

- [2] F o r r e s t G.T. // Laser Focus. 1987. V. 23. N 11. P. 62-74.
- [3] P e n g K.-C., W u L.-A., K i m b l e H.J. // Appl. Opt. 1985. V. 24. N 7. P. 938-940.
- [4] А зарова В.В., Галактионова Н.М., Мак А.А., Орлов О.А., Устюгов В.И. // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. № 11. С. 2339-2348.
- [5] C h e s l e r R.B. // Appl. Opt. 1970. V. 9. N 9. P. 2190-2191.
- [6] Мак А.А., Муравецкий С.Г., Орлов О.А., Устюгов В.И. // Изв. АН СССР, сер. физич. 1988. Т. 52. № 2. С. 273-275.
- [7] Вигришак И.Б., Запорожец В.Н., Мак А.А., Муравецкий С.Г., Орлов О.А., Поликарпов П.В., Устюгов В.И. Тезисы докл. XIII Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике. 1988. Минск: ИФ АН БССР. Ч. 2. С. 260-261.

Поступило в Редакцию
30 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 7
04; 09

12 апреля 1989 г

НАБЛЮДЕНИЕ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА С ПОМОЩЬЮ УСИЛЕННОГО РАССЕЯНИЯ СВЧ ВОЛН

В.О. Александров, В.Н. Будников,
Л.А. Есипов, В.К. Корнеев,
В.С. Миросниченко, К.М. Новик,
А.Ю. Степанов

Метод усиленного рассеяния СВЧ волн успешно применялся на токамаке ФТ-2 для изучения коротковолновых колебаний, возбуждаемых в плазме при нижнегибридном нагреве. Цель настоящей работы заключалась в том, чтобы продемонстрировать возможность наблюдения „собственных“ мелкомасштабных колебаний, существующих в плазменном шнура в омическом режиме.

Эксперименты выполнялись на токамаке ФТ-2 ($R = 55$ см, $a = 8$ см) при следующих параметрах разряда: тороидальное магнитное поле в центре камеры $B_0 = 17-27$ кГс, средняя концентрация $\bar{n}_e = 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, ток разряда $I_p = 30$ кА.

В методе усиленного рассеяния для зондирования колебаний в плазме используется необыкновенная волна на частоте f_3 , для которой в плазме существует доступная поверхность верхнего гибридного резонанса. Рассеянный в обратном направлении сигнал

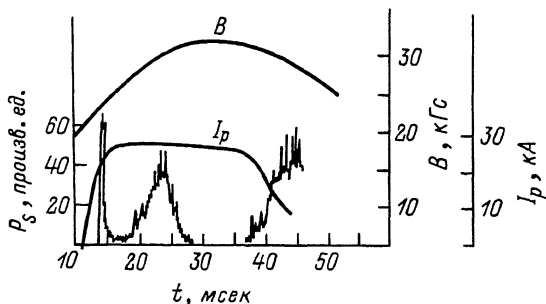


Рис. 1. Зависимость рассеянного сигнала P_s в полосе 8–33 МГц, продольного магнитного поля B и тока через плазму I_p от времени.

на частоте $f_3 \pm \delta f$, где δf – частота исследуемых колебаний, формируется в узкой окрестности ВГР, с чем и связана локальность метода. Положение точки ВГР для заданной частоты зондирования определяется расчетным путем по локальным значениям магнитного поля $B(r)$ и концентрации $n(r)$. Изменение магнитного поля и концентрации в процессе разряда автоматически обеспечивает сканирование по направлению зондирования, т.е. по большому радиусу тора. В эксперименте зондирующая волна на частоте 59 ГГц мощностью не более 0.5 Вт вводилась в плазму в непрерывном режиме с помощью рупора с внутренней стороны тора. Рассеянный сигнал принимался этой же антенной и регистрировался супергетеродинным приемником. Блок-схема измерений аналогична использованной ранее при исследовании нижнегибридных колебаний [1], отличие состоит в изменении промежуточной частоты приемника с $f_{\text{ПЧ}} = 920$ МГц на $f_{\text{ПЧ}} \sim (0.2-60)$ МГц. На выходе приемника регистрировались мощность рассеянного сигнала в некоторой полосе частот и спектр.

На рис. 1 приведена зависимость мощности рассеянного сигнала P_s в диапазоне частот 8–33 МГц от времени в течение всего разряда, а также временной ход B_0 и I_p . На начальной стадии разряда до $t = 14$ мс рассеянный сигнал отсутствует. Это связано с тем, что при $B_0' < 18$ кГс магнитное поле B_0 у диафрагмы камеры токамака, где расположен излучающий (и приемный) рупор, меньше циклотронного магнитного поля для зондирующей частоты

$$B_c = \frac{2\pi mc}{e} f_3, \text{ равного в нашем случае } 21.4 \text{ кГс, а поэтому}$$

поверхность ВГР для зондирующей волны отделена от рупора областью непрозрачности. При $B_0 \geq B_c$ область непрозрачности исчезает, и при $t \geq t_1$ наблюдается всплеск регистрируемого рассеянного сигнала. В это время область ВГР расположена на внутренней периферии плазмы в непосредственной близости от антенны, откуда и принимается рассеянный сигнал. Провал на сигнале в районе 15 мс совпадает с прохождением области ВГР через внутреннюю область плазмы, а последующий рост – с приближением к

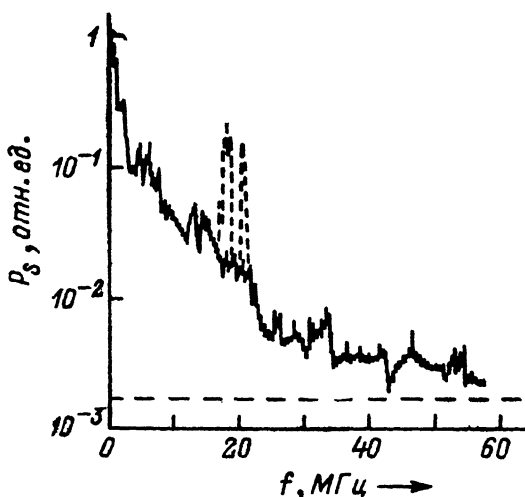


Рис. 2. Спектр рассеянного излучения в момент времени $t_1 = 14$ мс.

внешней периферии. По расчетам область ВГР за время от 15 до 25 мс перемещается от $R = 60$ см до $R = 63.5$ см ($r = +5$ см и $+8.5$ см), т.е. в тень диафрагмы. Резкое падение сигнала при $t > 25$ мс и его отсутствие в последующие моменты времени, $t > 27$ мс когда $B_0 \approx 26$ кГс, соответствует выходу поверхности циклотронного резонанса $\nu = \nu_c$ и, следовательно области ВГР, за диафрагму токамака наружу. Вновь появляется рассеянный сигнал при $t > 37$ мс после уменьшения магнитного поля $B_0 < 26$ кГс, когда поверхность циклотронного резонанса вторично „входит” в камеру. При уменьшении магнитного поля $B_0 < 26$ кГс поверхность циклотронного резонанса остается в пределах камеры и рассеянный сигнал наблюдается в течение всего импульса тока, т.е. и в промежутке времени 25–37 мс. Такое поведение регистрируемого рассеянного сигнала в зависимости от магнитного поля (и вне зависимости от других параметров) свидетельствует о том, что он связан с областью ВГР и поэтому несет информацию о локальных колебаниях.

На рис. 2 приведен спектр рассеянного сигнала в момент времени $t_1 = 14$ мс, т.е. из периферийной области плазмы, расположенной у рупора. Спектр снят за несколько последовательных разрядов токамака при полосе обзора анализатора спектра 10 МГц. Видно, что при увеличении частоты от 0.2 до 60 МГц амплитуда рассеянного сигнала падает по величине на 2–2.5 порядка. Подобные спектры в диапазоне 2–15 МГц ранее были зарегистрированы на нашем токамаке с помощью рассеяния излучения CO_2 лазера [2].

В качестве еще одной иллюстрации возможностей метода приведем осциллограмму рассеянного сигнала, полученную при вводе в плазму токамака 40 кВт высокочастотной мощности на частоте 920 МГц, соответствующей при параметрах разряда нижнегибридному диапазону частот. Применение усиленного рассеяния для изу-

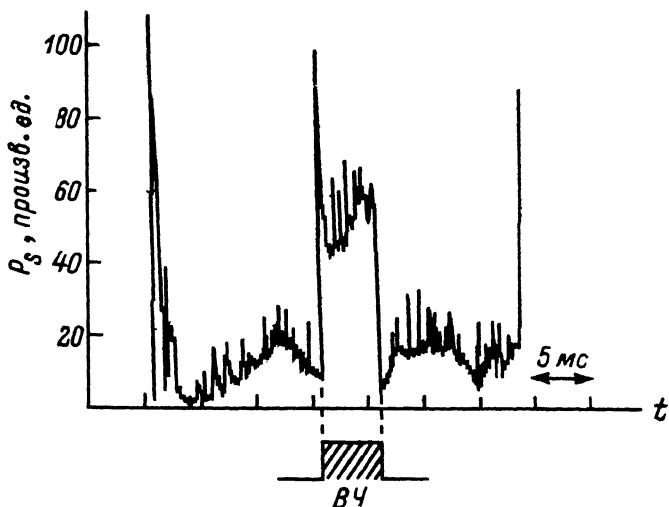


Рис. 3. Зависимость рассеянного сигнала P_s в полосе частот 8–33 МГц от времени при введении в плазму ВЧ – мощности на частоте 920 МГц.

чения коротковолновых колебаний при НГ нагреве на токамаке ФТ-2 описано в [1]. Однако там исследования проводились в районе частоты греющего излучения, т.е. 920 МГц, здесь же речь идет о существенно более низких частотах, характерных для обычного омического режима, а именно полосе 8–33 МГц. На рис. 3 большие всплески сигнала в начале и конце осциллограммы связаны с приемом сигнала из периферийной области у рупора, что обсуждалось выше в связи с рис. 1. При включении ВЧ импульса мощность рассеянного сигнала увеличивается в 5–10 раз. Интересным является спектр рассеянного сигнала – он является линейчатым с выделенными частотами 18 и 21 МГц. Эти пики изображены пунктирными линиями на рис. 2.

Таким образом, наши эксперименты показали возможность использования метода усиленного рассеяния СВЧ волн для изучения коротковолновых колебаний, присущих омическому режиму токамака, а также возбуждаемых при дополнительном нагреве, в довольно широком диапазоне частот. Принципиально показанная локальность метода, т.е. связь рассеяния с областью ВГР, открывает возможность для исследования колебаний, локализованных на различных магнитных поверхностях, как на периферии, так и во внутренней области плазмы, представляющих большой интерес для физики плазмы токамака.

В наших измерениях для регистрации спектра спонтанных колебаний плазмы в широком диапазоне их амплитуд в качестве источника зондирующего излучения использовался генератор дифракционного излучения [3] с выходной мощностью в несколько ватт

и шириной спектральной линии $\Delta f = 20$ кГц. Для сравнения напомним, что в опытах по рассеянию излучения CO_2 лазера - приходится использовать мощности масштаба десятков кВт. Усовершенствование приемной аппаратуры и повышение мощности зондирующего излучения могут существенно повысить чувствительность метода.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Александров В.О., Будников В.Н., Герасименко Г.В. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. термоядерный синтез. 1986. В. 1. С. 30.
- [2] Аскинази Л.Г., Буланин В.В., Есипов Л.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 24. С. 1517-1520.
- [3] Шестопалов В.П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т. 2. 1985. Киев: Наукова думка. 256 с.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
12 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 7
02; 05.2

12 апреля 1989 г.

ДИФРАКЦИОННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ РЕЗОНАНСНОГО ИСПУСКАНИЯ ФОТОНОВ МЕССБАУЭРОВСКИМИ ИСТОЧНИКАМИ

Д я н Ч е р, В.А. С а р к и с я н

Излучение мессбауэровских источников состоит из резонансных и нерезонансных гамма-квантов, испускаемых при мессбауэровском ядерном переходе, а также может содержать другие линии, создающие фон в окне амплитудного дискриминатора измерителя интенсивности. В ряде экспериментов для количественного анализа результатов необходимо измерять долю f безотдачных гамма-квантов, испускаемых данным источником. Такая необходимость обусловлена тем, что значение f , входящего в выражения для сечения мессбауэровского поглощения и рассеяния [1], изменяется с течением времени. Это изменение особенно ощутимо для источников, имеющих большую активность, применяемых, в частности, в мессбауэровских дифракционных исследованиях.

Обычно эту долю определяют путем измерения интенсивности излучения, прошедшего через „черный“ поглотитель, в окне дискриминатора при выполнении условия ядерного резонанса и вне резонанса [2]. В измеренных значениях интенсивности вклад фона от других