнительно невелики.

Диагностика параметров СРЭП. Для проведения физических экспериментов с РЭП необходимо знание их основных параметров: энергии электронов, тока пучка, профиля плотности тока и др. Методы измерения этих параметров отличаются от тех, что применяются в нерелятивистской электронике, потому что ускоряющие напряжения здесь существенно больше, а длительности процессов существенно меньше.

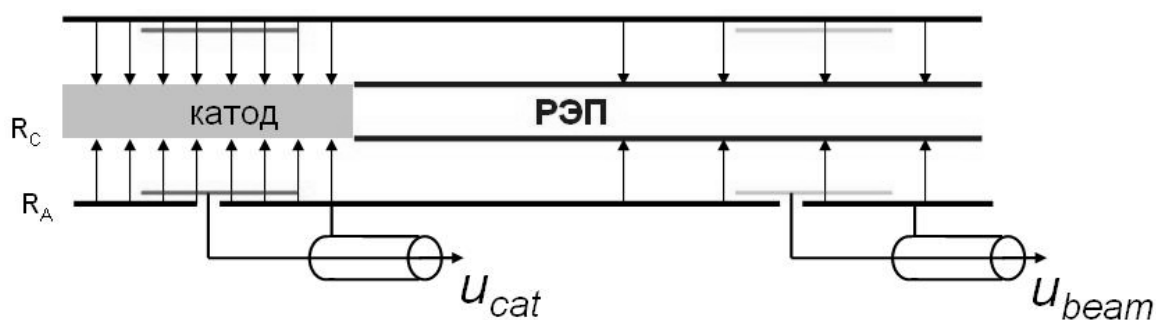


Рис. 7.12

Для измерения высокого ускоряющего напряжения порядка 10^6 В применяются емкостные делители напряжения (рис. 7.12). В области катода на небольшом расстоянии от поверхности анодной трубы на ее внутренней поверхности размещается металлический цилиндр с длиной l ,

отделенный от анода изолятором толщиной $d \ll R_A$ с диэлектрической постоянной ϵ . Этот цилиндр образует с анодной трубкой квазиплоский конденсатор с емкостью $C_d = \frac{\epsilon \epsilon_0 \cdot 2\pi R_A l}{d}$, а с цилиндрическим катодом — конденсатор с емкостью $C = 4\pi \epsilon_0 \frac{l}{2 \ln R_A / R_C}$, которые соединены последовательно, как показано на эквивалентной схеме (рис. 7.13). С помощью осциллографа с входным сопротивлением R , который соединяется с конденсатором C_d коаксиальным кабелем с волновым сопротивлением $\rho = R$, измеряется напряжение u_{cat} на этом конденсаторе. Отношение емкостей конденсаторов равно $k = \frac{C_d}{C} = \epsilon \frac{R_A}{d} \ln R_A / R_C$.

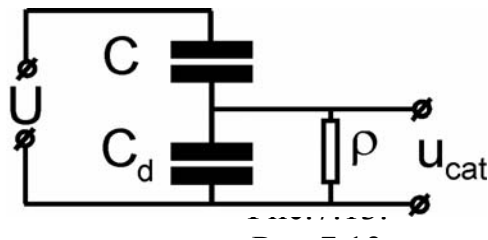


Рис. 7.13

Напряжение на катоде U делится обратно пропорционально емкостям:

$$U \frac{C C_d}{C + C_d} = u_{cat} C_d, \quad \text{и если } C_d \gg C, \quad \text{то } U = k u_{cat} = u_{cat} \cdot \epsilon \frac{R_A}{d} \ln R_A / R_C.$$

Коэффициент k называется коэффициентом деления напряжения и обычно имеет порядок 10^3 - 10^4 . Если характерное время интегрирующей цепи $C_d \cdot \rho \gg \tau$ — длительности импульса, то форма импульса напряжения $u_{cat} \approx U/k$ регистрируется осциллографом без искажений. Измерения тока электронного пучка в релятивистской электронике обычно осуществляются с помощью шунтов обратного тока или поясов Роговского, как показано на рис. 7.14. Шунт обратного тока представляет собой набор резисторов с общим сопротивлением $R_{sh} \sim 10^2$ Ом,

установленных в разрыв стенки анодной трубы. Ток электронов пучка оседает где-то на коллекторе и возвращается к ускорителю по анодной трубе, так что ток пучка и ток, текущий в обратном направлении по стенкам трубы, оказываются равными. С помощью осциллографа регистрируется напряжение u_{sh} на резисторах во время прохождения тока РЭП. Значение тока РЭП равно $I = \frac{u_{sh}}{R_{sh}}$.

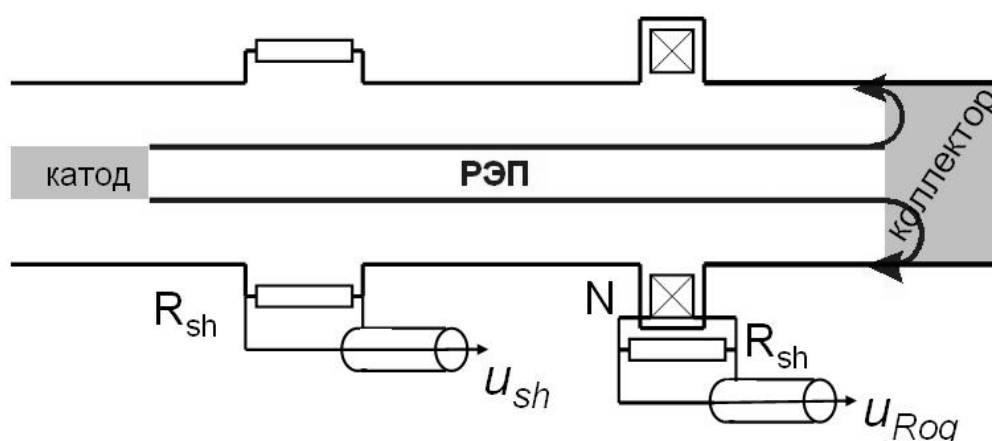


Рис. 7.14

Пояс Роговского измеряет азимутальное магнитное поле, создаваемое током, расположенным внутри него. Поэтому пояс должен быть расположен внутри вакуумного объема, т.е. внутри стенки камеры, по которой идет обратный ток пучка, чтобы проводящие ток стенки не экранировали магнитное поле РЭП. Чтобы восстановить форму сигнала тока, сигнал с пояса Роговского надо проинтегрировать. Современные осциллографы позволяют сделать это численно, но возможен и радиотехнический подход, основанный на применении интегрирующих RC- или LR-цепочек. В последнем случае для измерения тока с длительностью τ к поясу Роговского с индуктивностью L параллельно подсоединяется резистивный шунт с сопротивлением R_{sh} . Для интегрирования сигнала с пояса Роговского, т.е. восстановления формы

сигнала тока РЭП необходимо, чтобы $L/R_{sh} \gg \tau$. В этом случае ток РЭП пропорционален регистрируемому сигналу u_{Rog} : $I = N \cdot \frac{u_{Rog}}{R_{sh}}$, где N — число витков в обмотке пояса Роговского.

Распределения плотности тока по поперечному сечению, т.е. по радиусу или по азимуту, измеряют с помощью многоколлекторных датчиков. Они имеют много разновидностей, примером может служить датчик радиального распределения плотности тока РЭП, показанный на рис. 7.15.

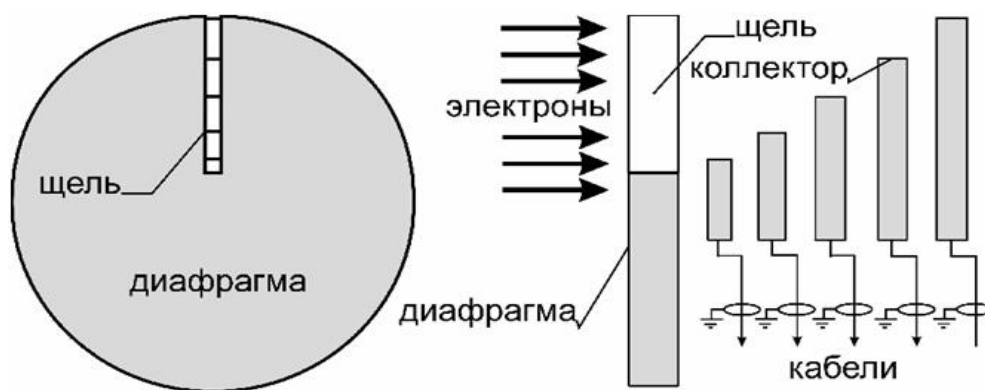


Рис. 7.15

Пучок электронов оседает на графитовом диске, часть его проникает в щелевую диафрагму и оседает на нескольких коллекторах, каждый из которых расположен на определенном радиусе. Сигналы с коллекторов по кабелям передаются на регистрирующие осциллографы. Существует и другой метод измерения распределения плотности тока РЭП., основанный на рентгеновском излучении, (рис. 7.16). При оседании на коллектор электроны тормозятся и, следовательно, излучают электромагнитные волны. Энергия квантов излучения достигает энергии электронов в пучке, т.е. сотен кэВ, поэтому излучение относится к рентгеновскому. Интенсивность излучения пропорциональна плотности тока. За мишенью

установлена свинцовая камера-обскура с люминофором в качестве регистратора, принцип ее действия показан на рис. 7.17.

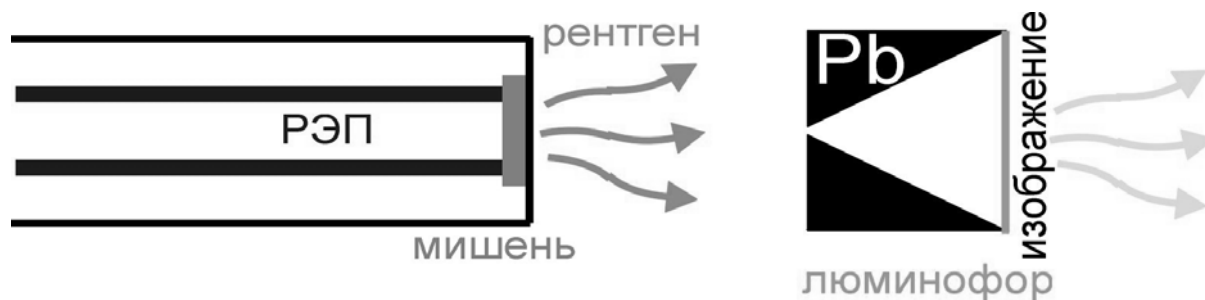


Рис. 7.16.

На люминофоре получается перевернутое изображение участков мишени, подвергающихся электронной бомбардировке. Под действием рентгеновских квантов люминофор испускает видимый свет, который фотографируется.

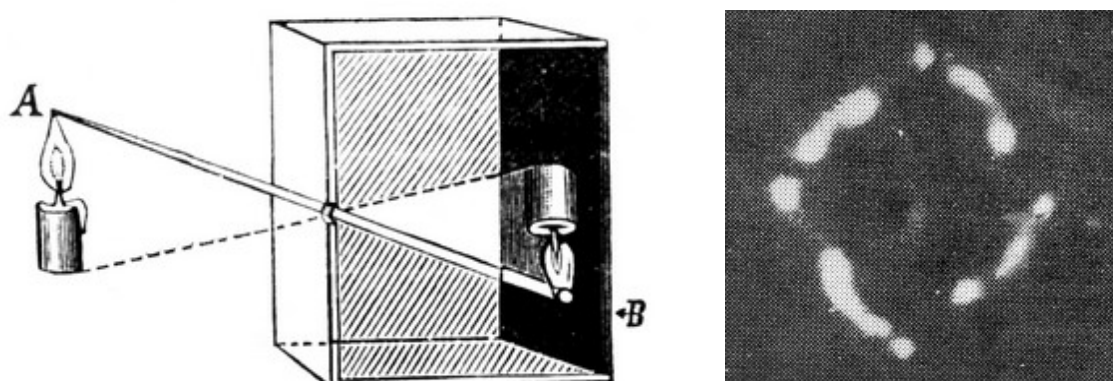


Рис. 7.17

Проблемы генерации СРЭП микросекундной длительности со стабильными параметрами. Плазма взрывоэмиссионного катода разлетается, поэтому за время импульса электронного тока форма и размер плазменного эмиттера, а вместе с ним и электронного пучка, могут заметно измениться. Даже в сильном магнитном поле катодная плазма

распространяется поперек его силовых линий со скоростью до нескольких миллиметров за микросекунду, вызывая синхронное искажение формы электронного пучка. Движение плазмы вдоль магнитного поля, хотя и происходит на порядок быстрее, но к искажению формы РЭП не приводит.

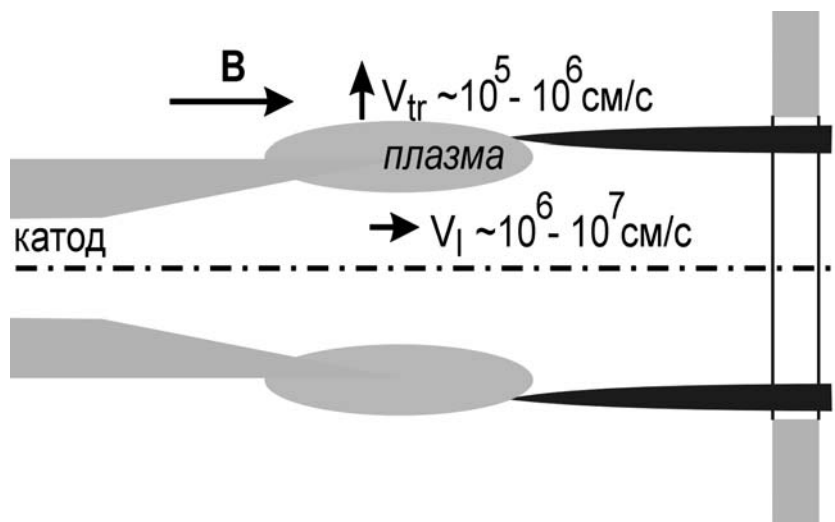


Рис.7.18

Для многих практических приложений изменение размеров РЭП на несколько миллиметров в течение импульса является недопустимым. Поэтому применяются разные методы стабилизации геометрии пучка. Для компенсации увеличения диаметра трубчатого пучка можно использовать *метод синхронной импульсной магнитной компрессии*. Этот метод заключается в изменении с течением времени соотношения между радиусами пучка в области формирования и в области равномерного движения (транспортировки) за счет изменения конфигурации ведущего магнитного поля. Для этого на катоде наряду с постоянным магнитным полем B_0 , совпадающим по величине с полем в области транспортировки, создается дополнительное изменяющееся во времени магнитное поле $\Delta B(t)$. Электроны при движении адиабатически следуют силовым линиям магнитного поля B , поэтому магнитный поток, т. е. число силовых линий внутри трубчатого РЭП с радиусом r , остается постоянным: $B \cdot r^2 = const$

вдоль траектории электронов. Радиус электронного пучка в катодной области равен радиусу разлетающейся со скоростью v_{tr} плазмы, т.е. меняется со временем t по закону $r_c(t) = R_c + v_{tr} \cdot t$. Если магнитное поле на катоде уменьшать по закону $\Delta B = -2B_0 \frac{v_{tr} \cdot t}{R_c}$, и если разлет плазмы не очень продолжителен, $v_{tr} \cdot t \ll R_c$, то радиус электронного пучка в области транспортировки будет практически неизменным:

$$(R_c + v_{tr}t)^2 (B_0 + \Delta B) = (R_c + v_{tr}t)^2 \left(B_0 - 2B_0 \frac{v_{tr} \cdot t}{R_c} \right) \approx R_c^2 B_0 = const.$$

7.3. Генерация СВЧ-излучения с помощью сильноточных РЭП

Одной из наиболее важных сфер применения сильноточных РЭП является генерация импульсов СВЧ-излучения. Мощности СВЧ-генераторов на основе РЭП исчисляются сотнями мегаватт, а рекордные значения превышают 10 ГВт. Как и ускорители, формирующие электронные пучки, СВЧ-генераторы и усилители на их основе работают в импульсном режиме.

Черенковские вакуумные источники наносекундных СВЧ-импульсов суб- и гигаваттной мощности: ЛБВ и ЛОВ. Значительная часть релятивистских источников мощных СВЧ-импульсов имеют аналоги в нерелятивистской СВЧ-электронике. В частности, существуют СВЧ-усилители и генераторы на основе релятивистской лампы бегущей волны (ЛБВ) и СВЧ-генераторы на основе релятивистской лампы обратной волны (ЛОВ). Как и их аналоги, релятивистские ЛБВ и ЛОВ работают на основе эффекта Вавилова-Черенкова. СВЧ-излучение генерируют с помощью инжекции РЭП в волновод с определенными свойствами. Если волна с частотой ω распространяется в волноводе, то электрическое поле E волны меняется с координатой z и временем t как: $E(t, z) = E_0 \cos(\omega t - k_z z)$. Для того, чтобы

электроны излучали СВЧ-волны с помощью черенковского механизма необходимы, по крайней мере, два условия. Во-первых, условие черенковского взаимодействия, т.е. совпадение скорости электронов пучка u и фазовой скорости волны v_{ph} в данной среде (волноводе): $u = v_{ph}$. Во-вторых, условие передачи энергии именно от электронов к волне, а не наоборот. По аналогии с лазерами, раскачку электромагнитных колебаний электронами обеспечивает наличие "инверсной заселенности энергетических уровней". Это значит, что в среде присутствуют электроны со скоростями, немного большими фазовой скорости волны, и их больше, чем электронов со скоростями, немного меньшими фазовой скорости волны: $\left\{ \frac{\partial N}{\partial u} \right\}_{u=v_{ph}} > 0$. Это условие выполняется при наличии пучка

электронов. В обычном металлическом волноводе с гладкими стенками первое условие, т.е. совпадение фазовой скорости волны со скоростью электронов, не выполняется. Для волны с частотой ω и продольным волновым числом k_z в гладком волноводе справедливо дисперсионное соотношение: $\omega^2 = \omega_0^2 + k_z^2 c^2$. Здесь c — скорость света, ω_0 — критическая частота, характеризующая геометрию волновода и структуру волнового

поля. Фазовая скорость волн в волноводе $v_{ph} = \frac{\omega}{k_z} = \sqrt{\frac{\omega_0^2}{k_z^2} + c^2}$ всегда

больше скорости света. Дисперсионное соотношение показано графически на рис. 7.19. Пунктиром обозначены прямые, характеризующие распространение света со скоростью $\frac{\omega}{k_z} = c$ и электроны пучка, летящие со

скоростью $\frac{\omega}{k_z} = u$. Кривая, изображающая дисперсионное соотношение, и

прямая $\omega = k_z u$, характеризующая РЭП, никогда не пересекаются, т. е.

черенковское взаимодействие электронов и волн в гладком волноводе невозможно.

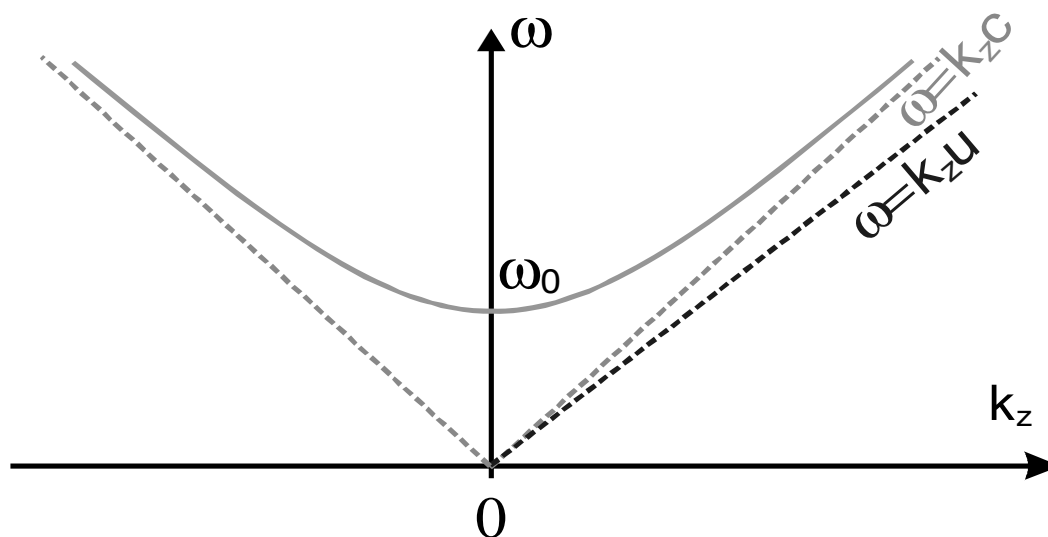


Рис. 7.19

Существуют металлические волноводы, в которых волны распространяются со скоростью, меньшей скорости света. Таким свойством обладают пространственно-периодические, т.е. гофрированные и периодически диафрагмированные волноводы. Обозначим $k_0 = \frac{2\pi}{d}$, где d — период гофрировки стенок волновода или расстояние между кольцевыми диафрагмами, установленными в гладком волноводе. Поле E -волны в таком волноводе является суммой гармоник $E = \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_n(nk_0)$. Эти гармоники имеют дисперсию и минимумы $\omega(k_z)$ при $k_z/k_0 = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. Амплитуды гармоник убывают с ростом номера n и с уменьшением глубины гофра. На рис. 7.20 схематично показана дисперсионная характеристика пространственно-периодического волновода. Суммарное поле образуется из полей бесконечного числа гармоник, на рисунке показаны только дисперсионные кривые, соответствующие 0-й (основной)

и 1-й гармонике, "сдвинутой" направо от основной и с минимумом при $k_z = k_0$.

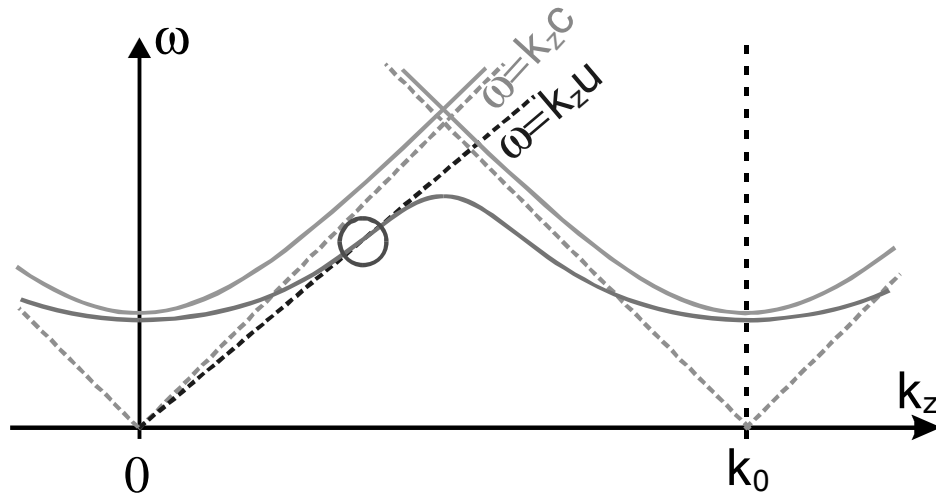


Рис. 7.20

Результирующая дисперсионная характеристика имеет *периодическую* структуру. Фазовая скорость гармоник с малыми длинами (т.е. большими k_z) может быть значительно меньше скорости света и, в том числе, для некоторого значения волнового числа k_z - совпадать со скоростью электронов. Таким образом, применение пространственно-периодического волновода позволяет осуществить передачу энергии пучка релятивистских электронов электромагнитной волне по черенковскому механизму, т.е. осуществить усиление волны. В описанном выше случае групповая скорость усиливаемой волны $v_{gr} = \frac{d\omega}{dk_z} > 0$, т.е. направлена в ту же сторону, что и фазовая скорость, равная скорости электронов.

Групповая скорость соответствует наклону дисперсионной кривой $\omega(k_z)$ на рис. 7.20. В данном случае волна, бегущая вместе с электронным пучком, отбирает у него энергию, а энергия волны движется в ту же сторону, что и электроны (возможно, с другой скоростью). Устройство такого типа называется лампой бегущей волны — ЛБВ. Черенковское взаимодействие электронов в ЛБВ происходит с основной гармоникой волны. В релятивистской СВЧ-электронике ЛБВ используется в основном

для усиления волн. Однако, если часть выходной мощности ЛОВ-усилителя подать снова на его вход, то в результате обратной связи возникнет автогенерация колебаний. Созданный таким образом генератор СВЧ-колебаний состоит из двух компонентов: усилителя и петли обратной связи. Сфера применения в вакуумной релятивистской сильноточной электронике СВЧ-генераторы на основе ЛБВ ограничена по сравнению с прибором, описанным ниже.

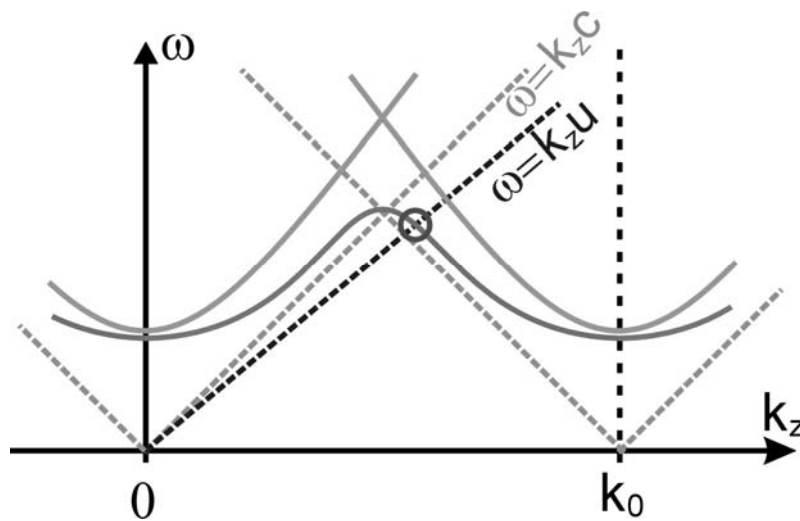


Рис. 7.21

Если период пространственных неоднородностей (напр., гофрировки) волновода d увеличить, то уменьшится величина $d = \frac{2\pi}{k_0}$, и дисперсионная кривая на рис. 7.20 "сожмется" вдоль оси k_z . В результате возникнет ситуация, изображенная на рис. 7.21. Совпадение скорости электронов и фазовой скорости волны также имеет место, но здесь с электронами взаимодействует не основная ("нулевая") гармоника, а "-1"-я гармоника волны, групповая скорость которой направлена противоположно фазовой, т.е. навстречу электронам. Это видно по наклону дисперсионной кривой в точке пересечения с прямой $\omega = k_z u$, т.е. в точке черенковского резонанса. Таким образом, энергия волны, которая отбирается у электронов пучка, движется навстречу пучку. Устройство

такого типа называется лампой обратной волны — ЛОВ. Движущаяся навстречу электронам энергия волны и создает обратную связь, поэтому ЛОВ – это СВЧ-генератор, прибор с неотъемлемым присутствием обратной связи. Релятивистская ЛОВ, которая еще называется карсиноотрон, — это самый популярный генератор СВЧ-импульсов в релятивистской сильноточной СВЧ-электронике. На его основе созданы СВЧ-генераторы с импульсной мощностью до нескольких гигаватт и частотой повторения до кГц. Подчеркнем принцип работы описанных черенковских СВЧ-приборов. Все гармоники волны в пространственно-периодическом волноводе связаны между собой так, что вместе составляют единую волну. Соотношение амплитуд гармоник неизменно, поэтому при усилении одной гармоники увеличиваются амплитуды всех остальных, т.е. усиливается вся волна. Это и позволяет осуществлять черенковское взаимодействие электронов только с "замедленными" гармониками, но с передачей энергии всей волне, т.е. с усилением волн.

Диагностика параметров импульсов СВЧ-излучения. Техника измерения параметров СВЧ-излучения в традиционной СВЧ-электронике достаточно развита. Так, мощность волны в волноводе или открытом пространстве измеряют калиброванными СВЧ-детекторами (обычно полупроводниковые диоды с *p-n* переходом). Частоту излучения измеряют в волноводе, точнее, в специальном резонаторе с изменяемой геометрией, механически подбирая его размер так, чтобы он совпал, например, с половиной длины волны. В релятивистской сильноточной электронике, где мощности измеряются сотнями мегаватт и гигаваттами, а длительности импульсов наносекундами, эти методы плохо применимы. Дело в том, что обычные СВЧ-диоды с *p-n* переходом рассчитаны на измерение мощности ~ 0.1 Вт.

Поэтому необходимо очень сильное, $\sim 10^6$ раз и более ослабление мощности. В противном случае диоды просто выходят из строя: пробивается $p-n$ переход. Столь сильное ослабление приводит к неприемлемой потере точности измерений, поскольку требуется калибровка каждого каскада ослабления. Что касается измерения частоты излучения в одиночном импульсе, то традиционный способ здесь вообще неприменим: невозможно в течение наносекунд подобрать нужный размер резонатора. Поэтому в импульсной СВЧ-электронике больших мощностей применяют специфические методы измерения параметров излучения. Для измерения мощности СВЧ-импульсов применяют так называемые детекторы на "горячих" носителях. Основную часть его представляет кристалл полупроводника, обычно p -германий. В сильном, $\sim 10^4$ В/см электрическом поле заметно изменяется структура энергетических уровней полупроводника, в результате чего увеличивается эффективная масса носителей и, как следствие, проводимость материала. Таким образом, полное электрическое сопротивление полупроводникового кристалла в электрическом поле возрастает, причем характерное время реакции на электрическое поле (время релаксации импульсов носителей) не превышает 10^{-12} с.

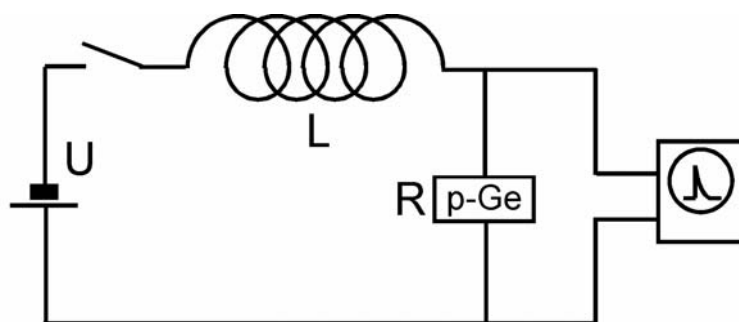


Рис. 7.22.

Если через кристалл такого типа пропускать постоянный ток, то напряжение на кристалле будет строго соответствовать изменению сопротивления, т.е. изменению СВЧ-поля (рис. 7.22). Постоянный ток от

источника с напряжением U протекает через катушку с индуктивностью L и кристалл полупроводника с сопротивлением R . При появлении СВЧ-поля E с длительностью импульса τ сопротивление кристалла увеличивается: $R = R(E)$. Если индуктивность катушки достаточно велика, так что $\frac{L}{R(E)} \gg \tau$, то за время τ ток через кристалл не меняется, и напряжение на кристалле, соответствующее изменениям СВЧ-поля, может быть зарегистрировано осциллографом. СВЧ-детекторы, использующие эффект "горячих" носителей, способны без ослабления регистрировать любую мощность, распространяющуюся в волноводе. Например, для волновода 23×10 мм, рассчитанного на частоту ~ 10 ГГц, мощность волны в волноводе может быть до 1 МВт. Таким образом, по сравнению с традиционными СВЧ-детекторами устраняется необходимость ослабления мощности волны на 6-7 порядков. Более того, даже при СВЧ-пробое кристалл не разрушается и может регистрировать следующий СВЧ-импульс. Это преимущество позволяет отказаться от традиционных полупроводниковых диодов с $p-n$ переходом. Тем не менее СВЧ-генератор имеет выходной рупор с диаметром в десятки сантиметров и более, откуда эмитируется мощное излучение (100 МВт и более). Детектор на "горячих" носителях отбирает в волновод и регистрирует не всю, а лишь небольшую часть (< 1 МВт) мощности СВЧ-генератора. Пересчет показаний детектора к полной мощности СВЧ-генератора всегда сопряжен с ошибками, так как пространственное распределение СВЧ-поля неидеально и может меняться в течение импульса. Поэтому для увеличения точности измерения мощности с течением времени $P(t)$ прибегают к другому способу, а именно, к измерению полной энергии Q СВЧ-импульса и расчетом мощности уже с помощью этого значения. Энергия СВЧ-импульса равна

$$Q = \int_0^{\tau} P(t) dt, \text{ где интегрирование ведется по всей длительности } \tau \text{ СВЧ-}$$

импульса. Таким образом, если известна (измерена) энергия Q , то и изменение мощности со временем можно узнать, нормируя сигнал с СВЧ-детектора $u(t)$ на полную энергию: $P(t) = u(t) \cdot \frac{Q}{\int_0^{\tau} u(t) dt}$. Здесь предполагается,

что сигнал детектора пропорционален мощности излучения. Для измерения полной энергии СВЧ-импульса, эмитированного из рупора с диаметром в несколько десятков сантиметров, применяют широкоапертурные калориметры. Такой прибор может быть основан на разных физических эффектах. Наиболее удобным оказался калориметр, использующий расширение жидкости при нагреве (рис. 7.23).

Калориметр представляет собой жесткий дисковый контейнер, перекрывающий всю апертуру выходного рупора СВЧ-генератора и изготовленный из материала, прозрачного для СВЧ-излучения. Контейнер содержит жидкость, хорошо поглощающую СВЧ-излучение, и соединяется с тонкой трубкой (капилляром). В результате нагрева СВЧ-импульсом жидкость расширяется, и специальный электронный блок регистрирует перемещение края жидкости в капилляре. Подобный прибор способен регистрировать энергию СВЧ-импульсов с точностью до 0.05 Дж. Для измерения частоты применяются разные способы.

Развитие техники привело к тому, что частоты до 16 ГГц могут быть зарегистрированы непосредственно осциллографом. Однако такая техника достаточно дорогая, поэтому используют более дешевые способы, напр., гетеродинирование. Для грубой оценки частоты излучения чаще всего используют "запредельные" волноводы. Идея заключается в том, что в волноводе не может распространяться волна с частотой, меньше некоторой характерной частоты. Эта частота ω_0 называется критической или частотой отсечки. Она зависит от геометрии волновода и структуры волнового поля.

В частности в круглом волноводе с радиусом $R[\text{см}]$ не может распространяться волна с круговой частотой, меньшей $\omega_0 = \mu_{H11} \frac{c}{R}$, где

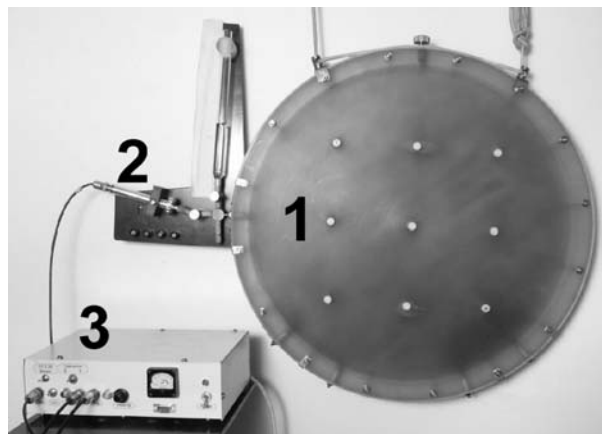


Рис. 7.23

$\mu_{H11} \approx 1.841$, $c = 3 \cdot 10^{10} [\text{см/с}]$. Максимальная длина волны в этом случае $\lambda_{\text{lim}} \cong 3.41 \cdot R$: только волны с меньшими длинами могут распространяться в таком волноводе. Используя несколько СВЧ-детекторов, излучение в которые проходит через запердельные волноводы с разными частотами отсечки, определяют частотный диапазон, в котором идет излучение. Чаще всего этого бывает достаточно, в противном случае используют другие способы, например, гетеродинирование.

Эффект укорочения СВЧ-импульса. В настоящее время существуют сильноточные ускорители электронов, позволяющие генерировать РЭП с мощностью порядка гигаватт и длительностью до десятков микросекунд. Однако длительность импульсов СВЧ-генераторов, созданных на базе этих ускорителей, бывает существенно меньше длительности тока РЭП. Через какое-то время после своего начала процесс СВЧ-излучения прерывается и не возобновляется до окончания прохождения тока электронов пучка (рис. 7.24). Во время следующего импульса все повторяется: срыв процесса генерации СВЧ-излучения спустя некоторое время после его начала. Более

того, длительность СВЧ-излучения тем меньше, чем больше его мощность. Это явление получило название "укорочения СВЧ-импульса".

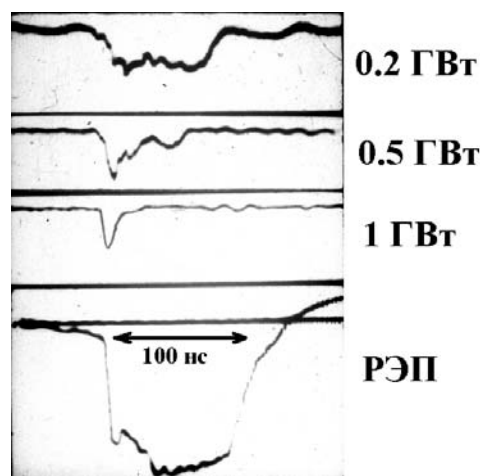


Рис. 7.24.

Причина этого явления — плазма. Характерные длительности процессов СВЧ-излучения и пауз до окончания прохождения РЭП, десятки и сотни наносекунд и более. Такие интервалы времени совпадают по порядку величины с длительностью рождения (накопления) и релаксации плазмы. Электроны, пролетающие через систему за 2-3 нс, таким фактором быть не могут. Любые механические изменения слишком медленны, к тому же, система восстанавливается к очередному импульсу.

На рис. 7.25 показана простейшая схема СВЧ-генератора на основе релятивистской ЛОВ (карсинотрона). РЭП с катода проходит через диафрагму, фиксирующую его размер, гофрированный волновод (замедляющую структуру), где происходит генерация СВЧ-волн, и оседает на коллектор, в качестве которого выступают стенки выходного рупора. На каждом из этих элементов может образоваться плазма, мешающая процессу СВЧ-генерации. Плазма на взрывоэмиссионном катоде расширяется со временем и приводит к изменению геометрии РЭП, а СВЧ-генераторы очень чувствительны к размеру электронного пучка. Плазма на

диафрагме образуется вследствие бомбардировки электронами. Она расширяется, электроны проходя через нее, теряют продольную скорость, и нарушается черенковский синхронизм с волной. Плазма на стенках замедляющей структуры образуется как вследствие электронной бомбардировки, так и в результате СВЧ-пробоя. Кроме искажения скорости электронов плазма экранирует гофры: волновод "становится" гладким, а волны гладкого волновода с электронами не взаимодействуют.

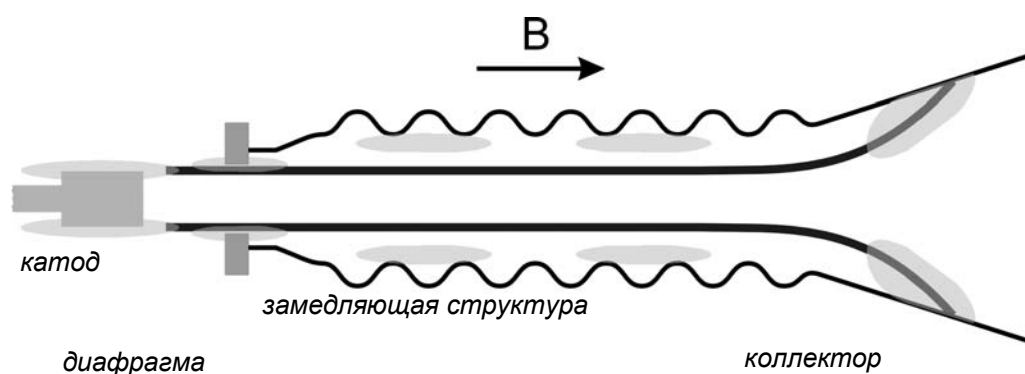


Рис. 7.25

Наконец, плазма на коллекторе, которая также образуется вследствие электронной бомбардировки и СВЧ-пробоя, может просто перекрыть выход излучению, запретить его в генераторе. Разработаны многочисленные методы устранения влияния плазмы на генерацию мощных СВЧ-импульсов. Созданы конструкции взрывоэмиссионных катодов, позволяющих получать электронные пучки со стабильной геометрией. Это устраняет и необходимость применения диафрагмы, так как внешняя граница трубчатого РЭП фиксируется в процессе формирования на катоде. Коллектор, вынесенный за пределы волноводного тракта, позволяет устранить попадание плазмы в область распространения излучения. Если ток РЭП достаточен, то собственный заряд электронного пучка создает на стенке замедляющей структуры сильное электрическое поле, которое

препятствует эмиссии электронов под действием поля СВЧ-волны, то есть предотвращает начало СВЧ-разряда с образованием плазмы на стенке.

Однако существует механизм образования плазмы, принципиально неустранимый в приборах вакуумной сильноточной релятивистской СВЧ-электроники. Он заключается в следующем. Электронный пучок распространяется в замедляющей структуре рядом со стенками. Расстояние от электронов до стенки нельзя сильно увеличить, так как это приведет к росту потенциала пучка, т.е. потере кинетической энергии, которая и должна преобразовываться в энергию излучения. Иными словами увеличение зазора между электронами и стенкой приводит к уменьшению величины предельного тока транспортировки РЭП в вакууме.

По мере движения от катода электронный пучок разрушается в результате дрейфовых движений электронов (как в результате диокотронной неустойчивости), но не только из-за электростатического поля самих электронов, а также из-за сильных СВЧ-полей. Некоторая часть электронов где-то достигает стенки, и тогда на небольшом ее участке образуется плазма. Оценки показывают, что достаточно электронной бомбардировки стенок с энергией $\sim 10^3$ Дж, чтобы описываемый механизм рождения плазмы включился (сравните эту величину с характерной энергией РЭП: $1 \text{ МВ} \cdot 10 \text{ кА} \cdot 1 \text{ мкс} = 10^4 \text{ Дж}$). Образовавшаяся на стенке плазма экранирует электростатическое поле РЭП. Это не относится к быстропеременному СВЧ-полю волны, поэтому начинается СВЧ-разряд на стенке с дальнейшим образованием, накоплением и распространением плазмы.

В результате плазмы становится достаточно для срыва процесса СВЧ-генерации. Небольшое увеличение зазора между электронами и стенкой позволяет несколько увеличить длительность СВЧ-импульса, но с потерей энергии электронов и мощности излучения, поэтому сколько-нибудь существенным увеличение этого зазора быть не может. Описанный

механизм ограничения длительности СВЧ-излучения принципиально неустраним в рамках вакуумной электроники, т.е. при отсутствии возможности компенсировать собственный заряд электронного пучка.

7.4. Плазменные релятивистские источники СВЧ-импульсов – плазменные мазеры

Плазма в приборах сильноточной электроники может не только приводить к срыву СВЧ-колебаний. Добавление в волновод плазмы с определенными параметрами наделяет СВЧ-источники совершенно новыми возможностями. На рис. 7.26 показано, что в трубе с радиусом R в продольном магнитном поле распространяется трубчатый электронный пучок. В отличие от случая распространения электронов в вакууме здесь появился новый элемент — плазма. В данном случае плазма имеет форму трубки с радиусом r_p и толщиной Δ_p , расположенной снаружи от электронного пучка. Но плазма может располагаться внутри РЭП или вообще полностью заполнять трубу. Принципиального значения это не имеет: меняются только некоторые значения параметров. Влияние плазмы двояко. Во-первых плазма нейтрализует (экранирует) пространственный заряд электронного пучка, т. е. появляется возможность инжектировать в



Рис. 7.26

трубу (волновод) ток, существенно превышающий величину предельного тока транспортировки в вакууме. В этом случае существует предел, определяемый *неустойчивостью Пирса*, выше которого ток через заполненную плазмой трубу нельзя увеличить, но этот предел в несколько раз выше предельного вакуумного тока. В нерелятивистском пределе эти значения отличаются примерно в 6 раз, а в ультрарелятивистском случае ($\gamma \gg 1$) – в γ^2 раз. Во-вторых, появляются совершенно новые типы волн, с которыми могут взаимодействовать электроны, распространяющиеся в волноводе вдоль силовых линий магнитного поля.

В предыдущем разделе было показано, что в гладком вакуумном волноводе электронный пучок не может взаимодействовать на основе эффекта Вавилова-Черенкова с волнами, поскольку фазовые скорости волн в таком волноводе всегда больше скорости света. При заполнении волновода плазмой (полном или частичном) появляются новые типы волн. Дисперсионная характеристика одной из таких волн (медленной плазменной волны *E*-типа), показана на рис. 7.27.

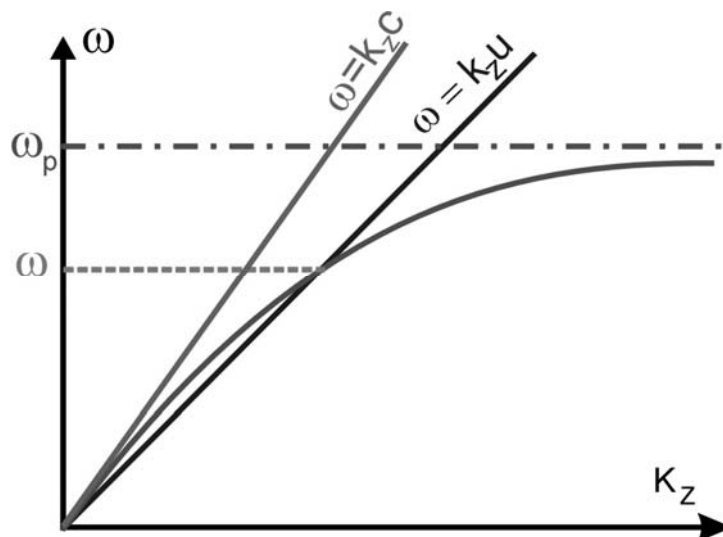


Рис. 7.27

Уравнение, описывающее кривую на рис. 7.27, довольно громоздко и здесь не приводится. Отметим лишь, что при больших длинах волн (при малых k_z) скорость волны может быть близка к скорости света, т.е.

превышать скорость электронов пучка u . При больших значениях k_z частота колебаний стремится к значению плазменной (ленгмюровской)

частоты: $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}$. Плазменная волна относится к Е-типу, поскольку

ее поле имеет компоненту E_z , направленную вдоль распространения волны, т.е. в направлении движения электронов пучка. Из рис. 7.27 видно, что существует точка пересечения дисперсионной характеристики плазменной волны и прямой $\omega = k_z u$, относящейся к электронам РЭП. Это означает, что выполняются условия черенковского резонанса при определенной частоте ω . Благодаря этому электронный пучок может усиливать колебания в гладком волноводе, частично или полностью заполненном плазмой. Заметим, что групповая скорость волны в точке плазменно-пучкового взаимодействия направлена в ту же сторону, что и скорость электронов ($\frac{\partial \omega}{\partial k_z} > 0$), т.е. энергия усиливаемой волны движется как в ЛБВ.

Это позволяет сделать вывод, что при заполнении гладкого волновода плазмой с определенными свойствами можно осуществить усиление СВЧ-волн, то есть создать СВЧ-усилитель — плазменную ЛБВ. Таким образом, добавление плазмы в вакуумный волновод позволяет осуществить черенковское взаимодействие электронов с волной с ее усилением. Более того, по сравнению с вакуумными СВЧ-приборами появляется совершенно новая возможность, а именно широкая регулировка частоты усиливаемого излучения. На рис. 7.28 показано, что волна с ленгмюровской частотой ω_{p1} , распространяющаяся в плазме, взаимодействует с электронным потоком на частоте ω_1 . На этой частоте может происходить усиление (т.е. может работать плазменный ЛБВ-усилитель), а при наличии обратной связи – и генерация СВЧ-колебаний (можно сделать плазменный ЛБВ-генератор). При уменьшении

концентрации плазмы и соответственного уменьшения ленгмюровской частоты до ω_{p2} , частота плазменно-пучкового взаимодействия также снижается до ω_2 . При дальнейшем снижении концентрации плазмы частота черенковского резонанса уменьшается до нуля, и взаимодействие - прекращается, как это видно, для кривой, характеризующей волну в плазме с ленгмюровской частотой ω_{p3} . Отсюда следует вывод: плазменно-пучковое взаимодействие по черенковскому механизму имеет порог - концентрация плазмы не может быть меньше некоторого значения, определяемого геометрией и параметрами РЭП.

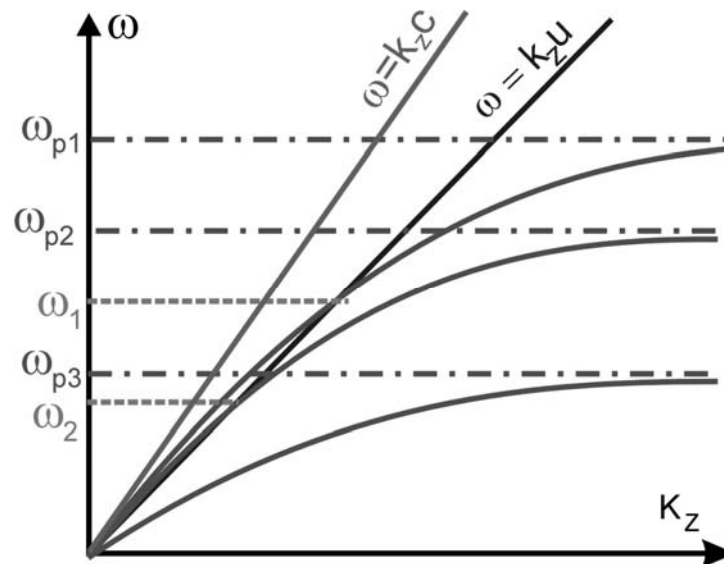


Рис. 7.28

Из графика (рис. 7.28) можно заметить, что пересекающиеся дисперсионные кривые плазменной волны и электронного пучка при малых k_z близки друг к другу. Эта означает, что взаимодействие плазмы и РЭП с усилением волн, возможно не на одной частоте, а в целой области частот. В условиях, реализуемых экспериментально, эта область частот может быть достаточно широкой. На рис. 7.29 показаны зависимости пространственных коэффициентов усиления при взаимодействии РЭП с плазмой для трех значений ее концентрации (и ленгмюровской частоты). Пространственный коэффициент усиления обозначается как δk (на длине

δk^{-1} поле увеличивается в $e \approx 2.7$ раз, а на длине L — в $e^{\delta k \cdot L}$ раз). Область частот, где происходит усиление волн, достаточно широкая, а частота, где достигается максимум коэффициента усиления, увеличивается с ростом ленгмюровской частоты. Это видно на рис. 7.29, и рис. 7.30.

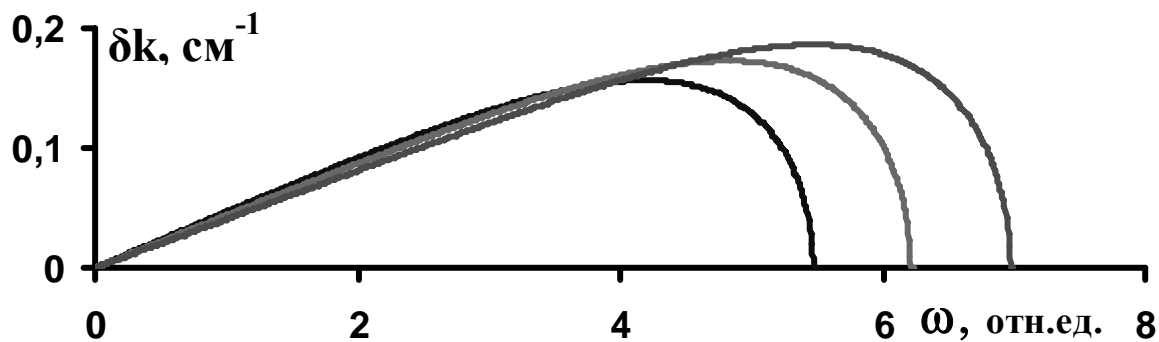


Рис. 7.29

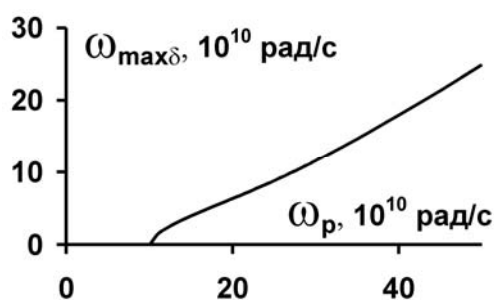


Рис. 7.30

Для некоторых типичных параметров и геометрии плазменно-пучковой системы показана зависимость частоты, при которой достигается максимум пространственного коэффициента усиления черенковского взаимодействия, от ленгмюровской частоты. Видно, что взаимодействие начинается только по достижении плазмой такой концентрации, при которой ее ленгмюровская частота превышает некий порог, в данном случае $\sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Видно также, что частота ω СВЧ-волны, которая может быть усилена в такой системе, многократно меняется при изменении концентрации плазмы, определяющей ее ленгмюровскую частоту ω_p . Таких возможностей нет у вакуумных релятивистских СВЧ-приборов с

фиксированной геометрией волноводов. Таким образом, на основе черенковского взаимодействия РЭП с плазмой можно усиливать СВЧ-волны в широком диапазоне частот. Ранее было показано, что ЛОВ-усилитель может быть преобразован в СВЧ-генератор, если часть выходного излучения подается обратно на его вход. Такая обратная связь может быть специально организована с помощью отдельного волновода, но на практике всегда существуют отражения от границ области плазменно-пучкового взаимодействия, которые и служат для поддержания обратной связи. На рис. 7.31 показана схема такого СВЧ-генератора с обратной связью за счет отражения от границ части излучения. РЭП и плазма взаимодействуют в области с длиной L , пространственный коэффициент усиления равен δk . Коэффициент отражения от левой границы равен κ_1 , от правой — κ_2 . Допустим, что на правой границе амплитуда волны равна E . После отражения от нее к левой границе идет волна с амплитудой $\kappa_1 \cdot E$. Отражаясь от левой границы, амплитуда волны еще более уменьшается и становится равной $\kappa_1 \cdot \kappa_2 \cdot E$. Эта волна усиливается на длине L в $e^{\delta k \cdot L}$ раз, т.е. приходит к правой границе с амплитудой $\kappa_1 \cdot \kappa_2 \cdot e^{\delta k \cdot L} E$. Если усиление достаточно для того, чтобы после потерь при отражениях на правой и левой границах амплитуда волны увеличивалась, т.е. если $\kappa_1 \cdot \kappa_2 \cdot e^{\delta k \cdot L} E > E$ то возможен рост амплитуды и генерация колебаний. Таким образом, генерация колебаний возможна, если $\kappa_1 \cdot \kappa_2 \cdot e^{\delta k \cdot L} > 1$. Это условие справедливо не только для плазменных СВЧ-генераторов, но и для вакуумных СВЧ-генераторов, т.е. для мазеров и лазеров — т.е. для любых устройств, состоящих из зеркал и среды, "усиливающей" колебания.

Другим условием генерации колебаний в активной среде (плазменно-пучковом резонаторе, лазере, и т.п.) является условие, налагаемое на фазу: после прохождения области взаимодействия в обоих направлениях, т.е.



Рис. 7.31.

длины $2L$, и отражений от обеих границ резонатора усиливаемая волна с длиной $\lambda = 2\pi/k_z$ должна сохранить фазу, т.е. ее изменение должно быть кратно 2π . $k_z \cdot 2L + \varphi_1 + \varphi_2 = 2\pi \cdot N$. Здесь $k_z L = 2\pi \frac{L}{\lambda}$ — набег фазы волны на длине L , $\varphi_{1,2}$ — изменения фазы, связанные с отражением от границ, $N = 1, 2, 3, \dots$ — целое число, называемое номером продольной моды. Аналогичное соотношение можно записать для $(N+1)$ моды, для которой длина волны уменьшится, а продольное волновое число увеличится до $k_z + \Delta k_z$. Вычитая эти уравнения одно из другого, получим соотношение: разность волновых чисел Δk_z для волн, индекс N которых отличается на единицу, равна: $\Delta k_z = \pi/L$. Частоты волн, у которых отличаются волновые числа, также отличаются. Величина этого отличия $\Delta\omega$ иллюстрируется на рис. 7.32. Наклон кривой $\omega(k_z)$ — это групповая скорость волны $V_{gr} = \partial\omega/\partial k_z \approx \Delta\omega/\Delta k_z$, поэтому $\Delta\omega = V_{gr} \cdot \Delta k_z = V_{gr} \cdot \pi/L$. Частота f колебаний в волне с частотой ω равна $f = \frac{\omega}{2\pi}$, а групповая скорость волны $V_{gr} = \partial\omega/\partial k_z \approx 2\pi \cdot \Delta f/\Delta k_z$, где Δf — изменение частоты волны при изменении номера продольной моды на единицу. В одном импульсе излучения ПРГ, когда плотность плазмы не меняется, т.е. при неизменной дисперсионной

характеристике плазменной волны, может генерироваться набор частот в

интервале: $\Delta f = \frac{V_{gr}}{2L}$.

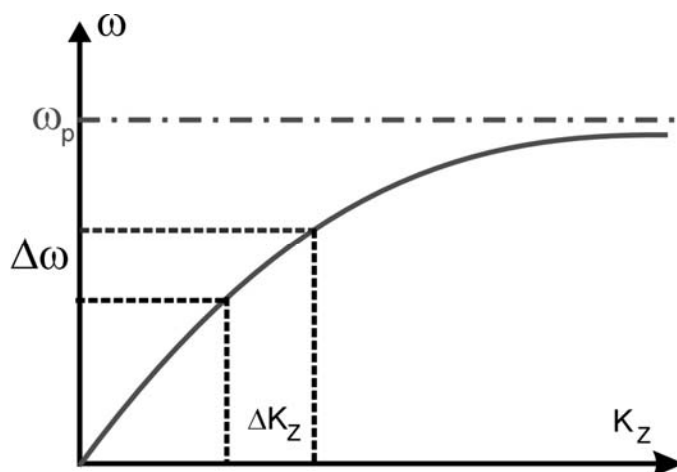


Рис.7.32

При достаточной длине плазменно-пучкового взаимодействия L условие генерации может выполняться для сравнительно небольших значений коэффициента усиления δk . Это значит, что генерация СВЧ-колебаний возможна в широкой полосе частот. Этот принцип генерации широкого спектра частот реализуется на практике. Пример такого широкого спектра излучения показан на рис. 7.33. Видно, что в спектре присутствуют много частот колебаний, равноотстоящих друг от друга на ≈ 0.2 ГГц. Длина плазменно-пучкового взаимодействия в этом устройстве была $L=45$ см, поэтому можно оценить групповую скорость плазменной волны, которая была равна $\approx 2 \cdot 10^{10}$ см/с $\approx 0.7c$.

Таким образом, генерация многих продольных мод в резонаторе позволяет одновременно возбуждать много частот в широкой полосе, что необходимо для ряда практических приложений. В то же время, плазменный СВЧ-генератор позволяет генерировать узкую спектральную линию, как и вакуумные СВЧ-генераторы. Это становится возможным при сравнительно небольшой длине L , когда интервал между частотами

соседних продольных мод увеличивается, а условие генерации выполняется только вблизи максимума кривой зависимости коэффициента усиления от частоты.

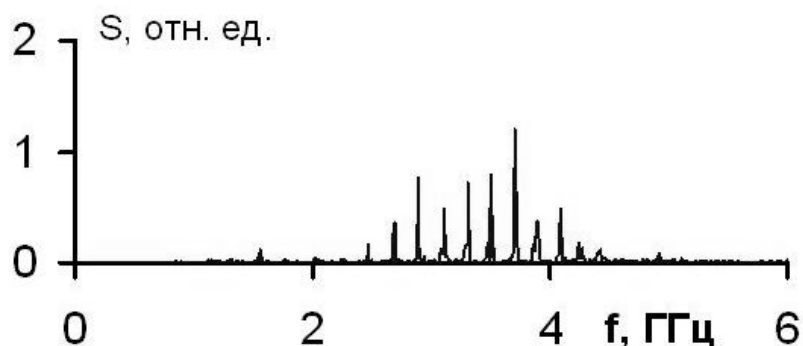


Рис. 7.33.

Плазменный релятивистский СВЧ-усилитель, в отличие от рассмотренного выше генератора, усиливает внешний сигнал, а не собственный сигнал, отраженный от двух границ. Поэтому СВЧ-усилитель отличается от СВЧ-генератора двумя принципиальными особенностями. Во-первых, наличие специального устройства для подачи внешнего сигнала на вход. Во-вторых, слабая обратная связь между выходом и входом СВЧ-усилителя, которая не допускает его самовозбуждения согласно условию генерации. Чем меньше эта обратная связь, то есть коэффициенты отражения κ_1 и κ_2 , тем больше можно сделать суммарный коэффициент усиления волны $e^{\delta k \cdot L}$, не допуская самовозбуждения, то есть генерации колебаний. Схема плазменного релятивистского СВЧ-усилителя показана на рис. 7.34. Трубочатый РЭП формируется в диоде (I) и распространяется в сильном продольном магнитном поле до выходного устройства (V), где оседает на коллекторе. В специальном источнике (II) формируется трубчатая плазма с радиусом, большим чем радиус РЭП. Устройство (III) ввода усиливаемого СВЧ-сигнала отделена от области усиления волн (IV) сетчатой диафрагмой, препятствующей

проникновению СВЧ-волн в плазменный источник и диод. В плазменном релятивистском СВЧ-генераторе устройство (III) отсутствует. Правой границей области усиления (IV) служит выходное устройство (V), которое преобразует плазменную волну в TE_{11} -волну круглого волновода.

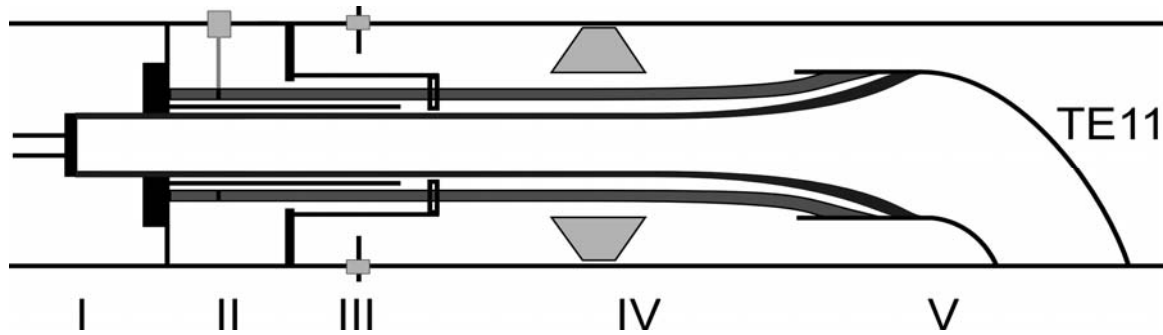


Рис. 7.34.

Устройство подачи усиливаемого сигнала — это система из волноводов и волноводных переходов. Она мало отличается от аналогичных устройств традиционной СВЧ-электроники. Основной трудностью при создании СВЧ-усилителей является подавление обратной связи. Типичные значения для коэффициента k_1 порядка 0.3-0.5, для k_2 эти значения не бывают меньше 0.05, поэтому суммарный коэффициент усиления $e^{\delta k \cdot L}$ не может превышать ≈ 50 , иначе начнется самовозбуждение колебаний. Однако в реально созданных плазменных релятивистских СВЧ-усилителях удалось достичь коэффициента усиления более 1000, например, от уровня 20 кВт до 80 МВт. Для этого используются специальные методы подавления обратной связи. Одним из методов является применение СВЧ-поглотителей, которые помещаются в области (IV), где осуществляется черенковское взаимодействие РЭП с плазмой.

Этот метод традиционно применяется в нерелятивистских СВЧ-усилителях, например, типа ЛБВ. Входной СВЧ-сигнал возбуждает волну в плазме, которая усиливается при взаимодействии с РЭП, вызывая

модуляцию его тока (а, следовательно, и плотности заряда вдоль направления движения). Эта плазменная волна практически полностью поглощается специальными СВЧ-поглотителями, на рис. 7.34 они обозначены серыми трапециями в области (IV), но модуляция РЭП сохраняется. В правой части области (IV) между поглотителем и выходным устройством также имеет место взаимодействие РЭП с плазмой, здесь в качестве входного усиливаемого СВЧ-сигнала выступает модуляция тока и плотности заряда РЭП. Таким образом, поглотитель разбивает область усиления (IV) на две части, в каждой из которых одна из границ имеет очень малый коэффициент отражения.

Благодаря этому удается получать значительные коэффициенты усиления. Другим способом подавления обратной связи является применение эффекта Доплера. Напомним, что если источник волны и наблюдатель неподвижны, а скорость распространения сигнала в среде равна v , то длина волны λ от источника, генерирующего колебания с частотой ω , воспринимается наблюдателем: $\lambda = v \cdot 2\pi / \omega$. Если выразить длину волны через волновое число: $k = 2\pi / \lambda$, то $\omega = k \cdot v$. Гудок неподвижного паровоза стоящий наблюдатель слышит без изменения. Если же источник волны, то есть паровоз, гудит и движется к наблюдателю со скоростью u , то длина волны будет равна $\lambda = (v - u) \cdot 2\pi / \omega$, поскольку паровоз догоняет уходящую от него звуковую волну. Таким образом, $\omega = kv - ku$. К "правильной" частоте $\omega = k \cdot v$ добавился доплеровский сдвиг частоты, связанный с движением источника. Подавление обратной связи в плазменном СВЧ-усилителе с помощью эффекта Доплера сводится к следующему. Плазменная волна может взаимодействовать с электронами не только по черенковскому механизму: плазменно-пучковое взаимодействие не ограничивается перекачкой энергии продольного движения электронов в продольную компоненту электрического поля

волны. У плазменной волны есть и поперечная компонента электрического поля, а электроны движутся не строго вдоль силовой линии магнитного поля с индукцией B , а вращаются по спирали вокруг нее. Частота вращения равна $\frac{\omega_H}{\gamma}$, где $\omega_H = \frac{eB}{mc}$ — циклотронная частота нерелятивистского электрона в магнитном поле. Поперечная составляющая электрического поля плазменной волны действует на поперечную к оси магнитного поля скорость электрона, меняя ее. Это используется для отбора энергии у плазменной волны, *отраженной от правой границы* области взаимодействия. Если эта волна, создающая обратную связь в генераторе, уменьшается по амплитуде, то появляется возможность в соответствующее число раз увеличить коэффициент усиления. Такой отбор энергии у встречной волны оказывается существенным при резонансе, т.е. совпадении частот колебаний и их волновых чисел. В данном случае должны совпасть частота колебаний встречной плазменной волны ω и циклотронная частота релятивистских электронов $\frac{\omega_H}{\gamma}$ с учетом изменения частоты на величину $k_z u$, т.е. с учетом эффекта Доплера:

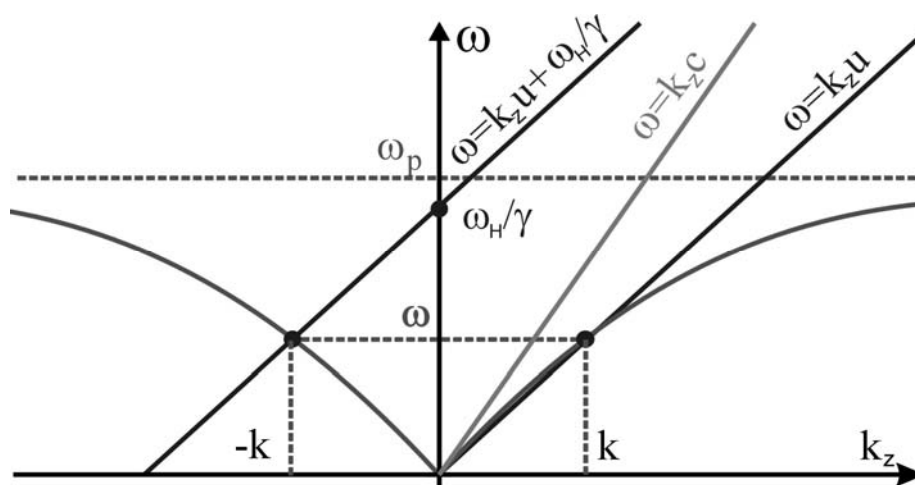


Рис. 7.35.

На рис. 7.35 показана дисперсионная кривая плазмы, которая черенковским образом взаимодействует с РЭП. Отраженная от правой границы волна распространяется навстречу РЭП. Она представлена кривой, симметричной относительно оси ординат, то есть имеющей отрицательные значения волнового числа k_z . Именно эта волна отдает свою энергию электронам РЭП, которые увеличивают скорость перпендикулярную магнитному полю. На этой частоте можно подавить обратную связь в генераторе, подобрав соответствующим образом индукцию магнитного поля и величину циклотронной частоты электронов РЭП. Более того, создавая неоднородное магнитное поле, индукция которого меняется по длине, можно создать условия для подавления обратной связи в целой полосе частот, т.е. создать условия для создания широкополосного СВЧ-усилителя.

ЛИТЕРАТУРА

Список использованной литературы к главе I

1. Милантьев В.П. *Атомная физика.* – М.: Изд. РУДН, 1999
2. Сивухин Д.В. *Общий курс физики, т.V. Атомная и ядерная физика, ч.1.* – М.: Наука, 1986
3. Ельяшевич М.А. *Атомная и молекулярная спектроскопия, в 2-х томах.* – М.: УРСС, 2007
4. Шпольский Э.В. *Атомная физика, т.т. 1, 2.* – М.: Наука, 1974
5. Нерсесов Э.А. *Основные законы атомной и ядерной физики.* – М.: Высшая школа, 1988
6. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров.* – М.: Наука, 1977
7. Фано У., Фано Л. *Физика атомов и молекул.* – М.: Наука, 1980
8. Смирнов Б.М. *Физика атома и иона.* – М.: Энергоатомиздат, 1986
9. Гольдин Л.Л., Новикова Г.И. *Введение в квантовую физику.* – М.: Наука, 1988
10. Смирнов Б.М. *Физика атома и иона.* – М.: Энергоатомиздат, 1986
11. Павлинский Г.В. *Основы физики рентгеновского излучения.* – М.: Физматлит, 2007, 240 с.
12. Шмелев В.К. *Рентгеновские аппараты.* – М. 1973
13. Блохин М.А. *Физика рентгеновских лучей.* – М.: 1957
14. Вайнштейн Б.К. *Симметрия кристаллов. Методы структурной кристаллографии.* – М. 1979
15. Уманский М.М. *Аппаратура рентгеноструктурных исследований.* – М. 1960
16. Флайгер У. *Строение и динамика молекул. Т.Т.1,2.* – М.: 1987
17. Леше А. *Физика молекул.* – М.: Мир, 1987

18. Кондратьев В.Н. *Структура атомов и молекул.* – М.: Физматгиз, 1959
19. Сыроев А.А. и др. *Изотопная масс-спектрометрия.* – М.: Энергоатомиздат, 1993
20. Страховский Г.М., Успенский А.В. *Основы квантовой электроники.* – М.: Высшая школа, 1973
21. Алтышулер С.А., Козырев Б.М. *Электронный парамагнитный резонанс.* М.: Физматгиз, 1961
22. Вертц Дж., Болтон Дж. *Теория и практические приложения метода ЭПР.* М.: 1975
23. Ельяшевич М.А. *Атомная и молекулярная спектроскопия, в 2-х томах.* – М.: УРСС, 2007
24. Блюменфельд Л.А. и др. *Применение электронного парамагнитного резонанса в химии.* – Новосибирск: Изд. Сиб. Отд. АН СССР, 1962, 240 с.
25. Клышко Д.Н. *Физические основы квантовой электроники.* – М.: Наука, 1986
26. Феррар Т., Беккер Э. *Импульсная и Фурье-спектроскопия ЯМР.* – М.: 1973
27. Дейген М.Ф. *Электрические эффекты в радиоспектроскопии.* – М.: 1981
28. Лундин А.Г., Зорин В.Е. *Ядерный магнитный резонанс в конденсированных средах.* УФН 177(10) 1107-1130, 2007
29. Блюмх Б. *Основы ЯМР.* – М.: Техносфера, 2007
30. Мухин К.Н. *Экспериментальная ядерная физика, в 3-х томах.* М.: УРСС, 2007
31. *Альфа-, бета- и гамма- спектроскопия (пер. с англ.).* – М.: 1969
32. *Электронная спектроскопия (пер. с англ.).* – М.: 1971
33. Широков Ю.М., Юдин Н.П. *Ядерная физика.* – М.: Наука, 1980

34. Сумбаев О.И. *Кристалл-дифракционные гамма-спектрометры.* – М.: Госатомиздат. 1963
35. Вертгейм Г. *Эффект Мёссбауэра.* – М.: Мир, 1966. Митин А.В. *Модуляционная гамма-резонансная спектроскопия. УФН 176(9) С.987-994, 2006*
36. Хольнов Ю.В. *Прикладная ядерная спектроскопия. Вып.4.* М.: 1974, 304 с.
37. Хольнов Ю.В. *Прикладная ядерная спектроскопия. Вып.8.* М.: 1978, 336 с.
38. Санин А.А. *Электронные приборы ядерной физики.* – М.: 1964, 624 с.
39. Цитович А.П. *Ядерная электроника.* – М.: 1984, 498 с.
40. Бегжанов Р.Б. и др. *Справочник по ядерной физике (ядерная спектроскопия). Кн.1,2.* – М.: 1989
41. Иишханов Б.С., Кэбин Э.И. *Физика ядра и частиц, XX век.* – М.: Изд. МГУ, 2000. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/introduction/index.html>

Список использованной литературы к главе II

1. Павлов П.В., Хохлов А.Ф. *Физика твердого тела.* – М.: Высшая школа, 1985
2. Брандт Н.Б., Кульбачинский В.А. *Квазичастицы в физике конденсированного состояния.* – М.: Физматлит, 2005
3. Киттель Ч. *Введение в физику твердого тела.* – М.: Гос. Изд. Физмат. Литературы, 1963
4. Д.В. Сивухин. *Общий курс физики. Т.5, ч.1*
5. Каганов М.И., Лифшиц И.М. *Квазичастицы.* – М., 1976
6. Калашиников С.Г. *Электричество.* – М.: Физматлит, 2003
7. Сивухин Д.В. *Общий курс физики, т.3. Электричество.* – М.: Физматлит, 2006

8. Ландсберг Г.С. *Оптика*. – М.: Физматлит, 2006
9. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики*. – М.: Наука, 1973
10. Струков Б.А. *Сегнетоэлектричество*. – М.: Изд. МГУ, 1979
11. Губкин А.Н. *Электреты*. – М.: 1978
12. Аппель Дж., Фирсов Ю.А. *Полярны*. – М.: 1975
13. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *Физическая оптика*. – М.: Изд. МГУ, 2004
14. Френкель Я.И. *Введение в теорию металлов*. – М.: Гостехиздат, 1958
15. Пайерлс Р. *Электронная теория металлов*. – М.: ИЛ, 1948
16. Абрикосов А.А. *Основы теории металлов*. – М.: Наука, 1987
17. Соколов А.В. *Оптические свойства металлов*. – М.: Наука, 1961
18. Уманский Я.С., Скоков Ю.А. *Физика металлов*. – М.: Наука, 1978
19. Царев Б.М. *Контактная разность потенциалов и ее влияние на работу электровакуумных приборов*. – М.: Наука, 1955
20. Иоффе А.Ф. *Полупроводниковые термоэлементы*. – М.: Наука, 1960
21. Свирский М.С. *Электронная теория вещества*. – М.: Просвещение, 1980
22. Дорфман Я.Г. *Магнитные свойства и строение вещества*. – М.: Наука, 1955, глава 2.
23. Зиненко В.И., Сорокин Б.П., Турчин П.П. *Основы физики твердого тела*. – М.: Физматлит

Список использованной литературы к главе III

1. А.М.Бродский, Ю.Я.Гуревич *Теория электронной эмиссии из металлов*. - М.: Наука, 1973
2. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. *Эмиссионная электроника* М.: Наука 1966

3. *К. Шимони Физическая электроника – М.:Энергия, 1977*
4. *Жданов С.К., Курнаев В.А., Романовский М.К., Цветков И.В. Основы физических процессов в плазме и плазменных установках: Учеб. пособие / Москва: МИФИ, 2000. 184 с*
5. *Специальный физический практикум изд. 3 переаб. И доп. Часть 2 М.: Изд. Московского университета. - 1977. 376 с.*

Список использованной литературы к главе IV

1. *Молоковский С.И., Сушков А.Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. М.: Энергоатомиздат 1991*
2. *Дж. Лоусон Физика пучков заряженных частиц . М: Мир 1980*
3. *Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. – М.: Энергоиздат 1982*
4. *Абрамян Е.А. Интенсивные электронные пучки . - М.: Энергоатомиздат 1984*
5. *Тараненко В.П. Влияние положительных ионов на Формирование электронных пучков в условиях высокого вакуума, Изв. Вузов Радиоэлектроника 1965 №6 с.850-864*
6. *Г. Месси, Е. Бархон Электронные и ионные столкновения И.Л. 1958*
7. *Алексеев Б.В., Абакумов А.И., Виноградов В.С., Теплофизика высоких температур, 1981, 19 №4 с.883-884 «Сечение упругого рассеяния быстрых электронов»*
8. *Власов А.Г. Известия вузов Физика №1 1961 стр.20-24 « К расчету потерь ускоряемых частиц из-за рассеяния на газе»*
9. *Miller F.A., Gerardo J.B. J.Appl. Phys. 1972, v43, №7, p.3008-3013 «Electron bean propagation in high-pressure gases»*

10. Диденко А.Н., Лигачев А.Е., Куракин И.Б. *Воздействие пучков заряженных частиц на поверхность металлов и сплавов* М: Энергоатомиздат 1987, 184 с.

Список использованной литературы к главе V

1. Коломенский А.А. *Физические основы методов ускорения заряженных частиц.* – М.: Изд. МГУ. 1980
2. Лебедев А.Н., Шальнов А.В. *Основы физики и техники ускорителей. Т.Т. 1-3.* – М.: Энергоиздат, 1981
3. Фрауэнфельдер Г., Хенли Э. *Субатомная физика.* – М.: Мир, 1979, 736 с.
4. Сивухин Д.В. *Общий курс физики, т.V. Атомная и ядерная физика, ч.2.* – М.: Наука, 1986
5. Петросьянц А.М., Логунов А.А. *Физика высоких энергий и ускорители заряженных частиц.* – М.: Наука, 1973
6. Капчинский И.М. *Теория линейных резонансных ускорителей.* – М.: Энергоиздат. 1982
7. Вальднер О.А., Власов А.Д., Шальнов А.В. *Линейные ускорители.* – М.: 1969
8. Вальднер О.А. и др. *Ускоряющие волноводы.* – М.: Атомиздат, 1973
9. Тернов И.М., Михайлин В.В., Халилов В.Р. *Синхротронное излучение и его применения.* – М.: Изд. МГУ, 1985, 264 с.
10. Пашков П.Т. *Физика пучка в кольцевых ускорителях.* – М.: Физматлит, 2006, 264 с.
11. Коваленко А.Д. *От синхрофазотрона к нуклотрону. УФН, 177 (8), с.914, 2007*
12. Скринский А.Н. *Ускорительные и детекторные перспективы физики элементарных частиц. УФН, 138(1), с.3-43, 1982*

13. Адо Ю.М. Ускорители заряженных частиц высоких энергий. УФН, **145(1)**, с.87-112, 1985
14. Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц. – М.: Мир, 1980
15. Ишханов Б.С., Кэбин Э.И. Физика ядра и частиц, XX век. – М.: Изд. МГУ, 2000. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/introduction/index.html>

Список использованной литературы к главе VI

1. Никольский В.В. «Электродинамика и распространение радиоволн» М.: «Наука». 1973, 608 с.
2. Лебедев И.В. «Техника и приборы сверхвысоких частот». М.: Госэнергоиздат. 1964, Т.2, 616 с.
3. Чернушенко А.М., Петров Б.В., Малорацкий Л.Г., Меланченко Н.Е., Бальсевич А.С. «Конструирование экранов и СВЧ-устройств». М.: «Радио и связь». 1990, 352 с.
4. Пруслин З.М., Смирнова М.А. «Радиотехника и электроника». Изд. «Высшая школа». М.: 1970, 383 с.
5. Мейнке Х., Гундлах Ф. «Радиотехнический справочник». Госэнергоиздат, 1960, Т.1, 416 с.
6. Чернушенко А.М., Петров Б.В., Малорацкий Л.Г., Меланченко Н.Е., Бальсевич А.С. «Конструирование экранов и СВЧ-устройств». М.: «Радио и связь». 1990, 352 с.

Список использованной литературы к главе VII

1. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника // М.: Наука, 2004
2. Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М. "Мир" 1984, 432 с.

3. Бугаев С. П., Канавец В. И., Кошелев В. И., Черепенин В. А. *Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы – Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1991, 296 с.*
4. Литвинов Е.А. *Сильноточные релятивистские электронные пучки. Часть 1 Физика пучков // Соросовский образовательный журнал, 1998, №6, с.100-105.*
5. Миллер Р. *Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М. Мир 1984, 432 с.*
6. Незлин М.В. *Динамика пучков в плазме. М.: Энергоатомиздат, 1982, 218 с.*
7. Федосов А. И., Литвинов Е. А., Беломытцев С. Я., Бугаев С. П. *К расчёту характеристик электронного пучка, формируемого в диодах с магнитной изоляцией // Изв. Вузов СССР, Физика, 1977, №10, с. 134.*
8. Беломытцев С. Я., Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Федосов А. И. *Характеристики электронного пучка, формируемого в диоде с магнитной изоляцией // Физика плазмы, 1981, т. 7, в. 1, с. 86 – 90.*
9. Дэвидсон Р. *Теория заряженной плазмы. М.: Мир, 1978*
10. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе *Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990*
11. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. *Физика плазмы для физиков // М.: Атомиздат, 1979*
12. Месяц Г.А. *Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов.Радио, 1974.*
13. Шкварунец А. Г. *Широкополосный СВЧ-калориметр большой площади // Приборы и техника эксперимента, 1996, № 4, с. 72.*
14. Богданкевич И. Л., Стрелков П. С., Тараканов В. П. и др. *Калориметрический спектрометр одиночных импульсов излучения*

приборов релятивистской СВЧ-электроники // Приборы и техника эксперимента, 2000, № 1, с. 92-97.

15.М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника: Учеб. пособие/ Москва: Изд. МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002, 543 с.

16.М.В. Кузелев, О.Т. Лоза, А.А. Рухадзе и др. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника // Физика плазмы, 2001, 27(8), С.710-733.

17.П.С.Стрелков, А.В.Пономарев, И.Л.Богданкевич. Нормальный эффект Доплера в экспериментах по взаимодействию релятивистских электронных пучков с плазмой. Плазменный релятивистский СВЧ-усилитель / /Физика плазмы, 2007, 33(4), с. 366-375.

ОПИСАНИЕ КУРСА И ПРОГРАММА

Кредит: 8

Статус дисциплины: СДМ (специальные дисциплины, обязательная)

(9, 10 семестр магистратура, лекций – 72 часа, лабораторные (практические занятия) – 72 часа, самостоятельная работа студентов – 144 часа, зачет по лабораторному практикуму в семестр, два экзамена, контрольное практическое задание или курсовая работа (по выбору).

Описание курса

Цель курса – Цель курса «Физическая электроника» заключается в приобретении студентами глубоких и современных знаний о закономерностях электронного строения вещества и рассмотрении на этой основе его электромагнитных характеристик, физики полупроводников, различных видов эмиссионной и вакуумной электроники, физики и техники ускорителей, генерации и усиления электромагнитных сигналов.

Основные задачи курса:

- развитие у студента навыка анализа процессов и их взаимосвязей, происходящих при изучении сложных физических явлений;
- изучение прикладных аспектов дисциплины, затрагивающих наиболее динамично развивающиеся направления прикладной физики;
- приобретение студентами знаний и практических навыков для самостоятельной работы в рамках магистерской программы;
- понимание студентом роли и места «Физической электроники» в ряду физических и технических наук.

Содержание курса:

В курсе изложены основные разделы современной «Физической электроники». Рассматриваются: Закономерности микромира и строения вещества; Элементы квантовой электроники; Основы физики твердого тела; Физические основы вакуумной электроники; Элементы электронной и ионной оптики; Физические принципы ускорителей заряженных частиц; СВЧ электроника; Плазменная релятивистская электроника.

С большей полнотой изложены вопросы, относящиеся к практическим приложениям рассмотренных разделов курса.

Организационно-методическое построение курса.

Курс состоит из лекций и практических занятий (лабораторных работ), предусмотрено выполнение семестрового контрольного практического задания или курсовой работы (по выбору). Поскольку программа данного курса предусматривает изучение широкого круга вопросов, часто составляющих содержание разных курсов, то из-за ограниченного объема часов рассматриваются лишь те вопросы, которые способствуют пониманию основных принципов, используемых при изучении отдельных разделов.

Для освоения курса требуются знания курса общей физики (механика, молекулярная физика, электричество и магнетизм, оптика, физика атома и атомных явлений, физика атомного ядра и частиц), курсов теоретической физики (теоретическая механика и основы механики сплошных сред, квантовая механика, электродинамика, статистическая физика, основы физики конденсированного состояния), а также курсов высшей математики (высшая алгебра, математический анализ, дифференциальные уравнения, методы математической физики), входящих в учебный план обучения бакалавра классического университета по направлению подготовки – физика.

Лекции построены по принципу: от простого к сложному, и реализуют непрерывную подготовку в рамках учебной программы, демонстрируя примеры конкретных межпредметных взаимосвязей. Лекции проходят с демонстрацией иллюстративного видеоматериала (слайдов и т.п.), с использованием мультимедийного проекционного оборудования.

Практические (лабораторные) занятия проводятся в три этапа:

1) допуск к выполнению - проверка преподавателем самостоятельной работы студента, проведенной им с использованием учебно-методических пособий и предложенной литературы, т.е. персональная проверка уровня знаний вопросов, связанных с тематикой предстоящей практической работы;

2) непосредственное проведение экспериментальных исследований, самостоятельная обработка результатов измерений, подготовка и написание отчета, согласно методическим требованиям;

3) обсуждение индивидуальных отчетов студентов по выполненной работе.

Практические занятия проводятся на современном лабораторном оборудовании с применением измерительных приборов и установок последнего поколения, позволяющего проводить натурные экспериментальные исследования, в частности в режиме удаленного доступа.

Для контроля и закрепления студентами полученных знаний необходимо проведение обязательных практических занятий: лабораторные работы, минимальное количество - 7 в семестр (всего 14 работ за год); 1 контрольное практическое задание (в семестр, 2 за год) или курсовая работа (по выбору). Предусмотрены: промежуточная аттестация в середине семестра, семестровый зачет по лабораторному практикуму и семестровый итоговый контроль – экзамен.

Освоив курс, студент должен знать:

основные типы эмиссионной электроники, способы формирования пучков заряженных частиц, статические и динамические способы управления пучками, методы ускорения заряженных частиц электромагнитными полями, основные закономерности физики твердого тела, методы генерации и усиления электромагнитных волн.

Студент, основываясь на фундаментальных законах изученного курса должен уметь: строить простейшие аналитические модели процессов по различным разделам физической электроники, оценивать вклад тех или иных физических факторов на результат моделирования или экспериментального исследования, пользоваться сложным экспериментальным и современным измерительным оборудованием и методами математического моделирования.

Общие правила выполнения практических работ

В рамках изучаемого курса в физических лабораториях студенты выполняют лабораторные работы, количество которых определено учебным планом по дисциплине, а также выполняют самостоятельную исследовательскую работу - контрольное практическое задание или курсовую работу.

Лабораторное занятие - практическое учебное занятие, проводимое в учебных лабораториях с целью углубления знаний и приобретения навыков при проведении эксперимента в области изучаемой дисциплины.

Объектом изучения при проведении лабораторных занятий является конкретный физический объект, рассматриваемый в предметной области курса. Объект изучения - электрофизический стенд, измерительный модуль, сопряженные с реальным физическим объектом процессы и явления, протекающие в котором являются предметом изучения.

Курсовая работа является самостоятельной учебной работой – первым научным исследованием, в котором студентом раскрываются теоретические и практические проблемы выбранной темы. Курсовая работа должна представлять собой законченный материал, в котором приведены результаты, раскрывающие закономерности взаимосвязей между изучаемыми явлениями и процессами, а также содержать самостоятельное решение поставленной задачи.

Объектом исследований при выполнении курсовой работы являются физические явления или процессы. При этом студент самостоятельно осуществляет выбор диагностических методов измерений, аппаратных ресурсов, методов моделирования либо аналитических подходов для теоретического изучения на основе знаний полученных студентом в предшествующий период обучения или изучаемых самостоятельно. Результаты курсовой работы могут являться прологом будущей магистерской диссертации.

Контрольное практическое задание – самостоятельная учебная работа, направленная на постановку физического эксперимента, связанного с модернизацией и совершенствованием работ лабораторного практикума по изучаемым разделам «Физической электроники». Контрольное практическое задание представляет, законченный материал, в котором представлены результаты самостоятельной работы студента по разработке и постановке новых упражнений лабораторного практикума или новой лабораторной задачи и связаны с совершенствованием постановки эксперимента, разработки новых схем измерений, повышения точности измерений или обработки экспериментальных данных и содержат самостоятельное видение и решение поставленной задачи. Объектом исследований при выполнении контрольного практического задания являются существующие и вновь создаваемые лабораторные стенды практикума.

Организация лабораторного практикума

Общие правила:

- Лабораторные работы выполняются студентами согласно установленному в начале семестра расписанию.
- Лабораторная работа выполняется исследовательской группой, не превышающей 2 человека.
- Количество лабораторных работ, выполняемых за учебное занятие, не превышает одну работу.
- Перенос выполнения назначенной лабораторной работы допускается только в пределах расписания по согласованию с преподавателем.
- При обнаружении схожих отчётов у различных исследовательских групп результаты работ и отчеты аннулируются, а студенты, сдавшие такие отчёты, переделывают работу в дополнительное время, согласно установленным на факультете правилам ликвидации задолженностей.

К выполнению работы не допускаются учащиеся, которые:

- не прошли аттестацию по технике безопасности;
- грубо нарушают правила внутреннего распорядка в лаборатории;
- не подготовились для выполнения лабораторной работы;
- опоздали к началу занятий;
- не защитили отчёт по предыдущей работе;
- пропустили два и более занятий без уважительной причины.

Организация лабораторных занятий включает:

- самостоятельную внеаудиторную подготовку студента в соответствии с методическими рекомендациями;
- первичный контроль преподавателем степени подготовленности каждого студента к выполнению лабораторной работы;
- выполнение всех заданий (упражнений) лабораторной работы в полном объеме;

- оформление отчета (см. структуру отчета и правила его оформления) и его защиту исследовательской группой;
- учет преподавателем текущего и итогового рейтингов каждого из студентов по результатам выполнения и защиты им отдельных лабораторных работ.

Студент имеет право:

- получить необходимые для выполнения лабораторной работы методические материалы в бумажном или электронном видах;
- проводить лабораторные работы по оригинальным методикам при предварительном согласовании их с преподавателем;
- выполнить лабораторную работу, пропущенную по уважительной причине, в часы, согласованные с преподавателем.

Студент обязан:

- Самостоятельно, согласно методическим рекомендациям, подготовиться к выполнению лабораторной работы, и получить допуск к ее выполнению по результатам краткого опроса в начале занятий;
- Данные (условия экспериментов) и результаты измерений вносятся в протокол (персональный файл), выдаваемый преподавателем по результатам предварительного опроса;
- По выполнении экспериментальной части лабораторной работы студент предъявляет результаты измерений преподавателю. Они сохраняются в виде электронного файла на рабочем компьютере преподавателя. Копия файла остается у студента для оформления отчета (см. правила оформления отчётов);
- При пропуске занятия подготовиться к следующей по расписанию работе. Дату выполнения пропущенной работы необходимо согласовать с преподавателем.

Студент несет ответственность:

- за пропуск лабораторных занятий по неуважительной причине;
- за неподготовленность к выполнению работы;
- за несвоевременную сдачу отчетов и их защиту;
- за порчу имущества и нанесение материального ущерба лаборатории

Преподаватель несет ответственность:

- за качественную постановку и проведение лабораторных работ;
- за поддержание рабочей дисциплины и порядка в лаборатории;

Преподаватель имеет право:

- отстранять от проведения лабораторных работ студентов, нарушающих установленные выше правила;
- требовать от студентов, пропустивших занятия, разрешения из деканата факультета на посещение последующих лабораторных занятий;
- проводить перед началом лабораторных работ контрольный опрос студентов;
- вносить в случае необходимости (из-за отказа оборудования, измерительных или вычислительных средств и т. п.) частичные изменения в процесс выполнения лабораторной работы.

Категорически запрещено:

- **Самостоятельно включать** экспериментальные стенды, без проверки преподавателем рабочей схемы измерений;
- **Использовать** для выполнения лабораторной работы приборы и устройства, не входящие в состав экспериментального стенда и не предусмотренные техническим заданием к выполнению;
- **Включать** не используемые в работе модули устройств, ручки и переключатели приборов;
- **Вскрывать** блок-схемы программно-аппаратных средств измерений и вносить в них изменения;

- **Включать измерительные стенды**, в которых предусмотрены системы охлаждения без их активации;
- **Включать высоковакуумные насосы** без контроля давления ступени предварительного разряжения;
- **Включать и выключать высоковольтные источники питания** без нагрузки;
- **Включать генераторы СВЧ** без согласованной нагрузки;
- **Включать источники оптического излучения** без защитного кожуха;
- **Вскрывать измерительные модули и приборы.**

Организация выполнения курсовых работ или контрольных практических заданий.

О необходимости выполнения курсовой работы студента информируют на первой лекции и предлагают либо выбрать тему работы из списка, либо заранее самостоятельно обдумать и предложить тему будущей работы.

Подготовка и защита курсовой работы, а также ее оценка в учебной программе каждого направления определяется большой ролью этого вида подготовки специалиста в общей системе учебных программ, нацеленных на фундаментальность и систематичность образования. Для завершения и защиты курсовой работы студенту предоставляется в конце семестра специально одна неделя, свободная от аудиторных занятий. В течение первой установочной недели, отведенной на выбор курсов, утверждается тема и научный руководитель курсовой работы. Темы курсовых работ находятся на сайте магистерской программы. Студент, консультируясь с преподавателями кафедры, за которой закреплено руководство курсовыми работами, определяет тему своей курсовой работы.

Выполнение курсовых работ происходит по следующей схеме:

- выбор темы;

- поиск литературы и ее изучение;
- проведение расчетов, аналитических выводов, экспериментальных исследований;
- написание первого варианта и представление его научному руководителю;
- исправление и доработка текста с учетом замечаний руководителя;
- представление окончательного текста курсовой работы и ее защита перед учебной комиссией кафедры.

Выполнение *контрольных практических заданий* происходит по аналогичной схеме, единственное отличие - сдача работы происходит курирующему преподавателю.

Ряд исследований при выполнении экспериментальной части работы требуют разработки программного, программно-аппаратного обеспечения или изготовления узлов, устройств или приспособлений для существующих в лаборатории по данному курсу или вновь создаваемых электрофизических стендов.

Разработка программного, программно-аппаратного обеспечения осуществляется в дисплей-классе Центра прикладных информационных технологий университета, оснащенного всем необходимым оборудованием и программным обеспечением.

Часть работ (слесарных, электро- и радиомонтажных) выполняется студентом самостоятельно в технологической лаборатории кафедры экспериментальной физики, оснащенной соответствующим инструментарием и станками. Узлы, требующие квалифицированного изготовления, могут быть изготовлены в научно-производственных или стеклодувных мастерских университета. В этом случае чертежи, самостоятельно подготовленные студентом, утверждаются преподавателем, и оформляется заказ от кафедры экспериментальной

физики согласно установленным в университете правилам для их изготовления.

Естественным требованием при выполнении экспериментальной части работы является наличие удостоверения о сдаче (в начале учебного года) минимума по технике безопасности (ТБ), строгое выполнение правил ТБ и выполнение требований и правил эксплуатации энергоустановок. Надзор за выполнением указанных требований осуществляется курирующим преподавателем.

В процессе выполнения курсовой работы или контрольного практического задания текущее состояние работы еженедельно обсуждается с преподавателем, курирующим их выполнение.

Обработка результатов практической части работы, как и подготовка отчета по курсовой работе может быть выполнена студентом в дисплей-классе центра прикладных информационных технологий университета.

Защита курсовых работы осуществляется перед учебной комиссией, назначаемой заведующим кафедрой и представляет собой публичное научное сообщение по результатам работы, должным образом оформленное с использованием мультимедийных средств. Лучшие работы могут быть рекомендованы в качестве докладов на ежегодную университетскую конференцию или к публикации.

Инновационная составляющая курса.

Реализация предлагаемого УМК будет способствовать повышению уровня подготовки магистров. Выпускники будут способны самостоятельно применять современные методы физического эксперимента, применять научно обоснованные и проработанные подходы для изучения физических процессов и явлений.

Подготовка УМК обусловлена необходимостью изучения студентами магистратуры как фундаментальных основ изучаемой

дисциплины, так и современных подходов и решений, применяемых при постановке и проведении физических исследований. Особое внимание в УМК уделено практическому аспекту подготовки.

Инновационность подачи учебного материала в курсе основывается на активном внедрении цифровых технологий. С одной стороны курс содержит в себе фундаментальные научно теоретическую и методическую составляющие, подкрепленные наглядным иллюстративным материалом с использованием современных средств мультимедиа и визуализации. С другой стороны – лабораторные и самостоятельные работы предполагают применение новейших образцов современной измерительной техники, а также управление работой научно-исследовательских установок на базе аппаратных и программных средств последнего поколения.

Освоение курса связано с выполнением самостоятельных научно-практических исследований в форме контрольного практического задания или курсовой работы (по выбору), согласно перечню предложенных актуальных тем, являющихся прологом выполнения магистерской диссертации.

В реализуемой магистерской программе все УМК построены по единой форме расположения и организации материала, позволяют соотносить их содержание в общем контексте подготовки специалистов. Использование единого подхода к представлению учебно-методической информации дает возможность отобразить, с одной стороны, существующие межпредметные взаимосвязи, а с другой – динамику развития отдельных тем и их сочетание, что особенно актуально при выполнении самостоятельных научных исследований (контрольные практические задания и курсовые работы, магистерская диссертация). Задачи лабораторного практикума и предлагаемые темы курсовых работ позволяют получить практические навыки по разделам изучаемой дисциплины.

Предлагаемая для изучения курса литература в основе своей имеется в наличии в библиотечном фонде РУДН, в противном случае электронные версии доступны в локальной сети на сайте магистерской программы (<http://vlab.sci.pfu.edu.ru>).

Разрабатываемый УМК является плодом совместной работы коллектива авторов, состоящих из преподавателей РУДН и ведущих специалистов крупнейшего научного центра РФ «Курчатовский институт» и института общей физики РАН. Такой подход позволяет использовать последние достижения в области физического эксперимента, обеспечить проведение НИРС по самым актуальным и перспективным направлениям, относящимся к приоритетным направлениям развития науки, технологии и техники РФ, на современных электрофизических стендах и установках. Кроме того, применить последние разработки для постановки оригинальных экспериментальных работ лабораторного практикума, включая удаленный доступ.

Авторы курса выделили две основные цели его написания:

1. Разработка разделов, являющихся на сегодняшний день наиболее перспективными.
2. Практическая составляющая курса, нацеленная на изучение и освоение методов и принципов проведения экспериментальных исследований, а также современного лабораторного и измерительного оборудования.

Предлагаемый учебный курс является принципиально инновационным как в области содержания, так и технологии организации педагогического процесса.

Обязательная литература:

1. *Милантьев В.П. Атомная физика. – М.: Изд. РУДН, 1999.*
2. *Сивухин Д.В. Общий курс физики, т.V. Атомная и ядерная физика, ч.ч. 1, 2. – М.: Наука, 1986.*
3. *Шпольский Э.В. Атомная физика, т.т. 1, 2. – М.: Наука, 1974.*
4. *Матвеев А.Н. Атомная физика. – М.: Высшая школа, 1989.*
5. *Страховский Г.М., Успенский А.В. Основы квантовой электроники. – М.: Высшая школа, 1973.*
6. *Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. – М.: Наука, 1980.*
7. *К. Шимони Физическая электроника. пер. с нем. – М.: Энергия, 1977, 608 с.*
8. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г. Физика полупроводников. – М.: Наука, 1990. 688 с.*
9. *Шалимова К.В. Физика полупроводников. – М.: Энергоатомиздат, 1985. 392с.*
10. *Кондратенко А.Н., Куклин В.М. Основы плазменной электроники. – М.: Энергоатомиздат, 1988.*
11. *Коломенский А.А. Физические основы методов ускорения заряженных частиц.– М.: Изд. МГУ. 1980.*
12. *Лебедев А.Н., Шальнов А.В. Основы физики и техники ускорителей. Т.Т. 1-3. – М.: Энергоиздат, 1981.*
13. *П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов. Физика твердого тела. –М.: Высшая школа, 1985.*
14. *А.А. Коломенский, А.Н.Лебедев Теория циклических ускорителей М.: Физматгиз, 1962. 352 с.*
15. *С.И. Молоковский, А.Д. Сушков Интенсивные электронные и ионные пучки М.: Энергоатомиздат, 1991, 304 с.*

16. Л.А.Арцимович, С.Ю.Лукьянов *Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. Учебное пособие, Изд. 2-ое, – М.: Наука, 1978. 224 с.*
17. П. Хокс, Э. Каспер *Основы электронной оптики в 2-х т. Т.2 – М.: Мир, 1993. 480 с.*
18. П. Хокс, Э. Каспер *Основы электронной оптики в 2-х т. Т.1 – М.: Мир, 1993. 552 с.*
19. Дж.Лоусон *Физика пучков заряженных частиц. – М.: Мир , 1980. 438 с.*
20. Е.А.Абрамян, и др. *Интенсивные электронные пучки Энергоатомиздат, 1984*
21. А.Н. Диденко, А.Е. Лигачев, И.Б. Куракин *Воздействие пучков заряженных частиц на поверхность металлов и сплавов. – М.: Энергоатомиздат, 1987. 184 с.*
22. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков *Плазменная релятивистская СВЧ-электроника: Учеб. пособие. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. 543 с.*
23. И.В. Лебедев *Техника и приборы сверхвысоких частот. под ред. акад. Н.Д.Девяткова, Т.1. – М.: Высшая школа, 1970. 440 с.*
24. И.В. Лебедев. *Техника и приборы сверхвысоких частот. под ред. акад. Н.Д. Девяткова, Т.2. – М.: Высшая школа, 1972. 376 с.*
25. Х. Мейнке, Ф.В. Гундлах. *Радиотехнический справочник, том 1. – М.: Госэнергоиздат, 1960. 416 с.*
26. Н.А. Семенов *Техническая электродинамика. – М.: Связь, 1978. ???? с.*
27. А.М. Бродский, Ю.Я. Гуревич. *Теория электронной эмиссии из металлов. – М.: Наука, 1973.*
28. Л.Н. Добрецов, М.В. Гамаюнова. *Эмиссионная электроника. 1966.*

Дополнительная литература:

1. *Нерсесов Э.А. Основные законы атомной и ядерной физики. – М.: Высшая школа, 1988.*
2. *Гольдин Л.Л., Новикова Г.И. Введение в квантовую физику. – М.: Наука, 1988.*
3. *Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. – М.: Наука, 1977.*
4. *Вихман Э. Квантовая физика. – М.: Наука, 1986.*
5. *Борн М. Атомная физика. – М.: Мир, 1970.*
6. *Фано У., Фано Л. Физика атомов и молекул. – М.: Наука, 1980.*
7. *Смирнов Б.М. Физика атома и иона. – М.: Энергоатомиздат, 1986.*
8. *Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. – М.: 1957.*
9. *Кондратьев В.Н. Структура атомов и молекул. – М.: Физматгиз, 1959.*
10. *Клышко Д.Н. Физические основы квантовой электроники. – М.: Наука, 1986.*
11. *Давыдов А.С. Теория атомного ядра. – М.: 1958.*
12. *Альфа-, бета- и гамма- спектроскопия (пер. с англ.). – М.: 1969.*
13. *Капчинский И.М. Теория линейных резонансных ускорителей. – М.: Энергоиздат. 1982.*
14. *Вальднер О.А., Власов А.Д., Шальнов А.В. Линейные ускорители. М.: 1969.*
15. *Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. – М.: 1962.*
16. *Милантьев В.П. УФН, 167(1), с.3-16, 1997.*
17. *Головановский К.С. Гиромагнитный авторезонанс и ускорение заряженных частиц. – М.: Изд. УДН, 1982.*
18. *Коваленко А.Д. УФН, 177 (8), с.914, 2007.*

19. Л.Н. Розанов *Вакуумная техника*. Москва.: Высшая школа, 1990. 320 с
20. С.М.Левитский *Сборник задач и расчетов по физической электронике* : Изд. Киевского ун-та, 1964. 211с.
21. С.К.Жданов, В.А.Курнаев, М.К. Романовский, И.В.Цветков *Основы физических процессов в плазме и плазменных установках: Учеб. пособие* / Москва: МИФИ, 2000. 184 с.
22. А.М. Чернушенко, Б.В. Петров, Л.Г. Малорацкий и др.; Под. ред. А.М. Чернушенко *Конструирование экранов и СВЧ-устройств.* – М.: Радио и связь, 1990. 351 с.
23. Голант В.Е. *Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы.* – М.: Наука, 1968, 328 с.
24. *Специальный физический практикум: Учеб. пособие. Ч. 2, изд. 3 / под ред. А.А. Харламова.* - М.: Издательство МГУ, 1977, 376с.

Условия и критерии выставления оценок:

От студентов требуется посещение лекций и лабораторных (практических) занятий, обязательное выполнение и сдача обязательного количества лабораторных работ (зачет по лабораторному практикуму) и самостоятельной контрольной практической работы или курсовой работы (по выбору), а также **сдача итогового экзамена**. Особо учитывается активная работа при выполнении самостоятельного контрольного практического задания (или курсовой работы), а также ритмичность и качество выполнения обязательных лабораторных работ.

Для успешного выполнения каждой лабораторной работы студент должен внимательно изучить учебно-методические материалы (пособия и литературу, рекомендованную для выполнения лабораторных работ), уметь изложить изученный материал и быть готовым к выполнению.

Важным этапом в итоговой аттестации студента является обязательное выполнение и сдача самостоятельного контрольного практического задания (или курсовой работы). Студент не допускается к итоговому экзамену, если он набрал менее 50% баллов. При набранных 60% баллов студент **может** автоматически получить оценку «3». Более высокая оценка может быть получена только на итоговом экзамене.

Балльная структура оценки:

За выполнение обязательных лабораторных работ (7 работ в одного течение семестра) – 35 баллов. За каждую лабораторную работу – 5 баллов (1 балл – допуск к выполнению работы, 1 балл – выполнение, 3 балла – оформление и сдача работы). В итоговом подсчете на лабораторные работы – 35 баллов, зачет по лабораторному практикуму ставится автоматически при сдаче обязательного минимума – 7 лабораторных работ в семестре.

Самостоятельная контрольная практическая работа – 25 баллов (всего) – одна в семестр.

Промежуточный контроль (рубежная аттестация) – 10 баллов.

Семестровый итоговый экзамен – 30 баллов.

Всего – 100 баллов за семестр.

При выборе (выполнении) курсовой работы по данному курсу, контрольное практическое задание снимается, максимальный балл за курсовую работу – 25 баллов засчитывается в итоговую сумму баллов.

Шкала оценок:

A (5+) - 93≤100 баллов;

B (5) - 84≤92 баллов;

C (4) - 74≤83 баллов;

D (3+) - 63≤73 баллов;

E (3) - 51≤62 баллов;

FX (2+) - 31≤50 баллов;

F (2) - 0≤30 баллов.

| | | Неуд | | 3 | | 4 | 5 | |
|--------|--------|-------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|---------------|
| кредит | Сумма | F | FX | E | D | C | B | A |
| | Баллов | 2 | 2+ | 3 | 3+ | 4 | 5 | 5+ |
| 2 | 100 | 0≤30 | 31≤50 | 51≤62 | 63≤73 | 74≤83 | 84≤92 | 93≤100 |

Пояснение оценок:

A – выдающийся ответ

B – очень хороший ответ

C – хороший ответ

D – достаточно удовлетворительный ответ

E – отвечает минимальным требованиям удовлетворительного ответа

FX – означает, что студент может добрать баллы только до минимального удовлетворительного ответа

F – неудовлетворительный ответ (либо повтор курса в установленном порядке, либо основание для отчисления).

Основные правила проведения экспериментальных исследований в учебных лабораториях

Общие положения:

Экспериментальные исследования (лабораторные и курсовая работы, контрольные практические задания) выполняются студентами согласно установленному в начале семестра расписанию. К выполнению работы не допускаются учащиеся, которые:

- не прошли аттестацию по технике безопасности и правил эксплуатации электроустановок;
- грубо нарушают правила внутреннего распорядка в лаборатории;
- не подготовились для выполнения экспериментальных исследований;

Техника безопасности

- Инструктаж по «Правилам технической эксплуатации электроустановок и Правилам техники безопасности при их эксплуатации» проводится преподавателем, ведущим занятие, совместно с представителями служб главного инженера университета.
- При положительных результатах тестовых заданий получают допуск (выдается службой главного энергетика РУДН) для работы в лаборатории с оборудованием до 1000 В.

Студент обязан:

- Строго выполнять правила внутреннего распорядка в лаборатории, бережно относиться к оборудованию и приборам лаборатории.
- Самостоятельно подготовиться к выполнению экспериментальных исследований, и получить разрешение на их выполнение у курирующего преподавателя с отметкой в лабораторном журнале;

Студент несет ответственность:

- за порчу имущества и нанесение материального ущерба лаборатории

Преподаватель несет ответственность:

- за поддержание рабочей дисциплины и порядка в лаборатории;

Преподаватель имеет право:

- отстранять от проведения работ студентов, нарушающих установленные выше правила;

Требования к оформлению отчета о самостоятельных работах (лабораторных, курсовых работах и контрольных практических заданий)

Структура отчета

Объем отчета по лабораторной работе не должен превышать 8 стр. Объем отчета по курсовой работе не должен превышать 18 стр. Текст набирается на компьютере и печатается на принтере. Требования по содержанию разделов и оформлению отчета изложены ниже.

Отчет (требования к содержанию разделов лабораторного отчета) включает:

- Титульный лист.
- Аннотация.

Представляет собой краткое (несколько предложений) изложение содержания работы, включающее цель работы, объект исследований, используемый метод, диапазон варьируемых параметров эксперимента, основной результат, погрешности измерений.

Введение.

Содержит краткое теоретическое рассмотрение изучаемого явления и краткий обзор литературы по изучаемому вопросу;

Описание эксперимента

В данном разделе, относящемся к постановке эксперимента, необходимо дать подробное описание используемых методов,

последовательности операций, способов и приемов, которые характеризуют технологию эксперимента.

2.1 Методика измерений,

Описывается основная идея эксперимента и дается детальное описание методики измерений, средств измерений и диагностики.

2.2 Описание установки,

Дается подробное описание экспериментальной установки. Особое внимание уделяется тем ее элементам, которые могут влиять на результаты измерений.

2.3 Результаты измерений;

Приводится полный спектр первичных результатов измерений в виде таблиц и/или графиков. Детально описаны условия, при которых они получены.

Анализ результатов измерений, включающий:

3.1 Обработка результатов

Описываются используемые алгоритмы обработки результатов измерений.

3.2 Оценка погрешностей;

Приводятся погрешности измеряемых величин и результатов измерений.

Описываются методики, с помощью которых определялись погрешности.

1. Обсуждение полученных результатов;

Основной акцент дается на главный результат. Указывается область варьируемых параметров эксперимента, в которых полученный результат устойчив. Проводится сравнение полученных результатов с теоретическими выводами, обсуждаются их расхождения, и делается попытка их объяснения.

2. Выводы и заключение;

Отмечается суть выполненной работы, делаются выводы. Приветствуются оригинальные подходы к решению поставленной задачи, критические замечания по улучшению методики проведения эксперимента.

3. Список используемой литературы.

В разделе указывается используемая при выполнении работы основная и дополнительная литература.

Общие положения по оформлению

Электронная копия отчета и ее бумажный вариант должна быть в MS Word. При оформлении границы полей, шрифты, параметры абзацев, вставки (номера страниц, рисунки, графики и т.п.) задаются с помощью панели инструментов или меню (Файл - Параметры страницы; Формат – Шрифт, Абзац, Регистр; Вставка – Номера страниц, Рисунок).

Титульные листы отчетов лабораторной работы и курсовой представлены в Приложении А. Шрифт - Times New Roman Cyr, размер - 14 пт, регистры – указаны в примере, выравнивание абзацев - по центру.

Разделы и подразделы должны иметь заголовки. Заголовки разделов располагают с левого края строки без точки в конце. Текст раздела отделяется от текста двумя межстрочными интервалами. Переносы в заголовках не допускаются. Каждый раздел рекомендуется начинать с новой страницы.

Для нумерованных заголовков разделов отчета шрифт - Times New Roman, размер - 12 пт, Bold, выравнивание по левому краю.

Пример:

- Раздел 1,
 - Подраздел 1.1,
 - пункт 1.1.1,
 - подпункт 1.1.1.1.

Основной текст - формат А-4 (297x210), ориентация - книжная. Границы полей: верхнее, нижнее – 2 см; левое– 2.5 см, правое -1.5см, шрифт - Times New Roman, размер - 12 пт, интервал - полуторный (Word), автоматический перенос слов в границах полей, выравнивание по ширине.

Формулы и символы набираются в редакторе формул Equation. Ссылки в тексте заключены в квадратные скобки.

Нумерация страниц (меню Вставка - Номера страниц). Положение - внизу страницы, выравнивание - по центру, без нумерации первой страницы - титульного листа.

Пример оформления отчета показан в методических рекомендациях.

Графический материал и таблицы

Иллюстрации: схемы, чертежи, графики, диаграммы, фотоснимки, рисунки следует располагать по тексту непосредственно после первого упоминания или на следующей странице, если в указанном месте они не помещаются.

Все иллюстрации в тексте должны быть со ссылками. Допустима как сквозная нумерация рисунков, так и нумерация в пределах раздела («согласно рисунка 4» - при сквозной нумерации, либо «согласно рисунка 3.4» при нумерации в пределах раздела). Номер следует размещать под иллюстрацией посередине после слова «Рис.».

Рисунки могут быть выполнены с помощью ЭВМ или от руки. На графиках, выражающих количественные зависимости (экспериментальные, расчетные), должна быть координатная сетка. Стрелки на осях координат в этом случае не ставятся. Цифры располагают ниже оси абсцисс и левее оси ординат. Обозначения физических величин и единиц измерения приводят через запятую с внешней стороны оси по центру или с противоположного относительно начала координат края. Масштаб координатной сетки (линейный, логарифмический масштаб или иной) выбирается из соображений удобства представления результатов. На одном графике допустимо представление семейства функциональных зависимостей. При этом кривые отображаются сглаженными линиями различного типа или цвета, допускается вводить обозначение параметра, при котором получены

данные результаты. Экспериментальные точки отмечаются на графике символами.

Результаты измерений и расчетов также целесообразно представлять в виде таблиц. Все таблицы в тексте должны быть с ссылками. Допустима как сквозная нумерация таблиц, так и нумерация в пределах раздела («согласно таблицы 4» - при сквозной нумерации, либо «согласно таблицы 3.4» при нумерации в пределах раздела). Таблицы следует располагать по тексту непосредственно после первого упоминания или на следующей странице, если в указанном месте они не помещаются. Номер таблицы следует размещать в правом верхнем углу после слова “Таблица” над заголовком таблицы. Если в работе одна таблица, её не нумеруют. Слово “Таблица” и заголовок начинаются с прописной буквы, точка в конце заголовка не ставится. Заголовки граф таблицы должны начинаться с прописных букв.

Математические символы и формулы

Уравнения и формулы в тексте располагаются в отдельной строке со свободными строками выше и ниже. Если уравнение не умещается в одну строку, оно должно быть перенесено после математических знаков (+, -, x) с их обязательным повторением в новой строке. Пояснение значений, символов и числовых коэффициентов следует приводить непосредственно по тексту или под формулой в той же последовательности, как и в формуле. Значение каждого символа и числового коэффициента следует давать с новой строки, первую строку пояснения начинают со слова “где” без двоеточия. Формулы и уравнения в работе следует нумеровать по выбранному способу нумерации сквозному или в пределах раздела.

Написание обозначений единиц физических величин

При написании числовых значений величин и их обозначений используются согласно системы измерений СИ или СГС. Между последней цифрой числа и обозначением единицы физической величины

следует оставлять пробел, исключение составляют знаки, поднятые над строкой. 15 В, 20 А, 12 Вт, 4,3 Дж, 35° , 1 10⁻³ Торр, 25% . Не допускается перенос обозначения единиц на следующую строку. Единицы измерений, названные в честь выдающихся ученых, обозначают с большой буквы, например: В (Вольт), Гц (Герц), Па (Паскаль).

Обозначения единиц измерений величин, представимых в виде произведения или частного, следует отделять точкой или косой чертой например: А·м Вт/(м² К). Десятичные кратные и дольные единицы представляют в виде: кГц (килогерц), МВт (мегаватт), мВт (милливатт), мкс (микросекунда), мс (миллисекунда).

Список использованных литературных источников

Список использованных источников составляют в порядке появления ссылок в тексте или в алфавитном порядке. Ссылки следует приводить в форме указания порядкового номера по списку источников, выделенного квадратными скобками, например, [28]. При ссылке на формулу или рисунок и т.п. из первоисточника следует указывать номера страниц, например [18, с.704]. Допускается приводить ссылки на литературу в подстрочном примечании.

Примеры библиографических описаний:

Монография (учебник, справочник) центрального издательства при числе авторов не более трех:

1. Б.Б. Кадомцев Коллективные явления в плазме Москва.: Наука, 1988. 304 с.

Монография (учебник, справочник) центрального издательства при числе авторов больше трех и наличии редактора (редакторов):

2. Конструирование экранов и СВЧ-устройств / А.М. Чернушенко, Б.В. Петров, Л.Г. Малорацкий и др.; Под. ред. А.М. Чернушенко Москва: Радио и связь, 1990. 351 с.

Отдельный том многотомного издания:

3. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.1. Механика. Молекулярная физика: Учеб. пособие для студентов вузов. 2-е изд., перераб. М.: Наука, 1982.432 с.

Вузовские учебные пособия:

4. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков Плазменная релятивистская СВЧ-электроника: Учеб. пособие / Москва.: Издательство МГТУ им.Н.Э.Баумана, 2002. 543 с.

Периодические издания:

6. R. Benattar, C. Galas, P. Ney X-UV Index of refraction of dense and hot plasmas // Journal of X-ray Science and Technology. 1995. № 5. p.p. 249-260.

7. Взаимодействие электронного пучка с плазмой / И.Ф. Харченко, Я.Б. Файнберг, Р.Н. Николаев и др. // ЖЭТФ 1960. Т. 38, вып. 3. С. 685-692.

Материалы конференций:

9. А.С. Постникова, Б.В. Шишкин Система автоматизации для построения изображения объектов в терагерцовом диапазоне частот // Образовательные, научные и инженерные приложения в среде Labview и технологии National Instruments: Сборник трудов. междунар. науч.-практ. конф. / Москва. Издательство Российского университета дружбы народов, 2006. С. 259-262.

10. ECR plasmas and ECR Ion Sources / A.Girard, C.Lecot, G.Melin // 27th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. / Budapest, 2000. vol.24B(2000), p.p. 85-88.

Академическая этика

В курсовой работе и контрольных практических заданиях используемые выдержки, идеи других авторов снабжаются сносками и отражаются в списке используемой литературы. Не допустимо включать в свою работу выдержки из работ без указания на это, пересказывать чужую работу близко к тексту без отсылки к ней, использовать чужие идеи без указания первоисточников, включая электронные версии, распространяемые в Интернет. Все случаи плагиата должны быть исключены. В конце работы, согласно общим требованиям по оформлению отчетов самостоятельной работы, дается исчерпывающий список всех использованных источников.

ТЕМЫ ЛЕКЦИЙ

9 СЕМЕСТР (сентябрь-январь)

Неделя 1: Лекция. Введение. Предмет и краткое содержание курса. **Закономерности микромира.** Энергетические состояния атома. Одноэлектронные и многоэлектронные системы. Диаграммы Гроттриана. Оптические спектры атомов.

Литература:

Обязательная:

Милантьев В.П. Атомная физика. – М.: Изд. РУДН, 1999.

Сивухин Д.В. Общий курс физики, т.V. Атомная и ядерная физика, ч.ч. 1, 2. – М.: Наука, 1986.

Шпольский Э.В. Атомная физика, т.т. 1, 2. – М.: Наука, 1974.

Матвеев А.Н. Атомная физика. – М.: Высшая школа, 1989.

Дополнительная:

1. *Нерсесов Э.А. Основные законы атомной и ядерной физики. – М.: Высшая школа, 1988.*

2. *Гольдин Л.Л., Новикова Г.И. Введение в квантовую физику. – М.: Наука, 1988.*

3. *Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. – М.: Наука, 1977.*

4. *Вихман Э. Квантовая физика. – М.: Наука, 1986.*

5. *Борн М. Атомная физика. – М.: Мир, 1970.*

6. *Фано У., Фано Л. Физика атомов и молекул. – М.: Наука, 1980.*

7. *Смирнов Б.М. Физика атома и иона. – М.: Энергоатомиздат, 1986.*

Неделя 2: Лекция. Закономерности микромира. Рентгеновские спектры. Строение молекул. Молекулярные спектры.

Литература:

Обязательная:

Милантьев В.П. Атомная физика. – М.: Изд. РУДН, 1999.

Сивухин Д.В. Общий курс физики, т.V. Атомная и ядерная физика, ч.ч. 1, 2. – М.: Наука, 1986.

Шпольский Э.В. Атомная физика, т.т. 1, 2. – М.: Наука, 1974.

Матвеев А.Н. Атомная физика. – М.: Высшая школа, 1989.

Дополнительная:

1. Нерсесов Э.А. Основные законы атомной и ядерной физики. – М.: Высшая школа, 1988.

2. Гольдин Л.Л., Новикова Г.И. Введение в квантовую физику. – М.: Наука, 1988.

3. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. – М.: Наука, 1977.

4. Смирнов Б.М. Физика атома и иона. – М.: Энергоатомиздат, 1986.

Неделя 3: Лекция. Элементы квантовой электроники. Индуцированное излучение. Радиоспектроскопия. ЭПР. ЯМР.

Литература

Обязательная

Страховский Г.М., Успенский А.В. Основы квантовой электроники. – М.: Высшая школа, 1973.

Дополнительная

1. Клышко Д.Н. Физические основы квантовой электроники. – М.: Наука, 1986.

Неделя 4: Лекция. Атомное ядро. Радиоактивность. Гамма-спектрометрия.

Литература

Обязательная

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. *Ядерная физика.* – М.: Наука, 1980.

Дополнительная

1. Давыдов А.С. *Теория атомного ядра.* – М.: 1958.

2. *Альфа-, бета- и гамма- спектроскопия (пер. с англ.).* – М.: 1969.

Неделя 5: Лекция. Закономерности строения вещества. Классическая статистика. Квантовая статистика. Электромагнитные свойства вещества. Уравнения состояния. Плотность электрического тока и проводимость. Диэлектрическая и магнитная проницаемость.

Литература:

Обязательная:

Свирский М.С. *Электронная теория вещества.* – М.: Просвещение, 1980.

Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. *Основы электродинамики плазмы.* - М.: Высшая школа, 1988.

Дополнительная

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред.* – М.: Наука, 1986.

Неделя 6: Лекция. Основы физики твердого тела. Элементы зонной теории твердого тела. Образование энергетических зон.

Литература:

Обязательная:

1. Сивухин Д.В. *Общий курс физики, т.V. Атомная и ядерная физика, ч.ч. 1, 2.* – М.: Наука, 1986.

2. Свирский М.С. *Электронная теория вещества.* – М.: Просвещение, 1980.

Дополнительная

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред.* – М.: Наука, 1986.
2. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. *Основы электродинамики плазмы.* – М.: Высшая школа, 1988.

Неделя 7: Лекция. Основы физики твердого тела. Электронный газ в металле. Сегнетоэлектрики. Диэлектрики. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости.

Литература:

Обязательная:

1. П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов. *Физика твердого тела.* – М.: Высшая школа, 1985
2. Свирский М.С. *Электронная теория вещества.* – М.: Просвещение, 1980.

Дополнительная

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред.* – М.: Наука, 1986.

Жданов Г.С., Хунджуа А.Г. *Лекции по физике твердого тела.* – М.: МГУ, 1988.

Неделя 8: Лекция. Магнитные свойства вещества. Теория диамагнетизма. Парамагнетизм атомов и молекул. Ферромагнетизм. Антиферромагнетизм.

Литература:

Обязательная:

Свирский М.С. *Электронная теория вещества.* – М.: Просвещение, 1980.

Дополнительная

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред.* – М.: Наука, 1986.

Неделя 9: Лекция. Плазма. Плазменная частота. Дебаевский радиус. Квазинейтральность. Колебания и волны в плазме.

Литература:

Обязательная:

1. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. *Основы электродинамики плазмы.* - М.: Высшая школа, 1988.

Дополнительная

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред.* – М.: Наука, 1986.

Неделя 10: Лекция. Строение полупроводников и основы зонной теории. Основные приближения зонной теории. Энергетические зоны и свободные носители заряда в твердых телах. Распределение носителей по энергетическим уровням. Электронный и дырочный полупроводники. Ловушки. Фононы. Равновесная концентрация свободных носителей. Положение уровня Ферми в полупроводниках.

Литература:

Обязательная:

1. Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г. *Физика полупроводников.* М.; Наука, 1990. 688 с.

2. Шалимова К.В. *Физика полупроводников.* М.: Энергоатомиздат, 1985. 392с.

Неделя 11: Лекция. Кинетические явления в полупроводниках.

Генерация и рекомбинация носителей заряда. Дрейфовое и диффузионное движение носителей заряда. Электропроводность полупроводников. Уравнение непрерывности. Эффект Холла в полупроводниках.

Литература:

Обязательная:

1. Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г. *Физика полупроводников*. М.; Наука, 1990. 688 с.
2. Шалимова К.В. *Физика полупроводников*. М.: Энергоатомиздат, 1985. 392 с.

Неделя 12: Лекция. Поверхностные явления в полупроводниках.

Подвижность и рекомбинация у поверхности. Эффект внешнего поля. Контактные явления. Р-п переход в равновесном и неравновесном состоянии. Вольтамперная характеристика р-п перехода. Пробой р-п перехода. Контакт металл-полупроводник. Переход металл-полупроводник, переход металл-диэлектрик-полупроводник. Гетеропереходы. Емкость перехода.

Литература:

Обязательная:

1. Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г. *Физика полупроводников*. М.; Наука, 1990. 688 с.
2. Шалимова К.В. *Физика полупроводников*. М.: Энергоатомиздат, 1985. 392 с.

Неделя 13 : Лекция. Физические основы эмиссионной

электроники Термоэлектронная эмиссия металлов и полупроводников. Работа выхода. Закон Ричардсона-Дешмана. Контактная разность потенциалов.

Литература:

Обязательная:

1. А.М. Бродский, Ю.Я. Гуревич *Теория электронной эмиссии из металлов.* М.: Наука, 1973
2. К. Шимони *Физическая электроника.* пер. с нем. Москва.: Энергия, 1977, 608 с.

Дополнительная

1. Л.Н.Добрецов, М.В. Гамаюнова *Эмиссионная электроника.* 1966.
2. С.К.Жданов, В.А.Курнаев, М.К. Романовский, И.В.Цветков *Основы физических процессов в плазме и плазменных установках: Учеб. пособие / Москва: МИФИ, 2000. 184 с.*

Неделя 14 : Лекция. Физические процессы, сопровождающие эмиссию. Эффект Шоттки. Автоэлектронная эмиссия.

Литература:

Обязательная:

1. А.М. Бродский, Ю.Я. Гуревич *Теория электронной эмиссии из металлов.* М.: Наука, 1973
2. К. Шимони *Физическая электроника.* пер. с нем. Москва.: Энергия, 1977, 608 с.

Дополнительная

1. Л.Н.Добрецов, М.В. Гамаюнова *Эмиссионная электроника.* 1966.
2. С.К.Жданов, В.А.Курнаев, М.К. Романовский, И.В.Цветков *Основы физических процессов в плазме и плазменных установках: Учеб. пособие / Москва: МИФИ, 2000. 184 с.*

Неделя 15: *Лекция. Вакуумный диод.* Уравнение Чайлда-Ленгмюра.
Физические явления в вакуумном диоде.

Литература:

Обязательная:

1. К. Шимони *Физическая электроника.* пер. с нем. Москва.: Энергия, 1977, 608 с.

Дополнительная

1. С.К. Жданов, В.А.Курнаев, М.К. Романовский, И.В.Цветков *Основы физических процессов в плазме и плазменных установках: Учеб. пособие* / Москва: МИФИ, 2000. 184 с.

Неделя 16 : *Лекция. Фотоэлектронная эмиссия.* Основные законы.
Формула Фаулера. Фотокатоды.

Литература:

Обязательная:

К. Шимони *Физическая электроника.* пер. с нем. Москва.: Энергия, 1977, 608 с.

Дополнительная

С.К.Жданов, В.А.Курнаев, М.К. Романовский, И.В.Цветков *Основы физических процессов в плазме и плазменных установках: Учеб. пособие* / Москва: МИФИ, 2000. 184 с.

Неделя 17: *Лекция. Вторичная электронная эмиссия.*
Распределение вторичных электронов по энергиям. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии и угла падения первичных электронов. Вторично-электронные эмиттеры. Другие виды эмиссии.

Литература:

Обязательная:

К. Шимони *Физическая электроника.* пер. с нем. Москва.: Энергия, 1977, 608 с.

Дополнительная

С.К.Жданов, В.А.Курнаев, М.К. Романовский, И.В.Цветков Основы физических процессов в плазме и плазменных установках: Учеб. пособие / Москва: МИФИ, 2000. 184 с

Неделя 18: Лекция. Экспериментальные методы изучения эмиссионных характеристик. Эмиссионные материалы для термокатодов (металлические, активированные, оксидные). Фотокатоды.

Литература:

Обязательная:

К. Шимони Физическая электроника. пер. с нем. Москва.: Энергия, 1977, 608 с.

Дополнительная

1. С.К.Жданов, В.А.Курнаев, М.К. Романовский, И.В.Цветков Основы физических процессов в плазме и плазменных установках: Учеб. пособие / Москва: МИФИ, 2000. 184 с

10 СЕМЕСТР (февраль-июнь)

Неделя 1: Лекция. Движение заряженных частиц в статических электрическом и магнитном полях. Модифицированные уравнения движения в аксиально-симметричных полях.

Литература:

Обязательная:

1. Л.А.Арцимович, С.Ю.Лукьянов Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. Учебное пособие, Изд.2-ое, М.: Наука, 1978. 224 с.

Дополнительная

1. П. Хокс, Э. Каспер *Основы электронной оптики в 2-х т. Т.2 М.: Мир, 1993. 480 с.*

Неделя 2: *Лекция. Элементы электронной оптики. Электростатические и магнитнотостатические фокусирующие системы. Электронный микроскоп. АСМ.*

Литература:

Обязательная:

- Л.А.Арцимович, С.Ю.Лукьянов Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. Учебное пособие, Изд.2-ое, М.: Наука, 1978. 224 с.*

Дополнительная

1. П. Хокс, Э. Каспер *Основы электронной оптики в 2-х т. Т.2 М.: Мир, 1993. 480 с*

Неделя 3: *Лекция. Движение потоков заряженных частиц. Особенности движения потоков заряженных частиц. Учет кулоновского поля. Эмиттанс. Яркость. Ленгмюровский предел плотности тока.*

Литература:

Обязательная:

1. С.И. Молоковский, А.Д. Сушков *Интенсивные электронные и ионные пучки М.: Энергоатомиздат, 1991, 304 с.*
2. П. Хокс, Э. Каспер *Основы электронной оптики в 2-х т. Т.2 М.: Мир, 1993. 480 с.*

Дополнительная

- Дж.Лоусон Физика пучков заряженных частиц.М.: Мир , 1980. 438 с.*
- Е.А.Абрамян, и др. Интенсивные электронные пучки Энергоатомиздат, 1984*

Неделя 4: *Лекция. Предельная плотность тока пучка в вакуумном и газовом пролетном промежутке. Влияние ионов на процесс транспортировки пучка. Процесс рассеяния на молекулах фонового газа.*

Литература:

Обязательная:

1. С.И. Молоковский, А.Д. Сушков *Интенсивные электронные и ионные пучки* М.: Энергоатомиздат, 1991, 304 с.
2. П. Хокс, Э. Каспер *Основы электронной оптики в 2-х т. Т.2* М.: Мир, 1993. 480 с.

Дополнительная

- Дж.Лоусон Физика пучков заряженных частиц.* М.: Мир , 1980. 438 с.
- Е.А.Абрамян, и др. Интенсивные электронные пучки* Энергоатомиздат, 1984

Неделя 5: *Лекция. Элементы ионной оптики. Статические масс-анализаторы. Динамические масс-анализаторы.*

Литература:

Обязательная:

1. К. Шимони *Физическая электроника.* пер. с нем. Москва.: Энергия, 1977, 608 с

Дополнительная

1. Л.Н. Розанов *Вакуумная техника.* Москва.: Высшая школа, 1990. 320 с

Неделя 6: *Лекция. Методы экспериментального изучения параметров пучков. Цилиндр Фарадея. Пояс Роговского. Энергетический анализ.*

Литература:

Обязательная:

- С.И. Молоковский, А.Д. Сушков Интенсивные электронные и ионные пучки* М.: Энергоатомиздат, 1991, 304 с

Дополнительная

1. Е.А. Абрамян, и др. *Интенсивные электронные пучки*
Энергоатомиздат, 1984

Неделя 7: Лекция. Взаимодействие пучков заряженных частиц с веществом

Электронно-лучевая технология. Ионная обработка материалов.

Литература:

Обязательная:

А.Н. Диденко, А.Е. Лигачев, И.Б.Куракин *Воздействие пучков заряженных частиц на поверхность металлов и сплавов.* М.: Энергоатомиздат, 1987. 184 с.

Дополнительная

1. Е.А. Абрамян, и др. *Интенсивные электронные пучки*
Энергоатомиздат, 1984

Неделя 8: Лекция. Ускорители заряженных частиц. Основные понятия теории ускорителей. Основное уравнение ускорительного режима.

Литература:

Обязательная:

Коломенский А.А. *Физические основы методов ускорения заряженных частиц.* – М.: Изд. МГУ. 1980. 302 с.

Лебедев А.Н., Шальнов А.В. *Основы физики и техники ускорителей. Т.Т. 1-3.* – М.: Энергоиздат, 1981. 240 с.

Дополнительная:

1. А.А. Коломенский, А.Н.Лебедев *Теория циклических ускорителей* М.: Физматгиз, 1962. 352 с.

2. Капчинский И.М. *Теория линейных резонансных ускорителей.* – М.: Энергоиздат. 1982. 240 с.

3. Вальднер О.А., Власов А.Д., Шальнов А.В. *Линейные ускорители*. М.: 1969.

Неделя 9: *Лекция. Основные физические механизмы ускорения заряженных частиц. Принцип резонансного ускорения. Принцип автофазировки. Устойчивости орбит ускоряемых частиц.*

Литература:

Обязательная:

1. Коломенский А.А. *Физические основы методов ускорения заряженных частиц*. – М.: Изд. МГУ. 1980. 302 с.
2. Лебедев А.Н., Шальнов А.В. *Основы физики и техники ускорителей*. Т.Т. 1-3. – М.: Энергоиздат, 1981. 240 с.

Дополнительная:

1. А.А. Коломенский, А.Н.Лебедев *Теория циклических ускорителей* М.: Физматгиз, 1962. 352 с.
2. Капчинский И.М. *Теория линейных резонансных ускорителей*. – М.: Энергоиздат. 1982. 240 с.
3. Вальднер О.А., Власов А.Д., Шальнов А.В. *Линейные ускорители*. М.: 1969.

Неделя 10: *Лекция. Основные типы ускорителей - линейных и циклических. Современные ускорители заряженных частиц.*

Литература:

Обязательная:

1. Коломенский А.А. *Физические основы методов ускорения заряженных частиц*. – М.: Изд. МГУ. 1980. 302 с.
2. Лебедев А.Н., Шальнов А.В. *Основы физики и техники ускорителей*. Т.Т. 1-3. – М.: Энергоиздат, 1981. 240 с.

Дополнительная:

1. А.А. Коломенский, А.Н.Лебедев *Теория циклических ускорителей* М.: Физматгиз, 1962. 352 с.
2. Капчинский И.М. *Теория линейных резонансных ускорителей.* – М.: Энергоиздат. 1982. 240 с.
3. Вальднер О.А., Власов А.Д., Шальнов А.В. *Линейные ускорители.* М.: 1969.
4. Коваленко А.Д. *УФН*, **177** (8), с.914, 2007.

Неделя 11: Лекция. Альтернативные методы ускорения. Циклотронный и гиромагнитный авторезонанс.

Литература:

Обязательная:

1. Коломенский А.А. *Физические основы методов ускорения заряженных частиц.*– М.: Изд. МГУ. 1980. 302 с.
2. Лебедев А.Н., Шальнов А.В. *Основы физики и техники ускорителей.* Т.Т. 1-3. – М.: Энергоиздат, 1981. 240 с.

Дополнительная:

1. А.А. Коломенский, А.Н.Лебедев *Теория циклических ускорителей* М.: Физматгиз, 1962. 352 с.
2. Капчинский И.М. *Теория линейных резонансных ускорителей.* – М.: Энергоиздат. 1982. 240 с.
3. Вальднер О.А., Власов А.Д., Шальнов А.В. *Линейные ускорители.* М.: 1969.
4. Милантьев В.П. *УФН*, **167**(1), с.3-16, 1997.
5. Головановский К.С. *Гиромагнитный авторезонанс и ускорение заряженных частиц.* М.: Изд. УДН, 1982. 84 с.

Неделя 12: Лекция. Физические основы распространения электромагнитных волн в однородных линиях передач.

Распространение электромагнитных волн в коаксиальных линиях и в полых волноводах с различным профилем сечения. Типы волн. Одноволновый режим передачи электромагнитной энергии и коэффициент широкополосности волновода.

Способы возбуждения волн в волноводах. Коэффициенты отражения, коэффициент бегущей волны, коэффициент стоячей волны.

Литература:

Обязательная:

И.В. Лебедев Техника и приборы сверхвысоких частот. под ред.акад.

Н.Д.Девяткова, Т.1 –М.: Высшая школа, 1970. 440 с

Х. Мейнке, Ф.В. Гундлах Радиотехнический справочник, том 1. М.:

Госэнергоиздат, 1960. 416 с.

Н.А. Семенов Техническая электродинамика. –М.: Связь, 1978. 328 с.

Дополнительная:

1. *А.М. Чернушенко, Б.В. Петров и др. Конструирование экранов и СВЧ-устройств. –М.: Радио и связь, 1990. 352 с.*

2. *В.Е. Голант Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968, 328 с.*

Неделя 13: Лекция. Коаксиальные и полые резонаторы, характеристики.

Основные типы коаксиальных и полых резонаторов, их свойства, параметры и характеристики. Резонансная частота. Добротность. Типы волн в закрытых резонаторах и условия их возбуждения.

Литература:

Обязательная:

1. *И.В. Лебедев Техника и приборы сверхвысоких частот. под ред.акад.*

Н.Д.Девяткова, Т.1 –М.: Высшая школа, 1970. 440 с

2. *Х. Мейнке, Ф.В. Гундлах Радиотехнический справочник, том 1. М.: Госэнергоиздат, 1960. 416 с.*

3. *Н.А. Семенов Техническая электродинамика. –М.: Связь, 1978. 328 с.*

Дополнительная:

А.М. Чернушенко, Б.В. Петров и др. Конструирование экранов и СВЧ-устройств. – М.: Радио и связь, 1990. 352 с.

В.Е. Голант Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968, 328 с.

Неделя 14: Лекция. Генераторы СВЧ диапазона. Способы измерения СВЧ мощности. Триоды СВЧ диапазона частот. Клистроны. Лампы бегущей волны. Магнетронные генераторы. Калориметрический и термисторный измерители СВЧ мощности.

Литература:

Обязательная:

1. *И.В. Лебедев Техника и приборы сверхвысоких частот. под ред.акад. Н.Д.Девяткова, Т.1 –М.: Высшая школа, 1970. 440 с*

2. *Х. Мейнке, Ф.В. Гундлах Радиотехнический справочник, том 1. М.: Госэнергоиздат, 1960. 416 с.*

3. *Н.А. Семенов Техническая электродинамика. – М.: Связь, 1978. 328 с.*

Дополнительная:

А.М. Чернушенко, Б.В. Петров и др. Конструирование экранов и СВЧ-устройств. –М.: Радио и связь, 1990. 352 с.

В.Е. Голант Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968, 328 с.

Неделя 15: Лекция. Плазменная релятивистская электроника.
Формирование сильноточных релятивистских электронных пучков (СРЭП). Плазма взрывоэмиссионного катода и ее влияние на параметры СРЭП.

Литература:

Обязательная:

1. Кондратенко А.Н., Куклин В.М. *Основы плазменной электроники.* – М.: Энергоатомиздат, 1988. 320 с.
2. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков *Плазменная релятивистская СВЧ-электроника: Учеб. пособие/ Москва: Изд. МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. 543 с.*

Дополнительная:

Бугаев С.П. *УФН, 115(1). С.101-132, 1975.*

Неделя 16: Лекция. Предельный ток СРЭП вакуумного диода.
Транспортировка СРЭП, предельный вакуумный ток. Диокотронная неустойчивость.

Литература:

Обязательная:

1. Кондратенко А.Н., Куклин В.М. *Основы плазменной электроники.* – М.: Энергоатомиздат, 1988. 320 с.
2. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков *Плазменная релятивистская СВЧ-электроника: Учеб. пособие/ Москва: Изд. МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. 543 с.*

Дополнительная:

1. Дэвидсон Р. *Теория заряженной плазмы.* М.: Мир, 1978.
2. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе *Электродинамика плотных электронных пучков в плазме.* М.: Наука, 1990.

Неделя 17: Лекция. Генерация СВЧ-излучения с помощью СРЭП. Черенковские СВЧ-источники: ЛБВ и ЛОВ. Циклотронное излучение, гиротрон. Генерация наносекундных импульсов суб- и гигаваттной мощности.

Литература:

Обязательная:

Кондратенко А.Н., Куклин В.М. Основы плазменной электроники. – М.: Энергоатомиздат, 1988. 320 с.

М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков Плазменная релятивистская СВЧ-электроника: Учеб. пособие/ Москва: Изд. МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. 543 с.

Дополнительная:

- 1. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990.*
- 2. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов.Радио, 1974.*

Неделя 18: Лекция. Плазменный релятивистский генератор СВЧ-импульсов (ПРГ) – плазменный мазер. Плазменный релятивистский усилитель СВЧ-импульсов. Управление частотой излучения ПРГ. Продольные моды. Спектры излучения ПРГ, узкополосный и широкополосный режимы генерации СВЧ.

Литература:

Обязательная:

1. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков Плазменная релятивистская СВЧ-электроника: Учеб. пособие/ Москва: Изд. МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. 543 с.

Дополнительная:

- 1. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990.*

2. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов.Радио, 1974.
3. М.В. Кузелев, О.Т. Лоза, А.А. Рухадзе и др. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника Физика плазмы, 27(8), С.710-733, 2001.
4. В.Л. Братман УФН 177(3), С.317-323, 2007.

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО КУРСУ:

Закономерности микромира:

«Эффект Рамзауэра»

«Тепловое излучение, определение постоянной Планка»

«Спектры поглощения»

«Физические процессы в опыте Франка и Герца»

«Исследование спин-орбитального взаимодействия в атомах ртути»

«Спектрофлуориметрия»

«Молекулярная спектрометрия»

«Гамма-спектрометрия и Радиометрия»

Аннотация:

Изучаются процессы, явления и эффекты способствующие пониманию физических основ и закономерностей микромира.

Литература:

Обязательная:

1. В.В. Андреев, А.А. Балмашинов Лабораторный практикум «Экспериментальные методы в физике плазмы»: Учеб. пособие / Москва.: Издательство Российского университета дружбы народов, 1994. 109 с.
2. К. Шимони Физическая электроника. пер. с нем.Москва.: Энергия, 1977, 608 с

Закономерности строения вещества:

- **«ЭПР»**

- «Закон Малюса. Определение постоянной Верде. Эффект Фарадея»
- «Скин-эффект»
- «Изучение свойств магнитных материалов»
- «Изучение свойств сегнетоэлектрических материалов»
- «Импедансно-частотные характеристики диэлектриков»
- «Основы масс-спектрометрии»

Аннотация:

Изучаются процессы, явления и эффекты способствующие пониманию физики твердого тела.

Литература:

Обязательная:

1. В.В. Андреев, А.А. Балмашинов *Лабораторный практикум «Экспериментальные методы в физике плазмы»: Учеб. пособие / Москва.: Издательство Российского университета дружбы народов, 1994. 109 с.*
2. К. Шимони *Физическая электроника. пер. с нем. Москва.: Энергия, 1977, 608 с*

Дополнительная:

1. Л.Н. Розанов *Вакуумная техника. Москва.: Высшая школа, 1990. 320 с*

Полупроводниковая электроника:

- «Изучение свойств полупроводниковых материалов электронной техники методом эффекта Холла»
- «Изучение свойств полупроводниковых структур методом вольт-фарадных характеристик»
- «Определение свойств оптических материалов электронной техники и параметров оптоэлектронных приборов»

Аннотация:

Изучаются: электропроводность полупроводников, эффект Холла в полупроводниках, равновесные концентрации и подвижность носителей заряда, рекомбинация, диффузия и дрейф неравновесных носителей, параметры оптоэлектронных приборов

Литература:

Обязательная:

1. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М.; Наука, 1990. 688 с.
2. Шалимова К.В. Физика полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1985. 392с.

Дополнительная:

- 1 Специальный физический практикум Ч.2, изд.3 под ред. А.А.Харламова Учеб. пособие / Москва.: Издательство МГУ, 1977, 376с.

Вакуумная электроника:

- «Определение эмиссионных констант вольфрамового катода и закона распределения эмитированных электронов по скоростям»
- «Вакуумный диод»
- «Электронная пушка и ее характеристики»
- «Определение характеристик электронного инжектора»
- «Определение характеристик элементов электронной оптики»
- «Фотоэмиссия. Спектральная чувствительность ФЭУ»

Аннотация:

Изучаются закономерности термоэлектронной эмиссии методом вольт-амперных характеристик. Элементы электронной и ионной оптики.

Литература:

Обязательная:

1. К. Шимони *Физическая электроника. пер. с нем.* Москва.: Энергия, 1977, 608 с
2. С.И. Молоковский, А.Д. Сушков *Интенсивные электронные и ионные пучки* М.: Энергоатомиздат, 1991, 304 с.

Дополнительная:

Специальный физический практикум Ч.2, изд.3 под ред. А.А.Харламова
Учеб. пособие / Москва.: Издательство МГУ, 1977, 376с.

С.М.Левитский Сборник задач и расчетов по физической электронике :
Изд. Киевского ун-та, 1964.211с.

Сверхвысокочастотная электроника:

- **«Электродинамические характеристики полых резонаторов»**
- **«Магнетронный генератор»**

Аннотация:

Изучение процесса распространения электромагнитных волн СВЧ диапазона в волноводах. Определение характеристик резонаторов. Калориметрическое измерение мощности генератора СВЧ.

Литература:

Обязательная:

1. В.В. Андреев, А.А. Балмашинов *Лабораторный практикум «Экспериментальные методы в физике плазмы»:* Учеб. пособие / Москва.: Издательство Российского университета дружбы народов, 1994. 109 с.

Дополнительная:

И.В. Лебедев Техника и приборы сверхвысоких частот. под ред.акад. Н.Д.Деяткова, Т.1 –М.: Высшая школа, 1970. 440

Календарный план курса (9 и 10 семестры)

| Виды и содержание учебных занятий (9 семестр) | | | | |
|---|--|------------------------|---------------------------------|------------------------|
| Неде- ля | Лекции | Число часов | Лабораторные занятия | Число часов |
| 1 | Введение. | 2 | ПТЭ ПТБ | 2 |
| 2 | Закономерности микромира. | 2 | Лабораторная работа №1 | 4 |
| 3 | Элементы квантовой электроники. | 2 | | |
| 4 | Атомное ядро. | 2 | Лабораторная работа №2 | 4 |
| 5 | Закономерности строения вещества. | 2 | | |
| 6 | Основы физики твердого тела. | 2 | Лабораторная работа №3 | 4 |
| 7 | Основы физики твердого тела. | 2 | | |
| 8 | Магнитные свойства вещества. | 2 | Промежуточный контроль знаний | 2 |
| 9 | Плазма. | 2 | Лабораторная работа №4 | 4 |
| 10 | Строение полупроводников и основы зонной теории. | 2 | | |
| 11 | Кинетические явления в полупроводниках. | 2 | Лабораторная работа №5 | 4 |
| 12 | Поверхностные явления в полупроводниках. | 2 | | |
| 13 | Физические основы эмиссионной электроники | 2 | Лабораторная работа №6 | 4 |
| 14 | Физические процессы, сопровождающие эмиссию. | 2 | | |
| 15 | Вакуумный диод. | 2 | Лабораторная работа №7 | 4 |
| 16 | Фотоэлектронная эмиссия. | 2 | | |
| 17 | Вторичная электронная эмиссия. | 2 | Лабораторная работа №8 | 4 |
| 18 | Экспериментальные методы изучения эмиссионных характеристик. | 2 | | |
| 19 | Сдача контрольного практического задания (курсовой) | | | 2 |
| 20 | Итоговый контроль знаний | | | 2 |
| Виды и содержание учебных занятий (10 семестр) | | | | |
| Неде- | Лекции | Число | Лабораторные | Число |

| ля | | часов | занятия | часов |
|----|--|-------|-------------------------------|-------|
| 1 | Движение заряженных частиц в статических электрическом и магнитном полях. | 2 | ПТЭ ПТБ | 2 |
| 2 | Элементы электронной оптики. | 2 | Лабораторная работа №1 | 4 |
| 3 | Движение потоков заряженных частиц. | 2 | | |
| 4 | Предельная плотность тока пучка | 2 | Лабораторная работа №2 | 4 |
| 5 | Элементы ионной оптики. | 2 | | |
| 6 | Методы экспериментального изучения параметров пучков. | 2 | Лабораторная работа №3 | 4 |
| 7 | Взаимодействие пучков заряженных частиц с веществом. | 2 | | |
| 8 | Ускорители заряженных частиц. | 2 | Промежуточный контроль знаний | 2 |
| 9 | Основные физические механизмы ускорения заряженных частиц. | 2 | Лабораторная работа №4 | 4 |
| 10 | Основные типы линейных и циклических ускорителей. | 2 | | |
| 11 | Альтернативные методы ускорения. | 2 | Лабораторная работа №5 | 4 |
| 12 | Физические основы распространения электромагнитных волн в однородных линиях передач. | 2 | | |
| 13 | Коаксиальные и полые резонаторы, характеристики. | 2 | Лабораторная работа №6 | 4 |
| 14 | Генераторы СВЧ диапазона. Способы измерения СВЧ мощности. | 2 | | |
| 15 | Плазменная релятивистская электроника. | 2 | Лабораторная работа №7 | 4 |

| | | | | |
|----|---|---|------------------------|---|
| 16 | Предельный ток СРЭП вакуумного диода. | 2 | | |
| 17 | Генерация СВЧ-излучения с помощью СРЭП. | 2 | Лабораторная работа №8 | 4 |
| 18 | Плазменный релятивистский генератор | 2 | | |
| 19 | Сдача контрольного практического задания (курсовой) | | | 2 |
| 20 | Итоговый контроль знаний | | | 2 |

Примерный перечень тем курсовых работ и контрольных практических заданий.

Курсовые работы:

- Плазменный инжектор Лизитано.
- Электронный инжектор на основе катода LaB_6 .
- Изучение энергетического спектра электронов методом задерживающего потенциала.
- Система диагностики пучка инжектора (Цилиндр Фарадея. Пояс Роговского.).
- Резонаторный блок малогабаритного авторезонансного ускорителя.
- Расчет системы высадки пучка на твердотельную мишень резонансного ускорителя.
- Спектрометрия тормозного излучения ЭЦР источника плазмы.
- Калибровка рентгеновского спектрометра.

Контрольные практические задания:

- Комптон эффект
- Магнитный анализ частиц

- Измерение контактной разности потенциалов между полупроводниками
- Изучение влияния пространственного заряда на вольт-амперную характеристику термотока
- Изучение термоэлектронной эмиссии при малых плотностях эмиссионного тока
- Исследование внешнего фотоэффекта
- Исследование внутреннего фотоэффекта
- Электронно-колебательные спектры поглощения двухатомных молекул

Использованные литературные источники.

Межгосударственного стандарта -ГОСТ 7.32-2001 «Отчет о научно-исследовательской работе»

ГОСТ 8.417-81 "ГСИ. Единицы физических величин".