

ПРОДОЛЬНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В РЕЖИМАХ ОМИЧЕСКОГО И ЭЛЕКТРОННОГО ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСНОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАТОРЕ Л-2М¹

© 2020 г. А. И. Мещеряков^{а,*}, И. Ю. Вафин^а, И. А. Гришина^а

^а Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

*e-mail: meshch@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 06.04.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 16.04.2020 г.

Для измерения радиального распределения продольного электрического поля использована методика определения продольного электрического поля по спектру мягкого рентгеновского излучения. В режиме омического нагрева на стеллараторе Л-2М были измерены статистически достоверные спектры мягкого рентгеновского излучения. Получено, что продольное поле распределено примерно равномерно по радиусу. Сравнение измеренных спектров мягкого рентгеновского излучения (SXR) с модельным спектром тормозного излучения замагниченной плазмы в продольном электрическом поле показало, что при энергиях $W > 3$ кэВ измеренный спектр заметно отклоняется не только от максвелловского, но и от модельного спектра тормозного излучения замагниченной плазмы в электрическом поле. По SXR-спектрам, измеренным в режиме электронного циклотронного резонансного (э.ц.р.) нагрева плазмы (без тока омического нагрева), проведены оценки продольного электрического поля, которое может возникать в плазме за счет токов увлечения, создающихся при э.ц.р.-нагреве. Измерена зависимость величины электрического поля от плотности плазмы и показано, что она согласуется с зависимостью от плотности разностного тока, протекающего по плазме.

DOI: 10.31857/S0032816220050195

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе описаны эксперименты по определению продольного электрического поля и его радиального распределения в плазме стелларатора Л-2М.

Продольное электрическое поле является важной характеристикой плазмы. Его измеряют на любой установке с магнитным удержанием плазмы. Напряженность электрического поля необходимо знать при решении некоторых задач, например при вычислении эффективного заряда плазмы по ее проводимости. При этом также важно знать распределение продольного электрического поля по малому радиусу плазмы [1]. Однако в настоящее время продольное электрическое поле вычисляют по измеренному напряжению на обходе тора. При этом предполагается, что электрическое поле однородно распределено по малому радиусу тора, и для всех магнитных поверхностей токовые трубки имеют одинаковую длину, равную $2\pi R$ (где R — большой радиус тора).

Как будет показано ниже, в тороидальных магнитных ловушках эти условия в общем случае не выполняются. Поэтому получаемое таким образом значение напряженности электрического поля является лишь оценкой, которая дает его некоторую усредненную характеристику. В данной работе описан метод измерения радиального распределения продольного электрического поля, основанный на анализе спектров мягкого рентгеновского излучения плазмы, который позволяет определить напряженность электрического поля для каждой магнитной поверхности.

В режиме омического нагрева в тороидальных магнитных ловушках происходит ускорение электронов в вихревом электрическом поле, что приводит к искажению функции распределения электронов по энергии и появлению убегающих электронов. Эти искажения можно видеть на спектрах мягкого рентгеновского излучения (SXR-спектрах). Типичный вид SXR-спектра, измеренного на стеллараторе Л-2М в омическом режиме, представлен в полулогарифмическом масштабе на рис. 1. Кривая 1 соответствует экспериментальному спектру (экспериментальные точки приведены со статистическими ошибками), кривая 2 —

¹ Материалы XVIII Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы» (11–13 сентября 2019 г., с. Красное, поселение Краснопахорское, Москва, Россия)

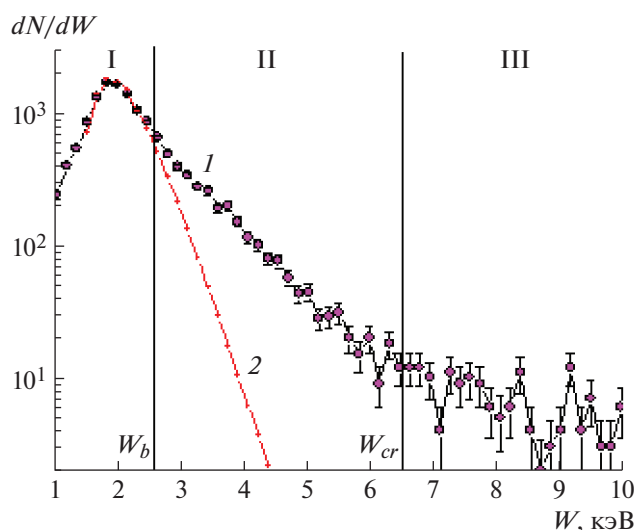


Рис. 1. Типичный вид SXR-спектров, измеряемых на стеллараторе Л-2М в омическом режиме нагрева. 1 – экспериментальный спектр, 2 – максвелловский спектр с температурой, соответствующей тепловой части спектра 1; I и II – диапазоны энергии квантов, в которых спектр соответственно является максвелловским и заметно отличается от максвелловского, III – диапазон энергии, соответствующий убегающим электронам.

максвелловскому спектру с температурой, соответствующей тепловой части спектра 1.

Согласно рис. 1, существуют три различных диапазона энергии, в которых SXR-спектр выглядит по-разному. Первый диапазон (I) соответствует малым энергиям, $W < W_b = 2.7$ кэВ, когда спектр близок к максвелловскому. Здесь W – энергия электронов, а W_b – энергия, начиная с которой обнаруживаются заметные отклонения экспериментального спектра от максвелловского. По этому участку определяют температуру тепловых электронов.

Во втором диапазоне энергий (II), $2.7 < W < 7$ кэВ, спектр уже заметно отличается от максвелловского. Электроны ускоряются в электрическом поле и приобретают между столкновениями достаточно большую энергию, но еще не становятся убегающими.

Третий диапазон энергии (III) соответствует убегающим электронам, энергия которых $W > W_{cr} = T_e/(2\gamma)$, где $\gamma = E/E_{cr}$, а E_{cr} – критическое поле Драйзера. В настоящее время общепринятое выражение для критического поля Драйзера выглядит следующим образом [2]:

$$E_{cr} = 4\pi e^3 n_e \ln(\Lambda)/T_e,$$

где n_e и T_e – электронные плотность и температура плазмы соответственно; e – заряд электрона; $\ln(\Lambda)$ – кулоновский логарифм.

Образование убегающих электронов и сопутствующие этому явлению физические процессы исследованы достаточно подробно (см, например, [2–6]).

Предметом исследований данной работы является вид SXR-спектров (их отклонение от максвелловского спектра) в промежуточном диапазоне энергий $W_b < W < W_{cr}$.

В отличие от омического нагрева, при электронном циклотронном резонансном (э.ц.р.) нагреве в плазме не создается индукционный ток за счет вихревого электрического поля. Однако измеряемые в режиме э.ц.р.-нагрева SXR-спектры также не являются максвелловскими. В работе [7] исследовалась форма SXR-спектров, возникающих при э.ц.р.-нагреве плазмы. Там же выдвинута гипотеза о причине возникновения немаксвелловских SXR-спектров, но окончательного объяснения механизма формирования спектров не было получено.

В данной работе для режимов омического и э.ц.р.-нагрева по измеренным SXR-спектрам определена энергия γ -квантов W_b , начиная с которой можно считать заметными отклонения измеренных SXR-спектров от максвелловского. На основании работ [8, 9], где получено выражение, связывающее эту энергию с продольным электрическим полем, в котором происходит ускорение электронов в омическом режиме, получены оценки для продольного электрического поля как функции малого радиуса плазмы. Обсуждаются вид SXR-спектров в указанном энергетическом диапазоне и его соответствие модельному спектру тормозного излучения, рассчитанному для замагниченной плазмы, находящейся в продольном электрическом поле. Рассмотрены возможность возникновения продольных электрических полей в режиме э.ц.р.-нагрева и их влияние на вид SXR-спектров.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на стеллараторе Л-2М. Это классический двухзаходный стелларатор (заходность винтовой обмотки $l = 2$, число периодов поля при обходе тора $N = 7$) с большим радиусом тора $R = 1$ м, радиусом плазмы $a = 0.115$ м и тороидальным магнитным полем $B_0 = 1.34$ Тл [6]. Угол вращательного преобразования, создаваемый магнитной системой, меняется от $\iota = 0.18$ на магнитной оси системы до $\iota = 0.78$ на границе плазмы.

Установка может работать как в режиме омического нагрева плазмы, так и в режиме э.ц.р.-нагрева. В режиме омического нагрева эксперименты проводились при токе $I_p = 18$ – 20 кА и средней по центральной хорде плотности плазмы $n_e = (1.5$ – $2.5) \times 10^{19}$ м⁻³. Напряжение на обходе тора было в диа-

пазоне 2.5–3.5 В. В режиме э.ц.р.-нагрева для создания и нагрева плазмы использовался гиротронный комплекс, осуществляющий нагрев плазмы на второй гармонике гирочастоты электронов (75 ГГц). В описываемых экспериментах мощность гироторонов составляла 100–200 кВт. Область электронного циклотронного резонанса находилась на магнитной оси установки. Для уменьшения поступления примесей в плазму на стеллараторе периодически выполнялась процедура боронизации вакуумной камеры [10].

Для измерения SXR-спектров в данных экспериментах был использован спектрометр мягкого рентгеновского излучения [11], работающий в диапазоне энергий от 1 до 80 кэВ и обладающий максимальной скоростью счета $V = 1.5 \cdot 10^5$ квантов/с. Спектральное разрешение прибора было измерено с использованием источника радиоактивного излучения ^{55}Fe . Оно составило $\Delta E = 320$ эВ в диапазоне энергий вблизи 6 кэВ.

В приборе используется кремниевый детектор, легированный литием, Si(Li). Обработка сигналов осуществляется с помощью процессора импульсных сигналов SBS-78 (производитель Green star). Дополнительно установлен DL-формирователь импульсов, укорачивающий входной импульс до 150 нс, поэтому время формирования импульса ограничено этой величиной. Прибор всегда работает с режекцией наложенных импульсов, причем временное разрешение режектора составляет 150 нс. Это означает, что импульсы, пришедшие с интервалом меньше 150 нс, при обработке отбрасываются.

В экспериментах с помощью входного коллиматора можно было добиться, чтобы входные загрузки процессора импульсных сигналов всегда находились в диапазоне 10^4 – 10^5 импульсов/с. При этом форма измеряемых спектров, т.е. наличие двух линейных участков, сохранялась во всем диапазоне изменения загрузки. В спектрометре используются только фильтры из бериллия. Помимо фильтра толщиной 100 мкм, экранирующего детектор, есть возможность использовать дополнительные входные бериллиевые фильтры с толщинами 100, 180, 530 и 670 мкм.

3. ПРОФИЛИ ПРОДОЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В РЕЖИМЕ ОМИЧЕСКОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ

Типичный вид SXR-спектра, измеренного в режиме омического нагрева, показан на рис. 1. Согласно рисунку, SXR-спектр заметно отличается от максвелловского, начиная с энергии γ -квантов $W = 2.7$ кэВ.

В работе [8] рассчитан спектр тормозного излучения замагниченной плазмы в продольном электрическом поле в области энергий $2 < W/T_e < \gamma^{-1/2}$. Из этих расчетов следует, что если $\gamma^{1/2}W/T_e \sim 1$, то

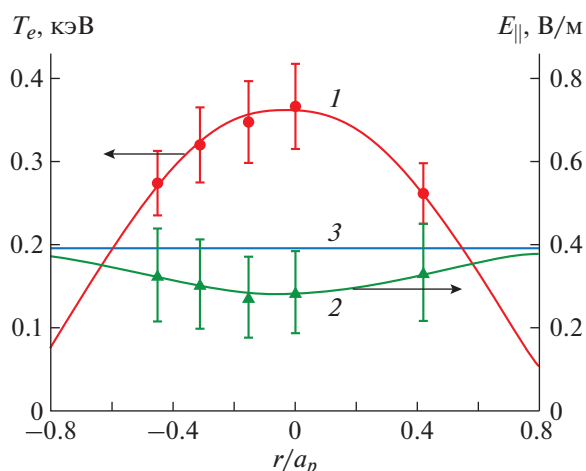


Рис. 2. Радиальные распределения: 1 — электронной температуры, 2 — продольного электрического поля; 3 — продольное электрическое поле, вычисленное по напряжению на обходе.

отклонение интенсивности рассчитанного спектра от интенсивности максвелловского спектра имеет порядок самой интенсивности максвелловского спектра. Будем считать это условие критерием появления заметных отклонений измеряемого спектра от максвелловского.

Выше мы обозначили энергию электронов, при которой отклонение спектра от максвелловского становится заметным, через W_b . Тогда, согласно [9], величина продольного электрического поля, в котором происходило ускорение частиц, может быть оценена из соотношения

$$E_{||} = 4\pi e^3 n_e \ln(\Lambda) T_e / (W_b)^2. \quad (1)$$

Для спектра, приведенного на рис. 1, $E_{||} \sim 0.35$ В/см.

Данная методика оценки продольного электрического поля была использована для получения радиального распределения продольного электрического поля в режиме омического нагрева плазмы. С помощью сканирующего спектрометра были измерены SXR-спектры по различным хордам в поперечном сечении плазменного шнура. По максвелловским участкам этих спектров было построено радиальное распределение температуры электронов (рис. 2, кривая 1).

Также были определены значения энергии W_b , при которых начинаются заметные отклонения от максвелловского спектра. По этим данным с использованием формулы (1) было построено радиальное распределение продольного электрического поля (рис. 2, кривая 2). Видно, что в омическом режиме нагрева измеренное продольное электрическое поле примерно равномерно распределено по радиусу, а по величине согласуется с электрическим полем, вычисленным по напряжению на обходе (кривая 3 на рис. 2).

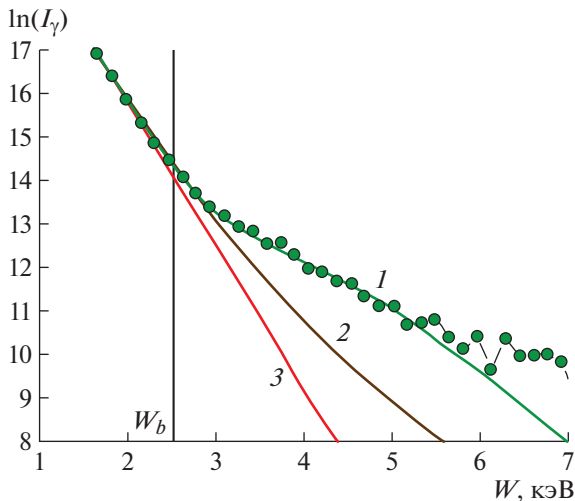


Рис. 3. Экспериментальный SXR-спектр плазмы в режиме омического нагрева (1); модельный спектр тормозного излучения замагниченной плазмы, находящейся в продольном электрическом поле (2); максвелловский спектр (3).

В работе [12] была вычислена функция распределения электронов по энергии замагниченной плазмы, находящейся в продольном электрическом поле. С использованием результатов этой работы нами был получен модельный спектр тормозного излучения замагниченной плазмы, находящейся в продольном электрическом поле, показанный на рис. 3 (кривая 2).

Там же (см. рис. 3, кривая 1) приведены SXR-спектр излучения плазмы, восстановленный из спектра на рис. 1, с учетом эффективности поглощения излучения в детекторе и максвелловский спектр (кривая 3). Видно, что учет продольного электрического поля приводит к сильному отклонению модельного спектра (см. рис. 3, кривая 2) от максвелловского. Однако учет только продольного электрического поля не обеспечивает хорошего согласования модельного спектра с экспериментальным. В диапазоне энергий до $10T_e$ (т.е. до 3 кэВ) экспериментальный спектр (кривая 1) хорошо согласуется с теоретическим для $\gamma = 0.02$ (кривая 2). При больших энергиях заметно отклонение спектра не только от максвелловского (кривая 3), но и от модельного спектра тормозного излучения плазмы в электрическом поле (кривая 2).

Очевидно, что, кроме ускорения в электрическом поле, существуют еще дополнительные механизмы ускорения электронов, которые приводят к формированию наблюдаемого в эксперименте спектра.

Рассмотрим возможность влияния стеллараторно-запертых электронов на функцию распределения электронов по энергии плазмы в электрическом поле. Присутствие в плазме стеллараторно-запертых электронов уменьшает проводимость плазмы [13], поскольку такие частицы участвуют в столкновениях, но не в переносе тока. Поэтому они не ускоряются и не приобретают дополнительную энергию в электрическом поле. Следовательно, наличие стеллараторно-запертых частиц не может приводить к искажению спектров мягкого рентгеновского излучения.

Мы считаем, что функция распределения электронов по энергии может искажаться вследствие того, что электроны приобретают дополнительную энергию при взаимодействии с волнами, возбуждаемыми в плазме. Одним из таких механизмов набора энергии может служить взаимодействие с плазменными волнами. Дисперсионное уравнение для плазменных волн имеет вид:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + (3/2)k^2(v_{Te})^2,$$

где ω_{pe} – плазменная Ленгмюровская частота; k – волновой вектор; v_{Te} – тепловая скорость электронов.

Поглощение энергии волны электронами может происходить за счет механизма затухания Ландау при условии $v_{ph} \approx v_e$, где v_{ph} – продольная фазовая скорость волны, а v_e – скорость электронов вдоль магнитного поля.

Это условие позволяет оценить фазовую скорость плазменной волны в предположении, что искажение спектра связано с поглощением плазменной волны электронами. По рис. 3 можно оценить скорость v_e по энергии электронов W_e , начиная с которой экспериментальный спектр отходит от модельного. В данном случае $W_e = 3$ кэВ. Тогда $k = 7.4 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$, а $\lambda \sim 0.85 \text{ мм}$.

На стеллараторе Л-2М отсутствуют диагностические, с помощью которых можно экспериментально обнаружить возбуждение плазменных волн в режиме омического нагрева. Однако известно, что плазменные волны эффективно возбуждаются электронным пучком [14]. В режиме омического нагрева такими пучками могут служить пучки убегающих электронов. Таким образом, мы считаем, что поглощение плазменных волн электронами плазмы может приводить к отклонению экспериментального SXR-спектра от модельного спектра тормозного излучения плазмы в продольном электрическом поле.

4. SXR-СПЕКТРЫ ПЛАЗМЫ В РЕЖИМЕ Э.Ц.Р.-НАГРЕВА

SXR-спектр, измеренный на стеллараторе Л-2М в режиме э.ц.р.-нагрева плазмы при мощности нагрева $P = 100$ кВт и плотности плазмы $n_e = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, показан на рис. 4. Этот спектр также не является максвелловским, как и спектры, измеренные в режиме омического нагрева.

Прямая линия на рис. 4 соответствует максвелловскому спектру.

В отличие от омического нагрева, при э.ц.р.-нагреве в плазме не создается индукционный ток при помощи вихревого электрического поля, но, как известно, создаются неиндукционные токи увлечения (эффект current drive). В токамаках э.ц.р.-нагрев специально используют для создания токов увлечения (см., например, [15]).

В работе [16] были проведены расчеты, показавшие, что при э.ц.р.-нагреве на стеллараторе Л-2М также должны возникать токи увлечения. Их величина несколько меньше, чем величина тока по плазме в омическом режиме, и, согласно расчетам, они должны нарастать до максимальной величины $I_{cd} = 2$ кА за время ~ 0.2 мс [16].

Наличие этих токов в экспериментах по э.ц.р.-нагреву плазмы в стеллараторе Л-2М было подтверждено экспериментально. Суммарный ток, протекающий по плазме, измерялся в эксперименте поясом Роговского. В отдельных разрядах (с закороченной первичной обмоткой трансформатора) он нарастал в течение всего импульса с.в.ч.-нагрева (10 мс) до величины $I_p = 1.8$ кА, не достигая квазистационарного значения. Такая динамика плазменного тока в экспериментах по э.ц.р.-нагреву объясняется большой индуктивностью плазменного шнура вследствие наличия трансформатора, используемого при омическом нагреве.

Большая индуктивность шнура препятствует быстрому нарастанию тока. Расчеты показывают, что в стеллараторе Л-2М постоянная времени контура, включающего в себя плазменный шнур с трансформатором омического нагрева, составляет порядка 150 мс, а в режимах с закороченной первичной обмоткой трансформатора ~ 15 мс. Поэтому измерить полную величину токов увлечения в течение импульса э.ц.р.-нагрева ($t = 10$ мс) не удастся. При этом в плазме возникает э.д.с. самоиндукции (продольные вихревые электрические поля), приводящая к возникновению противотоков. Эти электрические поля должны влиять на спектр тормозного излучения плазмы точно так же, как и в режиме омического нагрева.

Используя методику, описанную в предыдущем разделе, можно оценить величину продольного электрического поля, считая, что отклонение спектра от максвелловского связано с электрическими полями, создаваемыми э.д.с. самоиндукции. Для спектра, показанного на рис. 4, продольное поле оказывается равным $E_{\parallel} = 0.45$ В/м. Таким образом, можно предположить, что в условиях э.ц.р.-нагрева (так же как и в случае омического нагрева) отклонение SXR-спектра от максвелловского спектра вызвано наличием в плазме продольного электрического поля.

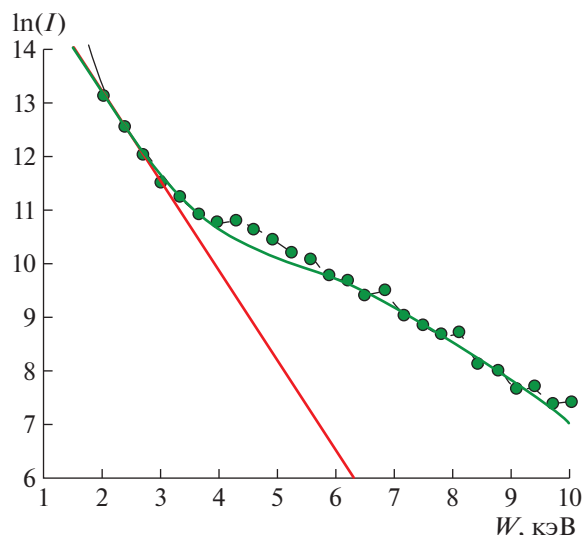


Рис. 4. SXR-спектр, измеренный на стеллараторе Л-2М в режиме э.ц.р.-нагрева плазмы при мощности $P = 100$ кВт и $n_e = 1.8 \cdot 10^{19}$ м $^{-3}$ (точки). Прямая линия соответствует максвелловскому спектру.

На основании имеющейся на стеллараторе Л-2М базы данных по SXR-спектрам, измеренным в режиме э.ц.р.-нагрева, была построена зависимость продольного электрического поля, создаваемого неиндукционными токами, от плотности плазмы при мощности э.ц.р.-нагрева $P = 100$ кВт (рис. 5, кривая 1). Согласно рисунку, с ростом плотности продольное электрическое поле уменьшается.

Аналогично выглядит зависимость от плотности максимального значения (в конце импульса э.ц.р.-нагрева) общего протекающего по плазме тока I_p (измеренного поясом Роговского). Этот ток представляет собой разность токов увлечения и возникающих противотоков (см. рис. 5, кривая 2). Кривые 1 и 2 близки друг к другу, поскольку обе эти зависимости отражают тот факт, что при увеличении плотности плазмы уменьшаются токи увлечения, а следовательно, уменьшается величина противотоков и напряженность вихревого электрического поля, измеряемого по данным спектров мягкого рентгеновского излучения.

5. ВЫВОДЫ

В режиме омического нагрева на стеллараторе Л-2М были измерены спектры мягкого рентгеновского излучения. Измерения показали, что на SXR-спектрах можно выделить тепловую часть, соответствующую надтепловую часть и часть, соответствующую убегающим электронам. Сравнение измеренных SXR-спектров с модельным спектром тормозного излучения замагниченной плазмы в продольном электрическом поле показало, что

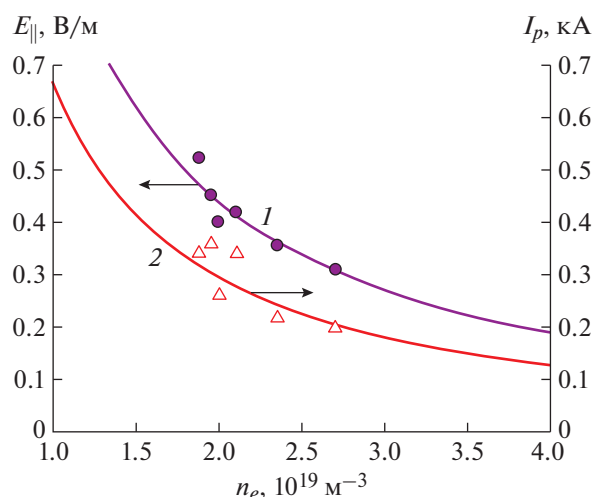


Рис. 5. Зависимости продольного электрического поля (1) и максимального значения измеренного плазменного тока (2) от плотности плазмы в режиме э.ц.р.-нагрева.

при энергиях $W > 3$ кэВ измеренный спектр заметно отклоняется не только от максвелловского, но и от модельного спектра тормозного излучения замагниченной плазмы, находящейся в электрическом поле. Отклонения измеренного спектра от модельного могут возникать из-за того, что в условиях омического нагрева возможно возбуждение плазменных волн и поглощение их электронами.

В режиме омического нагрева плазмы было определено радиальное распределение продольного электрического поля. Оказалось, что продольное поле примерно равномерно распределено по радиусу и его напряженность согласуется с величиной электрического поля, рассчитанного по напряжению на обходе.

По SXR-спектрам, измеренным в режиме э.ц.р.-нагрева, проведены оценки продольного электрического поля, которое может возникнуть в плазме за счет токов увлечения, создающихся при э.ц.р.-нагреве. Измерена зависимость величины электрического поля от плотности плазмы. Показано, что эта зависимость согласуется с зависимостью от плотности разностного тока, протекающего по плазме (тока, представляющего собой разность между токами увлечения и противотоками). На основании этого выдвинута гипотеза, что в условиях э.ц.р.-нагрева отклонение измеряемого SXR-спектра от максвелловского также вызвано наличием в плазме продольного электрического поля.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-00609).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю. // Успехи прикладной физики. 2015. Т. 3. № 4. С. 377.
2. Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П. Математическое моделирование плазмы. М.: Наука, 1993.
3. Equipe TFR // Nucl. Fusion. 1976. V. 16. P. 473. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/16/3/012>
4. Oomens A.M., Ornstein L.Th.M., Parker R.R., Schüller F.C., Taylor R.J. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 255. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.36.255>
5. Шевелев А.Е., Чугунов И.Н., Гусев В.К., Петров Ю.В., Рождественский В.В., Минеев А.Б., Сахаров Н.В., Дойников Д.Н., Изотов А.Л., Крикунов С.В., Найденов В.О., Подушникова К.А., Полуновский И.А., Гин Д.Б., Чугунов А.И. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 2. С. 180.
6. Паралл В.В., Погуце О.П. Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича и Б.Б. Кадомцева. Вып. 11. М.: Энергоиздат, 1982. С. 5.
7. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А., Летунов А.А., Терещенко М.А. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 6. С. 497. <https://doi.org/10.7868/S0367292117060117>
8. Kantor M.Yu. // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. P. 1162.
9. Kantor M.Yu., Altukhov A.B., Belik V.P., Esipov L.A., Kouprienko D.V., Shmaenok L.A., Yermolayev V.B. // Proc. of the 30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. (St. Petersburg, 2003) ECA. 2003. V. 27A. P. 2.60. http://epsppd.epfl.ch/StPetersburg/PDF/P2_060.PDF
10. Мещеряков А.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Воронов Г.С., Гладков Г.А., Гребеников С.Е., Гринчук В.А., Гришина И.А., Колик Л.В., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Петров А.Е., Пшеничников А.А. и др. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 6. С. 496.
11. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А. // ПТЭ. 2018. № 6. С. 84. <https://doi.org/10.1134/S0032816218050233>
12. Гуревич А.В., Димант Я.С., Днестровский Ю.Н., Смирнов А.П. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. № 4. С. 777.
13. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю. // Прикладная физика. 2015. № 3. С. 15. <https://doi.org/10.1134/S1063780X16070084>
14. Barrett P.J., Jones H.G., Franklin R.N. // Plasma Phys. 1968. V. 10. P. 911.
15. Blanchard P., Alberti S., Coda S., Weisen H., Nikkola P., Klimanov I. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. P. 2231.
16. Сахаров А.С., Терещенко М.А. // Физика плазмы. 2002. Т. 28. № 7. С. 584.