

Вычислительная физика

621.039.643

Трехмерное моделирование плазмы в условиях синхротронного гироманнитного авторезонанса

В. В. Андреев, А. М. Умнов, С. Ю. Важнов

Кафедра экспериментальной физики,
Российский университет дружбы народов,
117198, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 6

Проведено трехмерное численное моделирование плазмы, удерживаемой в открытой магнитной ловушке в условиях синхротронного гироманнитного авторезонанса (СГА). Моделирование, проведенное по методу частиц в ячейке, показало возможность генерации релятивистской плазмы с параметрами (средняя энергия электронной компоненты, плотность и размер плазмы), варьируемыми в широких пределах. Из результатов моделирования также следует возможность получения в случае СГА релятивистских электронных сгустков. Управление движением таких сгустков путем варьирования магнитного поля во времени и их высадка на мишень дает возможность использовать СГА для генерации жесткого рентгеновского излучения.

Введение

В начале 80-х годов был предложен метод создания релятивистской плазмы в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) в нарастающем во времени магнитном поле, получивший название синхротронный гироманнитный авторезонанс (СГА) [1].

В случае СГА релятивистское изменение массы электронов компенсируется изменением магнитного поля во времени $B(t) = B_0[1 + b(t)]$ ($B_0 = m_0 c \omega / e$), m_0 и e — масса покоя и заряд электрона соответственно, ω — угловая частота СВЧ поля, $b(t)$ — нарастающая во времени функция. В результате резонансное условие $\omega \cong \omega_{ce}$ ($\omega_{ce} = eB(t)/m_0 \gamma c$, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, v — скорость электрона) поддерживается автоматически, в отличие от ЭЦР. Максимальная энергия, которую электрон может приобрести в режиме СГА, ограничена только радиационными потерями, а его средняя кинетическая энергия (в кэВ) определяется величиной магнитного поля и не зависит от напряженности СВЧ поля: $W(t) \approx 511[B(t)/B_0 - 1]$.

Эксперименты, проведенные на установках, использующих данный метод (плазменные синхротроны Gугас-0, Gугас-D и Gугас-X), продемонстрировали возможность генерации и накопления релятивистской плазмы и электронных сгустков [2–4], однако полученные параметры пока еще не позволяют использовать СГА для практических приложений.

В данной работе проведено трехмерное численное моделирование плазмы в открытой магнитной ловушке в условиях СГА для типичной схемы плазменного синхротрона Gугас (рис. 1). Основные узлы синхротрона: 1 — TE_{111} -вакуумная камера, 2 — катушки, создающие статическое магнитное поле, 3 — импульсные магнитные катушки, 4 — мишень.

В численной модели используется метод частиц в ячейке, который нашел широкое применение при изучении сложных динамических плазменных образований [5, 6].

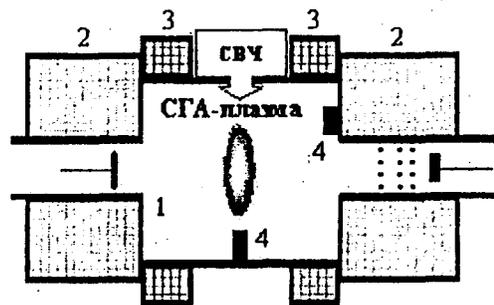


Рис. 1. Схема плазменного синхротрона Gугас

В отличие от аналитического описания и исследования, проведенного ранее на двумерной численной модели [3, 4], результаты, полученные на основе трехмерного моделирования, позволяют наиболее полно проанализировать процессы, протекающие в СГА — плазме и проектировать более совершенные экспериментальные установки, использующие метод СГА. В работе исследуется эффективность захвата электронов, эволюция параметров СГА — плазмы и процессы, сопровождающие ускорение электронов плазмы в условиях синхротронного гироманнитного авторезонанса.

Целью проводимых численных экспериментов является анализ влияния параметров исходной плазмы, конфигурации магнитного поля и других параметров СГА на захват электронов в режим ускорения, удержание создаваемой релятивистской плазмы в открытой магнитной ловушке и определение оптимальных условий для создания СГА — плазмы и релятивистских электронных сгустков.

1. Численная модель

Одним из наиболее эффективных и часто применяемых методов моделирования плазменных процессов является метод частиц в ячейке [6].

Схема метода, используемая в работе, включает в себя следующие основные этапы:

По известному распределению частиц в пространстве X, Y, Z в момент времени τ^n (n — номер шага по времени) определяется распределение заряда в узлах заданной сетки $\rho(i, j, k) \equiv \rho(i\Delta X, j\Delta Y, k\Delta Z)$, где $\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$ — шаги сетки в направлениях X, Y и Z , а $i=1, \dots, N$; $j=1, \dots, M$; $k=1, \dots, L$. N, M и L — число узлов сетки в направлениях X, Y и Z соответственно. Распределение зарядов в узлах сетки находится с помощью обратной билинейной интерполяции (процедура "размазывания" заряда по восьми ближайшим узлам).

Решается уравнение Пуассона на заданной сетке. Значения поля $E_{i,j,k}^n$ в узлах сетки определяются после усреднения найденных значений потенциала по сетке с помощью взятия конечно-разностных производных.

Электрическое поле в точках расположения частиц является суперпозицией собственного поля плазмы, определяемого с помощью билинейной интерполяции, внешнего СВЧ электрического поля в момент τ^n и вихревого электрического поля, возникающего вследствие нарастания магнитного поля во времени.

Следующим этапом является интегрирование уравнений движения в форме Ньютона—Лоренца:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e \left(\mathbf{E}_{hf} + \mathbf{E}_s + \mathbf{E}_{ind} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right). \quad (1)$$

где p — импульс электрона, E_{hf} — напряженность СВЧ электрического поля, E_s — собственное электрическое поле плазмы, E_{ind} — вихревое электрическое поле, возникающее в плазме в результате нарастания магнитного поля во времени.

Цикл вычислений завершается расчетом новых координат частиц. В дальнейшем этот цикл повторяется.

Конечно-разностный аналог уравнения движения (1) в безразмерной форме имеет следующий вид:

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

где u — импульс электрона в единицах m_0c , g^n — суммарное безразмерное электрическое поле в момент времени n , b^n — магнитное поле, нормированное на B_0 , γ — релятивистский фактор, $\tau = \omega t$ — безразмерное время, $\Delta\tau$ — временной шаг.

Расчет магнитного поля, создаваемого системой осесимметричных катушек, производился в узлах заданной сетки. Поле в точках расположения частиц определялось интерполяцией, аналогичной определению величины плотности заряда в узлах сетки.

Электрическое поле моды TE_{111} , создаваемое в резонаторе, аппроксимировалось по закону $E(r, z) = E_0 \cos(\beta z)$, координата $z=0$ соответствует медианной плоскости резонатора, β — нормировочный коэффициент, E_0 — амплитуда напряженности СВЧ электрического поля.

Выбор численной модели был обусловлен возможностью рассмотрения следующих проблем:

1. Исследование условий захвата электронов плазмы и зависимости эффективности захвата от начальных условий (плотности плазмы, напряженности СВЧ электрического поля, конфигурации статического магнитного поля).
2. Изучение эволюции плазмы в процессе СГА.
3. Анализ потерь частиц из плазмы.
4. Изучение зависимости энергетического спектра электронов в зависимости от начальных условий.

В начальный момент времени $\tau = 0$ задается однородное пространственное распределение частиц каждого сорта (электронов и ионов) в цилиндре, ось которого совмещена с осью вакуумной камеры. Начальные импульсы ионов считались равными нулю. Ионы считаются однозарядными, число ионов равняется числу электронов. Таким образом, в рассматриваемой модели исходная плазма является полостью ионизированной, однородной и нейтральной. Отметим, что в модели использовалось реальное отношение массы иона к массе электрона.

Что касается диамагнитных эффектов, при энергиях электронов $W \approx 1$ МэВ в плазме с плотностью $(1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{10}) \text{ см}^{-3}$, а именно такие параметры рассматриваются в данной работе, их влияние на процесс СГА незначительно. Это дает основание воспользоваться схемой метода частиц с учетом лишь электростатических взаимодействий.

Решение разностного аналога уравнения Пуассона осуществлялось методом циклической редукции с использованием быстрого преобразования Фурье.

При решении данного уравнения использовались периодические граничные условия (влияние стенок камеры на процесс СГА считалось пренебрежимо малым). Такое приближение справедливо, если линейные размеры сетки по крайней мере вдвое превышают характерные размеры моделируемой плазмы.

Учитывая особенности исследуемых процессов, а именно, быстрое изменение всех параметров (плотность плазмы, циклотронный радиус вращения электронов и т.д.), шаг сетки в данной работе выбирался таким образом, чтобы выполнялись два основных условия:

а) релятивистская частица должна проходить расстояние равное шагу сетки (шаги сетки по X , Y и Z выбирались равными) не менее, чем за два временных шага, то есть $\Delta X = \Delta Y = \Delta Z = 2c\Delta t$, где Δt — шаг интегрирования уравнений движения ($\Delta t = 5 \cdot 10^{-3} - 8 \cdot 10^{-3}$ периода СВЧ поля);

а) число частиц в одной ячейке должно быть много больше единицы.

Учет пространственной ограниченности процесса проводился для анализа продольных и поперечных потерь частиц из плазмы. Вводились границы, соответствующие условиям натурного эксперимента. Частицы, достигшие стенок камеры, считались потерянными.

Заметим, что, несмотря на бурное развитие компьютерных технологий, трехмерное моделирование плазмы, особенно с учетом релятивизма, остается «дорогим удовольствием» вследствие больших затрат машинного времени. В связи с этим, при создании данной модели использовались достаточно экономичные алгоритмы как для решения уравнений движения [5], так и для решения уравнения Пуассона [6]. Тем не менее, среднее время расчета одного варианта для 25000 частиц каждого сорта в случае генерации релятивистского сгустка электронов и 50000 частиц для генерации релятивистской плазмы, на сетке $32 \times 32 \times 32$ оказалось довольно значительным и составило для одного типичного варианта (250000 временных шагов) около 30 часов. Время счета на 1 частицу на один временной шаг составило около 8.6 мкс. Расчеты проводились на компьютере с процессором Pentium II 333 МГц с использованием Fortran Power Station 4.0.

Для повышения гибкости и надежности работы программы алгоритм разбит на три основные блока. Первый — блок инициации — генерирует (или, в случае продолжения счета, восстанавливает) пространственное распределение частиц и их импульсы. Второй блок осуществляет непосредственно численный эксперимент. Третий блок — блок диагностики, или обработки результатов.

Через некоторое, задаваемое пользователем, число временных шагов информация о координатах и импульсах частиц выдается в виде файла результатов эксперимента. При необходимости можно

прекратить работу программы и, произведя выборочную обработку результатов, продолжить выполнение программы с изменением, в случае необходимости, параметров численного эксперимента. В целях экономии дисковой памяти информация о координатах и импульсах каждой частицы сохранялась в формате binary.

Численный эксперимент давал возможность получать и обрабатывать следующие данные:

1. Информацию о пространственном распределении частиц, что давало возможность проследить за эволюцией плазмы во времени.
2. Данные об энергиях частиц (электронов и ионов) для анализа изменения энергетического спектра во времени, а также эффективности захвата электронов.
3. Потери частиц из плазмы.
4. Зависимость максимального значения собственного электрического поля, возникающего в плазме, от времени.
5. Реализована возможность продолжить счет с любого момента времени, причем с изменением параметров процесса.

2. Результаты численного моделирования

В работе был исследован захват электронов плазмы в режим синхротронного гиромангнитного авторезонанса в зависимости от расстройки стартового магнитного поля, типа газа, темпа нарастания магнитного поля, начальной плотности плазмы и пробочного отношения.

Плотность исходной плазмы варьировалась от $1 \cdot 10^9$ см $^{-3}$ до $5 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$, начальный радиус выбирался равным 0.6 см и 2.4 см, продольный размер плазменного цилиндра $l = 6$ см. Расчеты проводились для однократно ионизованной плазмы двух сортов: водорода и аргона. Величина напряженности электрического СВЧ поля ($f = 2.45$ ГГц) варьировалась в диапазоне от 600 В/см до 5 кВ/см. Расчеты проводились для двух значений пробочного отношения: $R = 1.2$ и $R = 2.0$.

Анализ эволюции пространственного распределения плазмы и ее параметров показал возможность создания в результате СГА в исходной холодной (нерелятивистской) плазме различных объектов, которые сводятся к двум предельным случаям, представленным на рис. 2 и рис. 3. Расчеты выполнены для следующих параметров: $E = 3$ кВ/см, плазма — аргон, пробочное отношение $R = 1.2$, начальная плотность плазмы $1 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$. В случае продольной инжекции в вакуумную камеру плазмы, поперечные размеры которой существенно меньше релятивистского ларморовского радиуса циклотронного вращения, результатом СГА является сгусток релятивистских электронов (рис. 2). Циклотронный радиус такого сгустка близок величине ларморовского релятивистского радиуса, а его поле частично

компенсировано полем удерживаемых этим сгустком ионов. Характерными для этого случая являются сравнительно узкий энергетический спектр захваченных электронов и значительное превышение потерь ионов над потерями электронов.

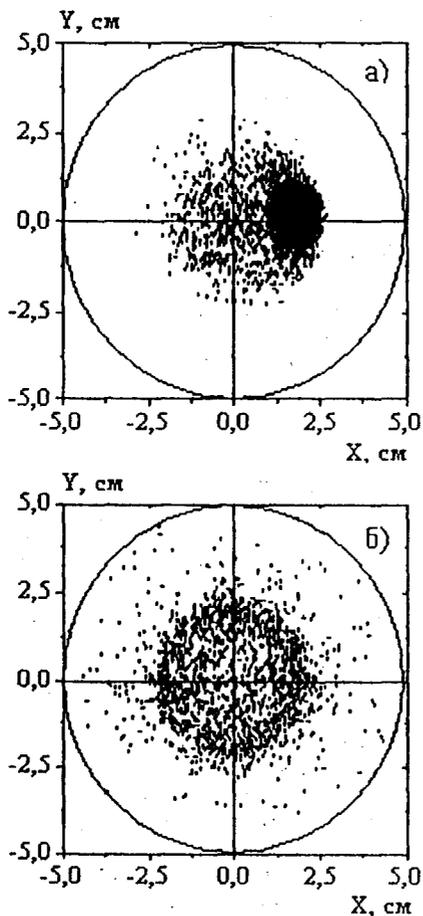


Рис. 2. Поперечное сечение пространственного распределения частиц плазмы при $r_0 = 0.6$ см: а) электроны; б) ионы

Другой предельный случай представлен на рисунке 3. Этот случай соответствует СГА в резонаторе, заполненном плазмой, или случаю создания исходной плазмы в результате ЭЦР — разряда. При этом в результате СГА возникает релятивистское плазменное образование, которое остается квазинейтральным. В дальнейшем будем называть такое образование СГА — плазмой. Энергетический

спектр захваченных электронов СГА — плазмы значительно шире, чем в случае релятивистского сгустка. Кроме того значительную часть удерживаемых в ловушке электронов составляют незахваченные в режим СГА электроны. Ионы в этом случае имеют практически однородное пространственное распределение (рис. 3б) в отличие от случая с начальным радиусом плазмы $r_0 = 0.6$ см, когда захваченные полем электронов ионы образуют кольцо (рис. 2а).

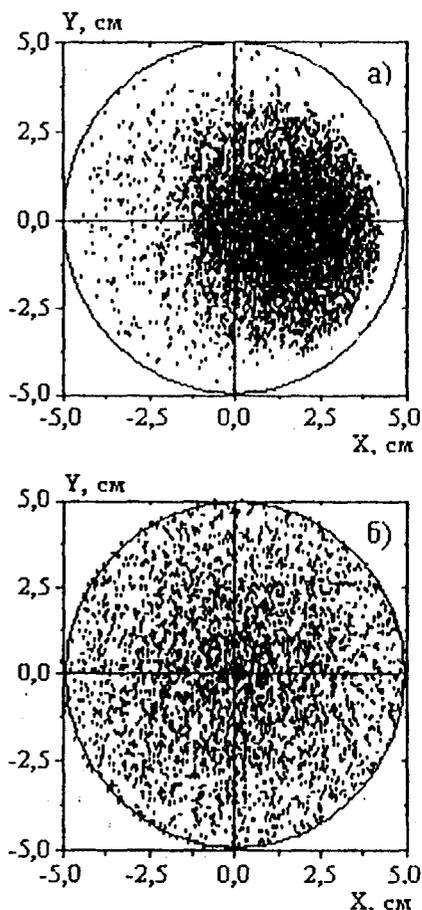


Рис. 3. Поперечное сечение пространственного распределения частиц плазмы при $r_0 = 2.4$ см: а) электроны; б) ионы

Одной из важнейших характеристик СГА является эффективность захвата, определяемого отношением числа захваченных электронов к полному

газмы зна-
кого сгуст-
живаемых
аченные в
не имеют
е распре-
ачальным
аченные
(рис. 2а).

числу электронов плазмы в начальный момент времени N_{tr}/N_0 . Зависимость эффективности захвата от относительной расстройки стартового магнитного поля рассматривалась при напряженности СВЧ электрического поля 3 кВ/см. При стартовом магнитном поле равно резонансному, то есть при $B(0)/B_0 = 1$, в режим СГА захвачено 98% оставшихся в плазме электронов (табл. 1). При увеличении стартового магнитного поля до $B(0)/B_0 = 1.05$ и далее до $B(0)/B_0 = 1.10$ число захваченных в режим СГА электронов уменьшается (см. табл. 1). Дальнейшее увеличение $B(0)/B_0$ до 1.15 приводит к почти полному прекращению захвата в режим СГА, хотя число удерживаемых в ловушке частиц N_c достигает 90 процентов.

Таблица 1
Относительное число удерживаемых и захваченных электронов

$B(0)/B_0$	N_c/N_0	N_{tr}/N_0	N_{tr}/N_c
1.00	0.423	0.414	0.979
1.05	0.422	0.399	0.945
1.10	0.573	0.381	0.664
1.15	0.868	0.017	0.020

Эти результаты находятся в хорошем соответствии с формулой, определяющей максимальное значение стартового магнитного поля, при котором еще возможен режим СГА [3]

$$B(0) = B_0 \left(1 + 1.89g_0^{2/3} \right). \quad (3)$$

Анализ захвата электронов и их удержания в магнитной ловушке показал, что при СГА в чисто электронном облаке потери частиц превосходят потери электронов в случаях СГА в водородной или аргоновой плазмах в 2.5 — 3 раза (рис. 4). Расчеты, представленные на рис. 4, выполнены для следующих параметров: $E = 3$ кВ/см, пробочное отношение $R = 1.2$; начальная плотность — $5 \cdot 10^9$ см⁻³.

Потери электронов из плазмы в случае ионов более тяжелых элементов, например, аргоновой плазмы, ниже по сравнению с потерями электронов водородной плазмы (рис. 4). Это явление связано с более высокой подвижностью ионов водорода по сравнению с ионами аргона. Отсюда следует, что для обеспечения эффективного захвата электронов следует создавать исходную плазму на основе тяжелых газов.

На рис. 5 представлена зависимость захвата электронов от напряженности электрического СВЧ поля E . Расчеты выполнены при пробочном отношении $R = 1.2$, начальной плотности аргоновой плазмы $1 \cdot 10^{10}$ см⁻³, $r_0 = 2.4$ см. Из полученных результатов следует, что изменение E в пределах от 600 В/см до 5 кВ/см не приводит к существенным

изменениям эффективности захвата, хотя и наблюдается некоторая тенденция увеличения эффективности захвата с ростом E .

Исследование зависимости параметров СГА плазмы и от конфигурации магнитного поля ловушки проводилось для двух случаев пробочного отношения $R = 1.2$ и $R = 2.0$. Численные эксперименты показали, что в случае большего пробочного отношения плотность захваченных частиц увеличивается. Так, при напряженности электрического поля 3 кВ/см и начальной плотности $1 \cdot 10^9$ см⁻³ для пробочного отношения $R = 1.2$ плотность захваченных частиц составляет $4.9 \cdot 10^8$ см⁻³, а для пробочного отношения $R = 2$, плотность захваченных электронов возрастает до значения $1.2 \cdot 10^9$ см⁻³ (водородная плазма). Такое увеличение плотности достигается (несмотря на потери частиц) за счет аксиальной компрессии плазмы. При увеличении пробочного отношения увеличивается как число захваченных (с $3.5 \cdot 10^9$ до $4.6 \cdot 10^9$), так и удерживаемых частиц (с $3.7 \cdot 10^9$ до $5.2 \cdot 10^9$). Таким образом, использование большего пробочного отношения является одним из факторов, приводящих к оптимизации процесса генерации сгустка релятивистских электронов.

Результаты численных экспериментов показали, что с увеличением начальной плотности плазмы увеличиваются относительные потери частиц (см. рис. 6). Расчеты проводились для случая водородной плазмы, $E = 3$ кВ/см, $r_0 = 0.6$ см, $R = 1.2$.

Важным параметром, характеризующим процесс СГА, является ширина энергетического спектра электронов. В работе исследована зависимость ширины энергетического спектра от плотности исходной плазмы, типа газа, напряженности СВЧ электрического поля и пробочного отношения магнитной ловушки.

Результаты численных экспериментов, проведенных для случая водородной плазмы ($E = 3$ кВ/см, $r_0 = 0.6$ см, пробочное отношение $R = 1.2$), показали, что с увеличением начальной плотности плазмы увеличивается относительное число не захваченных в режим СГА электронов и одновременно возрастают потери частиц из плазмы. Это объясняется существенным влиянием возникающего в плазме амбиполярного поля на динамику частиц. Энергетический спектр захваченных электронов в этом случае уширяется (рис. 7). Ширина энергетического спектра электронов зависит также от напряженности СВЧ поля (возрастает при увеличении E) и поперечных размеров исходной плазмы (рис. 8). Уширение энергетического спектра захваченных электронов в последнем случае в основном связано с влиянием неоднородности магнитного поля на динамику электронов.

Полученные зависимости величин максимально-го собственного электрического поля E_s^{max} , возникающего в плазме, от времени позволяют сделать

1)
5,0
см
5,0
м
1) г₀ =
1)
1) явля-
отно-
льному

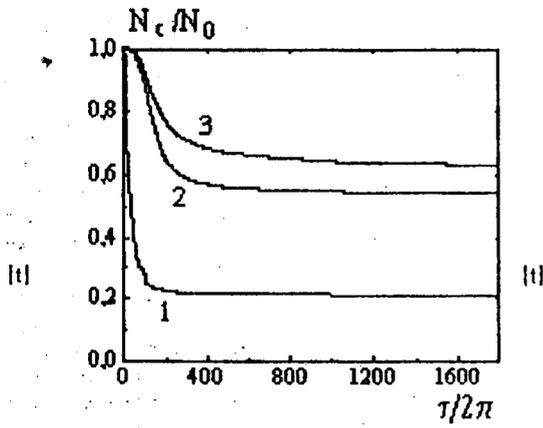


Рис. 4. Относительное число удерживаемых электронов 1 — электронное облако; 2 — водородная плазма; 3 — аргонная плазма

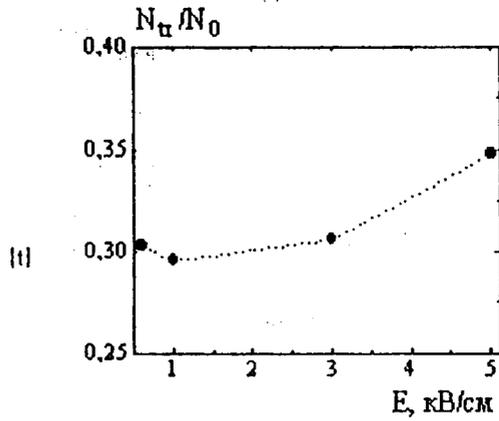


Рис. 5. Относительное число захваченных электронов

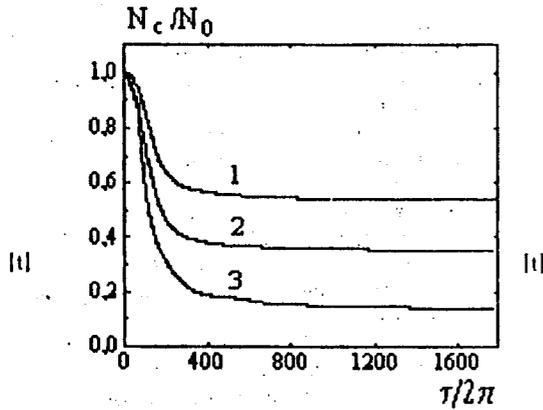


Рис. 6. Относительное число удерживаемых электронов 1 — $n_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$; 2 — $n_0 = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; 3 — $n_0 = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$

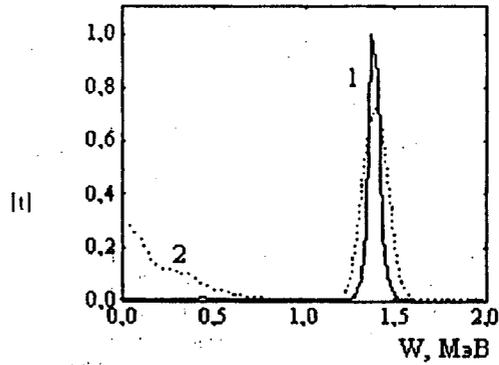


Рис. 7. Энергетический спектр электронов: 1 — $n_0 = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; 2 — $n_0 = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$

(t)

Р
г
2

выво
коча
родн
гоно
леба
митс
поля
низк
шим
согл
Пред
случ
 $n_0 =$

П
каза
явля
рам
сгус
гети
элек
вол
при
П
(r_0
ски
шим
энер
эле
на м
ния
чае

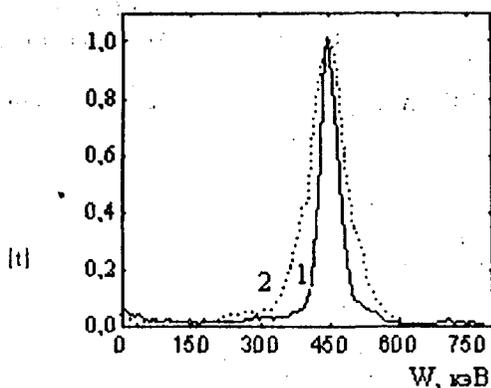


Рис. 8. Энергетический спектр электронов аргонной плазмы: 1 — $r_0 = 0.6$ см; 2 — $r_0 = 2.4$ см

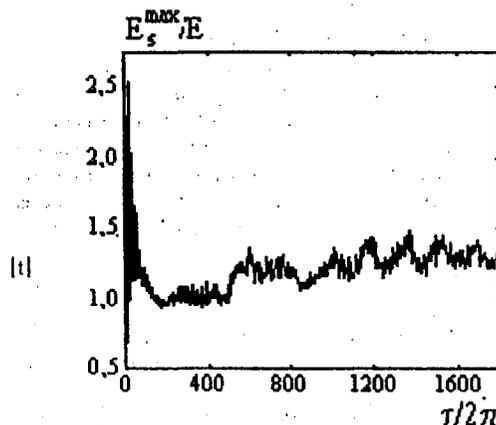


Рис. 9. Максимальная величина собственного электрического поля плазмы

вывод, что в процессе СГА в плазме возникают низкочастотные колебания, частота которых для водородной плазмы составляет 10 — 15 МГц, а для аргонной 2 — 5 МГц. С течением времени эти колебания затухают, и среднее значение E_s^{max} стремится к величине амплитуды электрического СВЧ поля. Из результатов моделирования следует, что низкочастотные колебания не являются нарастающими и не приводят к распаду плазмы (рис. 9), что согласуется с лабораторными экспериментами [4]. Представленные на рис. 9 расчеты проведены для случая водородной плазмы: $R = 1.2$, $r_0 = 0.6$ см, $n_0 = 1 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$, $E = 3$ кВ/см.

3. Перспективы приложений СГА

Проведенное трехмерное моделирование СГА показало, что наиболее характерной его особенностью является возможность получения объектов с параметрами, варьируемыми в широких пределах: от сгустка релятивистских электронов с узким энергетическим спектром до плазмы с релятивистской электронной компонентой. Такая возможность позволит применять СГА в различных практических приложениях.

При малом начальном радиусе исходной плазмы ($r_0 \leq 0.6$ см) создается компактный релятивистский электронный сгусток с относительно небольшими поперечными размерами 1.5 — 2.0 см и узким энергетическим спектром. Такой сгусток с энергией электронов 500 кэВ — 5 МэВ может быть высажен на мишень в радиальном или аксиальном направлениях для получения тормозного излучения. Получаемая при этом мощность тормозного излучения

может составить от 1.2 кВт (при времени высадки 1 нс) до 1.2 МВт (при времени высадки 1 нс) за один СГА — импульс при коэффициенте конверсии кинетической энергии электронов в энергию тормозного излучения равным 10%.

При начальном радиусе плазмы порядка релятивистского ларморовского радиуса возникает плазма с релятивистской электронной компонентой с более широким энергетическим спектром, заполняющая большую часть резонатора. Такое плазменное образование может быть использовано, например, в проектируемом коллективном ускорителе ионов ЭКРИПАК [7] после стадии адиабатической компрессии.

Заключение

На основе результатов численного моделирования, проведенного в данной работе, можно сделать следующие выводы:

1. СГА в исходной нерелятивистской плазме позволяет создавать как релятивистскую плазму, так и релятивистские сгустки электронов. Параметры релятивистских электронных сгустков и релятивистской плазмы могут варьироваться с помощью изменения параметров процесса.
2. Численное моделирование позволяет определить оптимальные условия генерации компактных релятивистских сгустков. Например, для пробочного отношения $R = 1.2$ и $E = 3$ кВ/см начальная плотность плазмы должна находиться в пределах от $5 \cdot 10^9$ см $^{-3}$ до

$1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а ее поперечный размер не превышать 1.2 см.

3. Ускорение чисто электронного облака является неэффективным вследствие больших потерь электронов (потери возрастают более чем в 3 раза по сравнению с плазменным случаем).
4. СГА в магнитной ловушке с большим пробочным отношением приводит к меньшим потерям и образованию более плотной плазмы за счет более выраженного эффекта аксиальной компрессии.
5. Ускорение электронов плазмы в режиме СГА сопровождается возникновением низкочастотных колебаний. Данные колебания, однако, не являются нарастающими и не приводят к распаду плазмы.
6. Процесс СГА наиболее устойчив, а эффективность захвата электронов в режим СГА повышается для случаев исходной плазмы с ионами относительно тяжелых элементов (например аргона) по сравнению с водородной плазмой.

Данные выводы и другие результаты численных экспериментов, представленные в настоящей работе, могут быть использованы при проектировании экспериментальных установок типа Гугас, нацеленных на практическое применение.

Литература

- [1] *Golovanivsky K.S.* Autoresonance acceleration of electrons at nonlinear ECR in a magnetic field which is smoothly growing in time. // *Physica Scripta*, 1980, v.22, p.126.
- [2] *Andreev V.V., Golovanivsky K.S.* Plasma synchrotron Gyroc-O. // *Sov. Plasma Physics*, 1985, v.11, p.300.
- [3] *Andreev V.V., Umnov A.M.* Experiments with relativistic plasma produced by a microwave discharge in a time-dependent magnetic field. // *Physica Scripta*, 1991, v.43, p.490
- [4] *Andreev V.V., Umnov A.M.* Relativistic plasma and electron bunches in plasma synchrotrons of Gyroc // *Plasma Sources Sci. Technol.*, 1999, v.8, p.479.
- [5] *Langdon A.B., Lasinsky F.* Relativistic and electromagnetic models. // *Methods in Comput. Phys., Controlled Fusion*, 1976, v.16, p.347.
- [6] *Hockney R.W., Eastwood J.W.* Computer simulation using particle. // McGraw-Hill Inc., 1981.
- [7] *Geller R., Golovanivsky K., Melin G.* ECRIPAC: a new concept for the production and acceleration to very high energies of multiply charged ions using an ECR plasma. // *PSI 590*, 1990.

621.039.643

3D Simulation of Plasma in Case of Synchrotron Gyromagnetic Autoresonance

V.V. Andreev, A.M. Umnov, and S.Yu. Vazhnov

Department of Experimental Physics,
Peoples' Friendship University of Russia,
117198 Moscow, RUSSIA, 6, Miklukho-Maklaya str.

A 3D simulation for plasmas heated by microwaves and confined in a simple magnetic mirror trap in case of synchrotron gyromagnetic autoresonance (SGA) was carried out. Simulation using particle-in-cell method shows the possibility to obtain relativistic plasma with parameters (average electron energy, plasma density and dimension) which can be varied in wide ranges and to define optimal parameters of SGA. As it follows from obtained results SGA regime also permits to produce a controlled bunch of relativistic electrons. The latter property of SGA can be used as a basis for designing a compact source of hard x-ray.