УДК 533.9

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЗАХВАТА, УСКОРЕНИЯ И УДЕРЖАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПЛАЗМЫ ПРИ ГИРОМАГНИТНОМ АВТОРЕЗОНАНСЕ

В.В. Андреев, А.А. Новицкий, А.М. Умнов, Д.В. Чупров

Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

Изучение замагниченной релятивистской плазмы, создаваемой в условиях резонансного и авторезонансного взаимодействия со сверхвысокочастотным полем, а также создание компактных источников такой плазмы представляют значительный научный и практический интерес. Целью данной работы является экспериментальное и численное исследование эффективности захвата, ускорения и удержания электронов плазмы в магнитной ловушке пробочного типа при гиромагнитном авторезонансе. Проведено экспериментальное и численное исследование эффективности захвата электронов плазмы, их ускорения и удержания в магнитной ловушке пробочного типа в условиях гиромагнитного авторезонанса. Определены диапазоны режимов работы установки, обеспечивающие наличие устойчивого режима гиромагнитного авторезонанса. Проведён анализ потерь частиц из плазмы, изучены зависимости энергетических спектров ускоренных электронов от начальных условий и параметров эксперимента. Установлено, что максимальная эффективность захвата достигается при стартовом магнитном поле в геометрическом центре системы, превышающем значение магнитного поля, соответствующего классическому электронному циклотронному резонансу, на 2—4%. Показано, что средняя энергия 500 кэВ, приобретаемая электронами в результате гиромагнитного авторезонанса, не зависит от темпа нарастания магнитного поля и напряжённости электрического СВЧ-поля, а определяется лишь величиной магнитного поля по окончании нарастания импульсного магнитного поля (до 1000 Гс).

Ключевые слова: гиромагнитный авторезонанс, эффективность захвата, ускорение, удержание, зеркальная магнитная ловушка, релятивистский плазменный сгусток, рентгеновская спектроскопия, спектр тормозного излучения.

TRAPPING EFFICIENCY, ACCELERATION RATE AND CONFINEMENT OF RELATIVISTIC PLASMA BUNCH UNDER GYROMAGNETIC AUTORESONANCE

V.V. Andreev, A.A. Novitsky, A.M. Umnov, D.V. Chuprov

People Friendship University of Russia, Moscow, Russia

A study of magnetized relativistic plasma in cases of resonance as well autoresonance interaction with microwave fields and devising compact sources for generation of such plasmas is of great scientific and practical interest. The subject of the paper is experimental and numerical investigation of trapping efficiency, acceleration and confinement of plasma electrons in a magnetic mirror trap under gyro-magnetic autoresonance (GA). The ranges of operating parameters to ensure the availability of stable GA regime have been determined. The particle's loss from the plasma was analyzed. The dependence of the energy spectra of accelerated electrons on the initial conditions and parameters of the experiment was studied. We determined, that the maximum trapping efficiency is achieved when the value of initial stationary magnetic field at the geometric center of the system is 2—4% up on the value of the classical electron cyclotron resonance magnetic field. It was shown that the average energy (500 keV) of GA trapped electrons does not depend on the rate of the magnetic field rise, strength of microwave electric field and initial stationary magnetic field value within operating range, and is determined only by the induction value of a pulsed magnetic field (1000 G) achieved at the end of microwave pulse.

Key words: gyromagnetic autoresonance, trapping efficiency, acceleration, confinement, magnetic mirror trap, relativistic plasma bunch, x-ray spectroscopy, bremsstrahlung spectra.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к вопросам ускорения компонентов замагниченной плазмы при резонансном взаимодействии со сверхвысокочастотным электромагнитным полем традиционно высок, а результаты исследований в этой области находят применение в различных областях физики плазмы — от проблем управляемого ядерного синтеза, плазменной электроники и плазменных методов ускорения до явлений космической электродинамики.

Взаимодействие волна—частица в условиях циклотронного (гиромагнитного) авторезонанса в бесстолкновительной плазме приводит к захвату и ускорению частиц в зависимости от начальных условий [1—3]. В работах [4, 5] была продемонстрирована возможность получения плазменных релятивистских образований в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) в адиабатически нарастающем во времени магнитном поле — эффект гиромагнитного авторезонанса (ГА), что, как отмечено в [6], тождественно явлению автофазировки.

Суть процесса заключается в существовании механизма фазовой устойчивости при движении заряженной частицы в условиях ГА в плавно изменяющемся во времени магнитном поле: $eB(t)/(m_0c\omega\gamma) \approx 1$,

где e и m_0 — заряд и масса покоя электрона; ω — циклическая частота электромагнитного поля; c — скорость света в вакууме; γ — релятивистский фактор. В результате такого взаимодействия происходит квазисинхронное с нарастающим магнитным полем увеличение энергии частицы.

Поддержание условий синхронизма накладывает определённые требования на значения напряжённости и временную зависимость полей, обеспечивающих захват частиц и их ускорение в режиме ГА. В случае однородных магнитного и правополяризованного электрического полей для начальных условий (кинетическая энергия электрона равна нулю, индукция магнитного поля равна резонансному значению для заданной частоты СВЧ-поля для частицы с массой покоя) безразмерная напряжённость электрического поля g_0 связана с темпом нарастания магнитного поля во времени α неравенством [7]

$$\alpha \leq 1,19g_0, \quad (1)$$

где $g_0 = (eE)/(m_0c\omega)$; $\alpha = (B(t)/B_0 - 1)/(\omega t)$; $B_0 = m_0c\omega/e$ — резонансное значение индукции магнитного поля; E — амплитуда напряжённости высокочастотного электрического поля. Обеспечение условий (1) приводит к генерации долгоживущих плазменных образований с релятивистским электронным компонентом, пространственный масштаб которых соизмерим со средним радиусом ларморовского вращения.

Создаваемые в условиях ГА плазменные образования представляют интерес не только для прикладных, но и для фундаментальных исследований, когда похожее взаимодействие имеет место как в лабораторной, так и космической плазме, где движение заряженных частиц, в первую очередь, определяется внешними электромагнитными полями. Например, для объяснения ряда явлений, наблюдаемых в установках по ЭЦР-нагреву плазмы [8—10], когда высокоэнергичный электронный компонент локализован в области магнитных полей, существенно превышающих резонансное значение, в электродинамических системах [11], а также для объяснения ряда астрофизических явлений [12, 13].

Развитие работ по изучению гирорезонансного ускорения электронов плазмы, удерживаемой в зеркальной магнитной ловушке [14], направлено на понимание основных процессов, имеющих место в реальных экспериментальных условиях, и изучение условий и особенностей захвата электронов плазмы инжекции в режим ГА и их ускорения до энергии масштаба нескольких сотен кэВ. Основной целью данной работы являлось определение зависимостей выходных характеристик плазмы при изменении рабочих параметров экспериментальной установки g_0 и α , а также параметров, влияющих на начальное, предшествующее процессу ГА состояние плазмы. К таким «инжекционным» параметрам следует отнести давление плазмообразующего газа p и стартовую расстройку по магнитному полю δ , равную отношению индукции магнитного поля в минимуме пробочной конфигурации к резонансному значению индукции B_0 .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

Конструктивно экспериментальный стенд, детально описанный в работе [14], представляет собой осесимметричную систему (рис. 1), в которой высокочастотный резонатор 1 и катушки импульсного магнитного поля 3, представляющие единый блок, размещаются в межполюсном пространстве электромагнита 2, создающего стационарное магнитное поле. Магнитное поле в пределах объёма резонатора представляет собой суперпозицию стационарного магнитного поля пробочной конфигурации с пробоч-

Рис. 1. Схема экспериментальной установки и расположение средств диагностики

ным отношением $R = 1,6$ при длине $L = 120$ мм, создаваемого электромагнитом 2, и импульсного магнитного поля, создаваемого катушками Гельмгольца 3.

Стабилизация тока в катушках электромагнита 2 позволяла поддерживать величину стационарного магнитного поля в средней плоскости резонатора на требуемом уровне с точностью не хуже 0,1%. Разряд ёмкостного накопителя через импульсные катушки 3 обеспечивал создание в объёме резонатора возрастающего во времени магнитного поля $B(t)$, сопоставленного с полем электромагнита. При помощи генератора импульсного тока (ГИТ), работающего в периодическом режиме с частичным разрядом ёмкостного накопителя через катушки [14], генерировались импульсы магнитного поля амплитудой $B_{\max}$ до 1000 Гс с возможностью вариации времени нарастания поля в диапазоне 100—1000 мкс (рис. 2, а). Измерения показали, что темп нарастания магнитного поля вследствие незначительного скинирования запаздывает по отношению к току в индукторе на несколько микросекунд. При этом достигаемые величины максимального магнитного поля внутри резонатора оказываются меньше расчётных значений на единицы процентов.

Рис. 2. Сценарий эксперимента: I — импульс СВЧ; $\alpha_1 > \alpha_2 > \alpha_3$ — три различных скорости нарастания магнитного поля

Резонатор имеет в медианной плоскости восемь окон, через которые производится откачка, напускается рабочий газ (Ar), вводится СВЧ-мощность. Эти окна являются также портами диагностики. Вакуумный СВЧ-резонатор (ненагруженная добротность $Q = 720$, КСВ = 2,5) возбуждался штыревой антенной на основной моде TE_{111} от магнетронного генератора с частотой $f = 2450$ МГц (500—5000 Вт с пульсацией не более 2,2%). Встроенный модулятор обеспечивал импульсную работу генератора: длительность от 50 до 1000 мкс с паузой от 1 до 100 мс, что обеспечивало спектр длительностей и скважности, соответствующий временным характеристикам работы ГИТ.

Система синхронизации обеспечивает запуск импульсов тока ГИТ с управляемой задержкой относительно СВЧ-импульсов так, чтобы нарастание магнитного поля прекращалось в момент завершения импульса СВЧ-накачки (см. рис. 2). Процесс может быть разделён во времени на три существенно отличающиеся друг от друга фазы. В начальной фазе А осуществляются пробой газа в условиях классического ЭЦР и заполнение резонатора плазмой инжекции, в фазе В осуществляются захват и ускорение плазменных электронов в режиме ГА, в фазе С осуществляется удержание ускоренных электронов в магнитном поле пробочной конфигурации.

Вариация ёмкости накопителя, напряжения его зарядки и длительности процесса его частичного разряда позволяет в широких пределах изменять параметр α при постоянном $B_{\max}$ или, наоборот, достигать различных значений максимальной магнитной индукции с фиксированной скоростью нарастания в течение импульса СВЧ-накачки. Либо, как показано на рис. 2, поддерживать постоянной длительность фазы ускорения электронов плазмы в режиме ГА, меняя одновременно α и $B_{\max}$.

Как было отмечено ранее [14], захват, ускорение и удержание создаваемых плазменных сгустков сопровождаются мощным импульсным жестким тормозным излучением, которое возникает в процессе взаимодействия ускоренных электронов сгустка с атомами и ядрами плазмообразующего газа, элементами конструкций и стенками рабочего объёма ускорителя. Таким образом, в настоящей работе для диагностики протекающих процессов, определения параметров и характеристик создаваемых плазменных сгустков преимущественно использовались методы рентгеновской спектрометрии и радиометрии в диапазоне энергии 50—500 кэВ. Рентгеновский спектрометрический тракт состоит из коллиматора, кристаллического NaI(Tl)-детектора БДЭГ-2-38, многоканального анализатора импульсов АЦП-USB-8К-В и управляющего компьютера. Для такой конфигурации тракта проведены спектрометрическая и радиометрическая калибровки по эталонным источникам ^{241}Am , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{22}Na из комплекта ОСГИ-100-1р. Особое внимание при калибровке тракта уделялось подавлению и компенсации фонового излучения.

Для обеспечения малой апертуры рентгеновского спектрометрического тракта изготовлен свинцовый коллиматор, показанный на рис. 3. Корпус коллиматора представляет собой цельнолитую деталь толщиной 20 мм. Такая толщина свинцовой защиты обеспечивает ослабление рентгеновского излучения с энергией 300 кэВ в 2000 раз, что позволяет исключить регистрацию фонового рентгеновского излучения в рассматриваемом диапазоне энергий. Труба коллиматора длиной 150 мм с цилиндрическим каналом диаметром 8 мм обеспечивает регистрацию рентгеновского излучения из телесного угла Ω порядка $3\pi \cdot 10^{-3}$ ср, что соответствует апертуре 6° . Счётная эффективность регистрации может быть определена как $\varepsilon_c = (4\pi N)/(A\tau_3\Omega_2)$, где N — полное число зарегистрированных событий; A — активность калибровочного радионуклида; τ_3 — время экспозиции; Ω_2 — телесный угол обзора коллиматора при проведении калибровки.

Рис. 3. Коллимационная система: 1 — апертура; 2 — коллиматор

Главным критерием эффективности захвата электронов в режим ускорения служит квантовый выход тормозного излучения. Если при проведении таких измерений обеспечить регистрацию излучения преимущественно с газовой мишени, то интенсивность излучения окажется линейно связанной с током высокоэнергичного электронного компонента сгустка (количество захваченных частиц), её пространственное распределение — с локализацией сгустка. При постановке этих экспериментов рентгеновское излучение выводилось через бериллиевое окно толщиной 1 мм. Параметры коллиматора и геометрия измерений подобраны таким образом, чтобы при регистрации излучения через бериллиевое окно в апертуру детектора не попадало излучение со стенок камеры. Это позволило исключить искажения спектра за счёт регистрации излучения, возникающего при взаимодействии не захваченных либо потерянных в процессе ускорения частиц со стенками камеры. Характеристическое излучение с газовой мишени (ед. кэВ) не могло повлиять на результаты измерений, так как в этом диапазоне энергии чувствительность детектирующей системы низка.

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Анализ эффективности захвата электронов плазмы в режим ускорения и их удержания в ловушке пробочного типа был проведён на трёхмерной численной модели. В модели учтены практически все рабочие параметры экспериментальной установки: размеры вакуумной камеры, конфигурация магнитных полей, создаваемых статическими и импульсными катушками, мода колебаний СВЧ-поля, начальная плотность плазмы. Плазма считалась бесстолкновительной и полностью ионизированной. Единственным параметром, существенно отличающим условия расчёта от эксперимента, являлся темп нарастания магнитного поля, который в вычислительном эксперименте был значительно выше, чем в натурном. При моделировании импульсное магнитное поле достигало 1000 Гс за 1—5 мкс. Тем не менее такой темп нарастания магнитного поля с большим запасом удовлетворял критерию захвата (1). Численное моделирование позволило изучить эволюцию параметров плазмы в процессе ГА, провести анализ потерь частиц из плазмы и изучить зависимость энергетических спектров ускоренных электронов от начальных условий и параметров вычислительного эксперимента.

Численная модель построена на основе метода частиц в ячейке с учётом электростатических взаимодействий [15] и подробно описана в работе [14]. Уравнение Пуассона $\Delta\Phi = -4\pi\rho$ решалось на стационарной декартовой сетке с количеством узлов $64 \times 64 \times 64$ методом быстрого преобразования Фурье. Самосогласованное электрическое поле плазмы $\mathbf{E} = -\text{grad } \Phi$ вычислялось в узлах сетки с помощью разностных производных от потенциала $\Phi(i, j, k)$, i, j, k — номера узлов в направлении X, Y, Z соответственно. Собственное магнитное поле плазмы в модели не учитывалось, так как для рассматриваемых параметров (плотность плазмы и средняя энергия электронного компонента) его влияние на процесс ГА несущественно. Уравнение движения электронов решалось по схеме Бориса [15], ионов — по схеме с «перешагиванием».

При проведении вычислительного эксперимента начальное состояние плазмы рассчитывалось для заданных начальных параметров эксперимента в условиях ЭЦР. Магнитное поле в геометрическом центре ловушки в различных вариантах варьировалось от 866 до 1040 Гс. Пространственное распределение электронов и ионов (водород) в области, охватывающей ЭЦР-поверхность, задавалось однородным. Начальное распределение электронов по скоростям задавалось моноэнергетическим со случайной ориентацией векторов

скоростей частиц, начальная энергия электронов до 20 эВ (холодные), энергия ионов полагалась равной нулю. При включении СВЧ-поля с модой TE_{111} число электронов и ионов поддерживалось постоянным. Частицы, выпадающие на стенки камеры, — «потерянные» затем возвращались в камеру и «высеивались» в объёме по случайному закону. Процесс продолжается до достижения квазистационарных параметров исходной плазмы: пространственное распределение, энергетические спектры электронов и ионов и т.д. Ввиду того, что параметры такой плазмы зависят от конфигурации магнитного поля и напряжённости электрического СВЧ-поля, расчёт вариантов соответствовал диапазону параметров, соответствующих эксперименту.

На следующем этапе моделирования включалось нарастающее на 1000 Гс импульсное магнитное поле. Время нарастания магнитного поля 1—5 мкс, напряжённость электрического СВЧ-поля 0,6—3,0 кВ/см. Затем следовало спадание импульсного магнитного поля до нулевого значения по линейному закону. На стадии спада импульсного магнитного поля до нуля (стадия адиабатической декомпрессии) происходят снижение энергии захваченных электронов и увеличение радиусов ларморовского вращения. Численная модель позволяет проследить эволюцию пространственного распределения заряженных частиц, рассчитать энергетические спектры как захваченных, так и выпавших из ускорения электронов, а также их трансформацию на стадии ускорения и последующей стадии декомпрессии.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На численной модели получены характерные для окончания стадии ГА пространственные распределения частиц в поперечном (рис. 4, а) и продольном (рис. 4, б) сечении. Энергетический спектр элек-

Рис. 4. Пространственное распределение частиц плазмы в момент окончания стадии ГА (а, б) и после декомпрессии (в); г — соответствующие энергетические спектры

тронного компонента, соответствующий этому моменту времени, показан на рис. 4, *з* (1). К концу стадии декомпрессии распределение в поперечном сечении приобретает вид, показанный на рис. 4, *в*. Соответствующий энергетический спектр показан на рис. 4, *з* (2). Спектр незахваченных электронов показан на рис. 4, *з* (3). Электроны (см. рис. 4, *а*, 1) на рисунках обозначены мелкими чёрными символами, ионы (см. рис. 4, *а*, 2) — более крупными серыми символами.

Из представленных результатов следует, что захваченные в результате ГА электроны формируют устойчивый релятивистский сгусток со средней энергией масштабом 500 кэВ, вращающийся в магнитном поле ловушки (направление показано стрелкой на рис. 4, *а*) на фоне ионного компонента. В процессе адиабатической декомпрессии плазменное образование трансформируется в кольцевую структуру со средним радиусом 2,25 см и средней энергией электронного компонента 320 кэВ. Энергетический спектр не захваченных электронов сосредоточен в диапазоне до 25 кэВ, их число по отношению к удерживаемым в ловушке незначительно.

Анализ потерь частиц плазмы показал, что захват и ускорение электронов плазмы в условиях ГА сопровождаются интенсивными потерями на стенках камеры, что является следствием проявления коллективных эффектов. Так, из представленных на рис. 5, *а* временных зависимостей потерь видно, что потери на начальной стадии ГА резко возрастают по сравнению с потерями в условиях ЭЦР. Как показал анализ результатов моделирования, наблюдаемые характерные временные зависимости потерь обусловлены возникновением сильного амбиполярного электрического поля, напряжённость которого может превышать амплитуду напряжённости СВЧ-поля. Появление поля связано с возникающим в результате ГА радиальным перераспределением плотности электронов при практически фиксированном пространственном распределении ионного компонента. Эта стадия процесса более подробно представлена на рис. 5, *б*. Видно, что потери электронов (1) превышают потери ионов (2) и плазма становится положительно заряженной, вследствие чего интенсивность потерь электронов снижается. Процесс адиабатической декомпрессии сопровождается существенно меньшим потоком частиц плазмы на стенки камеры, чем на стадии ГА (см. рис. 5, *а*). В дальнейшем скорость потерь электронов и ионов уменьшается, средние значения концентрации электронов и ионов выравниваются, и плазменное образование в целом остается электронейтральным.

Рис. 5. Потери электронов на стенках резонатора (*а*) и потери электронов (1) и ионов (2) в процессе ГА (*б*)

Эти особенности подтверждаются экспериментальными результатами, представленными на рис. 6, *а*. На осциллограмме введены следующие обозначения: 1 — импульс СВЧ-накачки; 2 — ток в катушках импульсного магнитного поля; 3 — сигнал детектора рентгена, на котором в начале стадии захвата отчётливо наблюдается вспышка рентгеновского излучения, регистрируемого со стенок камеры, с последующим медленным спадом интенсивности излучения на стадиях декомпрессии и удержания плазмы; 4 — сигнал зонда, введённого в пристеночную область камеры и регистрирующего потоки частиц в радиальном направлении; временной масштаб осциллограмм 250 мкс/дел.; по вертикали — относительные единицы. Сопоставление поведения сигналов с зонда и рентгеновского детектора свидетельствует о том, что в начальной стадии ГА регистрируется резкое увеличение тока электронов в радиальном направлении, сопровождающееся вспышкой рентгеновского излучения, которая возникает при взаимодействии электронов с боковой стенкой резонатора. В дальнейшем в стадии ГА на фоне плавного изменения тока электронов наблюдаются провалы с последующим увеличением уровня сигнала, которые можно связать с возникающим

Рис. 6. Осциллограммы процессов (а) и энергетический спектр электронов (б), выпадающих на стенки камеры

поток ионов в радиальном направлении. В стадии адиабатической декомпрессии и удержания поведение сигналов соответствует стационарному распаду создаваемой плазмы.

Вычислительный эксперимент позволил получить энергетический спектр электронов (рис. 6, б), выпадающих на стенки камеры в течение всего исследуемого рабочего цикла в условиях, близких натурному эксперименту. Представленный спектр свидетельствует, что потери на стадиях ЭЦР и захвата в режим ГА приходятся на частицы с энергией ниже 15 кэВ, в процессе ГА после захвата, а также при адиабатической декомпрессии потери частиц приходятся на спектр энергии от 100 до 600 кэВ. Потери захваченных электронов обусловлены, в основном, коллективными эффектами, возникающими в плазме. Следует отметить, что в энергетическом спектре потерянных электронов практически отсутствуют частицы с энергией от 20 до 100 кэВ.

Эффективность захвата определяется как отношение числа захваченных электронов к начальному числу электронов N_{tr}/N_0 . Результаты вычислительного и натурного экспериментов показали практически одинаковую зависимость эффективности захвата от параметра δ и существование его оптимального значения, при котором эффективность захвата максимальна. На рис. 7, а показаны расчётные значения эффективности захвата (1) и экспериментально зарегистрированное количество квантов излучения (2), по которому можно судить о захвате в предположении однофотонных процессов. Качественное и количественное соответствие результатов моделирования и эксперимента свидетельствует о справедливости такого предположения. Максимальная эффективность захвата достигается при стартовом магнитном поле в геометрическом центре системы, превышающем значение магнитного поля, соответствующего классическому ЭЦР ($B_0 = 875 \text{ Гс}$). Такая тенденция сохраняется для различных темпов нарастания магнитного поля α (рис. 7, б), обеспечивающих захват частиц, где вариация параметра α производилась путём изменения длительности импульса магнитного поля при его постоянной амплитуде.

Рис. 7. Зависимость квантового выхода тормозного излучения и эффективности захвата от параметра δ при моделировании (а) и в эксперименте (б): $\alpha = 2,54 \cdot 10^{-7}$ (1), $1,90 \cdot 10^{-7}$ (2), $1,52 \cdot 10^{-7}$ (3)

Расчётные зависимости эффективности захвата (рис. 8, а) свидетельствуют о её снижении при увеличении времени нарастания магнитного поля, что подтверждается результатами натурного эксперимента, представленными на рис. 7, б. Возможности экспериментального стенда позволили проверить эту зависимость другим способом. При постоянных стартовом магнитном поле и длительности стадии ГА (время нарастания магнитного поля) параметр α увеличивается с ростом амплитуды импульсного поля. Обнаруженная экспериментально зависимость (рис. 8, б) подтверждает тенденцию роста эффективности захвата частиц с увеличением скорости нарастания импульсного магнитного поля.

Рис. 8. Эффективность захвата в стадии ГА (1) и удержания электронов в ловушке (2) после спада импульсного магнитного поля ($E = 1,2$ кВ/см) (а) и зависимость количества квантов излучения от амплитуды импульсного магнитного поля (б)

Кроме того, средняя энергия, приобретаемая электронами, как показали результаты расчётов, не зависит ни от темпа нарастания магнитного поля, ни от величины магнитного поля в центре системы, а определяется лишь величиной магнитного поля по окончании нарастания импульсного магнитного поля.

При экспериментальной проверке этого результата исследовались спектрограммы тормозного излучения, регистрируемого в условиях малого апертурного угла, в который не попадает излучение со стенок камеры. При проведении измерений время регистрации одной спектрограммы составляло 1024 с при скважности работы ускорителя 35 (отношение длительностей периода и импульса) и длительности импульса СВЧ 1,2 мс. Таким образом, полученные спектрограммы представляли сигнал, накопленный за $3,5 \cdot 10^4$ импульсов работы установки.

Обработка полученных спектров позволила определить предельную энергию квантов $W_{\text{макс}}$ регистрируемого тормозного излучения. Наличие режекции и работа в режиме с малой загрузкой спектрометрического анализатора позволяют связать $W_{\text{макс}}$ со средней энергией электронов. На рис. 9, а представлены экспериментальные зависимости $W_{\text{макс}}$ от амплитуды импульсного магнитного поля, измеренные при различных значениях δ .

Рис. 9. Предельная энергия в спектре тормозного излучения (а) и её сопоставление с расчётной предельной энергией электронов (б) при вариации амплитуды импульсного магнитного поля

Видно, что уровень энергии, который может быть достигнут ускоренным электроном, линейно растёт с ростом индукции импульсного магнитного поля. Разброс в приведённых значениях энергии лежит в пределах ошибки измерений, и это позволяет сделать вывод, что уровень максимально достижимой энергии не зависит от величины δ .

На рис. 9, б сравниваются зависимости измеренных значений $W_{\text{макс}}(I)$ и расчётных значений максимальной энергии (2), которую может набрать электрон в режиме ускорения в зависимости от индукции импульсного магнитного поля. Разность этих энергий не выходит за пределы энергетического разрешения спектрометрического тракта, что доказывает правильность вывода о влиянии величины суммарного магнитного поля в конце стадии ускорения на энергию электронов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что средняя энергия электронов, приобретаемая при ускорении ГА, соответствует теоретически прогнозируемым значениям. Электроны, захваченные в результате ГА, формируют устойчивый релятивистский сгусток, заполненный ионами, вращающийся в магнитном поле ловушки, со средней энергией масштаба 500 кэВ. При адиабатическом снижении импульсного магнитного поля до исходного уровня стационарного поля плазменное образование трансформируется в кольцевую структуру с выраженными границами, средний радиус которой составляет 2,25 см, средняя энергия электронного компонента равна 320 кэВ. Энергетический спектр незахваченных электронов сосредоточен в диапазоне до 25 кэВ, их число по отношению к удерживаемым в ловушке незначительно. Динамика потерь в процессе рабочего цикла, включающего генерацию исходной плазмы, ускорение её электронного компонента в процессе ГА, адиабатической декомпрессии и стадии удержания, полученная на численной модели, подтверждена экспериментально.

Проведённые исследования показали наличие режимов работы, обеспечивающих оптимальные условия захвата частиц с используемым методом создания исходной плазмы. В рабочем диапазоне изменения стартового магнитного поля $0,98 < \delta < 1,10$ степень захвата изменяется существенно, достигая максимального значения при $\delta = 1,02—1,04$ в 2,5 раза выше, чем на границах указанного диапазона. При этом расстройка стартового магнитного поля не влияет на спектральный состав регистрируемого тормозного излучения. Это подтверждает вывод о том, что изменение параметра δ не влияет на энергию электронов, захваченных в режим ГА, а определяет лишь эффективность захвата. Показано, что эффективность захвата растёт практически линейно с увеличением темпа нарастания импульсного магнитного поля в диапазоне экспериментально реализуемых значений $\alpha = (0,6—3,6)10^{-7}$.

Полученные результаты и обнаруженные закономерности поведения плазмы в условиях ГА позволяют перейти в дальнейшем к более детальному экспериментальному изучению генерируемых плазменных сгустков. Особый интерес представляют количество захваченных электронов, их энергетический спектр, эволюция этого спектра на протяжении всех стадий процесса. Важными факторами, требующими экспериментального исследования, являются пространственная локализация плазменных образований и её зависимость от рабочих параметров, а также наличие преимущественного направления движения электронов в сгустке.

REFERENCES

1. Kolomenskiy A.A., Lebedev A.N. — RAS USSR, 1962, vol. 145, p. 1251 (in Russian).
2. Davydovskiy V.Ya. — ZhETF (JETPh), 1962, vol. 43, p. 886 (in Russian).
3. Milant'ev V.M. — UFN (APhS), 1997, vol. 167, № 1, pp. 3—16 (in Russian).
4. Andreev V.V., Golovanivsky K.S. — Physics Letters, 1984, vol. 100A, p. 357.
5. Andreev V.V., Umnov A.M. — Plasma Sources Science and Technology, 1999, vol. 8, № 3, pp. 479—487.
6. Neyshadt A.I., Timofeev A.V. — ZhETF (JETPh), 1987, vol. 93, № 5(11), pp. 1706—1713 (in Russian).
7. Golovanivsky K.S. — Phys. Scripta, 1980, vol. 22, p. 126.
8. Timofeev A.V. Resonance phenomena in plasma oscillations. — M.: Fizmatlit (Physmathlit), 2009. 296 p. (in Russian).

9. **Timofeev A.V.** Problems of the plasma theory. Edited by Kadomtsev B.B. — M.: Energoatomizdat, 1985, issue 14, p. 56 (in Russian).
10. **Krasovsky V.L., Matsumoto H.** — Phys. Plasmas, 1998, vol. 5, pp. 2210—2216.
11. **Friedland L.** — Phys. Plasmas, 1994, vol. 1, № 2, p. 421.
12. **Bogachev S.A., Somov B.V.** — Pis'ma v astronomicheskiy zhurnal (Letters to astronomical journal), 2007, vol. 33, № 1, pp. 62—71 (in Russian).
13. **Meredith N.P., Cam M., Horne R.B., Thome R.M., Anderson R.R.** — J. Geophys. Res., 2003, vol. 108, № A6, p. 1248.
14. **Andreev V.V., Novitskiy A.A., Umnov A.M., Chuprov D.V.** — Pribory i tekhnika eksperimenta (Instruments and experimental technique), 2012, № 3, pp. 15—16 (in Russian).
15. **Birdsall C.K., Langdon A.B.** — In: Plasma Physics Via Computer Simulation. — Philadelphia: IOP, 1995, p. 305.

AUTHORS

Andreev V.V. People Friendship University of Russia, Miklukho-Maklaya str. 6, 117198, Moscow, Russia; vvandreev@mail.ru

Novitskiy A.A. People Friendship University of Russia, Miklukho-Maklaya str. 6, 117198, Moscow, Russia; temple18@mail.ru

Umnov A.M. People Friendship University of Russia, Miklukho-Maklaya str. 6, 117198, Moscow, Russia; anumnov@yandex

Chuprov D.V. People Friendship University of Russia, Miklukho-Maklaya str. 6, 117198, Moscow, Russia; chu_d@mail.ru

Received 15 November 2012
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2013, vol. 36, issue 1, pp. 86—95.