

УДК 533.95

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ИХ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ В ТОКАМАКЕ Т-10

*В.И. Позняк, Т.В. Гридина, В.В. Питерский, Г.Н. Плоскирев, Е.Г. Плоскирев  
(НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия),*

*О. Валенсия Манрике (Российский университет дружбы народов, Москва, Россия)*

Работа посвящена важному аспекту термоядерной программы — кинетике горячей плазмы. Экспериментально исследуются характеристики высокоэнергичных электронов в плазме токамака Т-10 путём регистрации электронно-циклотронного излучения одновременно в расширенных вниз по частоте диапазонах первой и второй гармоник. Основной представленный экспериментальный материал связан со сверхтепловыми электронами на крайней периферии плазменного шнура. Выделен ряд закономерностей в их динамике. На первой стадии разряда спектр излучения на первом резонансе нарастает по интенсивности, сохраняя свою форму (максимум в спектре 45 ГГц). Движение максимума спектра на стадии роста тока к более высоким частотам (снижение энергии электронов) предвещает возбуждение внутренних мод  $m/n = 1$  или  $m/n = 3/2$ . Частота максимума в спектре возвращается к первичному значению. Еще одно отклонение наблюдается при старте центрального электронно-циклотронного нагрева. На короткое время спектр деформируется в сторону низких частот (ускорение электронов). Далее основной максимум и два дополнительных (56 и 64 ГГц), появляющихся при нагреве, сохраняют своё положение до конца разряда. пилообразные колебания плазмы в её центре провоцируют появление всплесков излучения на краю шнура, особенно сильные при центральном электронно-циклотронном нагреве. Оценка электрического поля, необходимого для их периодической генерации, даёт значения 0,03—0,3 В/см. Установлено, что во внутренней области плазмы в окрестностях простых рациональных магнитных поверхностей могут образовываться локальные потоки несущих ток высокоэнергичных электронов.

**Ключевые слова:** высокоэнергичные электроны, электронно-циклотронный нагрев, электронно-циклотронное излучение, обыкновенная и необыкновенная поляризация, электронная функция распределения.

HIGH ENERGY ELECTRONS DYNAMICS INVESTIGATION BASED ON ELECTRON CYCLOTRON EMISSION IN TOKAMAK T-10. V.I. POZNYAK, T.V. GRIDINA, V.V. PITERSKY, G.N. PLOSKIREV, E.G. PLOSKIREV, O. VALENCIA MANRIKE. An important aspect of thermonuclear problem — the hot plasma kinetics — is addressed. The characteristics of high-energy electrons in the T-10 tokamak plasma are studied experimentally with measuring the electron cyclotron radiation simultaneously in the first and second harmonics spectral regions extended to downshifted frequencies. Basic experimental data presented here are related to high-energy electrons in the plasma periphery. An accent is made on certain features of their dynamics. At initial stage of discharge, first harmonic emission spectrum is growing up with nearly the same spectrum shape (with spectrum's maximum at 45 GHz). At current growth stage, maximum moves towards higher frequencies (a decrease of electron energy) in advance of the internal mode  $m/n = 1$  or  $m/n = 3/2$  excitation. The frequency of spectrum's maximal point returns back to its initial value. One more peculiarity is observed with switching on the on-axis electron cyclotron heating (ECH). For a short time period the spectrum evolves towards lower frequencies (acceleration of electrons). The main maximum and two satellites (56 and 64 GHz), which appear with ECH switch-on, retain their position up to discharge's quench. The sawtooth oscillations in central plasma induce the emission bursts in the plasma edge, especially strong ones under on-axis ECH. The electric field needed for their periodic triggering is estimated to be 0.03—0.3 V/cm. It is found that local streams of high-energy current-carrying electrons may form in the vicinity of rational magnetic surfaces in the core plasma.

**Key words:** high energy electrons, electron cyclotron heating, electron cyclotron emission, ordinary and extraordinary polarization, electron distribution function.

### ВВЕДЕНИЕ

Исследование динамики электронов высокой энергии в токамаке по их электронно-циклотронному излучению (ЭЦИ) может дать важную информацию о кинетических характеристиках термоядерной плазмы. Измерение ЭЦИ высокоэнергичных электронов в токамаке возможно при выполнении двух условий: первое — процесс излучения происходит лишь на частотах выше частоты отсечки; второе — оптическая плотность для сверхтеплого излучения должна быть достаточно низкой. Такие условия практически всегда выполняются на стадии формирования разряда, часто — на стационарной стадии при измерении ЭЦИ с внешней периферии шнура и иногда из всего объёма плазмы.

Конструктивные особенности токамака Т-10: большой радиус  $R = 150$  см, граница токового канала обычно определяется рельсовой диафрагмой  $r = 30$  см, имеется защитная кольцевая диафрагма  $r = 33$  см. Главные параметры: магнитное поле — до 27 кГс, ток плазмы до 350 кА. Основным методом исследования в этой работе служат диагностики ЭЦИ [1].

Диагностический комплекс на Т-10 обладает рядом особенностей, отличающих его от подобных диагностик на других токамаках. Мы можем одновременно измерять профили электронной температуры

по первой гармонике в обыкновенной поляризации (О-мода) и по второй гармонике в необыкновенной поляризации (Х-мода), используя направление регистрации поперёк магнитного поля. Отметим, что традиционно используемая Х-мода даёт информацию только о поперечной энергии электронов. В указанном случае мощность излучения в О-моде определяется с равным весом и поперечной, и продольной энергией [2]. В цитируемой монографии Д. Бекефи представлены основные теоретические сведения по ЭЦИ, используемые в этой работе. Диапазоны аппаратуры комплекса расширены в область низких частот, что даёт возможность анализировать, помимо излучения основной массы электронов, также излучение сверхтепловых частиц. Совместная регистрация двух гармоник при знании местоположения высокоэнергичного потока позволяет оценить не только полную энергию электронов, но и соотношение их поперечной и продольной энергии.

Применяются два типа гетеродинных приёмников: многоканальные — с постоянными частотами в 24 каналах (оцифровка 15 мкс) и со сканированием частоты (время реализации полного спектра 1 мс). Калибровка аппаратуры вместе с антенным трактом осуществляется по двум разрядам с очень малым изменением магнитного поля, когда профиль электронной температуры практически сохраняется. Величина магнитного поля выбирается так, чтобы излучение в калибруемом частотном диапазоне обеспечивалось основным компонентом электронов. Абсолютное значение центральной температуры устанавливается по спектральным данным мягкого рентгеновского излучения. Используемые в работе измерения выполнялись со стороны малого магнитного поля вдоль экватора.

В данной работе анализ излучения проводился в омическом режиме и при центральном нагреве на второй гармонике электронно-циклотронного резонансного нагрева (ЭЦН) в необыкновенной моде с помощью одного—трёх гиротронов на частоте 140 ГГц. Область диссипации их мощности была локализована внутри зоны радиусом 5 см. Дополнительно применялся гиротрон 129 ГГц, поглощение мощности которого локализовано за пределами зоны  $q = 1$ , находящейся на радиусе 8,5 см ( $q$  — коэффициент запаса устойчивости). Каждый гиротрон формирует СВЧ-излучение мощностью ~300 кВт. Вводы, расположенные вблизи экваториальной плоскости токамака, направлены поперёк магнитного поля и ориентированы на центр плазмы.

Поскольку в этой работе исследуется термодинамически неравновесная плазма и термин электронная температура  $T_e$  может оказаться некорректным, мы выражаем спектральную интенсивность измеряемого ЭЦИ в единицах спектральной интенсивности излучения чёрного тела с температурой  $T_{rad}$ .

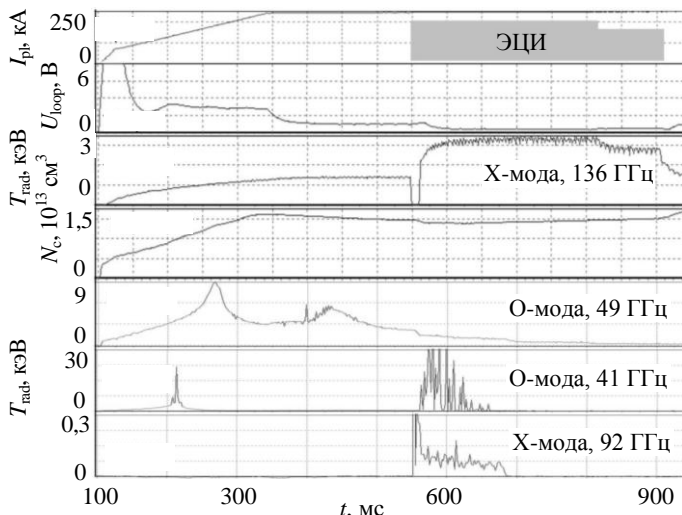


Рис. 1. № 36057. Основные параметры разряда: ток плазмы, напряжение на обходе, электронная температура, средняя концентрация электронов. Интенсивность сигналов ЭЦИ определяется в единицах мощности излучения чёрного тела с температурой  $T_{rad}$ . Три нижних графика показывают примеры сигналов из низкочастотной области спектров О- и Х-ЭЦИ. Провалы в ЭЦИ-сигналах на фронте мощности гиротронов (здесь и далее) определяются включением устройств защиты аппаратуры от перегрузки

## ЭКСПЕРИМЕНТ

**О природе излучения на пониженных частотах.** Параметры серии разрядов, в которых получены основные данные работы, таковы: магнитное поле  $B_t = 25$  кГс, ток плазмы  $I_{pl} = 250$  кА, скорость ввода тока 0,8 МА/с, средняя концентрация электронов  $n_e \sim 1,5 - 1,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , максимальная электронная температура при ЭЦН 3,5 кэВ (рис. 1).

Помимо излучения основной массы электронов на частотах выше циклотронных на внешней границе плазмы (58 ГГц для О-моды и 116 ГГц для Х-моды), измеряемые спектры излучения содержат также компоненты в низкочастотной области вплоть до 38 ГГц для первой гармоники и до 78 ГГц для второй гармоники. Примеры таких сигналов представлены на трёх нижних графиках рис. 1.

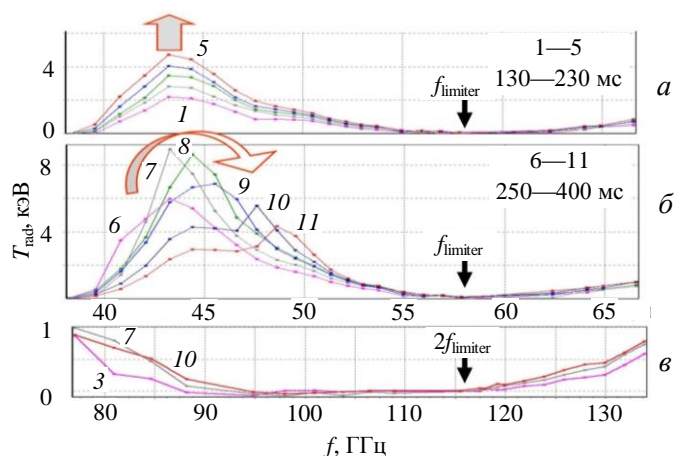


Рис. 2. № 36057. Получено сканирующей системой. Динамика спектров излучения в омическом режиме: *a* — сохранение спектра на первой стадии после пробоя; *б* — перестройка спектра на последующей стадии; *в* — динамика спектра в диапазоне 76—116 ГГц;  $\blacktriangledown$  — циклотронные частоты на внешней границе плазмы. Более высокие частоты показывают участки профилей электронной температуры, определённые по О-ЭЦИ (*a* и *б*) и по Х-ЭЦИ (*в*)

ных колебаний в электромагнитные [3]. Известны две ветви замагниченных плазменных колебаний: высокочастотная (электронная ветвь Бернштейна) и низкочастотная. Первая в наших условиях имеет диапазон собственных частот  $\omega_{ce} \leq \omega_k^{(1)} \leq (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2)^{1/2}$ , где  $\omega_{ce}$  — электронная циклотронная частота,  $\omega_{pe}$  — электронная ленгмюровская частота. Правый член в неравенстве известен как верхняя гибридная частота. Эта ветвь не может давать вклад в излучение на частотах ниже 57 ГГц. Вторая ветвь имеет диапазон  $\omega_{low} \leq \omega_k^{(2)} \leq \omega_{pe}$ . Низкочастотная граница близка ионной ленгмюровской частоте  $\omega_{pi}$ . Снижая плотность плазмы, можно реализовать условия, когда верхняя граница второй ветви во всём объёме плазмы будет меньше самой низкой частоты в измеряемом спектре.

Результаты эксперимента представлены на рис. 3. График 3, *a* иллюстрирует изменение профиля плотности при снижении средней величины. На рис. 3, *б*, *в* показан почти экспоненциальный рост сигналов на квазистационарной стадии разряда, что соответствует хорошо известному явлению — увеличению количества электронов высоких энергий при снижении концентрации плазмы. Нарастание сигнала 4 вплоть до конца разряда иллюстрирует переход плазмы в так называемый ускорительный режим. При этом для условий, соответствующих кривым 2, верхняя граница второй ветви для центра плазмы — 40 ГГц, для границы — 22 ГГц. Для условий 3 и 4 эта же величина менее 29 ГГц в центре и 10 ГГц на границе. Отметим, что реально измеряемое на Т-10 излучение, соответствующее диапазону второй ветви, на-

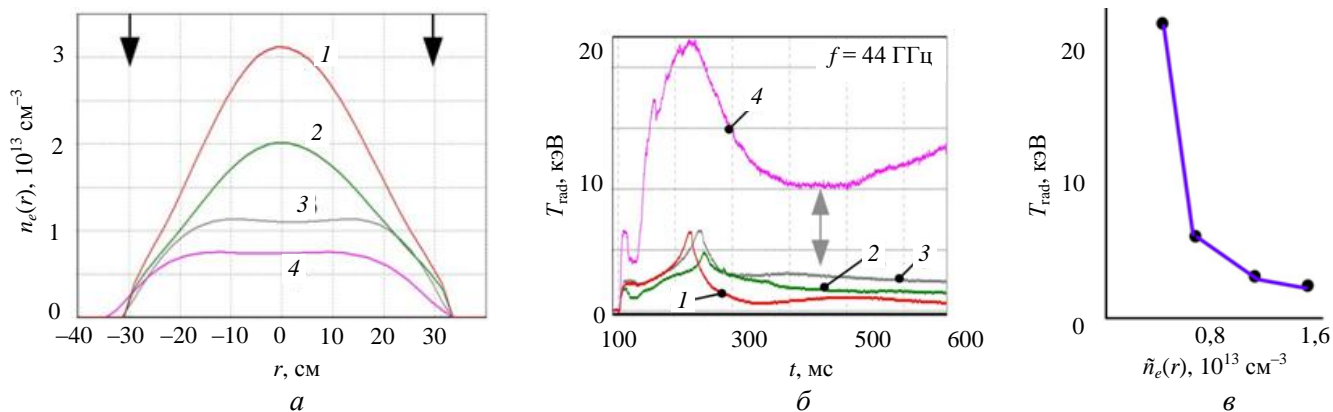


Рис. 3. № 59838—59841. Получено многоканальным приёмником. Изменение профиля плотности плазмы при последовательном снижении её средней величины  $n_e$ : 1 — 1,6, 2 — 1,0, 3 — 0,7, 4 —  $0,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ;  $\blacktriangledown$  — граница токового канала (*a*); сигналы на частоте максимума в спектре  $\sim 44$  ГГц (*б*); зависимость уровней сигналов от средней плотности на квазистационарной стадии разряда. Графики *a* и *в* получены в момент времени, указанный  $\updownarrow$  (*б*)

Рис. 2 показывает динамику спектров в течение омической стадии разряда. После пробоя интенсивность спектра в диапазоне 38—58 ГГц нарастает линейно во времени при сохранении его формы (*a*). Начало перестройки спектра (*б*) совпадает с развитием неустойчивости по одной из рациональных поверхностей. Интенсивность излучения уменьшается, частота максимума растёт. В процессе перестройки возникает дополнительная особенность в спектре (кривые 10, 11). Спектр в интервале 78—116 ГГц существенно отличается. Интенсивность в большей части спектра второй гармоники относительно мала (*в*).

Мы должны определить, какова природа этого излучения. Это может быть циклотронное излучение электронов высоких энергий, сдвинутое вниз по частоте за счёт релятивистского и Допплер-эффекта, либо излучение, являющееся следствием трансформации потенциальных плазменных

ходится в интервале 0,5—15 ГГц [4]. Поскольку значащая часть спектра соответствует диапазону 42—56 ГГц, излучение на пониженных частотах действительно является ЭЦИ электронов высоких энергий.

Таким образом, излучение на частотах ниже 58 ГГц (циклотронная частота на внешней границе плазмы) является первой гармоникой ЭЦИ сверхтепловых электронов. Практически весь спектр частот 78—116 ГГц лежит выше частоты верхнего гибридного резонанса, являющейся верхней границей электронной бернштейновской ветви. Диапазон удвоенных частот естественно является второй гармоникой ЭЦИ сверхтепловых электронов.

Волны с частотами ниже цикллотронной частоты на внешнем обходе шнура не поглощаются в основной плазме и могут многократно отражаться от стенки камеры. Регистрация ЭЦИ посредством антенн, расположенных на внешнем и внутреннем обходе, а также в полоидальном направлении  $60^\circ$  относительно экватора, показали одинаковые спектры. При многократном отражении волн от лайнера волновые векторы могут образовать распределение по углам, близкое изотропному, как в резонаторах с высокой добротностью [5]. Это согласуется с тем, что вид спектра не меняется при использовании антенн с угловыми диаграммами, отличающимися в два раза. Установлено, что вид спектра также не зависит от ориентации поляризационного фильтра на выходе антенны, т.е. при многократных отражениях волн от стенки камеры мы теряем первичную информацию о поляризации излучаемых электронами волн. В итоге для определения энергетических характеристик электронов мы можем использовать только спектральные особенности ЭЦИ. Определённые дисперсионные свойства волн разных поляризаций могут помочь в их идентификации.

Волна обыкновенной поляризации может распространяться в среде, где её частота  $\omega$  выше частоты отсечки  $\omega_{pe}$ . Такие условия для низкочастотной части спектра первой гармоники определяются профилем плотности плазмы и в исследуемом разряде реализуются только на крайней периферии шнура. Излучение в О-моды на частотах измеряемого спектра выходит из плазмы и может накапливаться до установления равновесия между излучением и поглощением в коаксиальном объёме между линией соответствующей плазменной отсечки и стенкой камеры.

Волна необыкновенной поляризации непосредственно не может попасть в антенну на стороне малого магнитного поля. Область генерации волн закрыта с внешней стороны тора серпообразной отсечкой

$$\omega = \omega_{ce}/2 + \sqrt{(\omega_{ce}/2)^2 + \omega_{pe}^2}, \quad (1)$$

простирающейся вплоть до стенки камеры, поскольку плотность плазмы остаётся конечной и в области за диафрагмой (по данным зондовых измерений  $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ). Волны этого типа сильно поглощаются как непосредственно на цикллотронном механизме, так и в результате конверсии цикллотронных волн в плазменные. Лишь малая доля мощности Х-моды после отражения от стенки и деполяризации может попасть в антенну на внешнем обходе. Подобие спектров, измеренных с внешней и внутренней сторон тора, показывает, что эта доля мала. Таким образом, участок спектра 38—58 ГГц отображает ЭЦИ сверхтепловых электронов в обыкновенной поляризации. Добавим также, что излучательная способность О-моды на первом резонансе будет значительно превосходить таковую для Х-моды при условии

$$\left( \frac{\cos \theta - \beta_{//}}{\sin \theta} \right)^2 \gg 1, \quad (2)$$

что для квазипродольного распространения волн вполне реально. Здесь  $\beta_{//}$  — отношение продольной скорости электрона к скорости света,  $\theta$  — угол между магнитным полем и волновым вектором.

ЭЦИ на второй гармонике в наших условиях может свободно распространяться по всему объёму плазмы. Для идентификации первичной поляризации волн, непосредственно излучаемых электронами, можно использовать зависимость излучательной способности электронов от продольной и поперечной скорости и угла распространения. Однако в этой работе мы используем лишь то свойство второй гармоники ЭЦИ, что выражения её излучательной способности для обеих поляризаций в сравнении с первой гармоникой содержат дополнительный малый множитель  $\beta_{\perp}^2 \ll 1$ , где  $\beta_{\perp}$  — отношение поперечной скорости к скорости света. Сопоставление интенсивностей ЭЦИ на первой и второй гармониках (см. рис. 2) указывает на малую поперечную энергию электронов в сравнении с их продольной энергией.

Отметим, что многократные отражения волн от стенки камеры, размывая угловое распределение первичного излучения, не изменяют спектр частот, определяемый движением электронов относительно

наблюдателя, поскольку камера установки неподвижна. Также полагаем, что, несмотря на деполяризацию волн при многократных отражениях от стенки камеры и плазменной отсечки, первичная информация о мощности излучения с определённой частотой на обеих гармониках сохраняется.

Для определения энергии мы должны знать локализацию излучающих электронов, т.е. частоту «холодного резонанса»  $\omega_{ce}$ . Радиальное положение излучателей определяется по ограничению области распространения волн первой гармоники линией отсечки  $\omega = \omega_{pe}$ , которая прямо связана с измеряемым профилем плотности плазмы на стационарной стадии разряда. При установившемся распределении концентрации излучение может происходить только из области вблизи границы плазмы шириной 2—4 см. Электроны излучают на всей магнитной поверхности, и величина  $\omega_{ce}$  на траектории значительно изменяется, создавая неопределённости при анализе спектра.

Однако спектральные характеристики излучения электронов при их движении вдоль магнитной поверхности имеют особенности, связанные со структурой магнитного поля в токамаке. Длительность резонансного взаимодействия электронов с волной нарастает на тех участках пространства, где магнитное поле слабо меняется на траектории частицы. На таких участках частоты излучения  $n\omega_{ce}$  практически постоянны.

Продолжительность резонансного взаимодействия волн и электронов  $\Delta t_{res}$  в неоднородном магнитном поле можно определить как [6]

$$\Delta t_{res} = (2\pi/(d^2\phi/dt^2))^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\phi$  — фаза колебаний. Величина  $\Delta t_{res}$  сильно нарастает вблизи точек, лежащих на экваториальной плоскости, так как величина

$$d^2\phi/dt^2 = n d\omega_{ce}/dt \quad (4)$$

устремляется к нулю, поскольку

$$d\omega_{ce}/dt = \omega_{ce} v_{//}\epsilon \sin\phi/Rq, \quad (5)$$

где  $\epsilon = r/R$  — отношение малого и большого радиусов магнитной поверхности;  $\phi$  — полоидальный угол. Расходимость в выражении (5) снимается конечным временем пролёта электронов через зону резонанса с волной на частоте  $\omega_{ce}$ .

Такие области в токамаке находятся вблизи экваториальной плоскости. Длительность резонансного взаимодействия здесь может быть на порядок больше, нежели на других участках магнитной поверхности. Соответственно, при одинаковой удельной мощности на равных участках траектории мощность генерации ЭЦИ на циклотронных частотах  $n\omega_{ce}$  в областях вблизи экватора (особенно на внешнем обходе) может многократно превосходить таковую в верхней или нижней точках траектории. Этот эффект рассматривался в работе [7] для объяснения генерации кратковременных и узких по спектру всплесков на первой гармонике ЭЦИ. Полный собственный спектр излучения электрона за время его обращения вокруг тора ограничен наибольшим и наименьшим значениями частоты  $\omega_{ce}(R)$ , на которых он имеет максимумы. При отсутствии поглощения в плазме ЭЦИ с внешнего обхода будет накапливаться в камере токамака вплоть до установления равновесия между излучением и его поглощением в стенке, так что регистрируемая аппаратурой мощность может оказаться значительно выше реальной мощности излучения. Соответственно оценка числа частиц с определёнными энергетическими характеристиками по ЭЦИ на двух гармониках требует экспериментального измерения добротности камеры с плазмой для частот измеряемых сверхтепловых спектров. Все сказанное относится к участку магнитной поверхности на внешнем обходе тора. Область распространения излучения с внутреннего обхода, обладающего высокими частотами, не ограничена плазменной отсечкой и сильно ослабляется основной плазмой. Подчёркнём, что этот эффект важен только в условиях низкой оптической плотности плазмы. Для профильных измерений при высокой оптической плотности он не играет роли.

Оценка энергии по спектру принимаемого излучения требует сложного моделирования, которое в настоящее время не выполнено. Здесь мы ограничимся установлением масштаба энергетической шкалы излучающих электронов в двух пределах, используя условие циклотронного резонанса

$$\frac{\omega}{n\omega_{ce}} = \frac{\sqrt{1-\beta_{//}^2-\beta_{\perp}^2}}{1-\beta_{//}\cos\theta}. \quad (6)$$

Если излучение происходит поперёк магнитного поля, учитывается только релятивистский эффект. Тогда энергия электронов, локализованных на радиусе  $r = 30$  см и излучающих волны на низкочастотной границе спектра 38 ГГц, составит  $\sim 250$  кэВ. Очевидно, это завышенная оценка. При продольном распространении излучение происходит параллельно и антипараллельно к направлению мгновенной скорости электронов, т.е. для малой поперечной энергии вдоль магнитного поля. Тогда оценка для границы спектра  $\sim 50$  кэВ. Принимая во внимание конечность раствора диаграммы излучения, можно сказать, что эта величина занижена. Важно отметить, что на обоих пределах повышение частот спектра указывает на уменьшение энергии электронов, а снижение частот иллюстрирует рост их энергии, т.е. усиление ускорительного процесса. Это даёт нам дополнительную возможность для анализа динамики высокоэнергичных электронов.

**Особенности спектров ЭЦИ с периферии плазменного шнура.** На рис. 2 показана динамика спектров ЭЦИ электронов высоких энергий на первой и второй гармониках ЭЦИ в течение омической стадии разряда. Почти линейное нарастание интенсивности спектра на первой гармонике при сохранении его формы (2, а) соответствует увеличению числа электронов высоких энергий с сохранением их функции распределения.

Вторая гармоника в большей части спектра даёт очень малые амплитуды (см. рис. 2, в). Это свидетельствует, что высокая полная энергия электронов является практически продольной, т.е. электронный поток обладает сильной анизотропией. Особенность на низких частотах, отсутствующая на первой гармонике, возможно, указывает на непрерывную перекачку энергии из продольной степени свободы в поперечную.

Подробная картина динамики ЭЦИ спектров первой гармоники показана на рис. 4.

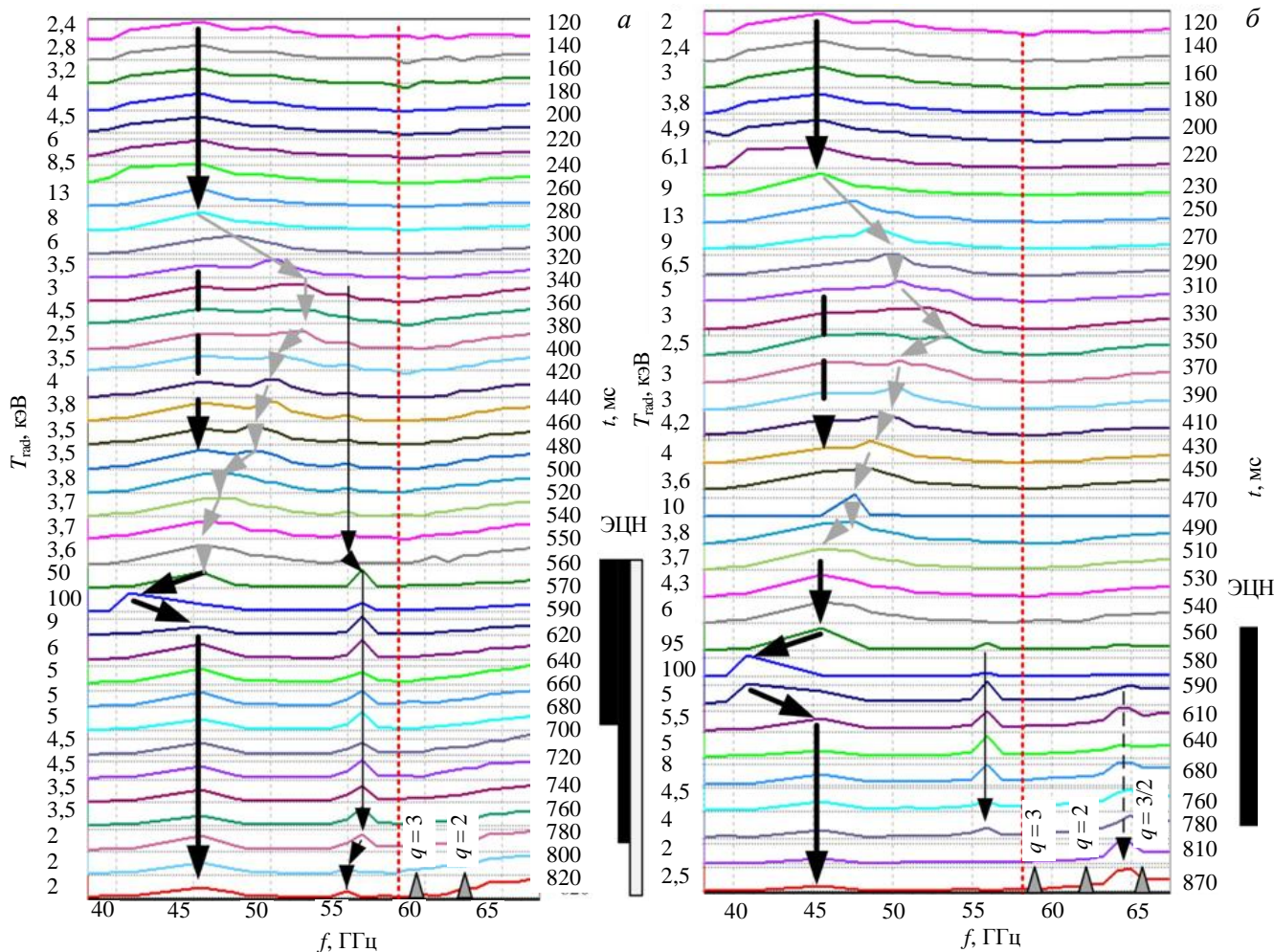


Рис. 4. Динамика спектра ЭЦИ на первой гармонике. Получено сканирующей системой. Радиационная температура в максимуме спектра в различные моменты времени  $t$  обозначена в левых ординатах;  $\vdash$  — граница плазмы по рельсовой диафрагме;  $\Delta$  — положение рациональных магнитных поверхностей; чёрным цветом отмечен интервал действия центрального ЭЦН, серым цветом — смещённого ЭЦН: а — № 36057, режим с возбуждением моды крупномасштабных колебаний плазмы  $m/n = 1/1$ ; б — № 36053, режим с модой  $m/n = 3/2$  и последующим возбуждением моды  $m/n = 1/1$

Участок спектра слева от точечной линии может быть обусловлен только сверхтепловыми электронами. Участок справа в основном иллюстрирует тепловое излучение плазмы. На первой стадии разряда спектр практически не изменяется (жирная вертикальная линия  $f = 45$  ГГц). С 280 мс (см. рис. 4, *а*) частота главного максимума повышается и возникает дополнительный максимум, который на первом этапе движется в сторону высоких частот (серые стрелки) и затем возвращается к частоте первичного максимума. Начало движения максимума к высоким частотам совпадает с появлением крупномасштабных колебаний в моде  $m/n = 1/1$ . Тонкая сплошная линия показывает динамику дополнительного максимума ( $f = 55$  ГГц в омической фазе и  $f = 56$  ГГц при центральном ЭЦН). Появление этого максимума в отсутствие ЭЦН и изменение его частоты свидетельствуют, что эту особенность нельзя объяснить каким-либо техническим воздействием гиротронов на приёмник. Разряд на рис. 4, *б* подобен предыдущему в отношении релаксации спектра, но здесь сжатие спектра предшествует возбуждению моды  $m/n = 3/2$ , а затем моды  $m/n = 1/1$ . В этом разряде особенность  $f = 56$  ГГц существует только при центральном ЭЦН, но добавляется ещё один максимум на частоте 64 ГГц.

При включении мощного центрального ЭЦН главный максимум интенсивности  $f = 45$  ГГц временно перемещается к более низким частотам, но затем возвращается к первичному значению. Этот процесс сопровождается особенно мощными кратковременными (30—50 мкс) всплесками излучения с  $T_{\text{rad}}$  до 100 кэВ и более.

Рис. 5 построен для ЭЦИ на второй гармонике аналогично рис. 4. В отсутствие ЭЦН уровень сверхтеплового излучения в большей части спектра едва обнаруживается. При включении центрального ЭЦН появляется мощный всплеск на частоте 91 ГГц, сопоставимый по амплитуде с выбросом на первой гармонике ( $f = 45$  ГГц). Он смещается к частоте 80 ГГц. Высокие амплитуды наблюдаются в течение первого периода пилообразных колебаний сразу после старта ЭЦН. Первичный максимум 91 ГГц слабо проявляется при ЭЦН (серая стрелка). Особенность на частоте 112 ГГц отчётливо видна только при центральном ЭЦН с достаточно высокой мощностью (два гиротрона). Отметим, что эту особенность при центральном ЭЦН наблюдали на ряде установок. Попытка объяснить «горб» в спектре на пониженных частотах излучением электронов, находящихся за сепаратрисой магнитного поля, на установке ASDEX-U оказалась безуспешной [8].

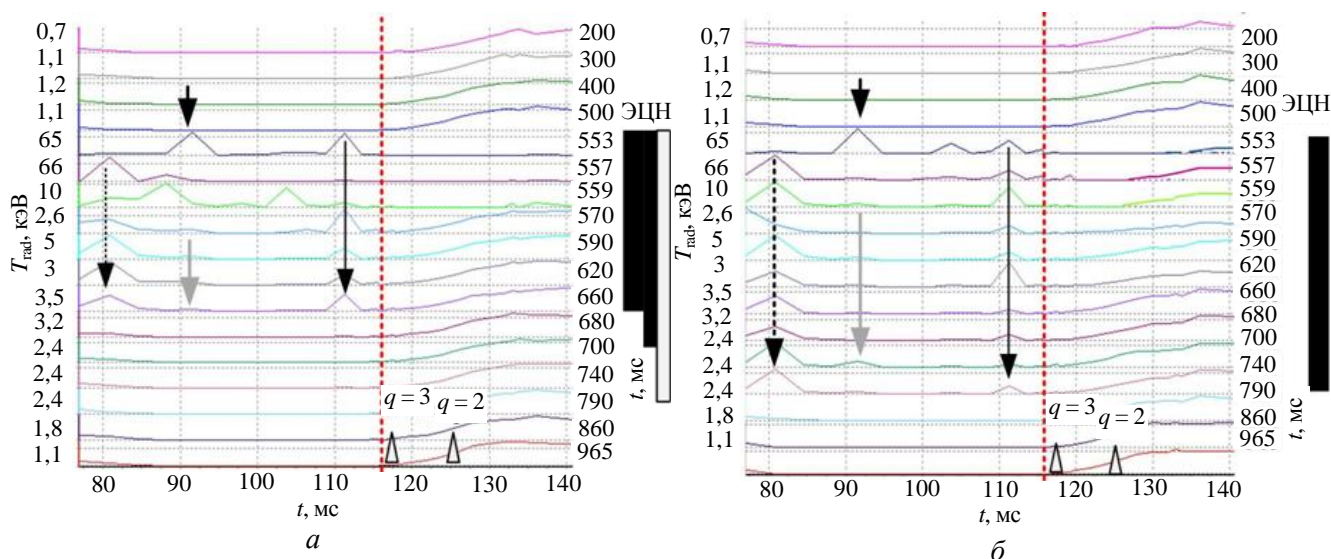


Рис. 5. Динамика спектра ЭЦИ на второй гармонике. Получено сканирующей системой:  $\vdots$  — граница плазмы по рельсовой диафрагме; правая часть спектра представляет внешнее крыло профиля электронной температуры;  $\Delta$  — положение рациональных магнитных поверхностей. При включении ЭЦН появляется интенсивный всплеск на частоте 90 ГГц ( $\blacktriangledown$ ). Его амплитуда может достигать  $T_{\text{rad}} \sim 60$  кэВ. Последующие более слабые всплески наблюдаются, как правило, на частоте 80 ГГц и при выключении центрального ЭЦН исчезают. С начала и до конца центрального ЭЦН наблюдается особенность на частоте 112 ГГц: *а* — № 36057; *б* — № 36053

В ряде разрядов короткоживущие всплески (30—50 мкс) с амплитудами  $T_{\text{rad}}$  в несколько десятков кэВ могут наблюдаться длительное время с момента начала пилообразных колебаний, значительно усиливаясь при ЭЦН, как показано на рис. 6, *а*. Верхняя часть рисунка представляет эпюры

сигналов на разных частотах. В омической фазе всплески наблюдаются только после внутренних срывов. При центральном нагреве они могут заполнять большую часть периода «пилы» и существуют, постепенно убывая в амплитудах, в течение 100—200 мс после начала ЭЦН. Стрелки, направленные вверх, показывают движение максимумов медленно меняющейся (фоновой) части сигналов, определяющих уменьшение и восстановление характерной энергии электронов. Несущие частоты всплесков снижаются, указывая на усиление колебаний электронной функции распределения. Подобные всплески на втором резонансе обнаруживаются в течение одного-двух периодов «пилы» после старта ЭЦН (см. рис. 6, б). На последующей стадии их амплитуды многократно меньше сигналов первой гармоники.

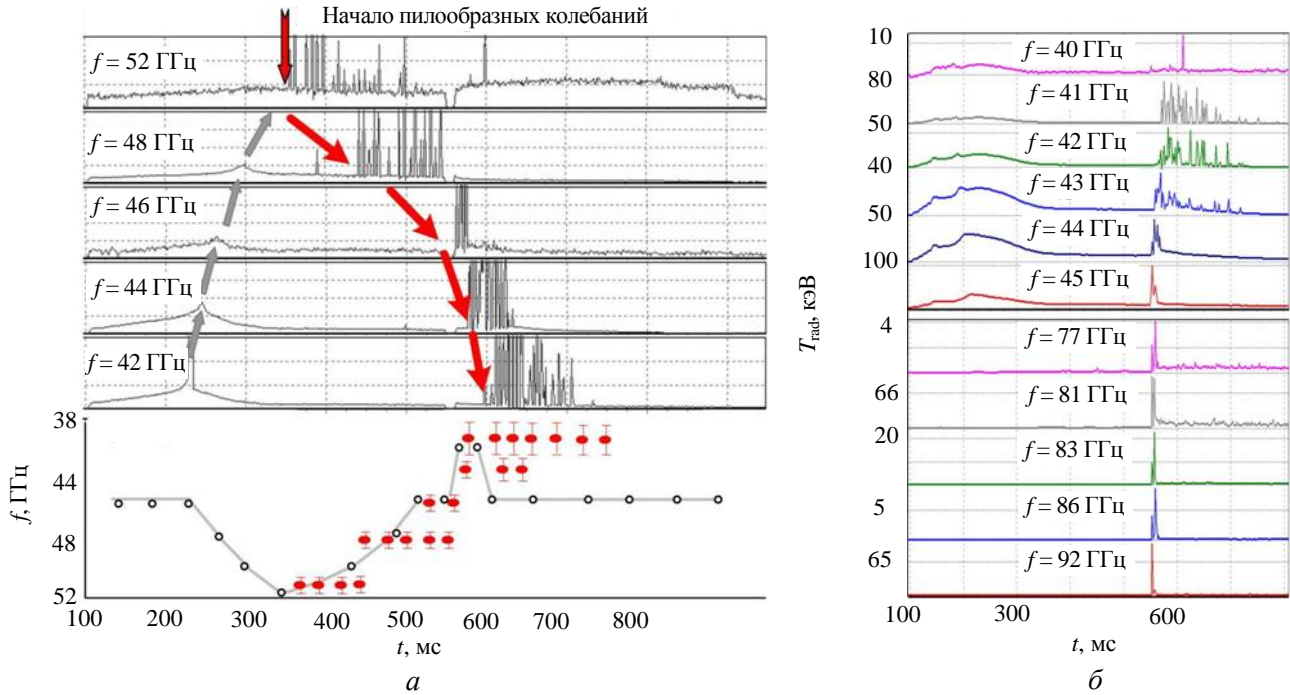


Рис. 6. Динамика спектров высокоэнергичных электронов. № 34430 (а). Получено многоканальным приемником. Вверху — сигналы ЭЦИ на первом резонансе. Стрелки  $\blacktriangle$  показывают движение максимума в спектре, соответствующее снижению и восстановлению характеристической энергии излучающих электронов ( $\circ$ , нижний график). Всплески высоких амплитуд (обрезаны компараторами,  $\blacktriangledown$ ) возникают с начала пилообразного процесса. При снижении несущей частоты энергия электронов, создающих всплески ЭЦИ, нарастает во времени до стационарного уровня при ЭЦН, как показано на нижнем графике ( $\bullet$ ). № 36059 (б). Получено сканирующей системой. Вспышки ЭЦИ на первой (вверху) и второй гармонике (внизу), максимальная амплитуда  $T_{rad}$  на соответствующих частотах указана по оси ординат

Общим свойством динамики спектров ЭЦИ является наличие определённых максимумов с постоянными частотами: 45 ГГц на первой гармонике (90 ГГц на второй), 56 ГГц (112 ГГц), 64 ГГц. Выделенные частоты ЭЦИ, конечно, указывают на сохранение определённых особенностей функции распределения высокоэнергичных электронов, что может казаться странным, поскольку параметры плазмы в течение разряда существенно изменяются. Однако это может быть естественным, если наблюдаемые спектры являются суммой излучения локализованных в пространстве потоков электронов с высокой продольной энергией. Естественно связать их локализацию с положениями простых рациональных магнитных поверхностей. Можно предположить, что основная часть спектра с частотой максимума 45 ГГц на первой гармонике (90 ГГц на второй) формируется потоком электронов, локализованных на рациональной магнитной поверхности  $q = 3$ . Этому соответствует пологий минимум между спектрами основной плазмы и высокоэнергичных электронов в окрестности зоны  $q = 3$  (см. рис. 2, а, б). Максимум с частотой 56 ГГц (112 ГГц), возможно, связан с поверхностью  $q = 2$ , а с частотой 64 ГГц — с поверхностью  $q = 3/2$ . Последняя особенность проявляется только в разряде с активной модой  $m/n = 3/2$ . Положения рациональных поверхностей показаны на рис. 4 и 5.

**Сверхтепловое ЭЦИ из внутренних областей плазмы.** Для проверки версии о совпадении высокоэнергичных потоков с рациональными магнитными поверхностями проведены измерения в специаль-



ных режимах (с пониженной оптической плотностью для ЭЦИ). На рис. 7 представлен общий вид спектров ЭЦИ из разряда с параметрами: магнитное поле  $B_t = 24,3$  кГс, ток плазмы  $I_{pl} = 260$  кА, средняя концентрация электронов  $n_e \sim 0,8 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ , положение рельсового лимитера 27 см. В окрестности зоны  $q = 2$  наблюдаются периодические колебания плазмы, завершающиеся неустойчивостью. При этом излучение основной массы частиц резко снижается.

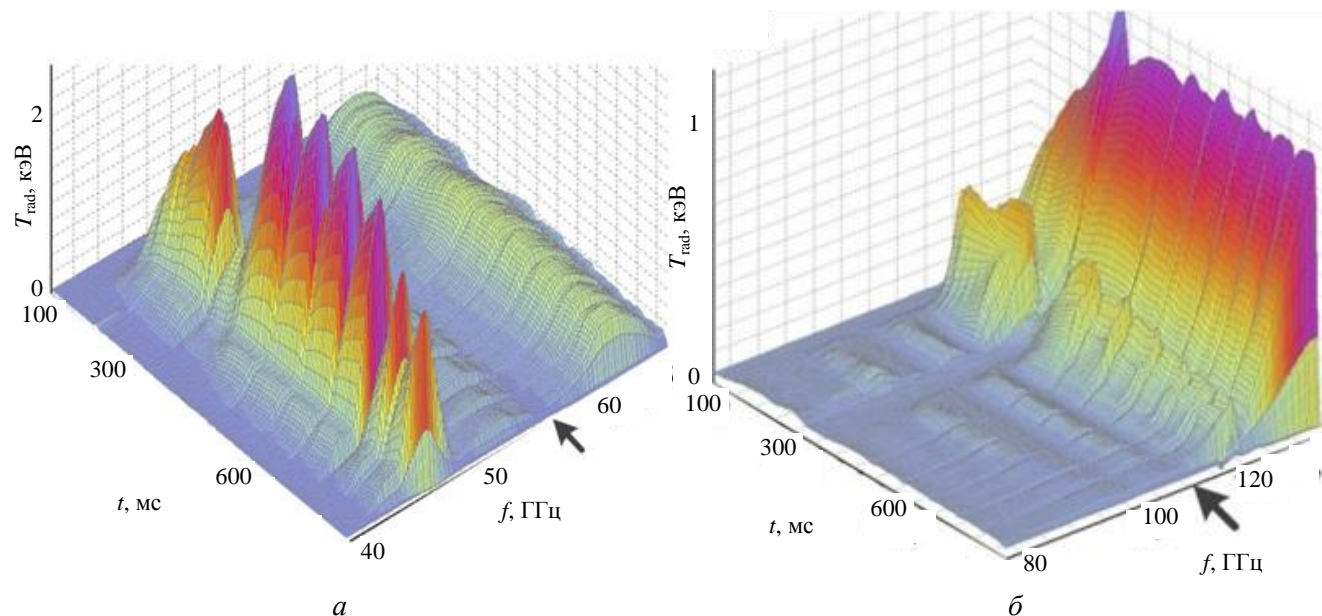


Рис. 7. № 35793. Получено многоканальными приёмниками и сканирующей системой. Общий вид спектров ЭЦИ: *a* — первая гармоника; *б* — вторая гармоника. Стрелки показывают гармоники циклотронной частоты на внешней границе плазмы. Более высокие частоты на втором резонансе дают информацию об основной массе частиц и локальном пучке в зоне  $q = 2$ . Низкие частоты обеих мод соответствуют исключительно излучению энергичных электронов

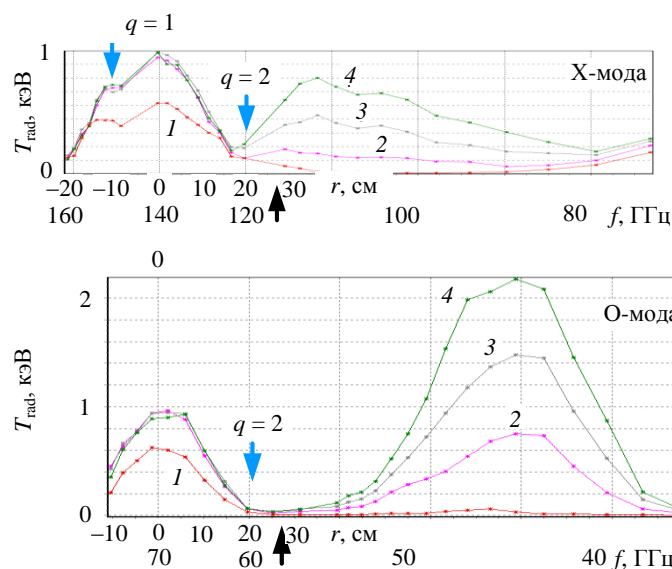


Рис. 8. № 35793. Динамика спектров высокоэнергичных электронов на первой и второй гармониках. Кривая 1 получена сразу после срыва. Рост интенсивности при сохранении спектра (кривые 2—4) указывает на накопление электронов высоких энергий:  $\blacktriangle$  — граница плазмы;  $\blacktriangledown$  — положение зоны  $q = 2$  и, возможно,  $q = 1$

Динамика ЭЦИ в одном из периодов колебаний плазмы показана на рис. 8. После срыва ЭЦИ хвостовой части электронного распределения практически обнуляется на обеих гармониках (кривые 1).

На последующем этапе происходит накопление электронов высоких энергий практически без изменения их энергетического спектра (кривые 2—4 получены с интервалом  $\sim 20$  мс), и процесс повторяется. Амплитуды колебаний ЭЦИ высокоэнергичных электронов постепенно уменьшаются вместе с уровнем излучения основной массы электронов. Распределение энергии основной массы частиц при этом сохраняется. Такое динамическое свойство спектров позволяет выделить независимо от точности калибровки спектральной чувствительности аппаратуры особенность (минимум интенсивности) в спектрах вблизи зоны  $q = 2$ . При снижении плотности плазмы эффект проявляется особенно ярко для второй гармоники. Вероятно, это связа-

но с частичным поглощением высокочастотных компонентов спектра первой гармоники плазмой, находящейся за пределами зоны  $q = 2$ . Как видно из сопоставления спектров, анизотропия увеличивается с ростом полной энергии электронов. Особенность на внутреннем обходе, возможно, связана с зоной  $q = 1$ . В данном разряде последняя рациональная зона  $q = 2$  находится достаточно далеко от границы плазмы,

что позволяет убедиться в прямой связи локализации энергичных электронных потоков именно с особенностями структуры магнитного поля.

Рис. 9 иллюстрирует динамику спектров на первой гармонике в режиме: магнитное поле  $B_t = 23,2$  кГс, ток плазмы  $I_{pl} = 225$  кА, средняя концентрация электронов  $n_e \sim 1,3 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ , положение рельсового лимитера 30 см. Центральный нагрев выполняется одним гиротроном 129 ГГц. Здесь оптическая плотность для Х-моды выше, чем в предыдущем случае, но для О-моды плазма является «оптически серой». Оценки выполнялись по формулам работы [9]. Данные получены методом сканирования частот двух приёмников.

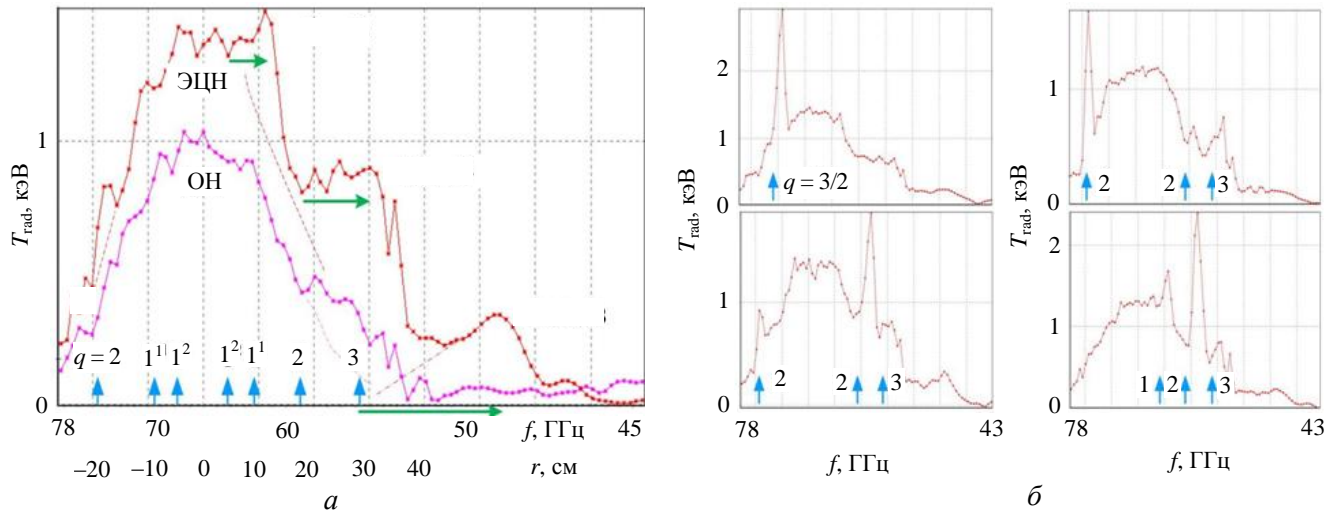


Рис. 9. Определение локализации высокоэнергичных электронных потоков. № 40851 (а). Сканирующая система. Спектры ЭЦИ на первом резонансе в омическом режиме и при ЭЦН в устойчивом состоянии плазмы:  $\uparrow$  — положение рациональных зон;  $\dots$  — профиль температуры по второй гармонике в данном разряде является монотонным;  $-\cdot-\cdot-$  — возможная привязка локальной особенности в спектре к поверхности  $q = 3$ . № 40848—40851 (б). Спектры ЭЦИ на первом резонансе при развитии неустойчивостей во время ЭЦН:  $\uparrow$  — положение рациональных зон. Частоты всплесков при релаксации локальных потоков (снижении их энергии) приближаются к частотам «холодного резонанса»

На рис. 9, а показан спектр в устойчивой форме плазмы. Разряды с центральным ЭЦН и модой  $m/n = 1/1$  обладают свойством формировать дополнительную рациональную поверхность  $q^{(2)} = 1$  на половине радиуса ведущей поверхности  $q^{(1)} \equiv q = 1$  [10]. Эти поверхности установлены по определённым признакам: уплощения на профилях ЭЦИ и мягкого рентгеновского излучения («магнитные острова»), резкое изменение градиента, смена фаз колебаний в определённых зонах пространства [11]. Уже в омическом режиме обнаруживается особенность, привязанная к поверхности  $q = 2$ . При ЭЦН она становится более яркой. Появляются также особенности, определяемые поверхностью  $q^{(2)} = 1$  и, по-видимому,  $q = 3$ . Отметим, что на профиле ЭЦИ, полученном по второй гармонике, подобные характеристики отсутствуют (точечная линия). Это означает, что продольная энергия локальных потоков довольно высока, в то время как поперечная относительно мала, вероятно, не выше температурного фона, определённого, как обычно, по Х-моду. Характерная энергия локальных потоков, по-видимому, нарастает к периферии, поскольку относительная ширина их спектров увеличивается, как это иллюстрируют горизонтальные стрелки. На рис. 9, б показана трансформация спектра при неустойчивостях по различным магнитным поверхностям. При релаксации электронных потоков их полная энергия убывает, и локальный спектр ЭЦИ сжимается в сторону высоких частот, подчёркивая пространственную локализацию. Максимальные частоты в локальных спектрах всплесков, соответствующие «холодным резонансам» для локализованных потоков  $\omega_{ce}(r)$ , сохраняют свои значения при повторении неустойчивостей в течение серии разрядов с неизменной магнитной структурой.

**Об электрическом поле в центральной зоне плазмы.** Появление в плазме интенсивных потоков высокоэнергичных электронов предполагает наличие значительного продольного электрического поля. Оценка его величины требует сложного математического моделирования с учётом нелинейного механизма ускорения электронов и всех видов транспортных процессов, которые не определены в нужной

мере. Однако мы можем достаточно просто получить информацию о пульсирующей составляющей поля в режиме с колебаниями плазмы в моде  $m/n = 1/1$  при центральном ЭЦН.

Рис. 10, *а* иллюстрирует общий вид сигналов в X-моду (136 ГГц) из центральной зоны, где зарождаются колебания плазмы [12], и сигналы сверхтеплого излучения на первом резонансе. С включением ЭЦН всплески сигналов имеют вид цугов, повторяющихся с характерной частотой «пилы» (см. рис. 10, *б*). В каждом акте колебаний спектр совершает движение от 38—40 ГГц до квазистационарного положения 45 ГГц (релаксация продольной энергии электронов), затем электроны вновь ускоряются. При использовании минимальной шкалы это даёт оценку колебаний энергии  $\sim 20$  кэВ. Учитывая периодичность всплесков (частота  $\sim 3,6$  кГц), мы можем оценить величину поля, необходимого для их ускорения, в  $0,03—0,3$  В/см. Верхняя граница соответствует локализованному на малом участке магнитной поверхности действию ускоряющего поля. Нижнее значение получено при непрерывном ускорении на всём обходе тора. Если действие ускоряющего поля короче половины интервала между всплесками, его величина может быть больше.

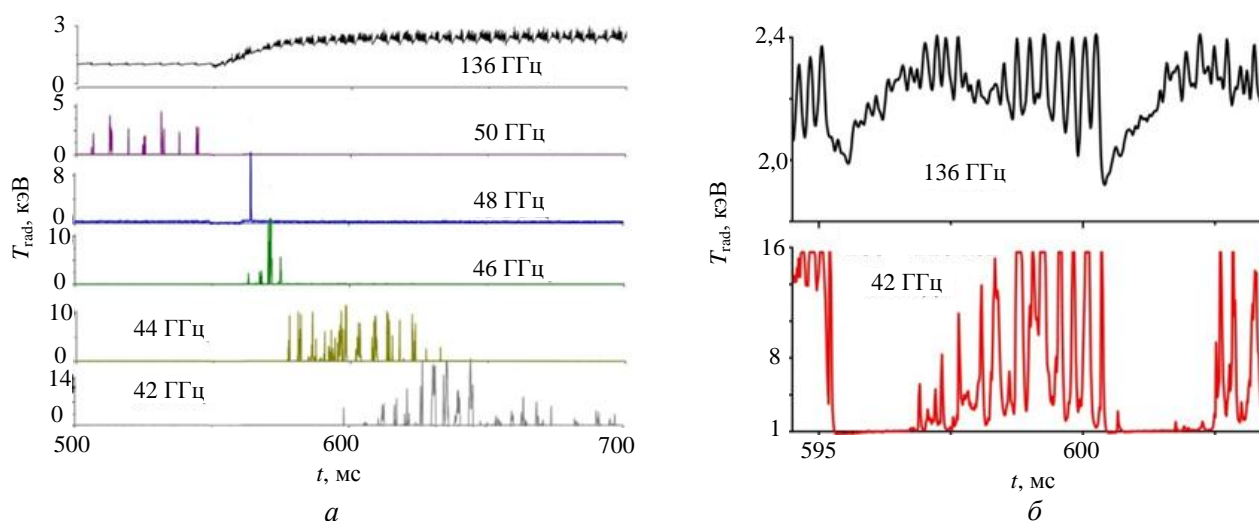


Рис. 10. Вторая гармоника ЭЦИ из центральной зоны (136 ГГц, 4 см) и первая гармоника ЭЦИ с периферии (42, 44, 46, 48, 50 ГГц, 26—31 см) с момента возникновения пилообразных колебаний и при ЭЦН. Измерения выполнены многоканальными приёмниками: *а* — № 34432; *б* — № 34430. ЭЦИ 136 и 42 ГГц в одном периоде «пилы». ЭЦИ-сигналы первой гармоники здесь ограничены компараторами

Даже минимизация оценки даёт очень высокое значение электрического поля. Очевидно, столь высокое поле отсутствует на периферии шнура, где находятся электроны. Во время ЭЦН электрическое поле по напряжению на обходе составляет  $(3—5)10^{-4}$  В/см. Даже для самой низкой оценки необходимая величина поля на порядки превосходит поле на периферии плазмы. Более того, при мощном ЭЦН напряжение на обходе практически обнуляется, а интеграл по спектру периферийного ЭЦИ может вырасти в несколько раз, т.е. поток электронов, достигающих высоких энергий, существенно усиливается. Учитывая одинаковую периодичность низкочастотных колебаний ЭЦИ из центра и с периферии, можем заключить, что всплески излучения высокоэнергичных периферийных электронов есть результат быстрого транспортного процесса, инициированного крупномасштабными колебаниями плазмы  $m/n = 1/1$  в центральной зоне. Сам факт появления всплесков электрического поля мы можем объяснить только релаксацией части тока в центральной зоне.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что излучение из плазмы на частотах ниже частот теплового спектра электронов плазмы на первом и втором резонансах ЭЦИ имеет также циклотронную природу и формируется высокоэнергичными электронами. Спектр на первой гармонике идентифицирован как излучение электронов в обыкновенной поляризации с крайней периферии плазмы. Полная энергия этого электронного потока всегда имеет границу, не изменяющуюся при сильных вариациях плазменных параметров в течение разряда. Её минимальная оценка — 50 кэВ. Сопоставление спектров ЭЦИ на двух гармониках показало,

что поток электронов сильно анизотропный, так что полная энергия фактически определяется продольной энергией. Анизотропия нарастает при увеличении энергии. Поперечная энергия, по-видимому, не превышает электронную температуру основной плазмы.

Отметим некоторые важные закономерности динамики периферийного высокоэнергичного электронного потока. На первой стадии подъема тока ЭЦИ нарастает практически без изменения спектра, что может означать неизменность функции распределения потока и увеличение числа энергичных электронов. В спектре выделяется основной максимум на частоте 45 ГГц (на второй гармонике 90 ГГц), который имеет тенденцию к сохранению в течение разряда, за исключением двух интервалов времени. До выхода тока на стационар электронный поток начинает уменьшать свою энергию, что проявляется через сдвиг частоты максимума к более высоким значениям. «Сжатие» спектра предвещает возбуждение крупномасштабных колебаний в моде  $m/n = 1/1$  или  $m/n = 3/2$ . На следующем этапе форма спектра возвращается к начальному виду. Полный цикл перестройки спектра ЭЦИ (энергии пучка) может длиться 250—300 мс.

Второй момент связан с включением мощного центрального ЭЦН. В первой фазе нагрева максимум в спектре смещается к низким частотам, указывая на ускорение электронов. Такой процесс представляется закономерным вследствие резкого падения частот столкновений при быстром нагреве плазмы. Возвращение к предельному положению 45 ГГц происходит вследствие релаксации электронной энергии. Этот цикл продолжается 20—30 мс.

Помимо основного максимума, в спектре обнаруживаются дополнительные особенности (обычно при мощном центральном ЭЦН) с частотами 56 ГГц (112 ГГц на второй гармонике) и 64 ГГц. Эти частоты также сохраняют свои значения.

После появления внутренних срывов в излучении первой гармоники возникают мощные релаксационные всплески с  $T_{\text{rad}}$  до 100 кэВ. Их узкий локальный спектр (~1—2 ГГц) движется линейно или колебательно в сторону низких частот (при ЭЦН до 40 ГГц). Интервал полной энергии электронов, который обеспечивает генерацию всплесков, смещается к высоким значениям, практически достигая максимальной величины энергии в спектре. Через 100—200 мс после старта всплески ЭЦИ снижаются в амплитудах и исчезают. В излучении второй гармоники сильные вспышки, сопоставимые с первой гармоникой, происходят короткое время одного цикла пилообразных колебаний. Затем они могут наблюдаться до конца центрального ЭЦН с малыми амплитудами.

По особенностям спектров сверхтеплого ЭЦИ (локальные «наросты» и резкие пики) в режимах с низкой оптической плотностью плазмы установлено, что на простых рациональных магнитных поверхностях могут образовываться локальные потоки электронов с высокой продольной энергией. Их характерная энергия нарастает с увеличением значения  $q$ . Возможно именно такие свойства потоков электронов высоких энергий, сохраняющих свои положения в пространстве, определяют появление нескольких максимумов в спектрах ЭЦИ.

Наблюдение спектров ЭЦИ выявило ряд специфических характеристик плазмы, которые в эксперименте и теории рассматривались как проявление торможения ускоренных электронов потенциальными плазменными волнами. Сохранение вида основного спектра ЭЦИ с неизменной границей по максимальной энергии, а также постоянство характерных энергий дополнительных особенностей перекликаются с особым стационарным видом функции распределения в электрическом поле — *marginal stability* [13]. При сильной раскачке колебаний плазмы в моде  $m/n = 1/1$  на старте ЭЦН первый выброс ЭЦИ на второй гармонике многократно превосходит все последующие. Такой эффект известен, как свойство неустойчивости высокоэнергичных электронов при низкой плотности плазмы (веерная неустойчивость) [14].

Анализ периодических всплесков ЭЦИ высокоэнергичных электронов на периферии плазмы позволил определить минимальное значение пульсирующего электрического поля, необходимого для их генерации, как 0,03—0,3 В/см. Многократно более низкая величина электрического поля на периферии шнура, циклический характер пульсаций и равенство их частот на периферии и в центре (колебания в моде  $m/n = 1/1$ ) дают основание полагать, что генерация вспышек ЭЦИ на краю шнура есть результат быстрого транспортного процесса, инициированного крупномасштабными колебаниями плазмы в центральной зоне.

Авторы благодарны А.В. Тимофееву и А.Б. Кукушкину за полезные дискуссии по различным аспектам работы и конструктивную критику, а также команде Т-10 за длительное и плодотворное сотрудничество в экспериментах.

Работа поддержана Госкорпорацией «Росатом».

## REFERENCES

1. **Poznyak V.I., Bludov A.V., Ermishkina Yu.K. et al.** 30th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., St. Petersburg, ECA. 2003, vol. 27A, P-2.61.
2. **Bekefi G.** Radiation processes in plasma. — M.: Mir (World), 1971. 216 p. (in Russian).
3. **Akhiezer A.I., Polovnin R.V., Sitenko A.G., Stepanov K.H.** Plasma electrodynamics .Edited by Akhiezer A.I. — M.: Nauka (Science), 1974. 43 p. (in Russian).
4. **Poznyak V.I., Bagdasarov A.A., Piterskii V.V. et al.** — In: Proc. of the 15th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion. 1994. — Nuclear Fusion, 1995, vol. 2, p. 169.
5. **Poznyak V.I.** — Plasma Physics, 1981, vol. 7, p. 810 (in Russian).
6. **Fielding P.J.** — Reprint CLM/P615, 1980.
7. **Poznyak V.I., Bagdasarov A.A., Piterskii V.V., Yakovets A.N.** — In: Proc. of the 10th Joint Workshop on ECE and ECH. Amel-and, Netherlands, 2008. — World Scientific. Ed. by T. Donne and T. Verhoeven, 2009, p. 419.
8. **Peeters A.G., Suttpor W.** — Ibid, p. 403.
9. **Bornatichi M., Cano R., De Barbieri O., Engelman F.** — Nuclear Fusion, 1983, vol. 23, p. 1153.
10. **Poznyak V.I., Gott Yu.V., Kakurin A.M. et al.** — In: Proc. of the 16th Joint Workshop on ECE and ECH. Sania, China, 2010. —World Scientific. Ed. by R. Prater. 2011, p. 146.
11. **Wesson J.** Tokamaks. — Oxford: Clarendon Press, 1987.
12. **Poznyak V.I., Piterskii V.V., Ploskirev G.N. et al.** — In: Proc. of the 15th Joint Workshop on ECE and ECH. Yosemite National Park, California, USA, 2008. — World Scientific. Ed. by J. Lohr. 2009, p. 136.
13. **Muskietti L., Appert K., Vaclavik K.** — Phys. of Fluids, 1982, vol. 25, p. 1187.
14. **Sokolov Yu.A.** — Preprint IAE-3101, 1979, p. 14 (in Russian).

## AUTHORS

**Poznyak V.I.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; [pozn@tokamak.ru](mailto:pozn@tokamak.ru).

**Gridina T.V.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; [may-be2006@yandex.ru](mailto:may-be2006@yandex.ru).

**Pitersky V.V.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia.

**Ploskirev G.N.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia.

**Ploskirev E.G.** NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia.

**Valencia Manrike O.** Peoples Friendship University of Russia, Miklukho-Maklaya str. 6, 117198 Moscow, Russia; [amicum@ya.ru](mailto:amicum@ya.ru).

Received 1 August 2011

Problems of Atomic Science and Technology

Ser. Thermonuclear Fusion, 2011, issue 4, pp. 90—102.