

ГЕНЕРАЦИЯ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ В УСЛОВИЯХ ГИРОМАГНИТНОГО АВТОРЕЗОНАНСА В ДЛИННОМ ПРОБКОТРОНЕ: ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

© 2020 г. В. В. Андреев^a, В. И. Ильгисонис^b, А. А. Новицкий^a, А. М. Умнов^{a, *}

^a Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

^b Госкорпорация “Росатом”, Москва, Россия

*e-mail: anumnov@yandex.ru

Поступила в редакцию 20.02.2020 г.

После доработки 25.03.2020 г.

Принята к публикации 26.03.2020 г.

Выполнено моделирование формирования плазменных сгустков в длинном пробкотроне в условиях гиромагнитного авторезонанса в нарастающем во времени магнитном поле. Исследованы процесс образования плазменных сгустков с энергичной электронной компонентой и их пространственно-временная динамика. Изучена эволюция энергетических спектров электронной и ионной компонент плазмы. Проведен анализ зависимости эффективности захвата электронов в режим гиромагнитного авторезонанса от параметров эксперимента. Показана возможность коллективного ускорения ионной компоненты плазменных сгустков. Полученные результаты важны для понимания механизмов генерации и удержания плазменных сгустков с энергичной электронной компонентой в длинном пробкотроне.

Ключевые слова: гиромагнитный авторезонанс, плазменные сгустки, длинный пробкотрон, вычислительный эксперимент

DOI: 10.31857/S0367292120080016

1. ВВЕДЕНИЕ

Гиромагнитным авторезонансом (ГА) принято называть электронный циклотронный резонанс (ЭЦР) в медленно нарастающем во времени или пространстве магнитном поле. Данный термин был специально введен в работах [1–3], чтобы подчеркнуть отличие обозначаемого им явления от циклотронного авторезонанса в его классическом понимании — самоподдерживающегося циклотронного резонанса между электроном и поперечной электромагнитной волной, распространяющейся вдоль однородного магнитного поля [4, 5]. В условиях ГА релятивистское изменение массы электрона компенсируется изменением магнитного поля, в результате чего циклотронная частота остается практически неизменной и условия резонанса сохраняются: $\omega_{ce} = eB(t)/(m_0\gamma c) \cong \omega$, где ω — угловая частота СВЧ-поля, ω_{ce} — циклотронная частота электрона, m_0 и e — масса и заряд электрона соответственно, c — скорость света в вакууме, γ — релятивистский фактор.

Фаза электрона (угол между вектором импульса электрона и вектором напряженности электрической составляющей СВЧ-поля), “захвачен-

ного” в ГА, оказывается в интервале, обеспечивающем квазинепрерывное ускорение частицы. Кинетическая энергия электрона в случае линейного закона нарастания магнитного поля во времени $B(t) = B_0(1 + \alpha\omega t)$ где $B_0 = m_0c\omega/e$, α — безразмерная скорость нарастания магнитного поля, $\gamma(0) \approx 1$ определяется формулой

$$W = m_0c^2\alpha\omega t.$$

Нарастание (в среднем, за период фазовых колебаний) энергии электрона происходит в интервале фаз $\pi/2 < \varphi < 3\pi/2$. На рис. 1 показаны зависимости фазы и энергии электрона, ускоряемого в условиях ГА, рассчитанные в случае однородных магнитного и электрического полей. Из рис. 1 следует, что фаза, первоначально имеющая произвольную величину, оказывается в вышеуказанном интервале, в котором в среднем обеспечивается нарастание энергии электрона.

Если быть точным в определениях, то ГА основан на явлении автофазировки [6–8]. Тождественность терминов “авторезонанс” и “автофазировка” неоднократно отмечалась в литературе (см., например, [9–11]). В данной работе мы сохраняем исторически устоявшуюся терминологию

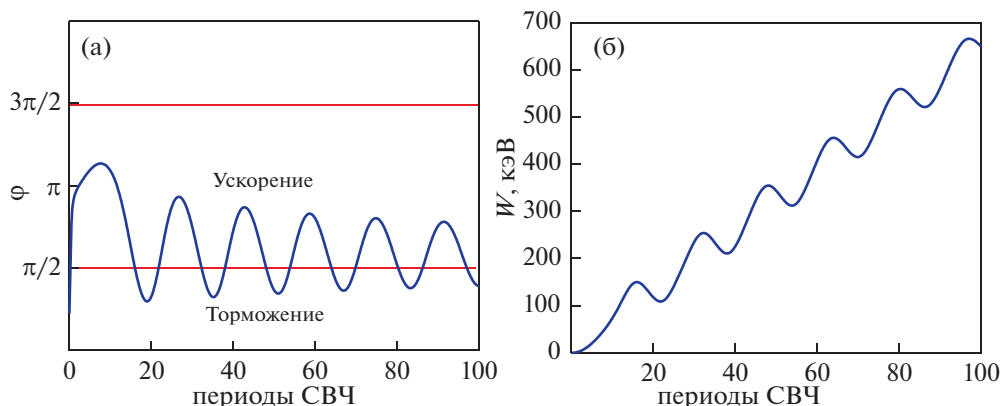


Рис. 1. Зависимости фазы (а) и энергии (б) электрона ускоряемого в условиях ГА, рассчитанные в приближении однородных магнитного и электрического полей.

гию, учитывая, что термин “авторезонанс” довольно часто используется при описании различных явлений циклотронного взаимодействия заряженных частиц с СВЧ-полем, на что, в частности, указано в обзоре [12].

ГА как способ получения плазменных сгустков с энергичной электронной компонентой был апробирован и изучен в работах [11, 13–15] экспериментально, а также посредством численного моделирования методом частиц в ячейке.

В работе [11] эффективность захвата электронов плазмы в режим ГА, их ускорение и удержание в пробочной магнитной ловушке исследованы экспериментально и численно. Получены энергетические спектры ускоренных электронов в зависимости от начальных условий и параметров эксперимента. Показано, что средняя энергия 500 кэВ, приобретаемая электронами в результате ГА, не зависит от темпа нарастания магнитного поля и напряженности электрического СВЧ-поля, а определяется лишь величиной магнитного поля по окончании нарастания импульсного магнитного поля.

Захват электронов в режим ГА возможен лишь в случае медленного нарастания магнитного поля во времени. Критерий “медленности” нарастания магнитного поля был получен в случае однородных магнитного и электрического полей для $\gamma(0) \approx 1$ в работе [2] и имеет вид $\alpha \leq \alpha_{cr} = 1.19(E/B_0)^{4/3}$, где E – амплитуда напряженности электрической составляющей СВЧ-поля.

Детальное исследование всех стадий эксперимента по ГА в пробкотроне: создание первичной ЭЦР плазмы, генерация плазмы с энергичной электронной компонентой при нарастании магнитного поля во времени и, наконец, декомпрессия (снижение величины индукции магнитного поля до исходного уровня) было выполнено в [13]. Были рассчитаны и измерены параметры

плазменного образования на всех стадиях ГА, получены данные об эволюции пространственного распределения компонент плазмы и эволюции энергетических спектров электронной компоненты. Показана возможность варьирования параметров генерируемой ГА-плазмы.

Экспериментальные результаты и первичные результаты моделирования, свидетельствующие о возможности реализации авторезонансного ускорения электронов плазмы при нарастании магнитного поля в “длинном” пробкотроне, были представлены в [14]. Такой пробкотрон, в котором возможно существенное изменение магнитного поля вдоль оси системы, не связанное непосредственно с наличием концевых магнитных пробков, используется для накопления генерируемых плазменных сгустков с энергичной электронной компонентой. В работе [14] было показано, что в результате ГА может образоваться плазменный сгусток с энергией электронной компоненты в несколько сотен кэВ, удерживаемый длительное время в пробкотроне.

В работе [15] проведено исследование рентгеновского излучения плазменного сгустка, создаваемого в длинном пробкотроне в условиях ГА в различных условиях эксперимента. Показано, что энергия квантов и интенсивность излучения, регистрируемая в поперечном направлении относительно направления магнитного поля, значительно превышают параметры излучения, регистрируемые в продольном направлении.

Возможность создания сверхминиатюрного источника, генерирующего широкополосное, стабильное, когерентное синхротронное излучение терагерцевого диапазона на основе принципа ускорения электронов в условиях ГА обсуждена в работе [16]. Выполненный предварительный расчет и оценка значений основных параметров синхротрона для такого источника указывают на возможность их практической реализации.

В настоящей работе посредством численного моделирования детально исследована генерация плазменных сгустков в длинном пробкотроне в условиях ГА при нарастании магнитного поля и их эволюция во времени.

В разд. 2 дано краткое описание экспериментальной установки и основных физических процессов, существенных при генерации плазменных сгустков с энергичной электронной компонентой. Краткие сведения о численной модели изложены в разделе 3. Раздел 4 посвящен описанию полученных результатов. Для условий эксперимента [14] рассчитаны энергетические спектры электронов и ионов плазмы, распределение их концентраций в пространстве, потери частиц на стенках камеры, получена зависимость эффективности захвата электронов в режим ГА от амплитуды изменения магнитного поля.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Экспериментальная установка [14] представляет собой цилиндрический СВЧ-резонатор (мода TE₁₁₈, частота $f = 2.45$ ГГц), помещенный в осесимметричное магнитное поле длинного ($L = 80$ см) пробкотрона с индукцией магнитного поля в центре ловушки $B = 1200$ Гс (рис. 2). Стационарное магнитное поле создается тремя парами соосных катушек, запитываемых тремя источниками постоянного тока. В установке предусмотрена возможность создания дополнительного магнитного поля импульсными катушками, расположенными в максимумах электрической компоненты СВЧ-поля стоячей волны (2-я и 7-я полуволны). Поле импульсных катушек направлено противоположно стационарному магнитному полю, что обеспечивает в начале эксперимента снижение величины индукции магнитного поля до значения, соответствующего классическому ЭЦР в областях 2-й и 7-й полуволн (рис. 3а), и создание в этих областях плазмы ЭЦР-разряда. Затем ток в импульсных катушках уменьшается, а индукция магнитного поля в обозначенных областях нарастает (рис. 3а), что приводит к захвату по фазам и эффективному ускорению электронов первичной плазмы в режиме ГА.

В результате взаимодействия электронов плазмы с микроволновым полем в нарастающем во времени магнитном поле образуются два плазменных сгустка со средней энергией в несколько сотен кэВ, которые при восстановлении первоначального профиля магнитного поля, создаваемого стационарными катушками, под действием диамагнитной силы сбрасываются в центральную область ловушки и длительное время удерживаются в пробкотроне.

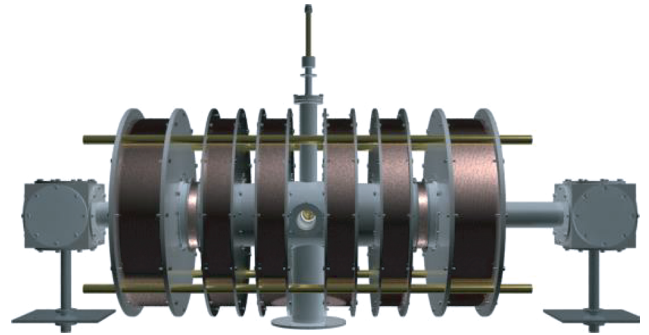


Рис. 2. 3D компьютерная визуализация экспериментальной установки.

3. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Значение параметров плазменных сгустков, создаваемых в длинном пробкотроне в условиях ГА, были рассчитаны численно. Для этого трехмерная модель, подробно описанная в [13, 14], была адаптирована к проведению вычислительного эксперимента с рабочими параметрами экспериментальной установки, описанной выше. Стационарное и импульсное магнитные поля рассчитывались в узлах стационарной пространственной сетки. Суммарное магнитное поле в точках расположения модельных частиц (по 100000 частиц каждого сорта) рассчитывалось методом билинейной интерполяции, обобщенной на двумерный случай (взвешивание по площадям). Единственным существенным отличием параметров модели от эксперимента является длительность импульсного магнитного поля, которое с целью сокращения времени расчета выбиралось меньшим, чем в эксперименте, но удовлетворяющим критерию захвата электронов в режим ГА, условие которого получено в работе [2]. Отметим, что моделирование создания плазменных сгустков в коротком пробкотроне [11, 13] при аналогичном увеличении темпа нарастания магнитного поля показало хорошее совпадение с экспериментальными результатами.

Уравнение движения электронов с учетом релятивистских эффектов решалось по схеме Бориса [17]. Ионы в условиях эксперимента являются немагнитными и не взаимодействующими с микроволновым полем, в связи с чем в уравнении движения ионов учитывалось только самосогласованное электрическое поле, возникающее в плазме. Уравнение Пуассона решалось методом быстрого преобразования Фурье на каждом шаге интегрирования уравнений движения модельных электронов и ионов. Частицы, попадающие на стенки камеры, считались потерянными; процессы ионизации, рекомбинации и рециклинга, равно как и само плазмообразование, не учитывались.

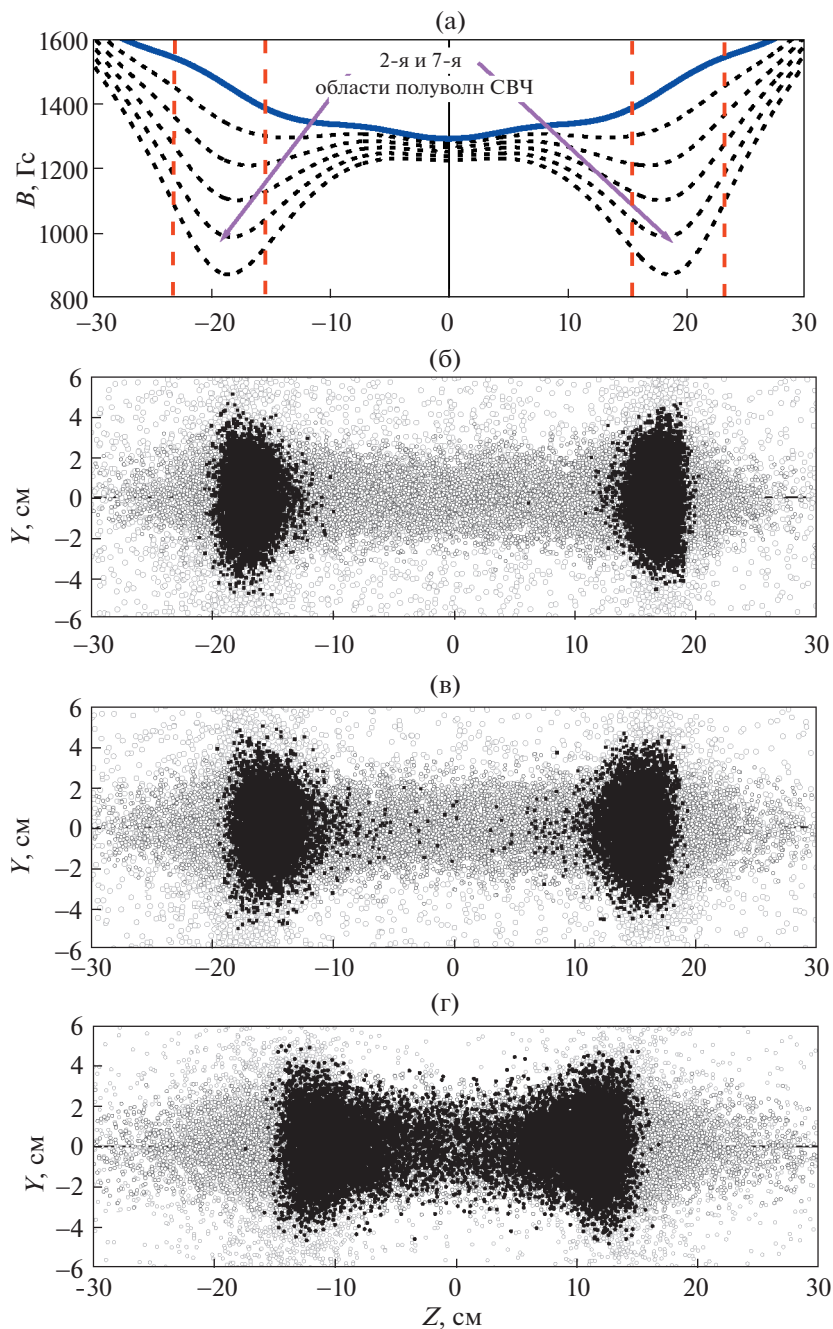


Рис. 3. Профили магнитного поля, рассчитанные через одинаковые интервалы времени равные 1000 периодам СВЧ-поля (а), и пространственные распределения захваченных электронов (черные точки), незахваченных электронов (серые точки) и ионов (светло-серые точки), рассчитанные в различные моменты времени (б–г). Области 2-й и 7-й полуволн СВЧ-поля указаны стрелками и ограничены вертикальными прямыми на рис. 3а.

При достижении импульсным магнитным полем своего максимального значения, в зонах второй и седьмой полуволн СВЧ-поля в резонаторе, что соответствует областям координат $(-23.25$ – $-15.5)$ см и $(15.5$ – $23.25)$ см), индукция результирующего магнитного поля оказывалась в интервале значений, соответствующих условиям классического ЭЦР. В этих зонах резонатора рас-

считывались характеристики нейтральной однократно ионизированной аргонной плазмы с температурой электронов T_e не выше 20 эВ; при этом температура ионов не превышала долей электрон-вольта.

Вычислительный эксперимент давал возможность получать и обрабатывать следующую ин-

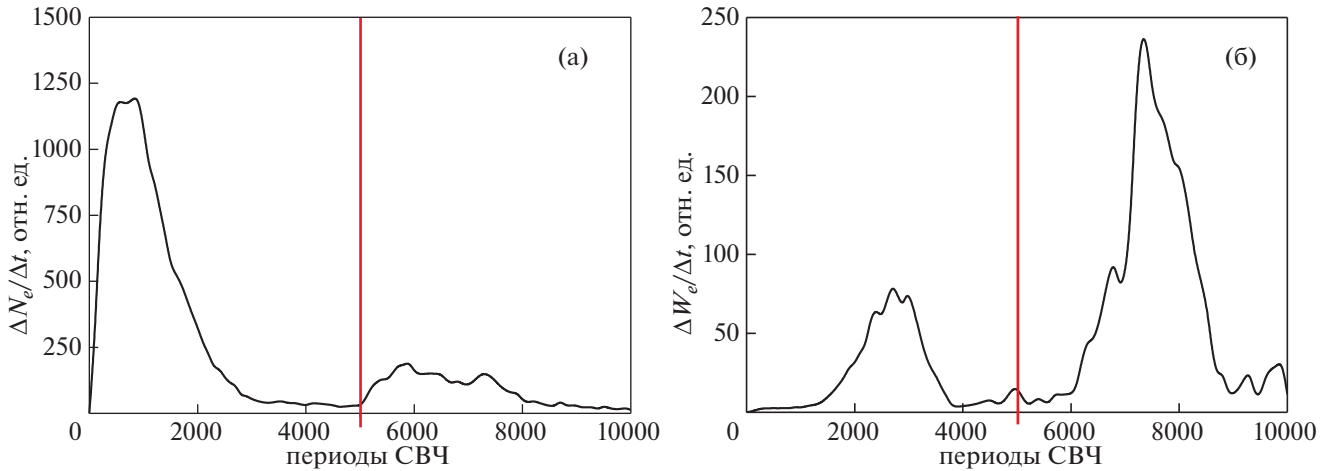


Рис. 4. Количество модельных электронов ΔN_e , потерянных на стенках камеры за единицу времени Δt (а) и средняя энергия электронов ΔW_e , потерянных на стенках камеры за время Δt (б). Вертикальная прямая – момент времени полного восстановления профиля магнитного поля и отключения СВЧ.

формацию о параметрах исследуемых плазменных сгустков:

- а) динамику пространственных распределений электронной и ионной компонент плазмы;
- б) эволюцию энергетических спектров электронной и ионной компонент плазмы;
- в) зависимость эффективности захвата электронов в режим ГА от условий вычислительного эксперимента;
- г) величину электрического поля, возникающего в плазме вследствие частичного разделения электронной и ионной компонент в процессе сброса генерируемых плазменных сгустков в центральную часть ловушки;
- д) потери частиц на стенках камеры.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Вычислительный эксперимент проводился для следующих основных параметров: амплитуда напряженности СВЧ-поля $E = 0.5\text{--}2.0$ кВ/см, начальная плотность плазмы $n = 3 \times 10^9\text{--}10^{10}$ см⁻³, время нарастания (спада) импульсного магнитного поля 5 мкс, минимальное значение магнитного поля в локальных областях ЭЦР-взаимодействий составляло $B = 860$ Гс. Моделирование проводилось для двух значений максимума импульсного магнитного поля: 500 и 400 Гс. СВЧ-поле отключалось в момент полного восстановления исходного (стационарного) профиля магнитного поля.

На рис. 3 приведены профили магнитного поля, рассчитанные через одинаковые интервалы времени в 1000 СВЧ-периодов (рис. 3а), и характерные пространственные распределения частиц

плазмы (вид сбоку, ось Z – ось резонатора, точка $Z = 0, Y = 0$ соответствует геометрическому центру камеры) в моменты времени равные 3000, 3600 и 4400 периодов СВЧ-поля (рис. 3б–г соответственно). Взаимодействие электронов с СВЧ-полем в нарастающем во времени магнитном поле приводит к созданию в обозначенных выше зонах двух локальных плазменных сгустков с энергией электронной компоненты масштаба несколько сотен кэВ, заполненных ионами. На рис. 3б–г приведено преимущественное распределение электронов, захваченных в режим ГА, незахваченных электронов и ионов. Из рисунков следует, что захваченные электроны представляют собой компактные сгустки, локализованные в областях взаимодействия с микроволновым полем (рис. 3б, в). Большая часть незахваченных электронов выпадает из локальных ловушек в продольном направлении, часть из них выпадает на торцевые стенки камеры. На рис. 3г показано распределение частиц на этапе сброса сформированных сгустков в минимум магнитного поля пробкотрона (в окрестности $z = 0$) при полном восстановлении первоначального профиля магнитного поля.

Из рис. 3б–г видно, что захват, ускорение электронов и последующий сброс сформированных плазменных сгустков сопровождается потерями частиц плазмы из локальных ловушек и на стенках камеры. Зависимость потерь электронов на стенках камеры представлена на рис. 4а, из которого следует, что наиболее интенсивные потери наблюдаются в процессе формирования плазменных сгустков, а также после сброса сформированных сгустков в центр системы. Число потерянных частиц зависит от параметров экспе-

римента и достигает 30% от частиц исходной плазмы.

Большая часть потерь обусловлена коллективными эффектами, возникающими в плазме при ускорении электронов и асимметрией локальных ловушек. Например, в начальной стадии ускорения разница индукции магнитного поля между точками 1 и 2 (рис. 3а) составляет 145 Гс.

Зависимость средней энергии электронов, потерянных на стенках камеры, представленная на рис. 4б, имеет также характерные особенности. Максимальная энергия электронов, покидающих ловушку на начальном этапе ГА (0–3000 периодов СВЧ-поля), достигает 75 кэВ. При этом основные потери происходят в продольном направлении. После формирования плазменных сгустков во временном интервале 4000–6000 периодов СВЧ-поля на стенках камеры в основном теряются незахваченные электроны с энергией 2–5 кэВ. Второй выраженный пик потерь имеет место после сброса сгустков в течение нескольких периодов баунс-колебаний захваченных электронов. Энергия потерянных на этом этапе электронов достигает 230 кэВ, что свидетельствует о том, что это потери захваченных электронов. Однако эти потери существенно ниже потерь, фиксируемых в начальной стадии ГА.

Сформированный в центре системы после восстановления первоначального профиля магнитного поля плазменный сгусток совершает продольные колебания, интерпретируемые как баунс-колебания ускоренных электронов. Затухание колебаний происходит очень медленно и существенно превышает время моделирования.

В отличие от лабораторных и численных экспериментов ГА в коротком пробкотроне, где в нарастающем во времени магнитном поле создается лишь один сгусток, а магнитная ловушка симметрична [13], захват и ускорение электронов в длинном пробкотроне в режиме с добавкой импульсного магнитного поля имеет некоторые особенности. В рассматриваемом в настоящей работе варианте реализации режима ГА пространственные области взаимодействия электронов с СВЧ-полем несимметричны (рис. 3а), а динамика электронов из-за изменения магнитного поля во времени осложнена смещением в соседнюю зону популяции СВЧ-поля. Форма ЭЦР-поверхности и, как следствие, форма начального плазменного образования зависит от глубины провала магнитного поля. Например, в случае $B(z, 0) < B_0$ начальная плазма имеет форму, близкую к цилиндрической, а в случае $B(z, 0) > B_0$ — форму, близкую к тору, где $B(z, 0)$ — индукция магнитного поля в локальных ловушках на оси системы, z — координата центра локальной ловушки, B_0 — индукция магнитного поля, при которой имеет место классический ЭЦР для заданной частоты СВЧ-поля.

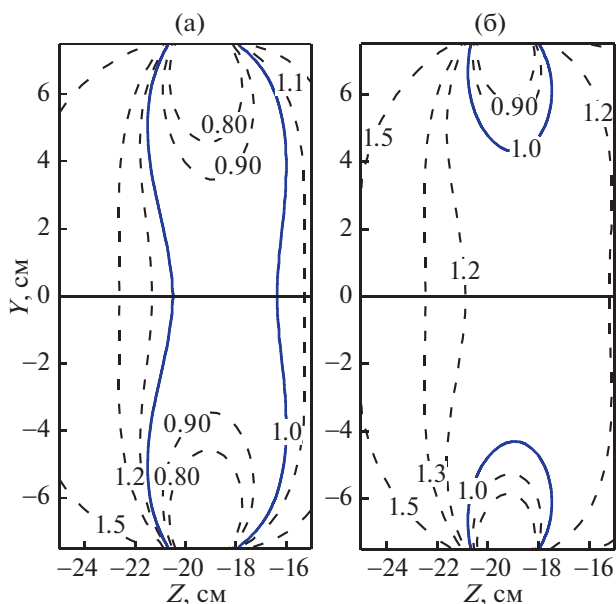


Рис. 5. Линии равного уровня магнитного поля локальной ловушки $B(z, r)/B_0$, в случаях различных амплитуд импульсного магнитного поля одной из локальных ловушек (500 Гс (а), 400 Гс (б)). Сплошные кривые — изолинии, соответствующие ЭЦР.

На рис. 5 продемонстрировано различие линий уровня магнитного поля $B(z, r)/B_0$ в сечении ZY одной из локальных зон формирования плазменных сгустков при различных максимальных значениях импульсного магнитного поля (500 и 400 Гс). Из рис. 5 следует, что при провале магнитного поля на 500 Гс ЭЦР-поверхность (область ЭЦР-взаимодействия) и, как следствие, первичная плазма имеют форму, близкую к диску. В случае провала магнитного поля на 400 Гс область ЭЦР-взаимодействия расположена на расстоянии более 4 см от оси резонатора, и первичная плазма имеет форму, близкую к форме тора.

Как было отмечено выше, локальные магнитные ловушки асимметричны и при уменьшении импульсного магнитного поля смещаются к центру системы. Это приводит к двум эффектам. Во-первых, при смещении ловушек к центру системы часть захваченных электронов совершает баунс-колебания вне областей реализации ГА, переходя в области соседних полувольт, что приводит к нарушению резонансных условий взаимодействия захваченных электронов с СВЧ-полем. Во-вторых, часть электронов (до 20%) выпадает из локальных ловушек и движется к центру системы (рис. 3в) до полного восстановления профиля магнитного поля, когда сгустки движутся к центру системы под действием диамагнитной силы (рис. 3г). Движение ускоренных электронов приводит к частичному разделению электронной

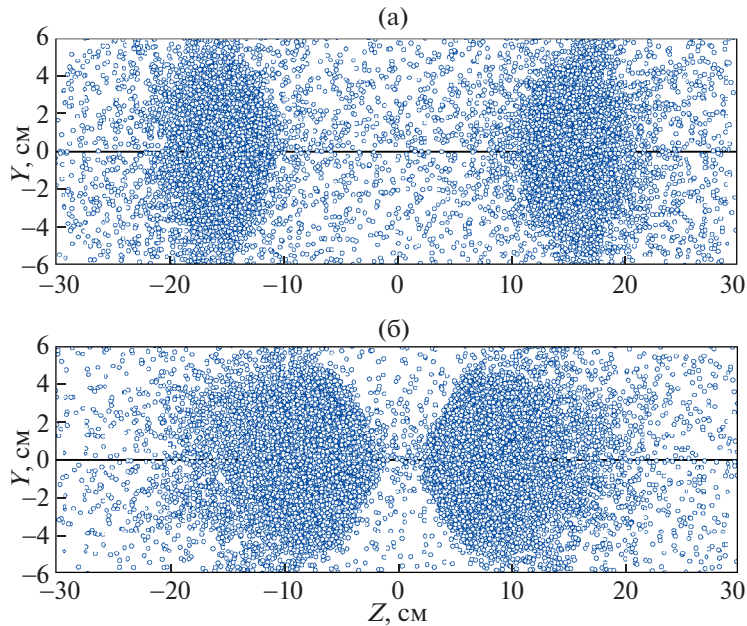


Рис. 6. Пространственные распределения ионной компоненты в различные моменты времени: 3000 периодов СВЧ (а) и при полном восстановлении профиля магнитного поля (б).

и ионной компонент сгустка и, как следствие, появлению поля разделения зарядов, которое в свою очередь ускоряет ионы. Учитывая, что рис. 3 не дает полного представления о пространственном распределении ионной компоненты, на рис. 6 мы приводим пространственное распределение только ионной компоненты плазмы при полном восстановлении профиля магнитного поля.

На рис. 6 видно, что сгустки ионов движутся к центру системы. Это происходит вследствие взаимодействия с электрическим полем, возникающим из-за частичного пространственного разделения электронной и ионной компонент плазмы.

На рис. 7 приведены спектры ионной компоненты плазмы, рассчитанные при напряженности электрической составляющей СВЧ-поля $E = 1$ кВ/см, плотности первичной плазмы $n = 1 \times 10^{10}$ см⁻³, амплитуде импульсного магнитного поля 500 Гс. В процессе формирования плазменных сгустков максимальная энергия ионов не превышает 300 эВ (рис. 7, кривая 1). Вследствие смещения захваченных электронов к медианной плоскости системы и частичного разделения электронной и ионной компонент ионы в результате взаимодействия с возникающим электрическим полем приобретают энергию (рис. 7, кривые 2, 3), максимальная величина которой при указанных ранее параметрах расчета достигает 3200 эВ (рис. 7, кривая 4). В этом случае рассчитанная на оси камеры величина напряженности электрического поля, возникающего в плазменном сгустке, составляет около 600 В/см.

Энергетические спектры электронной компоненты плазмы, рассчитанные через равные интервалы времени, при следующих параметрах эксперимента ($E = 1$ кВ/см, $n = 1 \times 10^{10}$ см⁻³, амплитуда импульсного магнитного поля 500 Гс) приведены на рис. 8. Из рис. 7 следует, что вид энергетического спектра ускоренных электронов (рис. 8, кривая 1) формируется в начальной стадии ГА. Формирующийся спектр имеет вид близ-

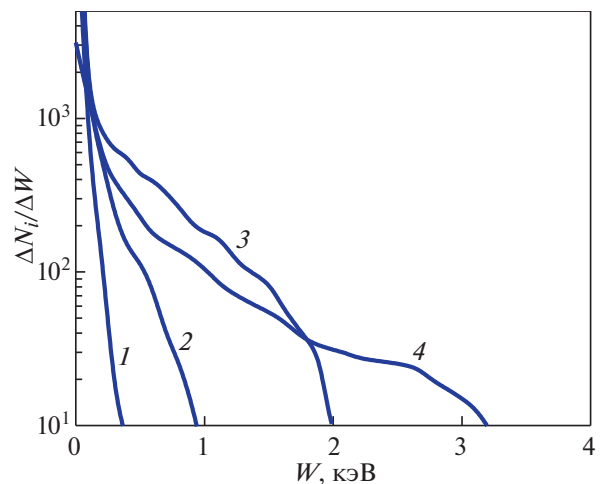


Рис. 7. Энергетические спектры ионов (количество модельных ионов ΔN_i , энергии которых попадают в интервал ΔW). Кривая 1 – характерный спектр ионов в процессе ГА (до восстановления профиля магнитного поля); кривые 2–4 после восстановления профиля магнитного поля (до объединения сгустков).

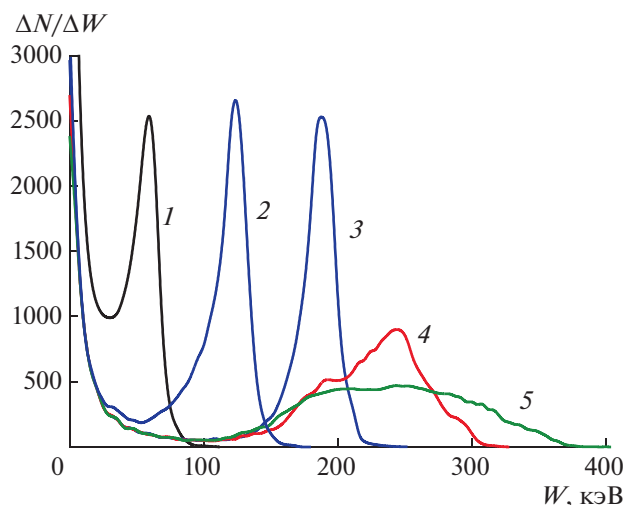


Рис. 8. Эволюция энергетических спектров электронов (количество модельных электронов ΔN , энергии которых попадают в интервал ΔW) в процессе восстановления исходного профиля магнитного поля (кривая 1 – 1000 периодов СВЧ; 2 – 2000 периодов; 3 – 3000 периодов; 4 – 4000 периодов; 5 – полное восстановление профиля магнитного поля).

кий к гауссовой кривой, средняя энергия захваченных электронов составляет 50 кэВ. При дальнейшем нарастании магнитного поля во времени форма спектра не изменяется, интеграл под кривыми 2 и 3 практически сохраняется. В этом временном интервале потери захваченных электронов составляют менее 0.5%, что незаметно на рисунке. Уширение спектров отмечается при достижении импульсным магнитным полем величины, составляющей менее 25% от амплитуды импульсного магнитного поля. Уширение происходит вследствие смещения локальных ловушек к центру системы и взаимодействия захваченных электронов с СВЧ-полями соседних полуволн (рис. 3а, рис. 8, кривая 4).

С целью оценки влияния амплитуды импульсного магнитного поля и амплитуды СВЧ-поля на эффективность ГА-взаимодействия (эффективность захвата, энергетический спектр электронов генерируемых сгустков) было проведено сравнение спектров электронов в случаях амплитуды импульсного магнитного поля 500 и 400 Гс. Эффективность захвата электронов определялась как отношение числа захваченных электронов к начальному числу электронов плазмы $\eta = N_{tr}/N_0$. На рис. 9 приведены энергетические спектры захваченных электронов, полученные в случаях амплитуд импульсного магнитного поля 500 и 400 Гс при начальной плотности плазмы $n = 3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, что близко к параметрам, реализуемым в эксперименте. СВЧ-поле отключалось до полного восстановления профиля исходного магнитного по-

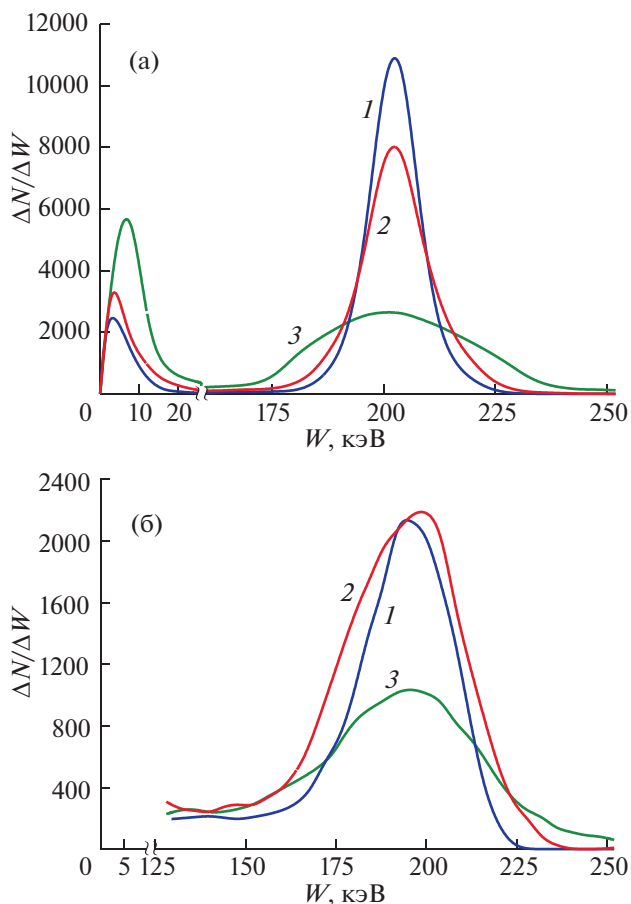


Рис. 9. Энергетические спектры электронов (количество модельных электронов ΔN , энергии которых попадают в интервал ΔW), полученные в случае амплитуд импульсного магнитного поля 500 Гс (а) и 400 Гс (б) при различных напряженностях СВЧ-поля (кривая 1 – $E = 0.5 \text{ кВ/см}$; 2 – $E = 1 \text{ кВ/см}$; 3 – $E = 2 \text{ кВ/см}$). Начальная плотность плазмы $n = 3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$.

ля, чтобы исключить взаимодействие электронов с полем соседней полуволны. Из сравнения полученных спектров следует, что в случае амплитуды импульсного магнитного поля равной 500 Гс захват электронов значительно выше (75–90%, рис. 9а) по сравнению со случаем, когда амплитуда составляет 400 Гс. В последнем случае эффективность захвата электронов снижается до 15–25% (рис. 9б). Существенное снижение эффективности захвата при амплитуде импульсного магнитного поля 400 Гс по сравнению со случаем, когда амплитуда импульсного магнитного поля равна 500 Гс, связано в первую очередь с пространственной локализацией первичной плазмы вблизи боковой поверхности камеры (см. рис. 5), что приводит к значительному увеличению потерь частиц плазмы в процессе ГА.

Анализ результатов, представленных на рис. 9, позволил определить, что наибольшее влияние на ширину энергетического спектра захваченных в условиях проводимых экспериментов оказывает напряженность СВЧ электрического поля. Видно, что независимо от амплитуды импульсного магнитного поля ширина энергетического спектра электронов плазменного сгустка увеличивается при увеличении напряженности электрического поля СВЧ-поля. Из сравнения спектров электронов, представленных на рис. 9 следует, что средняя энергия захваченных электронов практически не зависит от амплитуды импульсного магнитного поля вследствие того, что магнитное поле в областях ГА-взаимодействия нарастает на одинаковую величину.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В проведенных вычислительных экспериментах детально изучены особенности формирования плазменных сгустков с энергичной электронной компонентой в двух, симметрично расположенных областях длинного пробкотрона.

Мы обнаружили, что при формировании таких сгустков потери частиц дважды достигают выраженного максимума. Первый максимум наблюдается на начальной стадии формирования сгустков и связан с захватом электронов в режим ускорения. На этой стадии характерные потери электронов достигают 35% от числа частиц первичной ЭЦР-плазмы, а их энергия не превышает 70 кэВ. Второй максимум потерь имеет место после сброса сгустков в центральную область пробкотрона и связан с коллективными эффектами, возникающими в плазме после объединения сгустков.

Рассчитаны пространственные распределения компонент плазмы в различных стадиях формирования сгустков и изменение энергетических спектров электронной и ионной компонент плазмы во времени. Показано, что форма энергетического спектра захваченных электронов формируется на начальной стадии создания сгустков, а ширина энергетических спектров увеличивается с ростом напряженности электрической составляющей СВЧ-поля.

Следует отметить, что анализ энергетических спектров ионной компоненты плазменных сгустков показал возможность коллективного ускорения ионов, на стадии сброса сгустков в центральную область пробкотрона вследствие частичного разделения в пространстве электронной и ионной компонент максимальной энергия ионов возрастает с 300 до 3200 эВ, а напряженность возникающего поля разделения зарядов достигает 600 В/см. Однако такое ускорение имеет место лишь до объединения сгустков в центре пробкотрона, поэтому реализация эффективного ускорения ионов с вы-

водом на мишень возможна лишь при изменении схемы экспериментальной установки.

Показано, что варьирование рабочих параметров эксперимента (напряженность электрического СВЧ-поля, амплитуда импульсного магнитного поля) дает возможность генерировать плазменные образования с варьируемыми параметрами (средняя энергия электронной компоненты, ширина энергетического спектра захваченных электронов, пространственное распределение плазменного образования).

Полученные результаты и обнаруженные закономерности генерации плазменных сгустков с энергичной электронной компонентой в условиях ГА в длинном пробкотроне в реверсивном режиме дают возможность перейти в дальнейшем к более детальному экспериментальному и численному изучению исследуемого процесса и позволят оптимизировать способы генерации сгустков и их накопление, а также провести численное и экспериментальное изучение коллективного ускорения ионов.

Публикация подготовлена при поддержке программы РУДН "5-100" и при поддержке гранта РФФИ 18-29-21041.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Golovanivsky K.S.* // Phys. Scr. 1980. V. 22. P. 6.
2. *Golovanivsky K.S.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1983. V. PS-11. P. 28.
3. *Голованивский К.С.* // Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 295.
4. *Коломенский А.А., Лебедев А.Н.* // ДАН СССР. 1962. Т. 145. С. 1251.
5. *Давыдовский В.Я.* // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 886.
6. *Векслер В.И.* // ДАН СССР. 1944. Т. 43. С. 346.
7. *Векслер В.И.* // ДАН СССР. 1944. Т. 44. С. 393.
8. *McMillan E.* // Phys. Rev. 1945. V. 68. P. 143.
9. *Нейшадт А.И., Тимофеев А.В.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 1706.
10. *Тимофеев А.В.* Резонансные явления в колебаниях плазмы. М.: Физматлит, 2009.
11. *Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М., Чупров Д.В.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2013. Т. 36. С. 86.
12. *Милантьев В.П.* // УФН. 1997. Т. 167. С. 3.
13. *Andreev V.V., Chuprov D.V., Ilgisonis V.I., Novitsky A.A., Umnov A.M.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 093518.
14. *Андреев В.В., Новицкий А.А., Корнеева М.А., Умнов А.М.* // Прикладная физика. 2016. № 3. С. 15
15. *Andreev V.V., Novitsky A.A., Umnov A.M.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1094. P. 012013
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1094/1/012013>
16. *Макулькин А.В.* // Атомная энергия. 2006. Т. 101. С. 388.
17. *Birdsall C.K., Langdon A.B.* Plasma Physics Via Computer Simulation. Philadelphia: IOP, 1995.