

Ордена Ленина

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

ИАЭ-2506

504702699

В.В. Аликаев, Г.А. Бобровский, К.А. Разумова

**Надтепловое
рентгеновское излучение
в Токамаке ТМ-3**

A14

Москва 1975

ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ ИМ. И. В. КУРЧАТОВА

В. В. Аликаев, Г. А. Бобровский, К. А. Разумова

НА Д Т Е П Л О В О Е
Р Е Н Т Г Е Н О В С К О Е И З Л У Ч Е Н И Е
В Т О К А М А К Е Т М - 3

М о с к в а

1975

Ключевые слова: токамак, плазма,
рентгеновское излучение, детекторы.

Исследование рентгеновского излучения из объема плазмы в диапазоне от 2,5 до 300 кэВ, вызванного пучком ускоренных электронов, позволило оценить количество таких электронов, долю тороидального тока, переносимого ими, количество примесей в плазме. Для абсолютных оценок к водороду добавлялось дозированное количество криптона.

1. ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновское излучение из плазмы токамака можно разбить на два диапазона: "тепловое" излучение, обусловленное основной массой электронов, и "надтепловое", которое вызвано ускоренными электронами.

Изучение первого диапазона позволяет определить температуру электронов и эффективный заряд примесей, обуславливающих значительное превышение интенсивности излучения по сравнению с вычисленной для водородной плазмы. Такие исследования были проведены на ТМ-3 [1], Т-4 [2] и ST [3].

Наряду с тепловым континуумом зарегистрировано также характеристическое линейчатое излучение примесей. Интенсивность линий дает дополнительные сведения об энергетическом распределении электронов и позволяет оценить концентрации элементов, загрязняющих плазму.

Однако линейчатое излучение наиболее интересных элементов, таких как железо, молибден, вольфрам, вызывается электронами больших энергий.

На Токамаке ТМ-3 на основе изучения надтеплого рентгеновского излучения (энергия квантов 2,5-300 кэВ) получены характеристики пучка ускоренных электронов и сведения о составе примесей. В разделе 2 описан метод измерений и приведены характеристики применявшихся рентгеновских детекторов; в разделе 3 проводятся оценки концентрации ускоренных электронов, доли переносимого ими тока и концентрации основных примесей в плазме. В разделе 4 анализируется точность проведенных оценок.

Исследовался режим разряда: ток $J \approx 15$ кА, концентрация электронов $n_e^0 \approx 1,5 \cdot 10^{12}$ см⁻³, их температура (по диамагнитным измерениям) $T_e^0 \approx 300$ эВ, продольное магнитное поле $H_z = 10 \div 15$ кэ. Измерения проводились в стационарной стадии разряда в течение 4,5 мс при длительности разряда 10 мс.

2. ДИАГНОСТИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА

В отличие от рентгеновских измерений на ST и T-4 на ТМ-3 использовалась схема, исключавшая из поля зрения детектора стенку вакуумной камеры. Как видно из рис. 1, попадание на детектор "стеночного" излучения исключалось за счет коллиматора

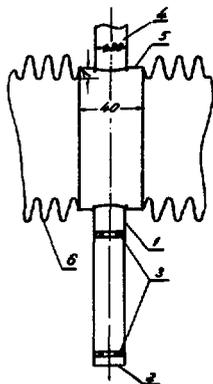


Рис. 1. Схема рентгеновских измерений.
1 - диагностический патрубок; 2 - бериллиевое окно; 3 - коллиматор из тантала; 4 - противоположный патрубок; 5 - вставка; 6 - гофра сильфона.
Размеры в миллиметрах

(две танталовые шайбы толщиной 12 мм с отверстием 5 мм, разнесенные на 200 мм) и благодаря противоположному вертикальному патрубку. Необходимость такой коллимации вызвана малой интенсивностью объемного излучения в исследованном диапазоне энергий в сравнении с излучением, идущим со стенок вакуумной камеры. Последнее существенно увеличивается при возникновении своеобразной

неустойчивости [4], приводящей к выходу электронов на стенки. При этом электроны проникают в глубь диагностического патрубка [4], что может приводить к свечению края коллиматора (см. рис. 1). Поэтому танталовый коллиматор, поверхность которого отстоит на 30 мм от поверхности камеры, был защищен алюминиевой пластинкой. Эти меры были предприняты на тот случай, если выход электронов в слабой степени существует и в отсутствие неустойчивости. Сами же рентгеновские измерения проводились в течение времени, предшествующего появлению неустойчивости.

Рентгеновское излучение выходило из вакуумной камеры токамака через бериллиевое окно толщиной 100 мк и попадало на детектор сквозь отверстие в свинце, защищавшем детектор от рассеянного излучения. Измерения проводились в сечении, максимально удаленном от диафрагмы.

Сигнал с детектора после усиления приходил на амплитудный анализатор АИ-100. Последний открывался для счета на 4,5 мс в стационарной стадии разряда в токамаке. Рентгеновский спектр снимался за несколько сот разрядов. Стабильность аппаратуры проверялась систематически с помощью изотопа Am^{241} , излучающего линии в диапазоне 6 - 60 кэВ [6]. Этим же изотопом, а также изотопами Fe^{55} (5,9 кэВ) и Hg^{203} (75 и 279 кэВ) проверялось энергетическое разрешение аппаратуры. Ухудшение последнего при большой нагрузке детектора ставило предел скорости счета. Максимальная скорость счета около 5-6 имп/мс.

В качестве детекторов для исследования различных диапазонов энергий использовались: пропорциональный счетчик с ксеноновым наполнением в диапазоне 2,5–16 кэВ, разрешение при 6 кэВ – 15%, при 13,9 кэВ – 13%; полупроводниковый $Si(Li)$ -детектор [5] в диапазоне 6,5–40 кэВ, разрешение определялось электронной аппаратурой и составляло 1,2 кэВ во всем диапазоне; сцинтилляторы $NaJ(Tl)$ толщиной $\delta = 1$ мм – в диапазоне 7–70 кэВ и $\delta = 20$ мм в диапазоне 50–300 кэВ; разрешение $NaJ(Tl)$, $\delta = 1$ мм – 30% при 60 кэВ, разрешение $NaJ(Tl)$, $\delta = 20$ мм – 20% при 60 кэВ, 18% при 280 кэВ.

При работе с $Si(Li)$ -детектором имелась возможность контролировать аппаратуру непосредственно при регистрации спектра, подмешивая в спектр "линию" генератора точной амплитуды, подсоединенного ко входу первого каскада предусилителя.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 приведен пример спектра надтеплового рентгеновского излучения, который показывает, что в разряде существуют электроны больших энергий с распределением, близким к максвелловскому. Температура, которую можно приписать этому распределению, – около 50 кэВ. Такие электроны появляются в результате ускорения в тороидальном электрическом поле.

Для того чтобы оценить концентрацию ускоренных электронов и переносимый ими тороидальный ток, водород смешивался с дозированной добавкой криптона ($\sim 0,1\%$). Добавление криптона не повлияло на макроскопические характеристики разряда и не изменило существенно рентгеновский континуум по крайней мере в диапазоне 7–30 кэВ.

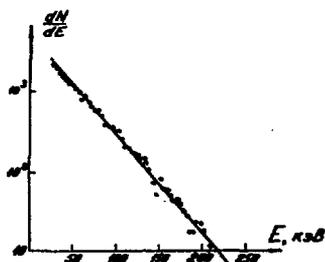


Рис. 2. Спектр рентгеновского излучения в режиме: $J = 24$ кА; $H_2 = 14$ кэ; $n_e^0 = 6 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ ($NaJ(Tl)$), $\delta = 20$ мм

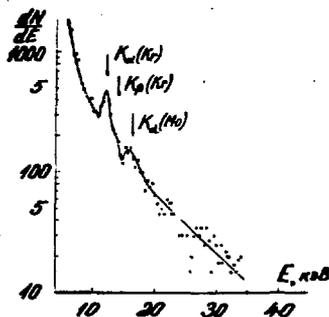


Рис. 3. Спектр рентгеновского излучения в режиме с напуском криптона и с молибденовой диафрагмой $J = 11$ кА; $H_2 = 10$ кэ; $n_e^0 = 1,5 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$; $P_{Kr} = 2 \cdot 10^{-7}$ торр при $P_{H_2} = 2,5 \cdot 10^{-4}$ торр ($Si(Li)$)

На рис. 3 приведен спектр, снятый $Si(Li)$ -детектором в водородном разряде с добавкой криптона. При регистрации спектра в вакуумную камеру, помимо основной вольфрамовой диафрагмы, вводилась молибденовая диафрагма. На спектре видны линии K_{α} и K_{β} криптона и плохо разрешенные K-линии молибдена.

Интенсивность K-линии

$$I = w \cdot n_i \cdot \int_{W_{пор.}}^{\infty} v_e \cdot \sigma \cdot dn_e(W_e) \quad (1)$$

где w - вероятность флуоресценции (значения ее для различных элементов приведены в [7, 8]), σ - сечение ионизации K-оболочки [8], $W_{пор.}$ - энергия ионизации K-оболочки, n_i - концентрация ионов данного элемента, v_e и W_e - скорость и энергия электронов. Слабая зависимость σ от W_e [8] позволяет, с ошибкой не более 20%, вынести σ из-под интеграла. Тогда, в предположении, что вся энергия ускоренных электронов сосредоточена в продольном движении, под интегралом в (1) остается величина, пропорциональная плотности тока $j_{пр.}$, переносимого просвистными электронами:

$$\frac{I}{w \cdot n_i \cdot \sigma} = \int_{W_{пор.}}^{\infty} v_e \cdot dn_e(W_e) = \frac{j_{пр.}}{e} \quad (2)$$

где e - заряд электрона.

Так как измеренная интенсивность излучения усреднена по диаметру плазменного шнура, плотность тока

$$j_{пр.} \sim (\alpha \cdot n_{Kr})^{-1} \quad (3)$$

(α - радиус области, из которой излучается $K_{\alpha}K_{\beta}$) и ток, переносимый этими электронами,

$$j_{пр.} \sim \frac{\alpha}{n_{Kr}} \quad (4)$$

Обе эти величины (α и n_{Kr}) точно не известны. Для оценки сверху величины n_{Kr} предполагаем, что криптон, заполнявший вакуумную камеру, полностью собирается в плазменном шнуре. Такое предположение не противоречит тому экспериментальному факту, что линия низкоионизованного криптона ($Kr III$, $\lambda = 3507,4 \text{ \AA}$) отсутствует в первом же разряде, произведенном после прекращения напуска криптона, а также тому, что ее интенсивность в стационарной стадии разряда с криптоном составляет не более 1/100 от начального максимума.

Исходя из сделанного предположения, можно записать:

$$n_{Kr} = n_{Kr}^0 \cdot \frac{\pi \alpha_L^2}{\pi \alpha^2}, \quad (5)$$

где α_L - радиус вакуумной камеры. Из (4) следует, что при сделанных предположениях величина J_{np} оказывается сильно зависящей от точности измерений радиуса плазменного шнура, $J_{np} \sim \alpha^3$. Грубая оценка профилей концентрации и электропроводности показывает, что радиус шнура в исследуемом режиме порядка 5 см. Тогда ток, переносимый ускоренными электронами (с энергией $W_e \geq W_{пор} \approx 15$ кэВ), $J_{np} \approx 1$ кА. Количество таких электронов в сечении шнура $N_e \approx J_{np} \cdot (e v_e)^{-1} = 10^{12}$ см⁻¹ при полном количестве электронов в сечении $N_e^0 = 2 \cdot 10^{14}$ см⁻¹.

Эта величина J_{np} , как видно из сделанных предположений, является нижней границей тока, переносимого быстрыми электронами.

Перейдем к оценке концентрации примесей. Отношение Q интенсивности линии к тормозному континууму позволяет оценить величину $\sum_j n_j z_j^2$, где z_j - заряд ядра соответствующего элемента (для большинства интересующих нас элементов электроны в исследуемом диапазоне энергий рассеиваются непосредственно на ядрах атомов). В предположении максвелловского распределения электронов с температурой T_e отношение количества квантов, принадлежащих характеристическому излучению, к количеству квантов с энергией E , принадлежащих интервалу ΔE рентгеновского континуума,

$$Q = 6 \cdot 10^{20} \frac{w \cdot \sigma \cdot n_i}{\sum_j n_j z_j^2} \cdot \frac{E}{\Delta E} \cdot T_e \cdot \left(\frac{W_{пор}}{T_e} + 1 \right) \cdot \exp\left(\frac{E - W_{пор}}{T_e}\right). \quad (6)$$

Здесь величина T_e - в электронвольтах. Подставляя в (6) значение T_e , определенное по наклону спектра в районе К-линий Kr (см. рис. 3), можно получить искомую величину

$$\sum_j n_j z_j^2 \approx 6 \cdot 10^5 \cdot n_{Kr}. \quad (7)$$

Проводя аналогичные вычисления для К-линий Mo, можно получить относительную концентрацию молибдена в разряде с дополнительной молибденовой диафрагмой

$$\frac{n_{Mo}}{n_{Kr}} \approx 0,4. \quad (8)$$

На рис. 4 и 5 представлены спектры, снятые в водородном разряде с вольфрамовой диафрагмой.

На спектре рис. 4 можно различить К-линии вольфрама и излом в районе 20 кэВ. Последний можно приписать К-линиям серебра и индия - элементов, которые могли появиться в камере при тренировке ВЧ-разрядом патрубков, предназначенного для электронного циклотронного нагрева.

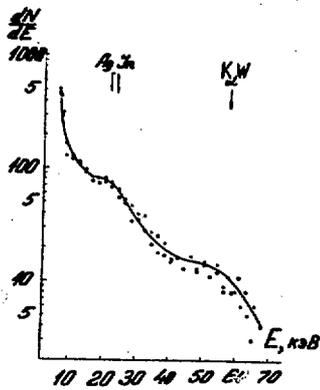


Рис. 4. Спектр рентгеновского излучения в том же режиме, что и на рис. 3, без криптона с вольфрамовой диафрагмой ($N_0(T_0)$, $\delta = 1$ мм)

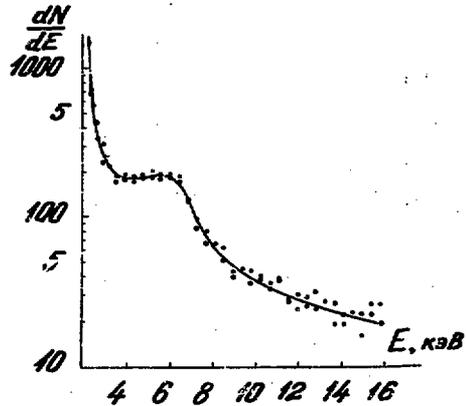


Рис. 5. Спектр рентгеновского излучения в режиме: $J = 11$ кА; $U_2 = 13$ кэ; $N_0^0 = 1,5 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ (пропорциональный счетчик)

На спектре рис. 5 в районе 6 кэВ видны К-линии железа, хрома и никеля; входящих в нержавеющую сталь – материал вакуумной камеры.

Из (7), принимая во внимание, что для спектра рис. 3

$$\sum_j n_j Z_j^2 = n_W Z_W^2 + n_{Fe} Z_{Fe}^2 + n_{Ag} Z_{Ag}^2 + n_{Kr} Z_{Kr}^2 + n_{Mo} Z_{Mo}^2, \quad (9)$$

получаем относительные концентрации различных примесей

$$\frac{n_W}{n_{Kr}} \approx 0,5; \quad \frac{n_{Fe}}{n_{Kr}} \approx 2,5; \quad \frac{n_{Ag}}{n_{Kr}} \approx 0,25. \quad (10)$$

При вычислении предположено, что добавление криптона и постановка дополнительной молибденовой диафрагмы не повлияли на концентрацию основных примесей в водородной плазме.

Принимая, как и раньше, $n_{Kr} = n_{Kr}^0 \frac{\alpha_0^2}{\alpha^2}$ и переходя к количеству примесей на единицу длины шнура – величине, которая в этом случае не зависит от радиуса α , получаем

$$\sum_j N_j Z_j^2 = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \quad (11)$$

и

$$N_W = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}; \quad N_{Fe} \approx 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}; \quad N_{Ag} \approx 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \quad (12)$$

при полном количестве электронов в сечении $N_e^0 \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-1}$.

Для N_{Fe} ту же величину дала оценка, сделанная по формуле (1). Для интенсивности К-линий железа ее можно записать в виде

$$I = \omega \cdot n_{Fe} \cdot \sigma \left[\int_{W_{пор}}^{15 \text{ кэВ}} \nu_e \cdot dn_e(W_e) + \int_{15 \text{ кэВ}}^{\infty} \nu_e \cdot dn_e(W_e) \right]. \quad (13)$$

Значение второго интеграла известно из интенсивности К-линий криптона, а первый интеграл вычислялся в предположении, что распределение электронов в диапазоне 6–15 кэВ – максвелловское с температурой 10 кэВ.

Следует помнить, что в N_{Fe} включены также хром и никель.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенная оценка количества примесей существенно зависит от концентрации криптона. Последняя определяет и долю тока, переносимого быстрыми электронами. Величина, определяемая формулой (5), является верхней границей концентрации криптона в плазме: превышение ее возможно только за счет десорбции криптона со стенок вакуумной камеры. Однако отсутствие криптона в разряде, произведенном сразу после прекращения напуска, показывает, что заметного поступления его со стенок не происходит. Следовательно, и количество примесей, определенное выше, также является оценкой сверху.

Насколько завышена эта оценка? Если концентрация криптона меньше, то больше доля просвистного тока в полном токе разряда или же быстрые электроны, вызывающие свечение $K\alpha$, имеют поперечную скорость, сравнимую или превышающую продольную. Второе предположение опровергается следующей оценкой: при вычисленной величине $\sum n_j z_j^2 \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (см. (7)) время рассеяния электрона с продольной энергией 20 кэВ $\tau \approx 450 \text{ мкс}$, за это же время его продольная скорость в тороидальном электрическом поле возрастает на величину, сравнимую с начальной. Это тем более справедливо для электронов с большей энергией. Следовательно, быстрые электроны обладают в основном продольной скоростью. С другой стороны, в отличие от ускорительных режимов, изученных на Токамаке Т-6 [9], в наших условиях быстрые электроны не переносят, по-видимому, значительную долю тока разряда. Об этом говорят как характеристики процесса на ТМ-3 (нормальная величина напряжения на обходе, наличие основной горячей плазмы и т.д.), так и тот факт, что при торможении пучка

ускоренных электронов вследствие упомянутой выше неустойчивости ток практически не изменяется и напряжение на обходе шнура по крайней мере не увеличивается. Исходя из этого, можно считать, что J_{np} составляет не более 1/10 - 1/5 полного тока, т.е. не более 3 кА. Концентрация примесей в этом случае завышена в 3 раза.

С другой стороны, величина $\sum_j n_j z_j^2$ может быть завышена, если в рентгеновский континуум заметный вклад вносит рекомбинационное излучение. Для оценки последнего надо знать заряд ионов примесей. В наших условиях ($N_e^0 \approx 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; $T_e^0 \approx 300 \text{ эВ}$ и $\tau < 5 \text{ нс}$) заряд ионов железа не может превышать 12 и заряд ионов вольфрама не больше 20. Тогда, как показывают расчеты, рекомбинационное излучение примесей пренебрежимо мало в сравнении с тормозным излучением ускоренных электронов.

Если ток переносится электронами основной массы плазмы, то величина эффективного заряда - мера уменьшения электропроводности из-за примесей, будет определяться степенью ионизации атомов примесей в плазме.

Для рассматриваемого режима

$$Z_{эфф} = \frac{N_{Fe} \cdot 12^2 + N_W \cdot 20^2}{N_e^0} \approx 9. \quad (14)$$

При таком $Z_{эфф}$ вычисленная электропроводность совпадает с измеренной. Следует, однако, учитывать низкую точность измерений концентрации примесей и температуры электронов T_e^0 , поскольку заметная часть диамагнитного сигнала может быть обусловлена поперечной энергией ускоренных электронов. Реальная температура плазмы, следовательно, может быть ниже.

Мы благодарны Д. А. Шеглову за стимулирующие дискуссии, В. А. Крупину и Ю. А. Соколову за полезные обсуждения и помощь в проведении экспериментов, С. А. Балдину за предоставление $Si(K\alpha)$ -детектора, Д. А. Гаганову за предоставление пропорционального счетчика и персоналу ТМ-3 за техническую помощь.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Д.А.Меглов. Письма ЖЭФ, 6, 949 (1967).
2. V.A.Vershkov, S.V.Mirnov. Nucl. Fusion, 14, 383 (1974).
3. S. von Goeler. Bull. Am. Phys. Soc., 19, 883 (1974). W.Stodiek, *ibid*, p. 930.
4. В.В.Аликаев, Ю.И.Арсеньев, Г.А.Бобровский, А.А.Кондратьев, К.А.Разумова. ЖЭФ, 45, 515 (1975).
5. С.А.Балдин, Л.М.Иоаннесянц. ПТЭ, № I, 7 (1972).
6. J.L.Campbell, L.A.McNelles. Nucl. Instr. and Meth., 117, 519 (1974).
7. Дж.Кэй, Т.Лэби. Таблицы физических и химических постоянных. М., ГИФМЛ, 1962.
8. W.Bambynek, B.Grasemann, R.W.Fink, H.-U.Freund, H.Mark, C.D.Swift, R.E.Price, P.Venugopala-Rao. Rev. Mod. Phys., 44, 716 (1972).
9. V.S.Vlasenkov, V.M.Leonov, V.G.Merezhkin, V.S.Muchovatov. Nucl. Fusion, 13, 509 (1973).



Технический редактор Е. Д. Маркова
Корректор Н. Н. Черемных

Т-02786. 14.03.75 г. Формат 60x90/8
Уч.-изд. л. 0,88. Тираж 200. Заказ 381
Цена 7 коп. ОНТИ. ИАЭ

7 коп.