

## ГИРОРЕЗОНАНСНЫЙ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЙ ПЛАЗМЕННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ

© 2012 г. В. В. Андреев, А. А. Новицкий, А. М. Умнов, Д. В. Чупров

*Российский университет дружбы народов, кафедра экспериментальной физики*

*Россия, 117198, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 6*

Поступила в редакцию 31.05.2011 г.

После доработки 08.07.2011 г.

Описан плазменный электронный ускоритель, работающий на основе эффекта гиромагнитного авторезонанса. Ускорение электронов первоначально холодной плазмы внутренней инжекции (классический э.ц.р.-разряд) осуществляется в магнитном поле ловушки пробочного типа при одномоментном воздействии резонансного с.в.ч.-поля и дополнительного импульсного магнитного поля. Синхронизм поддержания резонансных условий обеспечивается плавным нарастанием импульсного магнитного поля в течение импульса с.в.ч.-волны. При умеренных значениях подводимой с.в.ч.-мощности (до 2.5 кВт), а также стационарного и импульсного магнитных полей (до 1 кГс) удается получать устойчивые релятивистские плазменные сгустки с энергией электронной компоненты порядка сотен килоэлектронвольт. Регистрируемые спектры тормозного рентгеновского излучения имеют характерные особенности энергетического распределения квантов, а высокоэнергетические «хвосты» регистрируются в области 600–800 кэВ. Исследуются зависимости характеристик тормозного излучения от параметров эксперимента: величины стационарного магнитного поля и амплитуды импульсного магнитного поля. Полученные экспериментальные данные находятся в хорошем количественном согласии с результатами компьютерного моделирования и полученными ранее результатами.

### ВВЕДЕНИЕ

Явление электронного циклотронного резонанса (э.ц.р.) играет фундаментальную роль в физике плазмы. Оно широко используется для нагрева плазмы [1, 2], генерации многозарядных ионов [3], генерации электромагнитного излучения различных диапазонов [4], а также в технологиях современной микроэлектроники (см., например, [5]).

Э.ц.р. является эффективным механизмом взаимодействия волна–частица в условиях совпадения частоты с.в.ч.-поля с частотой циклотронного вращения электрона во внешнем магнитном поле. Энергия, приобретаемая электронами в этом случае, ограничена вследствие релятивистской расстройки резонансных условий [6].

В работах [7, 8] был предложен механизм поддержания циклотронного резонанса в нарастающем во времени или в пространстве внешнем магнитном поле. Суть процесса заключается в существовании фазовой устойчивости при движении заряженной частицы в условиях циклотронного (гиромагнитного) резонанса в плавно изменяющемся во времени магнитном поле. В этом режиме, если резонансные условия, соответствующие точному нерелятивистскому циклотронному резонансу, однажды выполнены, а нарастание во времени магнитного поля обеспечивает поддержание резонансных условий, средняя

энергия электрона увеличивается по закону нарастания магнитного поля.

Набор энергии частицей слабо зависит от характера изменения внешнего магнитного поля: резонансные условия автоматически поддерживаются при произвольном, но достаточно медленном нарастании магнитного поля, причем вклад вихревого электрического поля в процесс ускорения несуществен. Предельно достижимая энергия электрона ограничивается потерями на магнитно-тормозное излучение. Этот механизм получил название гиромагнитного авторезонанса (г.а.). Обеспечение этих условий приводит к генерации долгоживущих плазменных образований [9] с релятивистской электронной компонентой, пространственный масштаб которых соизмерим со средним радиусом ларморовского вращения.

Плазма, создаваемая в условиях г.а., может быть использована в прикладных исследованиях, о чем свидетельствуют результаты, опубликованные разными авторами. Подобный подход рассматривается для разработки генераторов жесткого рентгеновского и синхротронного излучений [10–12], коллективных ускорителей ионов [13, 14], для получения многозарядных ионов тяжелых элементов [3, 15], а также в ряде других приложений.

Основная цель работы – создание компактного устройства (плазменного ускорителя), обеспечивающего импульсно-периодический режим ги-

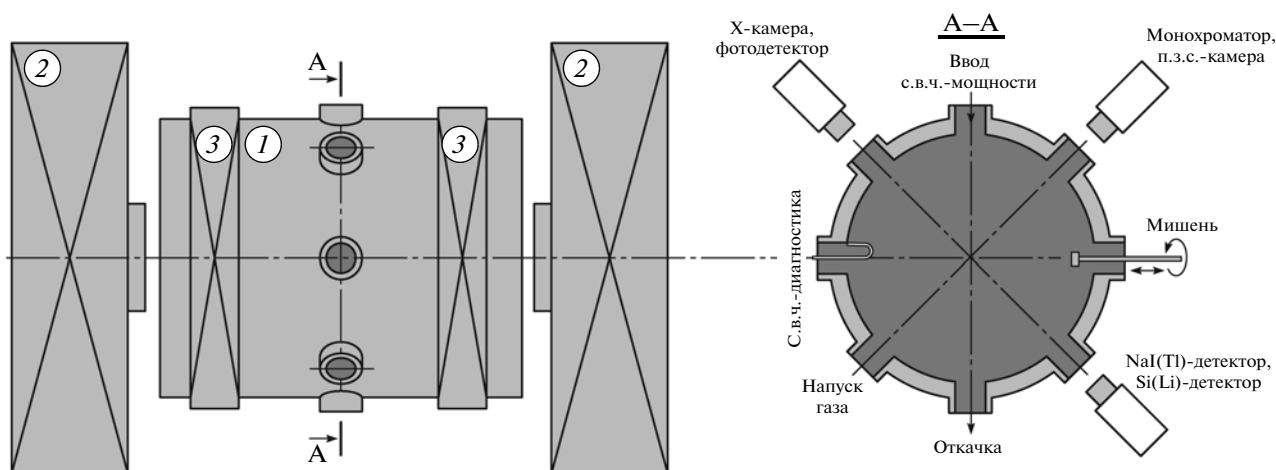


Рис. 1. Схема установки. 1 – с.в.ч.-резонатор; 2 – электромагнит; 3 – катушки импульсного магнитного поля.

ромагнитного авторезонансного ускорения холодных электронов плазмы инъекции до энергий порядка нескольких сотен килоэлектронвольт.

В соответствии с поставленной целью были решены следующие основные задачи: разработана комплексная система, обеспечивающая импульсно-периодический режим работы ускорителя с возможностью широкой перестройки параметров, определяющих захват электронов в режим ускорения [7, 10]; определены диапазоны режимов работы установки, обеспечивающие наличие устойчивого режима ускорения; экспериментально определен ряд параметров, свидетельствующих о реализации режима г.а.

### ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И ПРИМЕНЯЕМЫХ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ МЕТОДИК

Экспериментальные исследования проводились на установке, схема которой представлена на рис. 1. Конструктивно экспериментальный стенд представляет собой осесимметричную систему, в которой с.в.ч.-резонатор 1 и катушки импульсного магнитного поля 3, представляющие собой единый блок, размещаются в межполюсном пространстве электромагнита 2, создающего стационарное магнитное поле.

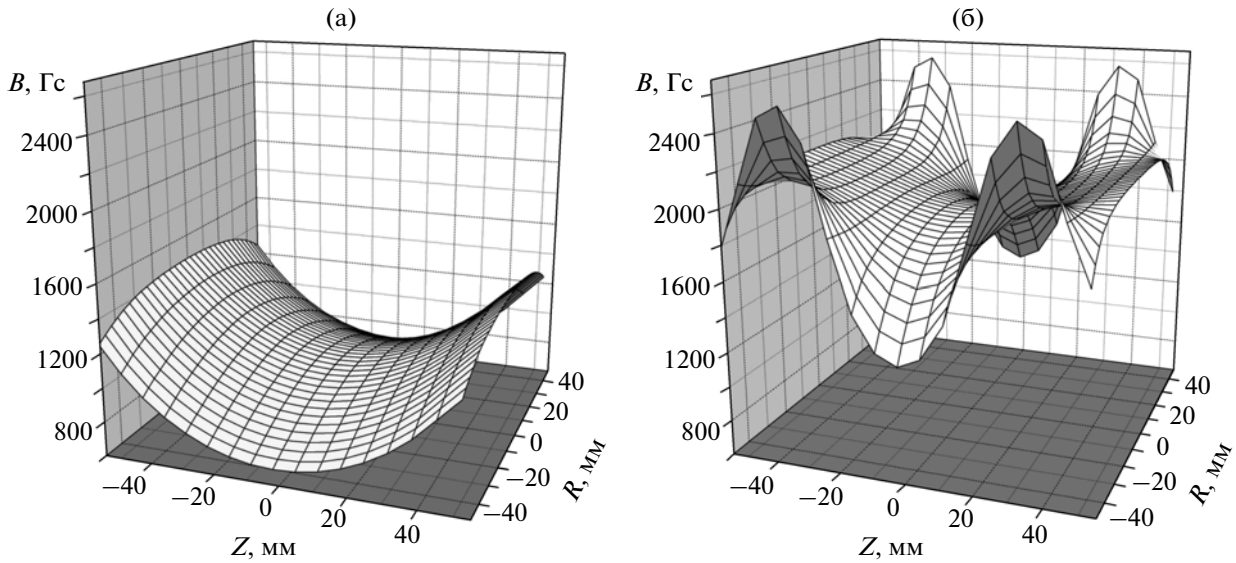
Стационарное магнитное поле с классическим профилем пробочной ловушки создается электромагнитом вейсовского типа. Для проведения экспериментов предусмотрена схема балансировки электрического тока в катушках, запитываемых независимо. Источники питания (Agilent, N5752F, 600 В, 1.3 А, GPIB) работают в режиме стабилизации тока с возможностью программной балансировки токов в катушках. Это позволяет поддерживать величину стационарного магнитного поля в средней плоскости резонатора на тре-

буемом, согласно проводимым экспериментам, уровне либо плавно изменять ее.

Для измерения напряженности магнитного поля был использован датчик Холла (SS-94A2D, Honeywell) с чувствительностью 1 мВ/Гс, позволяющий проводить измерения в диапазоне до 2500 Гс с точностью 1.5% от диапазона. Полученное экспериментально 3D-распределение индукции стационарного магнитного поля представлено на рис. 2а. При равных значениях тока в катушках оно представляет собой пробочную конфигурацию ( $R = 1.6$ ,  $L = 120$  мм), которая обеспечивает длительное удержание создаваемых плазменных образований в рабочем объеме резонатора.

При поддержании резонансных условий в пределах рабочего объема резонатора, когда циклотронная частота  $\omega_{ce}$  для массы покоя электрона совпадает с частотой волны накачки  $\omega_0$ , в результате пробоя ловушка заполняется плазмой инъекции, характеристики которой существенным образом зависят от параметра  $\beta = \omega_{e0}/\omega_0$ , где  $\omega_{e0} = eB(0,0)/(m_0c)$  соответствует значению индукции стационарного магнитного поля в центре резонатора. При  $\beta = 1$  ловушка характеризуется следующими значениями индукции: 875 Гс – резонансное значение индукции аксиального магнитного поля в центре резонатора, 1450 Гс – на торцевых стенках резонатора (рис. 2а).

Генерация возрастающего во времени магнитного поля осуществлялась с помощью разряда емкостного накопителя через две импульсные катушки (см. рис. 1), соединенные последовательно и расположенные соосно с катушками стационарного магнитного поля и резонатором. В случае двух соосных одинаковых катушек с малым сечением обмоток, равными значениями токов одного направления и постоянной плотностью тока геометрическая эффективность является функ-



**Рис. 2.** Структура магнитного поля: **а** – экспериментальная 3D-диаграмма осевой компоненты стационарного магнитного поля; **б** – расчетная 3D-диаграмма осевой компоненты суперпозиционного поля, создаваемого стационарными и импульсными катушками.

цией относительных размеров системы [16, 17]. Выбор геометрических размеров импульсных катушек определялся линейными размерами области, в пределах которой должно происходить нарастание напряженности магнитного поля во времени с заданной степенью однородности и характерным временным масштабом.

Согласно [17], при выбранной геометрии и ширине намотки пространственная неоднородность поля на длине 50 мм составляет  $\sim 1\%$ . На рис. 2б представлены результаты расчетов суперпозиции  $Z$ -компонент измеренного стационарного и рассчитанного импульсного полей при амплитуде импульсного поля 1000 Гс. Измерения импульсного магнитного поля в реперных точках показали незначительное расхождение с расчетом.

Для генерации импульсно-периодического магнитного поля был разработан и изготовлен генератор периодического импульсного тока (г.и.т.). Использованные низкоомные импульсные катушки и емкостный накопитель обеспечивали режим периодического разряда с коэффициентом затухания  $\gamma = 0.01$ .

Для коммутаторов, работающих в цепях с периодическим разрядом накопителя, характерным параметром является угол коммутации. Момент замыкания цепи и начала разряда накопителя считается нулевым, а фаза кривой тока на момент размыкания цепи или принудительного переключения режима ее работы характеризуется углом коммутации  $\varphi_k$ . При углах коммутации в интервале  $(0, \pi/2)$  имеет место частичный разряд накопителя. Угол коммутации, равный  $\pi/2$ , соответству-

ет полной передаче энергии в индуктивную нагрузку (без учета диссипации).

Для обеспечения эффективной импульсно-периодической работы ускорителя наибольший интерес представляет реализация обратной рекуперации энергии электромагнита в накопитель при углах коммутации, меньших  $\pi/2$  [16]. Такой подход позволяет повысить частоту следования импульсов тока без увеличения мощности выпрямителя, заряжающего конденсатор. Технически эта задача решается переполюсовкой индуктивной нагрузки в момент коммутации таким образом, чтобы возникающая при размыкании тока в катушках э.д.с. индукции оказалась приложенной к емкостному накопителю в полярности, соответствующей его исходной зарядке. На рис. 3а приведены соответствующие этому процессу диаграммы напряжения на конденсаторе  $u_C$  и тока в индуктивной нагрузке  $i_L$ . Если пренебречь диссипативными потерями, то в момент коммутации фаза тока  $\varphi_k$  скачком изменяется до значения  $\pi - \varphi_k$ , а энергия, запасенная в импульсных катушках, вновь преобразуется в заряд емкостного накопителя, заряжая его до исходного напряжения к моменту  $2\varphi_k$ .

Принципиальная схема коммутатора, реализующего указанный принцип с применением ключей на IGBT-транзисторах, приведена на рис. 3б. Здесь функции ключей, замыкающих и размыкающих цепь разряда накопителя, выполняют транзисторы  $T_1$  и  $T_2$  (CM600HA-24F, Mitsubishi Electric). Диоды  $D_1$  и  $D_2$  (RM400HA-34S, Mitsubishi Electric) обеспечивают протекание рекуперационного тока при размыкании основных ключей и

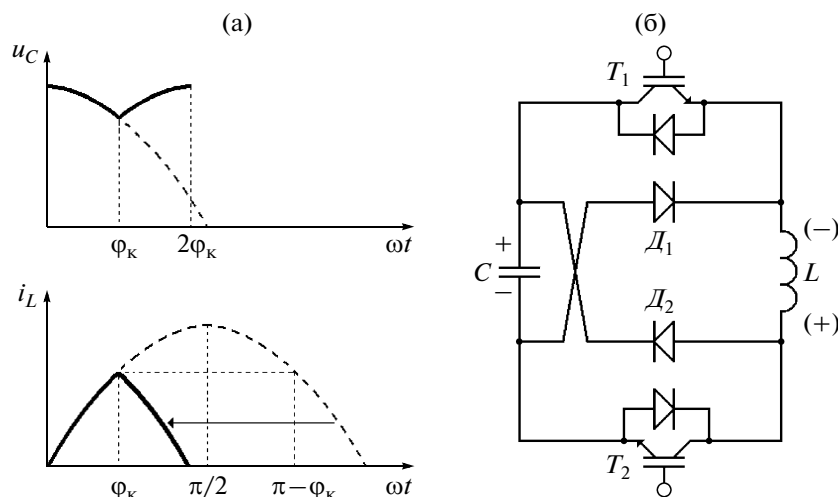


Рис. 3. Диаграммы токов и напряжений (а) и принципиальная схема (б) генератора импульсного тока.

появлении э.д.с. индукции, полярность которой показана на рис. 3б в скобках. Для управления напряжением на затворах транзисторов использованы универсальные драйверы IGBT-транзисторов (SKHI 10/12, Semikron, на схеме не показаны). Промышленный компьютер на базе шины PXI выполняет функции синхронизирующего устройства. Временные интервалы задаются при помощи 32-разрядных счетчиков-таймеров (NI-PXI-6022, National Instruments). При скважности  $Q = 20-30$  режима естественной конвекции достаточно для поддержания основных элементов контура в пределах рабочих (расчетных) параметров.

С точки зрения экспериментальных исследований наиболее важными характеристиками импульсного магнитного поля являются амплитуда магнитной индукции внутри резонатора и время ее достижения. Условием проникновения медленно меняющегося магнитного поля в полый проводник является малая толщина стенок камеры по сравнению с толщиной скин-слоя. Толщина стенок резонатора в области размещения катушек импульсного магнитного поля составляет 1 мм. Измерения показали, что темп нарастания магнитного поля незначительно запаздывает по отношению к току в индукторе, что свидетельствует о малом затухании магнитного поля в результате скинирования.

Вакуумный резонатор представляет собой разъемный металлический цилиндр со съёмными вакуумно-плотными торцевыми крышками. В резонаторе предусмотрены поршни, обеспечивающие настройку резонатора на рабочую частоту с.в.ч.-генератора. Необходимое увеличение жесткости и устойчивости объема резонатора к деформации под атмосферным давлением обеспечивалось кольцевым поясом жесткости в средней плоскости резонатора. В поясе жесткости предусмотре-

ны вакуумные порты с уплотнениями типа Вильсона, служащие для ввода с.в.ч.-мощности, подключения диагностических элементов, напуска газа и контроля давления непосредственно в рабочем объеме установки. Фоновое давление в рабочем объеме резонатора было не хуже  $10^{-6}$  Торр. Напуск газа осуществлялся посредством пьезонасоса типа СНА-2, плазмообразующий газ — Ar. Рабочее давление варьировалось в пределах  $10^{-5}-10^{-4}$  Торр

Резонатор возбуждался штыревой антенной на основной моде  $TE_{111}$  от магнетронного генератора (М-168) с частотой  $f = 2450$  МГц. Благодаря встроенному модулятору генератор работал в импульсном режиме с длительностью 50–1000 мкс и паузой 1–100 мс, что обеспечивало спектр длительностей и скважности, соответствующий временным характеристикам работы г.и.т. Волноводный тракт с ферритовым циркулятором, аттенуатором и согласованной нагрузкой позволял регулировать уровень падающей мощности в пределах 500–5000 Вт с пульсацией  $\leq 2.2\%$ . Измерения а.ч.х. резонатора показали, что собственная добротность резонатора составила  $Q = 720$  при  $KCB = 2.5$ .

Все устройство функционирует в импульсно-периодическом режиме. Осциллограммы импульсов с.в.ч. и импульсного магнитного поля, характеризующие сценарий эксперимента, представлены на рис. 4. В начальной фазе А осуществляется пробой газа в условиях э.п.р. и заполнение резонатора плазмой инжекции, в фазе В происходит захват и ускорение плазменных электронов в режиме г.а., фаза С представляет собой фазу удержания ускоренных электронов в магнитном поле пробочной конфигурации.

Исходя из теоретических требований к безразмерным величинам темпа нарастания  $\alpha$  магнит-

ного поля и амплитуды напряженности  $g_0$  электрического с.в.ч.-поля [7]:

$$\alpha = \left( \frac{B_{\max}}{B_0} - 1 \right) (\omega t)^{-1};$$

$$g_0 = \frac{eE}{m_0 c \omega},$$

захват частиц в режим г.а. возможен при выполнении критерия:

$$\alpha \leq 1.19 g^{4/3}, \quad (1)$$

что обеспечивает ускорение захваченных электронов до энергий

$$W = \left( \frac{B}{B_0} - 1 \right) m_0 c^2. \quad (2)$$

Диапазон изменения параметров для разработанного стенда составил:  $\alpha = 4 \cdot 10^{-8} - 1.3 \cdot 10^{-7}$ ;  $g_0 = 1.5 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^{-2}$ , что позволяет экспериментально изучить степень их влияния на временные и пространственные характеристики захвата электронов в режим г.а.

Основной целью проводимых экспериментов являлось нахождение зависимостей между максимальной энергией ускоренных при г.а. электронов и рядом рабочих параметров: стартовым магнитным полем, амплитудой импульсного магнитного поля и скоростью его нарастания. Эта информация может быть получена на основе анализа спектра и интенсивности тормозного излучения, возникающего при взаимодействии ускоренных электронов с энергией порядка сотен килоэлектронвольт с кулоновским полем ядра атома или с электронами внутренних оболочек атомов плазмообразующего газа. Расположение использованных средств диагностики показано на общей схеме экспериментальной установки (см. рис. 1).

Излучение регистрировалось в направлении, ортогональном вектору напряженности магнитного поля в центральном сечении, с помощью блока детектирования БДЭГ2-23 на основе сцинтиллятора NaI(Tl) размером  $40 \times 40$  мм. Детектор оснащен свинцовой защитой и коллимационной системой с набором свинцовых диафрагм (от 1 до 3 мм). В зависимости от требований эксперимента (радиометрия или спектрометрия) сигналы с блока детектирования осциллографировались либо поступали на вход многоканального анализатора импульсов АИ-1024, сопряженного с персональным компьютером, для последующей обработки данных. Основной трудностью при проведении эксперимента было исключение перегрузки регистрирующего канала в условиях высокого квантового выхода. Оптимизация загрузки детектора и спектрометрического устройства обеспечивалась путем применения коллимирующей системы с малым телесным углом регистрации. Излучение из области взаимодействия выводилось через бе-

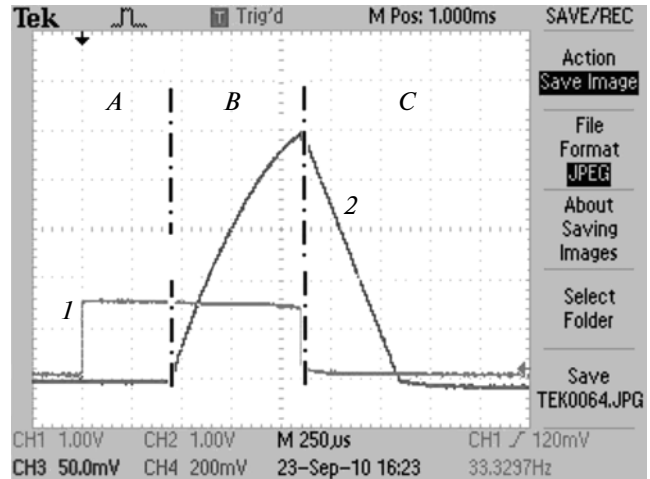


Рис. 4. Сигналы детектора падающей с.в.ч.-волны (1) и импульсного магнитного поля (2) в различных фазах (А–С) эксперимента.

риллиевое окно толщиной 0.47 мм. Телесный угол обзора с учетом коллимационной системы обеспечивал регистрацию излучения из объема  $\sim 9$  см<sup>3</sup>.

Спектрометр калибровался в области предполагаемых энергий. Линейность а.ч.х. блоков регистрации (спектрометрического и радиометрического) проверялась путем их калибровки по эталонным источникам излучений (комплект образцовых спектрометрических изотопов – ОСГИ-100-1р № 2025, 2010 г.) в спектральной области энергий, представляющей интерес. Были определены основные параметры спектрометра: энергетическая цена деления, энергетическое разрешение, эффективность регистрации. Так, энергетическое разрешение и отношение сигнал/шум по пику 662 кэВ составили соответственно  $R(E_\gamma) = 9\%$ ,  $\delta = 7.1$ .

Выполненные калибровочные измерения показали, что детектор позволяет регистрировать кванты в диапазоне 50–3000 кэВ. Основная ошибка в области энергий, представляющей для нас интерес ( $\sim 500$  кэВ), не превышает 10%. Полученные данные об эффективности, энергетическом разрешении и отношении сигнал/шум с учетом поглощения излучения в спектрометрическом тракте позволили ввести поправки в регистрируемые спектры и тем самым получить истинный вид спектра рентгеновского излучения, генерируемого плазмой.

Следует отметить, что интенсивность излучения газовой мишени линейно связана с током электронного пучка и его пространственной локализацией [18], что позволяет судить о степени захвата частиц плазмы инъекции в режим ускорения. Таким образом, для достоверности измеряемых величин регистрировалось излучение только с газа, так как в этом случае исключались искажения спектра, возможные при регистрации излучения, возникающего при взаимодействии не захвачен-

ных либо потерянных в процессе ускорения частиц со стенками камеры. Характеристическое излучение с газовой мишени (единицы килоэлектронвольт) не могло повлиять на результаты измерений, так как в этом диапазоне энергий чувствительность детектирующей системы мала.

Для определения геометрических размеров генерируемых плазменных сгустков и временных характеристик процесса переноса частиц в радиальном направлении проводились измерения излучения, возникающего при взаимодействии ускоренного сгустка с твердотельным зондом-мишенью из Та малых размеров ( $3.5 \times 1.5$  мм), и тока в цепи зонда. Мишень имела возможность свободно перемещаться по радиусу резонатора и поворачиваться вокруг оси штока (см. рис. 1) и была размещена в области локализации горячей электронной компоненты.

При проведении спектральных измерений время регистрации одной спектрограммы составляло 1024 с при скважности работы ускорителя 35 и длительности с.в.ч.-импульса 1 мс. Таким образом, полученные спектрограммы представляли сигнал, усредненный по  $\sim 3 \cdot 10^4$  импульсам работы установки.

#### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЫ В УСЛОВИЯХ ГИРОМАГНИТНОГО АВТОРЕЗОНАНСА

Предваряющее эксперимент изучение плазмы в условиях г.а. и ее основных параметров было проведено посредством трехмерного численного моделирования по методу частиц в ячейке [19–21, 11] с учетом электростатических взаимодействий. Собственное магнитное поле плазмы в модели не учитывалось, так как для рассматриваемых параметров (плотности плазмы и средней энергии электронной компоненты) его влияние на процесс г.а. несущественно. В модели учтены параметры и характеристики экспериментальной установки, описанной выше (размеры, пространственно-временные конфигурации магнитного и электрического полей, параметры плазмы инжекции и т.д.).

Основные параметры численной модели (геометрические размеры вакуумной камеры, конфигурация магнитного поля, мода с.в.ч.-колебаний, амплитуда напряженности с.в.ч.-поля) выбирались в соответствии с параметрами экспериментальной установки. Электрическое с.в.ч.-поле рассчитывалось в предположении, что в вакуумной камере устанавливаются колебания типа  $TE_{111}$ .

Топология э.ц.р.-поверхности в начальной стадии процесса г.а. варьировалась посредством изменения параметра  $\beta$ .

Вычислительный эксперимент практически полностью соответствовал сценарию натурального эксперимента, за исключением длительности процесса г.а.

Время нарастания магнитного поля выбиралось равным 1–5 мкс, что удовлетворяет критерию захвата (1). Время физического эксперимента составляло 300–600 мкс.

Начальное состояние плазмы рассчитывалось для заданных начальных параметров эксперимента в условиях э.ц.р. Моделирование э.ц.р.-плазмы проводилось до достижения стационарного состояния ее параметров. Плотность полностью ионизированной квазинейтральной э.ц.р.-плазмы составляла  $n_e = 10^9$  см<sup>-3</sup>, общее число модельных частиц – 240000. На следующем этапе моделирования включалось импульсное поле, нарастающее по закону синуса (процесс г.а.) до 1000 Гс, затем следовал спад импульсного магнитного поля по линейному закону. Процессы ионизации и рекомбинации не учитывались.

Уравнение Пуассона  $\Delta\Phi = -4\pi r$  решалось на стационарной декартовой сетке с количеством узлов  $64 \times 64 \times 64$  методом быстрого преобразования Фурье. Самосогласованное электрическое поле плазмы  $\vec{E} = -\nabla\Phi$  вычислялось в узлах сетки с помощью разностных производных от потенциала  $\Phi(i, j, k)$ , где  $i, j, k$  – номера узлов в направлениях  $X, Y, Z$  соответственно.

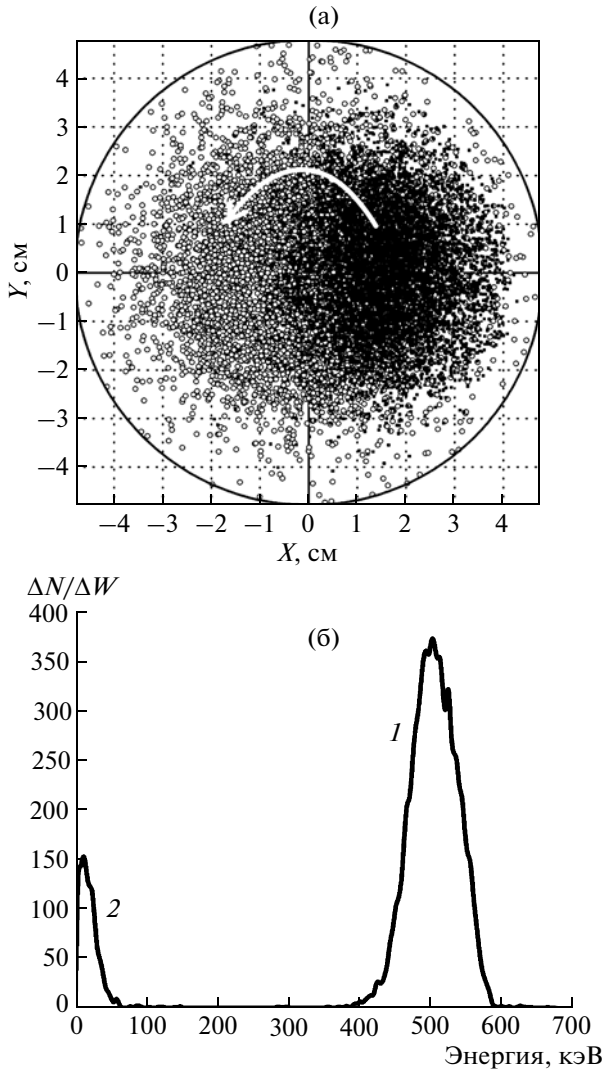
Уравнение движения электронов в конечно-разностном виде

$$\frac{\bar{u}^{n+\frac{1}{2}} - \bar{u}^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta\tau} = \bar{g}^n + \frac{\bar{u}^{n+\frac{1}{2}} + \bar{u}^{n-\frac{1}{2}}}{2\gamma^n} \times \bar{b}^n \quad (3)$$

решалось по схеме, предложенной в [20]. В уравнении (3)  $\bar{u}$  – импульс электрона в единицах  $m_0c$ ;  $\Delta\tau$  – безразмерный временной шаг;  $\tau = \omega t$  – безразмерное время;  $\bar{g}^n = \vec{E}/B_0$  – безразмерное электрическое поле, где  $\vec{E} = \vec{E}_{hf} + \vec{E}_s + \vec{E}_i$  – сумма напряженностей электрического с.в.ч.-поля, индуцированного электрического поля и собственного электрического поля плазмы;  $\bar{b}^n = \vec{B}^n/B_0$  – безразмерная индукция магнитного поля, где  $\vec{B} = \vec{B}_{st} + \vec{B}_{imp}$  – сумма стационарного и импульсного магнитных полей, создаваемых системами катушек;  $B_0 = m_0c\omega/e$ ;  $\gamma$  – релятивистский фактор. Верхний индекс в уравнении (3) – номер временного шага интегрирования уравнения движения. Ионы (водород) являются немагнитными и нерелятивистскими.

Разработанная модель позволила исследовать эволюцию основных параметров плазмы в процессе г.а., определить скорость потерь частиц из плазмы, изучить зависимости энергетических спектров электронов от начальных условий и параметров численного эксперимента.

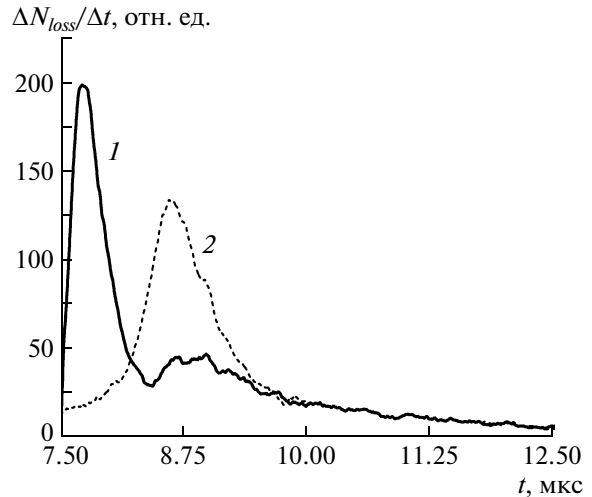
Анализ результатов вычислительного эксперимента показал их качественное и в большинстве случаев количественное совпадение с результатами натурального эксперимента. На рис. 5 представле-



**Рис. 5. а** —  $(X, Y)$ -сечение пространственного распределения плазмы (темные точки — захваченные электроны, светлые — ионы), стрелкой обозначено направление вращения электронов; **б** — энергетический спектр захваченных (1) и незахваченных (2) электронов.

характерное сечение пространственного распределения электронов и энергетический спектр электронов, полученные при нарастании импульсного магнитного поля до 1000 Гс при стартовом значении магнитного поля в центре ловушки 866 Гс и времени нарастания магнитного поля 5 мкс (напряженность электрического с.в.ч.-поля  $E = 1$  кВ/см).

Захваченные электроны представляют собой сгусток, вращающийся со средним ларморовским радиусом  $r_L = 1.95$  см и средней энергией 520 кэВ в магнитном поле с индукцией 1900 Гс (здесь и далее поле соответствует значению в геометрическом центре ловушки). Незахваченные электроны составляют  $\sim 15$ – $20\%$  от общего числа. Зави-



**Рис. 6.** Скорости потерь электронов (сплошная кривая) и ионов (штриховая кривая) в процессе г.а. (по оси абсцисс отложено время с момента старта процесса г.а.)

симость скорости потерь электронов и ионов от времени  $\Delta N_{loss}/\Delta t$  приведена на рис. 6.

Из рис. 6 следует, что начальная стадия г.а. характеризуется интенсивными потерями электронов на стенках резонатора (кривая 1). Это связано с возрастанием радиусов циклотронного вращения электронов, расположенных вблизи стенок камеры. Как следствие, возникновение избыточного положительного заряда приводит к возрастанию скорости потерь ионов (кривая 2).

В дальнейшем скорости потерь электронов и ионов уменьшаются, средние значения концентраций электронов и ионов выравниваются, и плазменное образование в целом остается электронейтральным.

## ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Были проведены предварительные лабораторные испытания ускорителя при вариации параметров: давления —  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  Торр, с.в.ч.-мощности — 1.5–2.5 кВт, расстройки магнитного поля  $\beta$ , амплитуды импульсного магнитного поля и скорости его нарастания.

В ходе эксперимента были получены и исследованы спектральные и интегральные характеристики тормозного излучения, позволившие определить зависимости предельно достижимой энергии ускоренных в режиме г.а. электронов плазмы инъекции от ряда рабочих параметров. В соответствии с предельным значением индукции импульсного магнитного поля  $\sim 1000$  Гс и резонансным значением 875 Гс ожидаемая величина энергии ускоренных при г.а. электронов, согласно (2), составит 580 кэВ. Показателем достижения режи-

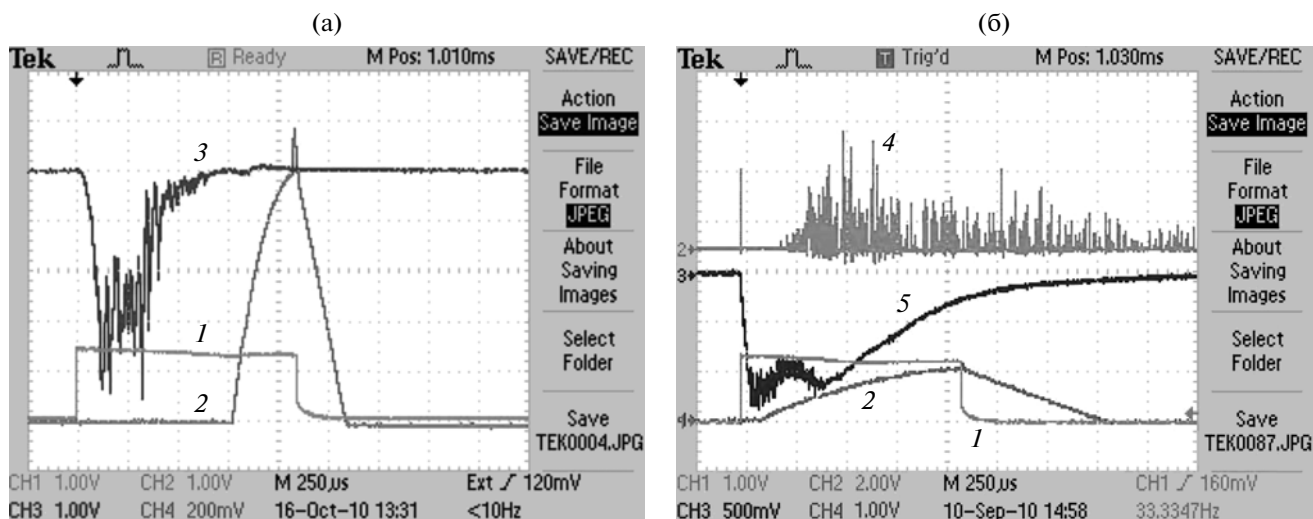


Рис. 7. Временные зависимости процессов в режиме г.а.: 1 – импульс с.в.ч.; 2 – импульс магнитного поля; 3 – сигнал с ф.э.у. (ФЭУ-25, максимальная чувствительность в спектральной области 350–420 нм); 4 – сигнал с детектора рентгеновского излучения (БДЭГ2-23); 5 – токовый сигнал с зонда-мишени.

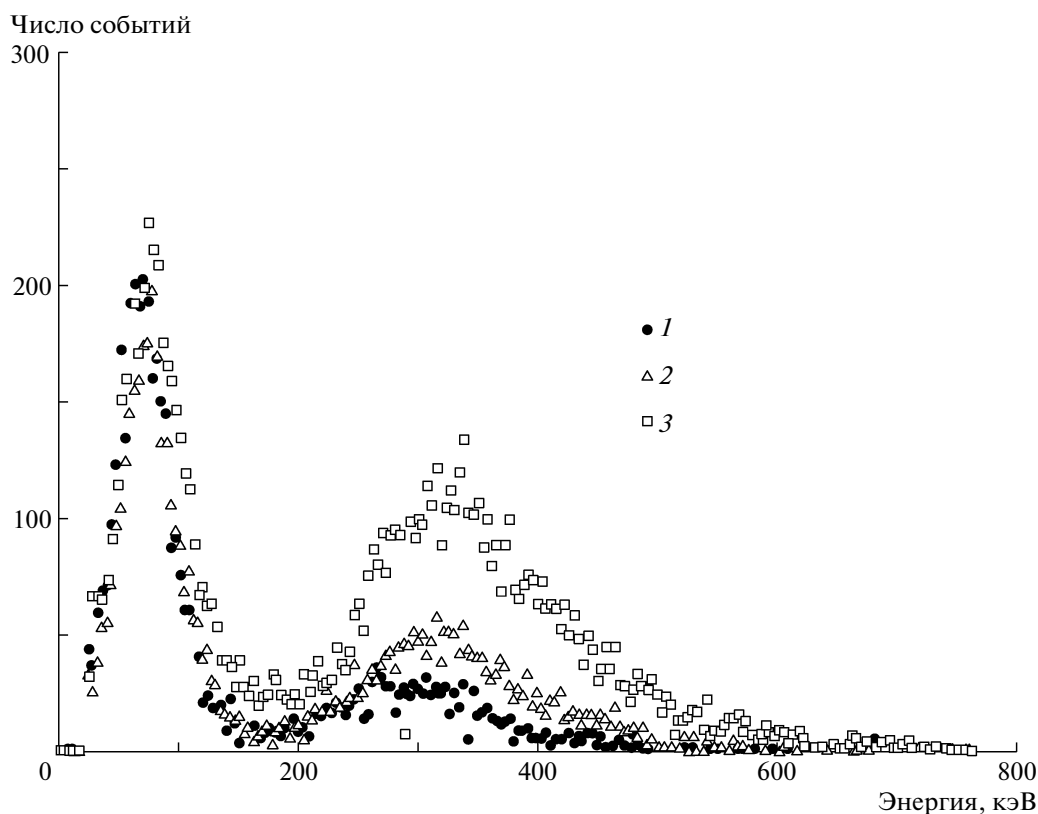


Рис. 8. Спектр тормозного излучения с газовой мишени для разных значений амплитуды импульсного магнитного поля: 600 (1), 800 (2), 1000 Гс (3).  $\beta = 1$ ; давление в рабочем объеме  $10^{-5}$  Торр; с.в.ч.-мощность 2500 Вт.

ма г.а. является регистрация жесткого тормозного излучения с энергией квантов, соответствующей расчету, что значительно превышает энергию, получаемую при реализации возможных конкурирующих эффектов – классического э.п.р.-нагрева с последующей фазой адиабатического сжатия [22].

В качестве аргументов в пользу реализации на установке режима г.а. на рис. 7 приведены осциллограммы, регистрируемые диагностическими каналами. Импульс с.в.ч. накачки (кривая 1) привел к пробую газа и развитию разряда в режиме э.п.р. Начальной фазой разряда соответствовала



вспышка света в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра, регистрируемая ф.э.у. (кривая 3). Импульс магнитного поля (кривая 2 в масштабе 1 Гс/мВ) запускался в момент, когда плазма э.п.р.-разряда уже сформировалась. Нарастание магнитного поля прекращалось одновременно с окончанием импульса с.в.ч.-накачки. О наличии в плазме горячей электронной компоненты свидетельствует жесткое тормозное излучение, зарегистрированное с газа (кривая 4 в масштабе 0.16 кэВ/мВ). Одновременно с этим для определения области пространственной локализации релятивистского плазменного сгустка измерялся ток зонда-мишени, введенного в разряд (кривая 5).

Согласно полученным осциллограммам, к моменту старта режима г.а. параметры плазмы инжекции стационарны (кривая 3). Регистрируемое в процессе ускорения при амплитуде импульсного поля 1000 Гс рентгеновское излучение (кривая 4) содержит кванты, достигающие релятивистских энергий, соответствующих расчетным, согласно (2), значениям  $\sim 500\text{--}600$  кэВ, что свидетельствует в пользу реализации механизма г.а.-ускорения электронов плазмы инжекции.

Удержание плазмы также сопровождается генерацией рентгеновского излучения с энергией квантов несколько ниже указанной и характерным временем жизни  $\sim 10$  мс, что обусловлено декомпрессией в спадающем во времени магнитном поле. Такая длительная регистрация рентгеновского излучения, обусловленного взаимодействием быстрых электронов с атомами плазмообразующего газа, свидетельствует о том, что в результате цикла г.а.-ускорения в рабочем объеме образуется устойчивый пространственно локализованный релятивистский электронный вихрь с энергией порядка нескольких сотен килоэлектронвольт, удерживаемый в магнитной ловушке классического пробкотрона. Результаты, полученные при обработке осциллограмм (рис. 7б), показали, что интегральная мощность вспышки тормозного излучения достигает своего максимума к окончанию цикла ускорения. Это свидетельствует о наличии значительного числа электронов, захваченных в режим г.а.

Ларморовский радиус электрона с энергией 500 кэВ в магнитном поле с индукцией  $\sim 1700$  Гс равен 1.7 см, а при 875 Гс — 2.2 см с учетом того, что энергия снижается от измеренного значения (расчетного) до 250 кэВ в результате декомпрессии. Неоднородность плазмы инжекции и значительные линейные размеры пространственной области захвата приводят к тому, что поперечные линейные размеры создаваемого плазменного сгустка превышают значение ларморовского радиуса электронов с соответствующей энергией. Это экспериментально подтверждается измерениями, проведенными при помощи зонда-мишени (токовый режим измерения), перемещаемого

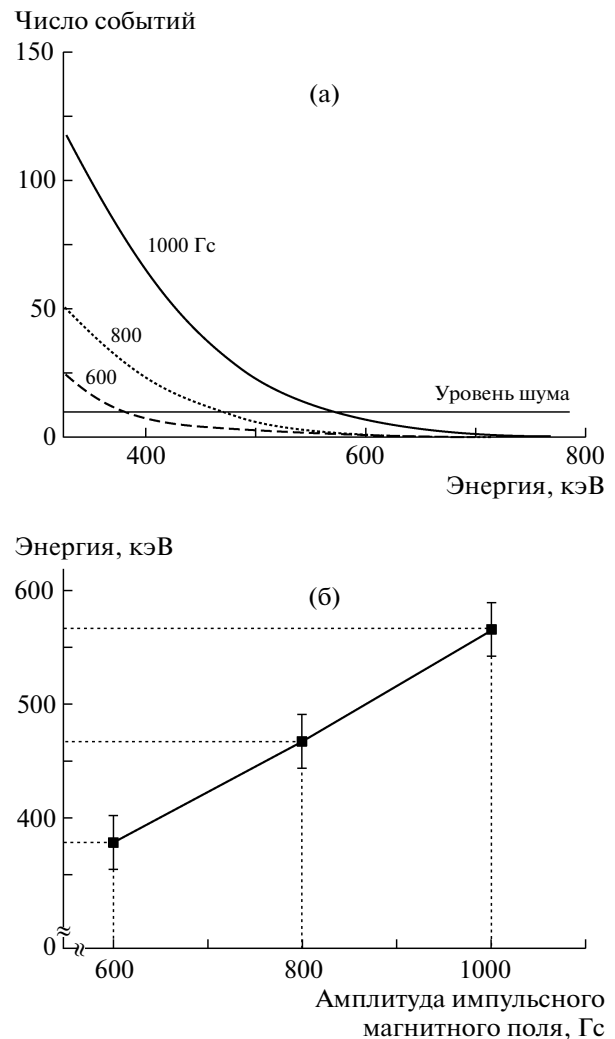


Рис. 9. Высокоэнергетические хвосты рентгеновских спектров (а) и зависимость предельной энергии в спектре тормозного излучения от амплитуды импульсного магнитного поля (б).

по радиусу резонатора, и детектора тормозного излучения при изменении его телесного угла обзора.

При перемещении зонда-мишени от стенки резонатора в глубь к его центру, когда орт-вектор плоскости мишени ориентирован перпендикулярно направлению магнитного поля, была установлена следующая закономерность: в пристеночной области в процессе г.а. мишень регистрирует положительный ток, а при перемещении зонда по радиусу на глубину 20 мм от оси резонатора регистрируется отрицательный ток, появление которого коррелирует с регистрируемым тормозным излучением (рис. 7б).

Эти результаты качественно совпадают с зависимостями, полученными при численном моделировании (см. рис. 5а), и оценками поперечных линейных размеров генерируемых сгустков, приведенными выше. Таким образом, область г.а.-

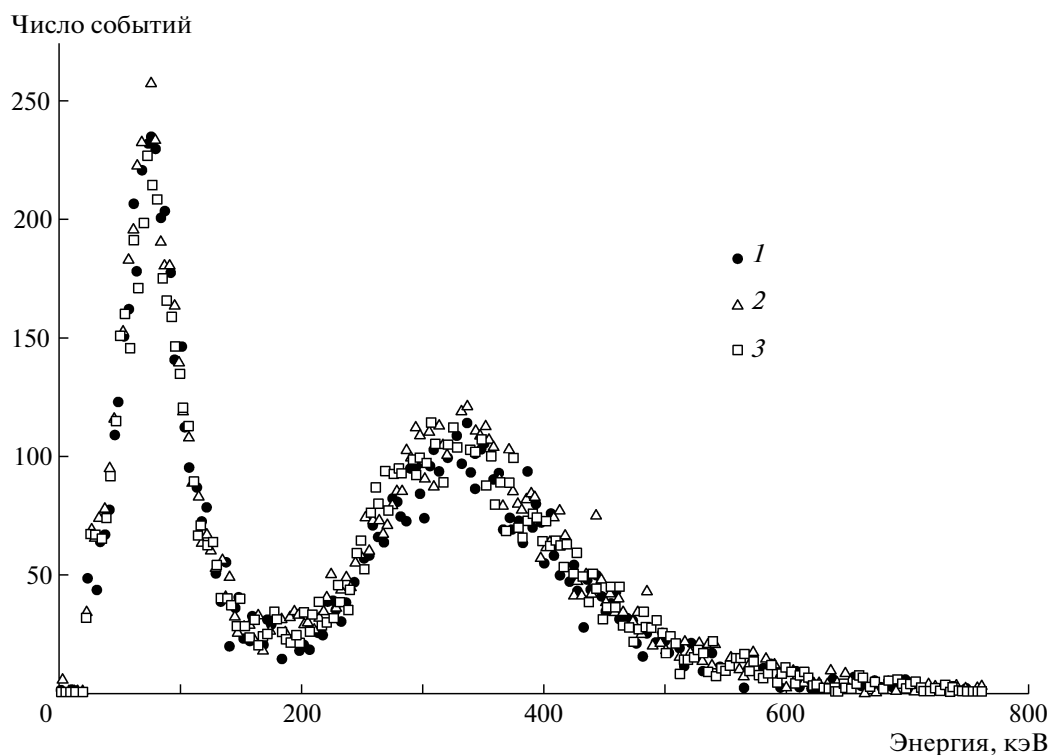


Рис. 10. Спектр тормозного излучения с газовой мишени для разных стартовых магнитных полей:  $\beta = 0.98$  (1), 1.06 (2), 1.18 (3).  $B_{\text{имп}} = 1000$  Гс; давление в рабочем объеме  $10^{-5}$  Торр; с.в.ч.-мощность 2500 Вт.

взаимодействия в начальный момент является источником потоков заряженных частиц в радиальном направлении.

Создаваемая плазма в поперечном направлении может быть условно разделена на две области. В области, примыкающей к поверхности резонатора, наблюдается нескомпенсированный поток ионов, а в центральной области сосредоточен устойчивый сгусток релятивистских электронов. Кроме того, в генерируемом плазменном образовании присутствуют и другие компоненты — популяция холодных электронов и ионов, однако применяемые в данной работе средства диагностики не позволяют провести их полноценное экспериментальное исследование.

Учитывая, что радиус резонатора составляет 45 мм, можно сделать вывод, что в процессе ускорения наружные слои плазмы инжекции теряют в результате г.а. свои электроны на стенках. Ионы из таких слоев также должны быть уведены амбиполярным полем на стенки так, что плазменный сгусток должен содержать лишь часть первоначально запасенных в плазме инжекции частиц. Ввиду того что эффективное сечение передачи импульса падает с ростом энергии и время между столкновениями увеличивается, генерируемый сгусток в отсутствие радикальных неустойчивостей способен длительно удерживаться в магнитном поле пробочной ловушки.

Погружение плоской мишени в область локализации горячей электронной компоненты приводит к резкому возрастанию интенсивности регистрируемого излучения, что позволило определить характерную толщину (в радиальном направлении) генерируемых сгустков, которая составила 0.3–0.4 см. Как показали измерения, интенсивность тормозного излучения с мишени зависит от ориентации мишени. Поворот плоскости мишени на  $90^\circ$  в положение, когда орт-вектор мишени становится параллелен линиям магнитного поля, приводит к снижению интегральной мощности на 80%, что примерно соответствует отношению эффективных площадей мишени в двух указанных положениях. Это подтверждает полученный при численном моделировании результат, соответствующий преимущественно азимутальному характеру движения ускоряемых сгустков (см. рис. 5а).

Таким образом, характер поведения регистрируемого рентгеновского излучения при перемещении зонда и изменении его ориентации в сочетании с результатами вычислительного эксперимента позволяет получить упрощенное представление о пространственных характеристиках сгустка и его движении. Сложное движение сгустка в таких условиях можно представить как вращение ведущего центра сгустка относительно оси симметрии, причем характерные размеры сгустка определяются радиусом азимутального ларморовского враще-

ния релятивистских электронов и радиальной шириной области захвата электронов инжекции.

В отличие от условий э.ц.р., в плазме, создаваемой в условиях г.а., наблюдается значительное увеличение скорости дрейфового движения в азимутальном направлении, обусловленное неоднородностью магнитного поля и амбиполярным радиально направленным электрическим полем. Рост энергии электронов в процессе г.а. приводит к уменьшению амплитуд баунс-колебаний электронов, что в свою очередь обуславливает увеличение плотности плазмы (аксиальная компрессия). В результате плотность плазмы, несмотря на потери частиц, возрастает по сравнению с плотностью начальной плазмы.

Для более тщательного описания движения сгустка нет необходимости учитывать поперечную диффузию электронов в магнитном поле, возникающую в процессе столкновения. В обсуждаемом эксперименте длина свободного пробега электрона и соответствующие времена его релаксации велики по сравнению с характерными пространственными и временными масштабами. Поэтому для описания характера движения сгустка можно пренебречь столкновениями частиц и учитывать лишь их коллективное взаимодействие через самосогласованные поля, возникающие в процессе генерации и удержания сгустков.

Для определения зависимости предельно достижимых энергий электронов, ускоренных в режиме г.а., от параметров эксперимента (скорости нарастания магнитного поля, амплитудного значения импульсного магнитного поля, расстройки стартового магнитного поля) проводилась регистрация спектров тормозного излучения газовой мишени.

Полученные и обработанные с учетом аппаратной функции спектрометра (квантовой и энергетической эффективности, отношения сигнал/шум, поглощения в выходном бериллиевом окне и тракте) спектры излучения представлены на рис. 8 при одинаковых начальных условиях для разных значений амплитуды импульсного магнитного поля. Для приведенных зависимостей стартовое значение магнитного поля составило 875 Гс, что соответствует расстройке  $\beta = 1$ ; с.в.ч.-мощность – 2.5 кВт; давление в рабочем объеме –  $10^{-5}$  Торр.

Приведенные на рис. 8 зависимости четко отражают факт увеличения максимальной энергии с ростом амплитуды импульсного поля. Этот факт находится в согласии с известным утверждением, что эффективная энергия квантов тормозного излучения равна половине максимальной энергии ( $E_{\max}$ ) тормозящихся электронов при  $E_{\max} < 10$  МэВ. Регистрируемое излучение вызвано взаимодействием ускоренных электронов только с атомами газа, так как в его спектре отсутствуют линии характе-

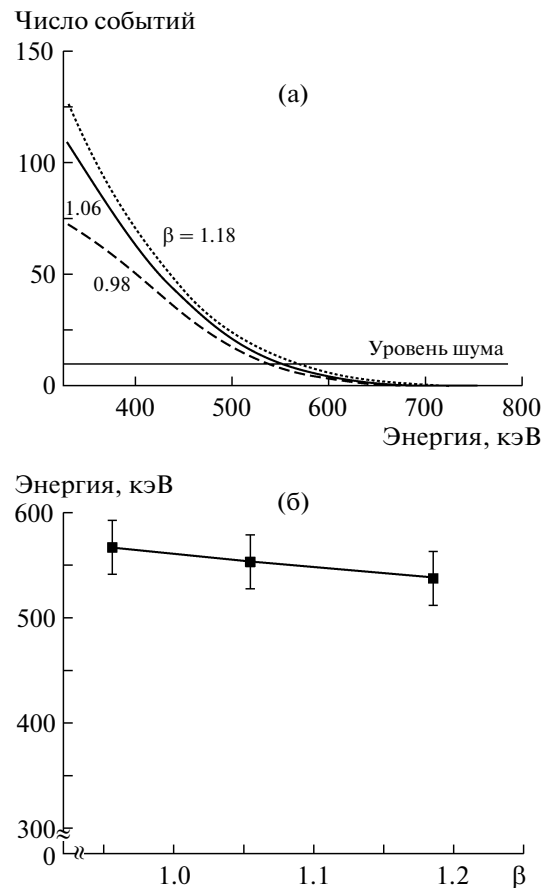


Рис. 11. Высокоэнергетические хвосты рентгеновских спектров (а) и зависимость предельной энергии в спектре тормозного излучения от величины стартового магнитного поля (б).

ристического излучения материалов камеры, которые неизбежно возникали бы при взаимодействии ускоренных электронов с ее стенками.

Для получения зависимости уровня достижимых энергий от амплитуды импульсного магнитного поля экспериментальные спектры в области высокоэнергетического хвоста были аппроксимированы гладкими кривыми с учетом отношения сигнал/шум (рис. 9а). Полученная зависимость совпадает с результатами численного моделирования и основными положениями упрощенного теоретического рассмотрения процесса г.а. (2) при выполнении условий захвата частиц, а именно: значение предельной энергии с учетом ошибки измерений практически линейно зависит от максимального значения индукции импульсного магнитного поля (рис. 9б).

На рис. 10 представлены спектрограммы, полученные при постоянном значении амплитуды импульсного магнитного поля 1000 Гс для различных значений расстройки стартового магнитного поля. Аналогичная обработка высокоэнергетических хвостов спектрограмм (рис. 11а) показывает, что максимально достижимая энергия, в пределах

точности измерений, практически не зависит от  $\beta$  (рис. 11б).

В то же время предварительные оценки интегральных характеристик излучения свидетельствуют о том, что при обеспечении условий захвата (1) величина расстройки стартового магнитного поля влияет на число захваченных частиц, что обусловлено ростом концентрации плазмы инжекции при незначительном изменении температуры холодной компоненты [4].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные экспериментальные исследования убедительно свидетельствуют о реализации в разработанном ускорителе режима г.а.-ускорения. Экспериментально получены четкие зависимости энергии ускоренных до релятивистских энергий электронов от ряда рабочих параметров ускорителя.

Определено, что достижимый уровень энергий ускоренных электронов определяется максимально достижимым значением импульсного магнитного поля в процессе г.а.-ускорения. Расстройка стартовых магнитных полей в режиме инжекции определяет степень захвата частиц, но не влияет на уровень достижимых энергий электронов. Полученные зависимости находятся в хорошем количественном согласии с расчетными значениями с учетом конструктивных особенностей разработанного ускорителя.

Характер временных зависимостей регистрируемых сигналов и их сопоставление с результатами численного моделирования позволили качественно описать процесс формирования генерируемых сгустков, а также найти количественное совпадение экспериментально полученных зависимостей с результатами расчета. Полученные численным моделированием величины максимальной энергии, приобретаемой электронами, совпадают с экспериментальными результатами с точностью не хуже 5%. Это свидетельствует о надежности и достоверности разработанной численной модели, что позволяет с высокой степенью вероятности прогнозировать получение плазмы с наперед заданными параметрами.

Описанный принцип позволяет разрабатывать устройства для генерации релятивистских плазменных сгустков с энергией электронной компоненты порядка нескольких мегаэлектронвольт и длительном времени удержания (порядка сотен миллисекунд) в магнитной ловушке пробочного типа. На основе этого принципа предложены концептуальные модели для разработки ускорителя частиц [23, 24], генераторов излучения [12, 14] и источников многозарядных ионов [3].

Авторы благодарны участникам объединенного семинара кафедры экспериментальной физики РУДН и сотрудникам РИЦ “Курчатовский ин-

ститут” — В.И. Ильгисонису, А.А. Сковороде за плодотворное обсуждение и критические замечания, высказанные при подготовке данной статьи.

Работа выполнена в рамках ГК № П23-13 ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России”.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Jaeger F., Lichtenberg A.J., Lieberman M.A.* // *Plasma Phys.* 1972. V. 14. P. 1073.
2. *Тимофеев А.В.* // *УФН.* 1973. Т. 110. Вып. 3. С. 329.
3. *Geller R.* *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas.* UK, Bristol: Taylor & Francis, Inc, 1996. P. 434.
4. *Андреев В.В., Балмашинов А.А., Умнов А.М.* // *Изв. РАН. Серия физическая.* 2003. Т. 67. № 9. С. 1314.
5. *Balmashnov A.A., Golovanivsky K.S., Omeljanovsky E.M. et al.* // *Semicond. Sci. Technology.* 1990. V. 5. P. 242.
6. *Roberts C.S., Buchsbaum S.J.* // *Phys. Rev. A.* 1964. V. 135(2). P. 381.
7. *Golovanivsky K.S.* // *Phys. Scripta.* 1980. V. 22. P. 126.
8. *Andreev V.V., Golovanivsky K.S.* // *Physics Letters. A.* 1984. V. 100. P. 357.
9. *Андреев В.В., Головановский К.С.* // *Физика плазмы.* 1985. Т. 11. Вып. 3. С. 300.
10. *Andreev V.V., Umnov A.M.* // *Physica Scripta.* 1991. V. 43. № 5. P. 490.
11. *Andreev V.V., Umnov A.M.* // *Plasma Sources Science and Technology.* 1999. V. 8. № 3. P. 479.
12. *Макулькин А.В.* // *Атом. энергия.* 2006. Т. 101. № 5. С. 846.
13. *Geller R., Melin G., Golovanivsky K.* // *Proc. of EPAC 90: 2-nd European Particle Accelerator Conference: Nice.* Editions Frontieres, June 12–16 1990. V. 1. ISBN 2-86332-090-4
14. *Ishibashi T., Hattori T., Hayashizaki N. et al.* // *Proc. of the 3-rd Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 31-st Linear Accelerator Meeting in Japan.* Sendai, 2006. P. 568.
15. *Andreev V.V., Umnov A.M., Apracsin A.V.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1992. V. 63(4). P. 2907.
16. *Фурман Э.Г.* // *ПТЭ.* 1988. № 5. С. 7.
17. *Филатов В.В.* // *ЖТФ.* 1997. Т. 67. № 4. С. 101.
18. *Кузнецов Л.И., Приходько В.Г., Ярыгин В.Н.* // *ПТЭ.* 2000. № 1. С. 116 (*Kuznetsov L.I., Prikhod'ko V.G., Yarygin V.N.* // *Instrum. Exp. Tech.* 2000. V. 43. № 1. P. 106).
19. *Хокни Р., Иствуд Дж.* *Численное моделирование методом частиц.* М.: Мир, 1987. С. 640.
20. *Birdsall C.K., Langdon A.B.* *Plasma Physics via Computer Simulation.* Bristol, Philadelphia: IOP Publishing Ltd, 1995. P. 305.
21. *Сигов Ю.С.* *Вычислительный эксперимент: Мост между прошлым и будущим физики плазмы.* М.: Физматлит, 2001. С. 223.
22. *Alexeff I., Harris J.G., Murphy C.* // *Phys. Rev. Lett.* 1974. V. 32. № 19. P. 1035.
23. *Gal Olivier* // *IEEE Trans. on Plasma Science.* (ISSN 0093-3813) 1989. V. 17. № 4. P. 622.
24. *Lazar Friedland* // *Phys. Plasmas.* 1994. V. 1(2). P. 421.