

УДК 533.9.01

ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЙ РЕЖИМ КИНЕТИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ ЭЦР РАЗРЯДА В УСЛОВИЯХ ДВОЙНОГО ПЛАЗМЕННОГО РЕЗОНАНСА

М. Е. Викторов^{1,2}, С. В. Голубев¹, В. В. Зайцев¹, Д. А. Мансфельд¹*

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Исследуется устойчивость плотной неравновесной плазмы электронного циклотронного резонансного (ЭЦР) разряда в открытой магнитной ловушке сразу после окончания нагрева. Обнаруженная неустойчивость сопровождается импульсно-периодической генерацией мощного электромагнитного излучения на частоте, близкой к частоте верхнего гибридного резонанса и удвоенной гирочастоте электронов, и синхронными высыпаниями быстрых электронов из ловушки. Показано, что наблюдаемая неустойчивость связана с возбуждением плазменных волн в условиях двойного плазменного резонанса в распадающейся плазме ЭЦР разряда.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования кинетических неустойчивостей неравновесной плазмы, создаваемой в открытой магнитной ловушке мощным электромагнитным излучением микроволнового диапазона в условиях электронного циклотронного резонанса, представляют фундаментальный интерес, в том числе позволяя моделировать физические процессы в солнечной короне, в магнитосферах Земли и других планет. Например, плазменные неустойчивости в магнитных ловушках на Солнце являются источниками мощного широкополосного радиоизлучения (так называемых всплесков IV типа), которое интерпретируется как излучение плазменных волн быстрыми электронами на частоте верхнего гибридного резонанса с последующей трансформацией этих волн в электромагнитные, например, в результате рассеяния на тепловых ионах [1]. При двойном плазменном резонансе, когда частота верхнего гибридного резонанса совпадает с одной из гармоник гирочастоты электронов, инкременты неустойчивостей плазменных волн сильно возрастают [2, 3], что приводит к появлению в спектре радиоизлучения интенсивных узких полос вблизи гармоник электронной гирочастоты — так называемой зебра-структуры. Следует отметить, что в астрофизической плазме проявления эффекта двойного плазменного резонанса не являются редкими. Достаточно сказать, что зебра-структура наблюдается не только в радиоизлучении солнечных вспышек, но и в декаметровом радиоизлучении Юпитера [4], в радиоизлучении магнитосферы Земли [5] и даже в радиоизлучении пульсаров [6]. В связи со сказанным подтверждение эффекта двойного плазменного резонанса в лабораторном плазменном эксперименте представляется весьма актуальной задачей.

В лабораторных условиях нагрев электронов на циклотронном резонансе позволяет создавать в открытой магнитной ловушке характерную для космических условий неравновесную двухкомпонентную плазму с плотной сравнительно холодной (фоновой) фракцией с изотропным распределением частиц по скоростям и менее плотной высокоэнергичной фракцией неравновесных электронов с анизотропной функцией распределения (с преобладанием энергии поперечного по отношению к магнитному полю движения над энергией продольного движения). В неравновесной плазме ЭЦР разряда в результате взаимодействия энергичных электронов с электромагнитными

* mikhail.viktorov@appl.sci-nnov.ru

волнами возможно развитие кинетических неустойчивостей [7–13]. В частности, в плотной плазме при выполнении условия $\omega_{ce} \leq \omega_{pe}$, где ω_{ce} и ω_{pe} — гирочастота и плазменная частота электронов соответственно, может возникать неустойчивость плазменных волн на частотах вблизи частоты верхнего гибридного резонанса $\omega_{uh} = \sqrt{\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2}$.

Именно такие неустойчивости плотной неравновесной плазмы сразу после окончания ЭЦР нагрева исследуются в данной работе. Обнаруженная неустойчивость сопровождается генерацией мощного электромагнитного излучения на частоте, близкой к верхней гибридной частоте и удвоенной гирочастоте электронов. Обсуждается возможная связь указанного интенсивного излучения с проявлением эффекта двойного плазменного резонанса в распадающейся плазме ЭЦР разряда.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования плазмы ЭЦР разряда, удерживаемой в зеркальной магнитной ловушке, проводились на экспериментальной установке, схема которой приведена на рис. 1. Создание и нагрев плазмы в условиях электронного циклотронного резонанса обеспечиваются излучением гиротрона с рабочей частотой 37,5 ГГц, мощностью 80 кВт и длительностью импульса 1 мс. Излучение гиротрона вводится в центр разрядной камеры вдоль её оси через тefлоновое окно, вынесенное за пределы магнитной ловушки, и согласующее устройство, которое расположено в пробке магнитной ловушки и используется также как уловитель плазмы. Резонансный нагрев плазмы осуществляется на основной гармонике гирочастоты в открытой аксиально-симметричной магнитной ловушке. Зона ЭЦР поглощения расположена между пробкой и центральным сечением ловушки и соответствует индукции магнитного поля 1,34 Тл. Аксиально-симметричная разрядная камера с диаметром 7 см находится в магнитной ловушке с длиной 20 см с пробочной конфигурацией силовых линий магнитного поля. Магнитное поле создаётся с помощью импульсных катушек (длительность импульса тока 7 мс), обеспечивающих индукцию магнитного поля 4,3 Тл в пробках ловушки и пробочное отношение 5. В исследованиях в качестве рабочего газа используется азот. Фоновое давление нейтрального газа составляет 10^{-6} торр, рабочее давление в момент разряда может увеличиваться до 10^{-3} торр.

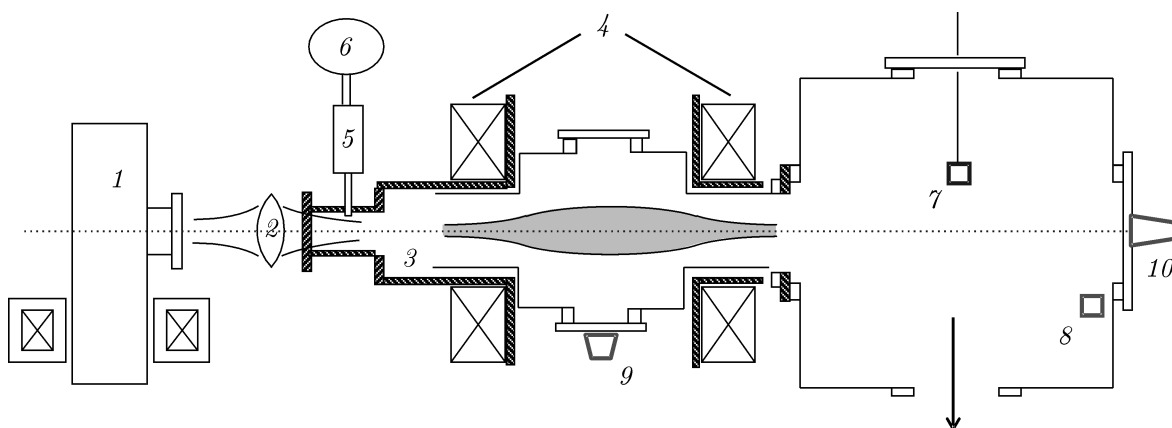


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 — гиротрон, 2 — диэлектрическая линза, 3 — разрядная камера, 4 — зеркальная магнитная ловушка, 5 — импульсный клапан, 6 — приёмный объём с рабочим газом, 7 — p-i-n-диод на подвижном держателе, 8 — ленгмюровский зонд, 9 и 10 — антенны для детектирования микроволнового излучения. Стрелкой указано направление откачки

Основное внимание в работе уделяется исследованиям электромагнитной активности плазмы, в частности измерениям спектрального состава вспышек излучения плазмы. Кроме того, в экспериментах используется набор традиционных методик [9, 11] для измерения параметров плазмы и характеристик энергичных электронов, высыпаящихся из ловушки вдоль магнитного поля ловушки.

В качестве детекторов электронов используется набор кремниевых p-i-n-диодов, способных регистрировать частицы с энергиями $10 \div 180$ кэВ, и одиночный плоский электрический зонд, работающий в режиме ионного тока насыщения. Собственное электромагнитное излучение плазмы регистрируется как поперёк, так и вдоль магнитного поля ловушки с помощью приёмных антенн, размещённых вне вакуумного объёма. Для регистрации излучения плазмы используется рупорная антенна с равномерной полосой пропускания в диапазоне от 2 до 20 ГГц, сигнал с которой поступает на широкополосный осциллограф «Tektronix MSO 72004C» с полосой пропускания аналогового канала 20 ГГц и максимальным временным разрешением 10 пс. Совместно с рупорной антенной для защиты каналов осциллографа от мощного излучения гиротрона используется фильтр нижних частот с граничной частотой 18,5 ГГц.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Использование для нагрева электронов в условиях циклотронного резонанса мощного миллиметрового излучения современных гиротронов позволяет создать неравновесную плазму с уникальными параметрами. Для плазмы на стадии развитого разряда характерно наличие плотной холодной компоненты (концентрация $N_c \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, температура $T_c \sim 300$ эВ; здесь и далее температура приводится в энергетических единицах) с изотропным распределением по скоростям и менее плотной горячей электронной компоненты (концентрация $N_h \sim 10^{10} \div 10^{11} \text{ см}^{-3}$, средняя энергия частиц $T_h \sim 100$ кэВ) с анизотропной функцией распределения [11, 14]. Холодная фоновая плазма определяет дисперсионные свойства волн в среде, а горячая электронная компонента с неравновесным распределением по скоростям в условиях, когда конус потерь пуст, обуславливает неустойчивость и генерацию электромагнитного излучения.

Используемая аппаратура позволяет детально исследовать микроволновое излучение плазмы на частотах от 2 до 20 ГГц с временным разрешением лучше 1 нс. На рис. 2 представлен пример осциллограммы электрической компоненты электромагнитного излучения плазмы.

На рис. 3 представлен динамический спектр излучения плазмы, полученный при помощи оконного преобразования Фурье с окном Хэмминга, и соответствующая осциллограмма сигнала с детектора электронов при высокой плотности фоновой плазмы сразу после выключения микроволнового излучения гиротрона. Здесь и далее оттенками серого на спектрограмме показана спектральная плотность мощности в логарифмическом масштабе. Анализ экспериментальных данных позволяет выделить характерные параметры импульсно-периодического режима неустойчивости. Вспышки излучения происходят на частоте около $2f_{ce0}$, где $f_{ce0} = \omega_{ce0}/(2\pi)$ — электронная гирочастота в центре магнитной ловушки, длительность вспышек и синхронных всплесков тока

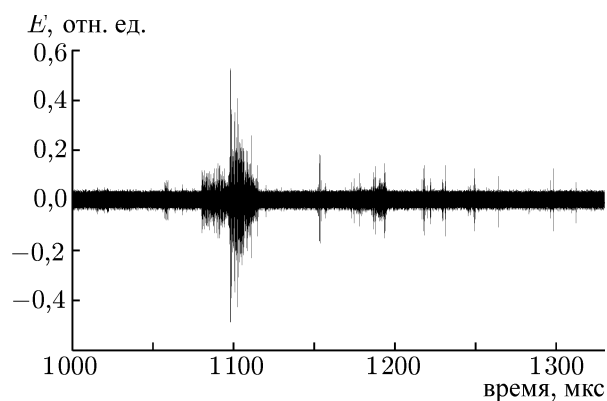


Рис. 2. Осциллограмма электрического поля регистрируемой электромагнитной волны. Здесь и далее время отсчитывается от момента включения ЭЦР нагрева, который выключается через 1 мс

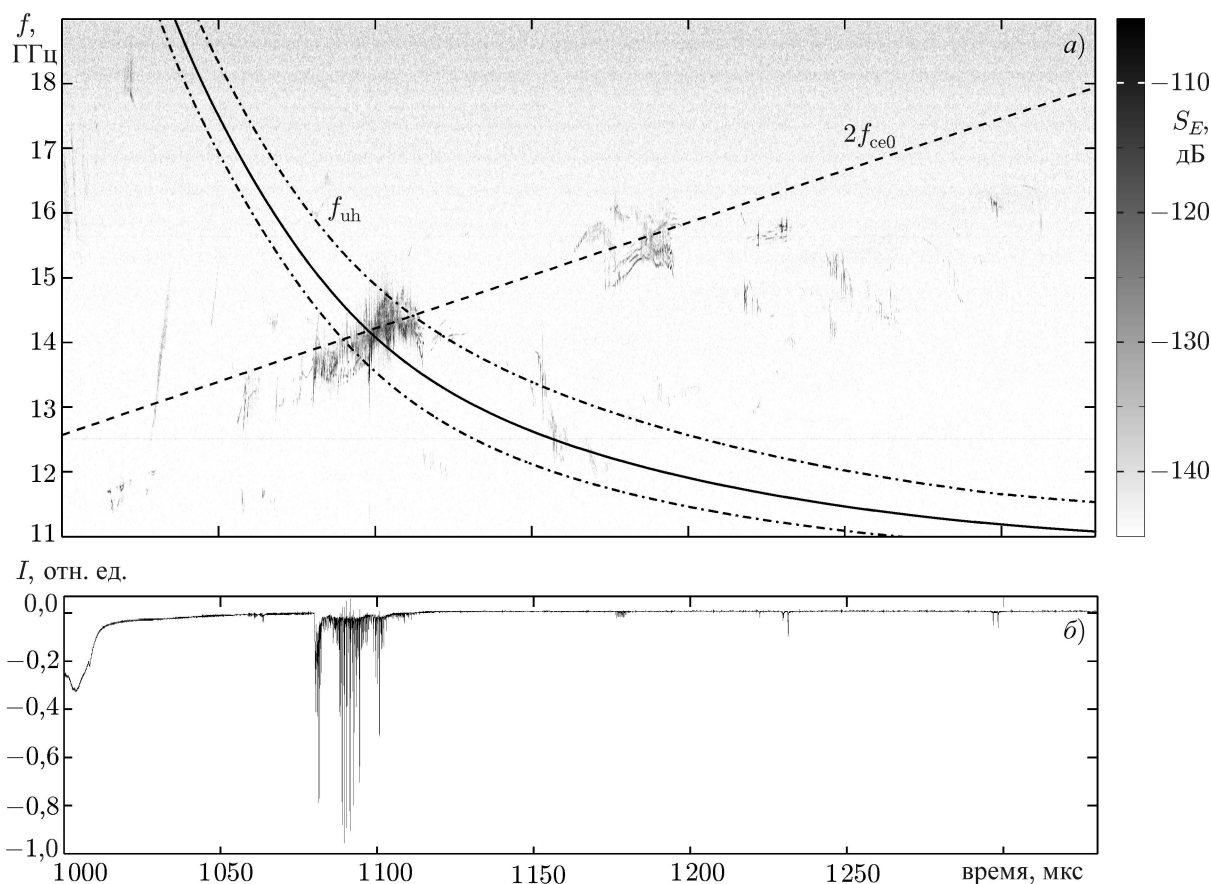


Рис. 3. Панель *a* — динамический спектр осциллограммы электрического поля, показанной на рис. 2. Пунктирной линией показано изменение во времени частоты $2f_{ce0}$, где f_{ce0} — электронная гирочастота в центре магнитной ловушки; сплошной линией показано изменение частоты верхнегибридного резонанса f_{uh} при распаде плазмы, штрих-пунктирными линиями показан разброс определения частоты f_{uh} с учётом точности измерения температуры фоновой плазмы (около 30 %). Панель *b* — ток I высыпавшихся из ловушки энергичных электронов

высыпавшихся из ловушки электронов составляет около 50 нс, а период их следования около 200 нс. Здесь важно отметить, что высокочастотное излучение наблюдается в момент, когда при распаде плазмы частота верхнегибридного резонанса f_{uh} становится равной второй гармонике гирочастоты электронов $2f_{ce0}$ (см. рис. 3). Именно это является экспериментальным свидетельством эффекта двойного плазменного резонанса.

Серии квазипериодических всплесков могут насчитывать до сотни импульсов. Пример такой серии приведён на рис. 4, с лучшим временным разрешением — на рис. 5. В одном эксперименте может наблюдаться несколько таких периодических групп, следующих с интервалом примерно 50 мкс.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

В этом разделе мы обсудим возможное происхождение наблюдаемого мощного высокочастотного излучения плазмы. Рассмотрим условия в распадающейся плазме после выключения ЭЦР нагрева, при которых наблюдается это излучение. В рамках подхода, основанного на усреднённых по объёму ловушки балансных уравнениях для концентрации и плотности энергии различных компонент плазмы [11, 15], была рассчитана динамика концентрации и температуры плазмы

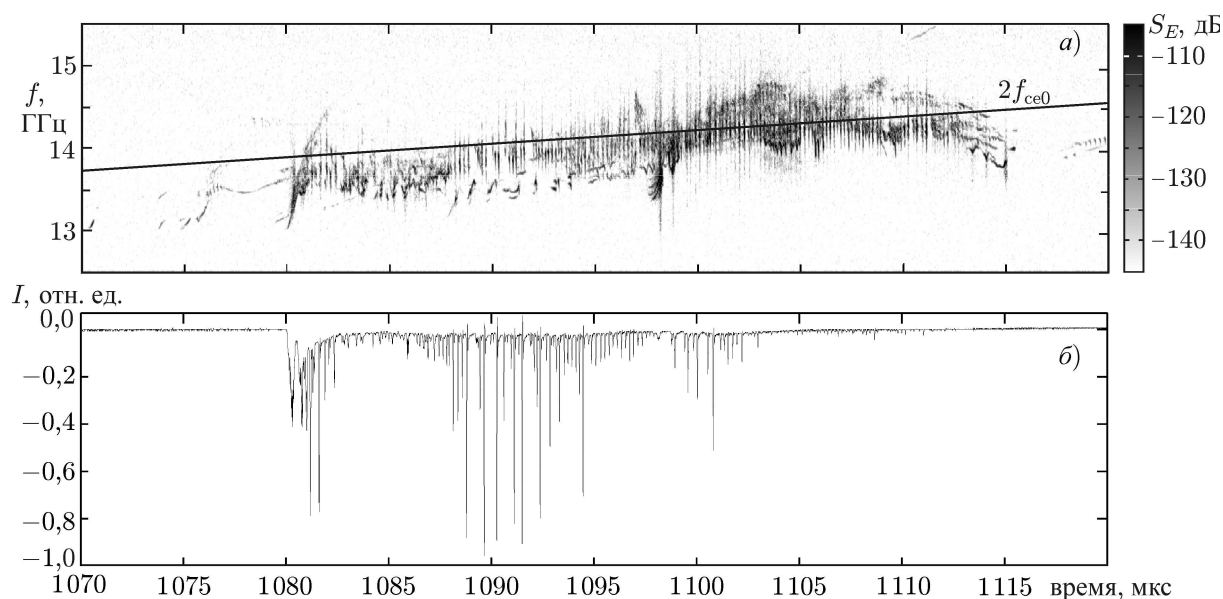


Рис. 4. Фрагмент рис. 3 с большим временным разрешением: серия квазипериодических всплесков излучения плазмы (а) и синхронных высыпаний энергичных электронов из ловушки (б)

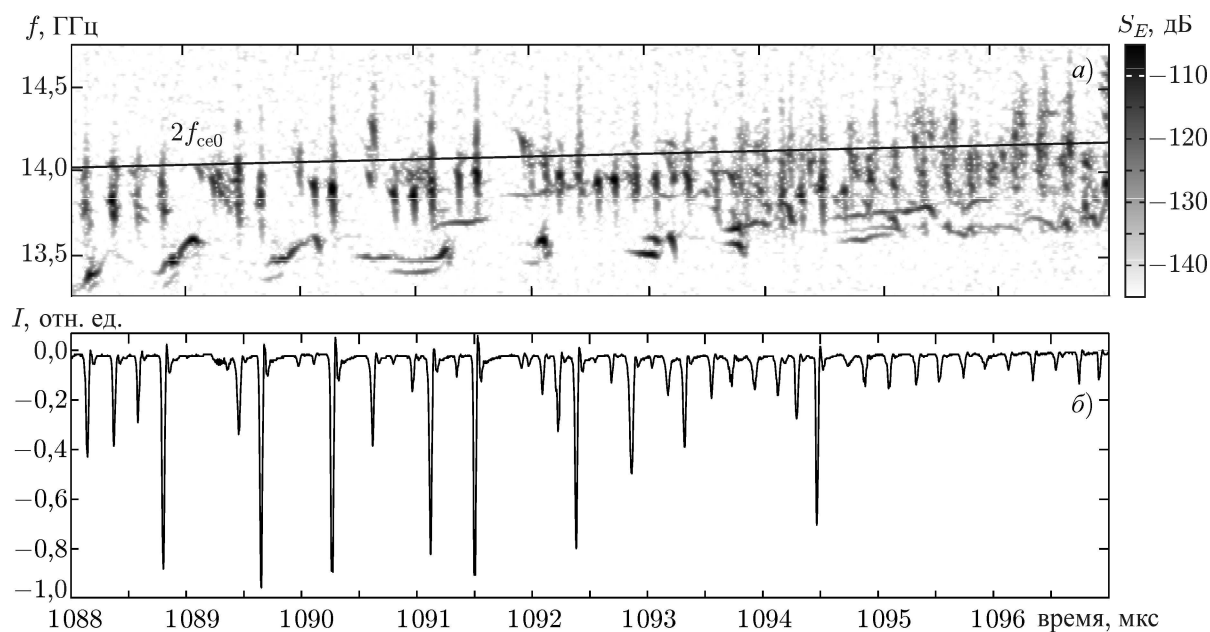


Рис. 5. Фрагмент рис. 4 с большим временным разрешением: серия квазипериодических всплесков излучения плазмы (а) и синхронных высыпаний энергичных электронов из ловушки (б)

после окончания ЭЦР нагрева. Соответствующие графики изменения концентрации и температуры электронов фоновой плазмы приведены на рис. 6. Из графиков видно, что при появлении высокочастотного электромагнитного излучения (в момент времени $t = 1\,100$ мкс) концентрация плазмы составляет $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. В этих условиях плазменная частота превышает электронную гирочастоту в центре ловушки ($\omega_{pe} > \omega_{ce0}$), поэтому наибольший инкремент имеют свистовые волны на частотах ниже ω_{ce0} и плазменные волны на верхней гибридной частоте [16].

Анализ показывает, что в обсуждаемом эксперименте неустойчивы в основном плазменные волны на верхней гибридной частоте, инкременты которых на несколько порядков превышают

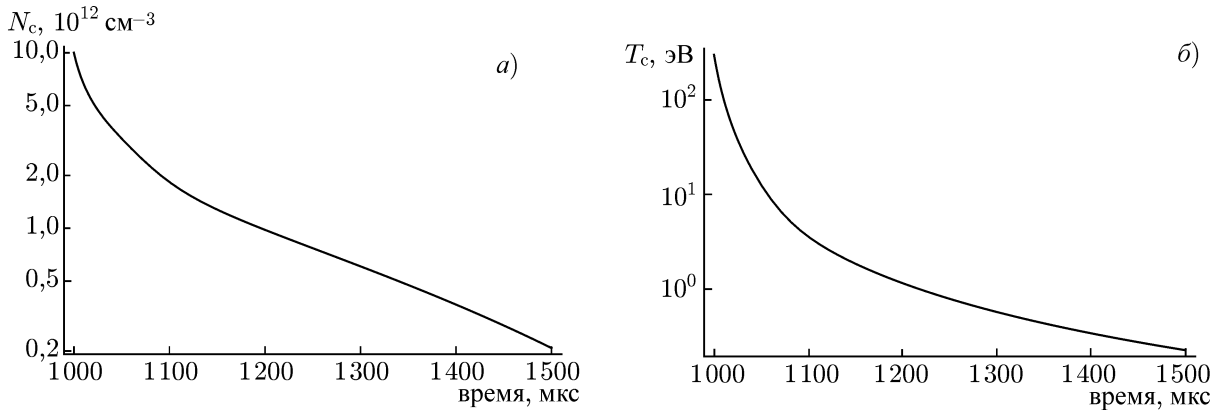


Рис. 6. Расчёт распада плазмы после выключения ЭЦР нагрева на основе усреднённых по объёму ловушки балансных уравнений для концентраций нейтральных и заряженных частиц и запасённой энергии (подробнее см. [15]): изменение концентрации N_c (а) и температуры T_c (б) электронов фоновой плазмы. Расчёт выполнен для начальных параметров $N_{c0} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_{c0} = 300 \text{ эВ}$

инкременты других неустойчивых мод. Действительно, поскольку для высокочастотной компоненты излучения, спектр которой показан на рис. 4а, частота плазменных волн близка ко второй гармонике гирочастоты электронов, можно предположить, что на определённой стадии распада плазмы выполняется условие двойного плазменного резонанса [17]:

$$\omega \approx \sqrt{\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2 + 3k_{\perp}^2 v_{Te}^2} \approx 2\omega_{ce}, \quad (1)$$

где $k_{\perp}$ — поперечная относительно магнитного поля $\mathbf{B}$ компонента волнового вектора волны, v_{Te} — тепловая скорость электронов.

Выполнение условия (1) приводит к увеличению инкрементов плазменных волн и, как следствие, к росту плотности энергии этих волн и интенсивности наблюдаемого радиоизлучения. Последнее возникает в результате трансформации плазменных волн в электромагнитные волны, например, в результате рассеяния на тепловых ионах. Условие (1) будет выполняться в областях ловушки, где для плазменной частоты и гирочастоты справедливо соотношение

$$\omega_{pe} \approx \sqrt{3} \omega_{ce}. \quad (2)$$

Инкремент плазменной волны при выполнении условия (1) по порядку величины равен [2]

$$\Gamma \approx (0,1 \div 1) \frac{N_h}{N_c} \omega_{ce}. \quad (3)$$

Инкремент максимален у волн, распространяющихся поперёк магнитного поля. Волновой вектор неустойчивых плазменных волн определяется характерной скоростью нетепловых резонансных электронов v_h и имеет величину порядка $k_{\perp} \approx \omega/v_h$. Групповая скорость плазменных волн равна

$$v_{gr} \approx \frac{3k_{\perp} v_{Te}^2}{\omega} \approx \frac{3v_{Te}^2}{v_h}, \quad (4)$$

пространственный коэффициент усиления плазменных волн

$$\mu = \frac{\Gamma}{v_{gr}} \approx (0,1 \div 1) \frac{N_h}{N_c} \frac{\omega_{ce} v_h}{3v_{Te}^2} \quad (5)$$

в нашем случае имеет величину порядка $1,5 \cdot (10^3 \div 10^4) \text{ см}^{-1}$.

Если предположить, что ширина полосы неустойчивости $\Delta\omega$ при реализации двойного плазменного резонанса составляет приблизительно $0,1\omega$ [17], то интегральный пространственный коэффициент усиления для плазменных волн, распространяющихся «по касательной» к поверхностям равного магнитного поля, может достигать значений $3 \cdot (10^3 \div 10^4)$ при радиусе плазменного объема $R_{\perp} = 3,5$ см. Это означает, что нелинейные эффекты могут оказывать существенное влияние на динамику плазменных волн.

В частности, наблюдаемый в эксперименте пульсирующий режим генерации плазменных волн может возникнуть при конкуренции процессов возбуждения волн и их индуцированного рассеяния. Индуцированное рассеяние приводит к выходу нарастающего пакета плазменных волн из резонансного интервала углов в область затухания, в результате чего неустойчивость срывается. По мере затухания пакета плазменных волн неустойчивость возобновляется. В простейшем случае такой режим описывается системой уравнений Лотки–Вольтерры [18]:

$$\frac{dw}{dt} = \Gamma w - \xi w w^*, \quad \frac{dw^*}{dt} = \xi w w^* - \nu w^*. \quad (6)$$

Здесь w и w^* — амплитуды плазменной турбулентности в интервалах углов, соответствующих неустойчивости и затуханию, Γ — инкремент неустойчивости, ξ — коэффициент индуцированного рассеяния плазменных волн, ν — декремент плазменных волн в нерезонансной области углов. Уравнения (6) описывают периодические решения, соответствующие замкнутым траекториям на фазовой плоскости w, w^* вокруг особой точки с координатами $w_0 = \nu/\xi$ и $w_0^* = \Gamma/\xi$ (состояние равновесия типа центр).

Если модуляция плотности энергии плазменных волн слабая ($|w - w_0| \ll w_0$, $|w^* - w_0^*| \ll w_0^*$), то период осцилляций определяется формулой

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\Gamma\nu}}. \quad (7)$$

В случае глубокой модуляции ($|w - w_0| \sim w_0$, $|w^* - w_0^*| \sim w_0^*$) период осцилляций

$$T \approx \frac{1}{\nu} \ln \left(\frac{w}{N_c T_c} N_c D_e^3 \right) \approx \frac{15}{\nu}, \quad (8)$$

где D_e — дебаевский радиус. По формуле (8) для наблюдаемого периода осцилляций $T = 200$ нс можно получить оценку декремента плазменных волн в нерезонансной области углов: $\nu \approx 7,5 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$. Эта оценка декремента приблизительно на порядок величины больше эффективной частоты электрон-ионных столкновений $\nu_{ei} \approx 6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ при концентрации плазмы $N_c \approx 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и температуре электронов фоновой плазмы $T_c \approx 5 \text{ эВ}$, соответствующих моменту генерации интенсивного высокочастотного излучения. С другой стороны, декремент плазменных волн в нерезонансной области углов оказывается порядка инкремента неустойчивости, что может быть связано с затуханием плазменных волн на тех же быстрых электронах, которые генерируют плазменные волны в резонансном интервале углов. При этом периодические выбросы быстрых электронов из ловушки, совпадающие по времени с увеличением интенсивности плазменных волн, связаны в данном случае с генерацией плазменных волн на нормальном эффекте Доплера, в результате чего быстрые электроны теряют часть энергии своего движения поперёк магнитного поля. В итоге генерация плазменных волн приводит к попаданию электронов в конус потерь и последующему их высыпанию из магнитной ловушки.

Другой причиной модуляции наблюдаемого излучения могут быть быстрые магнитозвуковые колебания плазмы в ловушке. Период таких колебаний [19]

$$T_{\text{FMS}} \approx \frac{2,6 R_{\perp}}{\sqrt{v_A^2 + v_S^2}} \approx 90 \text{ нс} \quad (9)$$

при $R_{\perp} \approx 3,5$ см, альвеновской скорости $v_A \approx 10^8$ см/с и ионно-звуковой скорости $v_S \approx 6 \times 10^5$ см/с, что приблизительно в два раза меньше наблюдаемого периода. Этот факт может быть связан с тем, что формула (9) получена для бесконечного плазменного цилиндра без учёта реальной геометрии ловушки.

В случае быстрых магнитозвуковых колебаний периодические высыпания быстрых электронов объясняются периодическим изменением пробочного отношения ловушки. Характерное время затухания быстрых магнитозвуковых колебаний определяется в нашем случае вязкостью (см. обзор [20]) и составляет около 100 мкс, т. е. порядка длительности интенсивного высокочастотного излучения. Это означает, что модуляцию собственного излучения плазмы быстрыми магнитозвуковыми колебаниями исключить нельзя.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно предположить, что наблюдаемые в эксперименте после стадии нагрева плазмы мощные квазипериодические всплески электромагнитного излучения связаны с явлением двойного плазменного резонанса. В отличие от космической плазмы, где двойной плазменный резонанс наблюдается в пространственно-неоднородной плазме на нескольких частотах (зеструктура), в лабораторной плазме двойной плазменный резонанс возникает в определённый момент времени в процессе распада плазмы, когда уменьшающаяся частота верхнего гибридного резонанса совпадает с гармоникой гирочастоты электронов. При этом инкремент плазменных волн на частоте верхнего гибридного резонанса возрастает приблизительно на порядок по сравнению со случаем отсутствия резонанса, в результате чего существенно возрастает интенсивность радиоизлучения, выходящего из ловушки. Длительность высокочастотного излучения в данном эксперименте составляет всего около 30 мкс. За это время гармоника электронной гирочастоты изменяется приблизительно на 0,5 ГГц, т. е. на наблюдаемую ширину полосы излучения, и условия двойного плазменного резонанса перестают выполняться.

Пульсирующий режим генерации плазменных волн и синхронные пульсирующие высыпания быстрых электронов из ловушки в данном случае могут быть связаны либо с конкуренцией неустойчивости и индуцированного рассеяния при генерации плазменных волн, либо с возбуждением быстрых магнитозвуковых колебаний плазмы в магнитной ловушке. Поскольку в условиях эксперимента реализуются весьма высокие коэффициенты усиления плазменных волн, первая причина возникновения пульсаций нам кажется более вероятной.

Механизм двойного плазменного резонанса применяется для объяснения целого ряда явлений в астрофизике. Поэтому лабораторное подтверждение этого механизма и обнаружение его новых особенностей, в частности пульсирующего режима генерации, весьма существенны для будущих исследований различных астрофизических объектов.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (грант 14.Z50.31.0007), Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 13-02-00951, 14-02-31521) и программы Отделения физических наук РАН № 15 «Плазменные процессы в космосе и в лаборатории». Работа М. Е. Викторова также поддержана Советом по грантам Президента Российской Федерации (СП-4857.2013.3) и фондом «Династия». Работа Д. А. Мансфельда поддержана Советом по грантам Президента Российской Федерации (СП-23.2012.1). Авторы выражают благодарность Е. Я. Злотник за обсуждение статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zaitsev V. V., Stepanov A. V. // *Astron. Astrophys.* 1975. V. 45. P. 135.
2. Zheleznyakov V. V., Zlotnik E. Ya. // *Solar Phys.* 1975. V. 43. P. 431.
3. Zheleznyakov V. V., Zlotnik E. Ya. // *Solar Phys.* 1975. V. 44. P. 447.
4. Kuznetsov A. A., Vlasov V. G. // *Plane. Space Science.* 2013. V. 75. P. 167.
5. Titova E. E., Demekhov A. G., Pasmanik D. L., et al. // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34. Art. no. L02112.
6. Hankins T. N., Eilek J. A. // *Astrophys. J.* 2007. V. 670. P. 693.
7. Alikae V. V., Glagolev V. M., Morozov S. A. // *Plasma Phys.* 1968. V. 10, No. 8. P. 753.
8. Booske J. H., Getty W. D., Gilgenbach R. M., Jong R. A. // *Phys. Fluids.* 1985. V. 28. P. 3116.
9. Водопьянов А. В., Голубев С. В., Демехов А. Г. и др. // *Физика плазмы.* 2005. Т. 31, № 11. С. 1.
10. Шалашов А. Г., Водопьянов А. В., Голубев С. В. и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 2006. Т. 84. С. 375.
11. Водопьянов А. В., Голубев С. В., Демехов А. Г. и др. // *Журн. exper. теорет. физ.* 2007. Т. 131. С. 330.
12. Викторов М. Е., Водопьянов А. В., Голубев С. В. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2013. Т. 56, № 1. С. 13.
13. Викторов М. Е., Голубев С. В., Господчиков Е. Д. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2013. Т. 56, № 4. С. 240.
14. Водопьянов А. В., Голубев С. В., Зорин В. Г. и др. // *Письма в Журн. техн. физ.* 1999. Т. 25. С. 90.
15. Shalashov A. G., Golubev S. V., Gospodchikov E. D., et al. // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2012. V. 54. Art. no. 085023.
16. Sharma R. R., Vlahos L. // *Astrophys. J.* 1984. V. 280. P. 405.
17. Железняков В. В. Излучение в астрофизической плазме. М.: Янус-К, 1997. С. 380.
18. Zaitsev V. V. // *Solar Phys.* 1971. V. 20. P. 95.
19. Stepanov A. V., Zaitsev V. V., Nakariakov V. M. *Coronal seismology.* Wiley, 2012. P. 48.
20. Брагинский С. И. // *Вопросы теории плазмы.* Вып. 1 / Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. 266 с.

Поступила в редакцию 6 ноября 2014 г.; принята в печать 24 ноября 2014 г.

**PULSE-PERIODIC REGIME OF KINETIC INSTABILITY OF THE ECR
DISCHARGE PLASMA UNDER THE CONDITIONS OF DOUBLE PLASMA
RESONANCE**

M. E. Viktorov, S. V. Golubev, V. V. Zaitsev, and D. A. Mansfeld

We study stability of dense nonequilibrium plasma of the electron cyclotron resonance (ECR) discharge in the open magnetic trap immediately after the end of heating. The observed instability is accompanied by pulse-periodic generation of high-power electromagnetic radiation at a frequency, which is close to the frequency of the upper hybrid resonance and the doubled gyrofrequency of electrons, and synchronous precipitation of fast electrons from the trap. It is shown that the observed instability is connected with excitation of plasma waves under the conditions of double plasma resonance in the degenerate plasma of the ECR discharge.

М. Е. Викторов, С. В. Голубев, В. В. Зайцев, Д. А. Мансфельд