

УДК 533.9

Эффективный заряд плазмы в режиме нагрева индукционным током на стеллараторе Л-2М в условиях боронизации вакуумной камеры

А. И. Мещеряков, И. Ю. Вафин

После проведения процедуры боронизации из оптических измерений было установлено, что в числе прочего изменился состав примесей плазмы. Встала задача определения эффективного заряда плазмы. В режиме омического нагрева из значений электрического сопротивления плазменного шнура вычислены значения эффективного заряда плазмы для различных концентраций электронов. Сделаны выводы о влиянии боронизации на значение эффективного заряда плазмы, а также изменении значений эффективного заряда в зависимости от плотности плазмы.

PACS: 52.50.-b

Ключевые слова: физика плазмы, высокотемпературная плазма, стелларатор, боронизация, примеси в плазме, эффективный заряд плазмы, компьютерное моделирование.

Введение

В процессе исследования плазмы, удерживаемой магнитным полем, одним из показателей удачной организации удержания является низкий уровень загрязнения плазменного шнура ионами примесей. Присутствие примесей, в числе прочего, вызывает рост частоты электрон-ионных столкновений и, как следствие, увеличение сопротивления плазменного шнура. Это увеличение пропорционально величине эффективного заряда плазмы Z_{eff} :

$$Z_{eff} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{\sum_i n_i Z_i} \quad (1)$$

где n_i — концентрация ионов в плазменном шнуре, Z_i — заряд соответствующего иона. Поскольку точное определение состава примесей представляет собой непростую задачу, для оценки Z_{eff} часто используется упрощенная модель плазмы, состоящая из ионов основного газа и одной доминирующей примеси.

На установке стелларатор Л-2М ранее проводились измерения эффективного заряда плазмы [1], но с внедрением в практику экспериментов на Л-2М процедуры боронизации рабочей камеры из

спектральных измерений было установлено, что изменился состав примесей [2]. Это должно было привести, в свою очередь, к изменению значения эффективного заряда плазмы. Таким образом, цель настоящей работы заключалась в измерении значения эффективного заряда плазмы после проведения процедуры боронизации стенок рабочей камеры установки стелларатор Л-2М.

Условия проведения эксперимента

Стелларатор Л-2М — классический двухзаконный стелларатор ($l = 2$). Он имеет две пары винтовых обмоток и 28 катушек тороидального поля. Большой радиус тора равен $R = 1$ м, средний радиус плазменного шнура — $a_p = 11,5$ см. Объем плазмы в стеллараторе Л-2М приблизительно равен $V = 0,26$ м³. Величина индукции магнитного поля в центре плазменного шнура составляет $B_0 = 1,25$ – $1,35$ Тл. Сила тока измеряется поясом Роговского, а напряжение на обходе стелларатора определяется с помощью обмотки, расположенной вдоль вакуумной камеры стелларатора. Полученные в различных импульсах параметры разряда и плазмы менялись в следующих пределах: напряжение на обходе на стационарной стадии разряда U_L от 2,1 до 2,8 В, плазменный ток I_p от 17 до 19 кА, электронная температура в центре плазменного столба T_e от 250 до 350 эВ, средняя по центральной хорде плотность плазмы $n_e = (0,5$ – $1,7) \cdot 10^{19}$ м⁻³.

На рис. 1 представлен временной ход параметров плазмы в разряде № 57255, характерном для омического режима после проведения процедуры боронизации вакуумной камеры. Ток омического нагрева, получен интегрированием сигнала с пояса Роговского (рис. 1, а). На квазистационар-

Мещеряков Алексей Иванович, зав. лабораторией.
Вафин Ильдар Юсупович, старший научный сотрудник.
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН.
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.
Тел. 8 (499) 135-80-19. Факс 8 (499) 135-80-11.
E-mail: meshch@fpl.gpi.ru; ildar@fpl.gpi.ru

Статья поступила в редакцию 7 июля 2015 г.

© Мещеряков А. И., Вафин И. Ю., 2015

ной стадии разряда $t = 50\text{--}60$ мс величина тока равна $I_p = 19$ кА. На стадии пробоя и развития разряда $t = 30\text{--}35$ мс напряжение на обходе падает с $U_L = 30$ В до $U_L = 3\text{--}4$ В, и на квазистационарной стадии разряда достигает значения $U_L = 2,5$ В (рис. 1, б). Излучение из плазмы, измеряемое болометром (рис. 1, в), равно $P_{rad} = 8\text{--}10$ кВт, что составляет (15—20) % от мощности омического нагрева на стационарной стадии разряда.

Сигнал жесткого рентгеновского излучения (рис. 1, з) проинтегрирован по времени с постоянной интегрирования $\tau \gg \Delta t_p$ (Δt_p — длительность импульса омического разряда). Рентгеновское излучение попадает на детектор, пройдя стенку вакуумной камеры стелларатора (толщина $h = 1,2$ мм)

и слой воздуха толщиной 10 м. Эта осциллограмма показывает, что жесткое рентгеновское излучение регистрируется в основном на стадии пробоя и развития разряда. Средняя по центральной хорде плотность плазмы (рис. 1, д) на стационарной стадии разряда составляет величину $n_e = (1,0\text{--}1,1) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

Профиль электронной температуры измерялся с помощью диагностики циклотронного излучения на второй гармонике электронного циклотронного резонанса $2\omega_{ce}$ [3], а профиль плотности с помощью HCN лазерного интерферометра [4]. Профили $T_e(r)$ и $n_e(r)$, используемые в расчетах, измеренные в режиме омического нагрева, приведены на рис. 2.

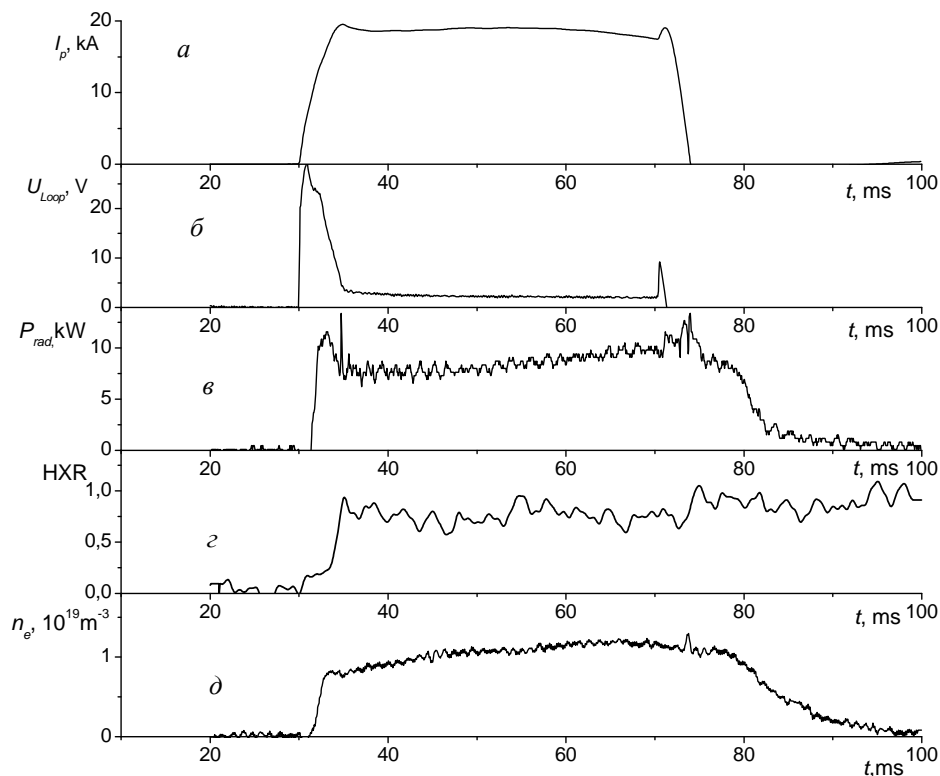


Рис. 1. Временной ход параметров плазмы в типичном импульсе омического разряда после проведения процедуры боронизации: I_p — полный ток омического нагрева, U_{loop} — напряжение на обходе, P_{rad} — мощность радиационных потерь, HXR — интенсивность жесткого рентгеновского излучения, n_e — средняя по центральной хорде плотность плазмы

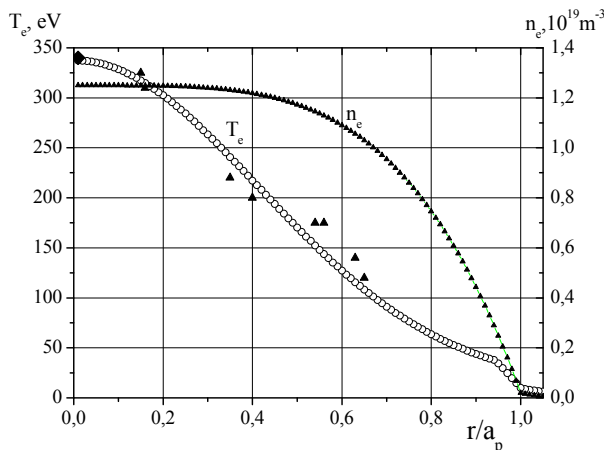


Рис. 2. Профили электронной температуры и плотности, измеренные в типичном разряде в режиме омического нагрева после проведения боронизации стенок вакуумной камеры

Вычисление эффективного заряда плазмы из измерения сопротивления плазменного шнура

Измерение эффективного заряда плазмы основано на вычислении сопротивления плазменного шнура и на его сравнении с сопротивлением, измеренным в режиме омического нагрева $R_{\text{exp}} = \frac{U_L}{I_P}$, где U_L — напряжение на обходе, I_P — плазменный ток (рис. 1).

Удельное сопротивление так называемого лоренцовского газа, то есть полностью ионизованного газа, в котором электроны не взаимодействуют между собой, а ионы покоятся, было вычислено Спитцером [5].

В условиях реального эксперимента, когда в плазме рабочего газа содержатся еще и ионы примесей, этим решением можно пользоваться с большой осторожностью. В этих условиях следует обратиться к исследованию удельной проводимости многокомпонентной плазмы, выполненному Ю. Н. Днестровским и Д. П. Костомаровым [6] в, котором решение Л. Спитцера расширено на случай многокомпонентной плазмы. В работе [6] выражение для удельного сопротивления плазмы имеет следующий вид (в системе СГС):

$$\eta_{DC} = \frac{\eta_H Z_{\text{eff}}}{\alpha_E(Z_{\text{eff}})} \quad (2)$$

где — $\eta_H = \frac{4(2\pi)^{1/2}}{3} m_e^{1/2} e^2 \frac{\ln(\Lambda)}{T_e^{3/2}}$, будем называть

удельным сопротивлением водородной плазмы, вычисленное приближенно и без учета электрон-электронных столкновений, Z_{eff} — эффективный заряд плазмы, содержащей ионы нескольких сортов, $\alpha_E(Z_{\text{eff}})$ — монотонно возрастающая функция Z_{eff} , которая при $Z_{\text{eff}} = 1$ равна $\alpha_e(Z_{\text{eff}}) = 1,96$, а при больших Z_{eff} , когда можно пренебречь столкновениями электронов между собой и учитывать только столкновения с ионами (приближение газа Лоренца), вычисляется точно: $\alpha_e(Z_{\text{eff}}) = 32/3\pi$. Зависимость числового коэффициента $\alpha_e(Z_{\text{eff}})$ от Z_{eff} взята из монографии [6].

Для того чтобы вычислить полное сопротивление плазменного шнура, учтем, что удельное сопротивление зависит от радиуса магнитной поверхности плазменного шнура. Поэтому разобьем весь шнур на вложенные друг в друга тороидальные поверхности, совпадающие с магнитными поверхностями с равной температурой и плотностью, длиной, равной $2\pi R$ (где R — большой радиус тора), средним радиусом магнитной по-

верхности r и толщиной слоя dr . Сопротивление такого слоя R_i будет равно:

$$R_i = \eta_{DC}(r) \cdot \frac{2\pi R}{2\pi r dr}. \quad (3)$$

Величина, обратная полному сопротивлению шнура $\frac{1}{R_{DC}}$, вычисляется интегрированием по сечению плазменного шнура величины $\frac{1}{R_i(r)}$:

$$\frac{1}{R_{DC}} = \frac{1}{R} \int_0^{r_P} \frac{\alpha_E(Z_{\text{eff}})}{\eta_H(r) Z_{\text{eff}}} r dr, \quad (4)$$

(где R — большой радиус тора), так как вложенные друг в друга тороидальные поверхности представляют собой параллельно включенные сопротивления.

Исследования на токамаках [7] показали, что, за исключением периферии плазменного столба, величина Z_{eff} слабо зависит от радиуса плазменного шнура. Не имея экспериментальных данных о распределении Z_{eff} по радиусу в стеллараторе Л-2М, будем предполагать, что у нас в режиме омического нагрева $Z_{\text{eff}} = \text{const}(r)$. Тогда

$$\frac{1}{R_{DC}} = \frac{\alpha_E(Z_{\text{eff}})}{R Z_{\text{eff}}} \int_0^{r_P} \frac{r dr}{\eta_H(r)}. \quad (5)$$

Величины, зависящие от Z_{eff} , соберем в левой части равенства, а те, которые можно вычислить (R_H) или измерить в эксперименте $\left(R_{\text{exp}} \frac{U_L}{I_P} \right)$, в правой части равенства:

$$\frac{Z_{\text{eff}}}{\alpha_E} = \frac{R_{\text{exp}}}{R_H}. \quad (6)$$

Здесь R_H (сопротивление водородной плазмы в приближении газа Лоренца) вычисляется интегрированием:

$$\frac{1}{R_H} = \frac{1}{R} \int_0^r \frac{1}{\eta_H(r)} r dr \quad (7)$$

$$\eta_H = \frac{(4\sqrt{2\pi m_e}) e^2 \ln \Lambda}{3T_e^{3/2}(r)}. \quad (8)$$

Тогда, вычисляя правую часть в (6) и зная зависимость

$$\frac{Z_{\text{eff}}}{\alpha_E(Z_{\text{eff}})} = f(Z_{\text{eff}}), \quad (9)$$

можно определить Z_{eff} .

Для вычисления $\eta_H(r)$ возьмем профили электронной температуры $T_e(r)$ и плотности $n_e(r)$, измеренные в эксперименте в режиме омического нагрева (рис. 2). Для вычисления кулоновского логарифма было использовано соотношение [8]:

$$\ln(\Lambda) = 24,4 - \frac{1}{2} \ln(n_e(r)) + \ln(T_e(r)),$$

которое хорошо аппроксимирует его значение для $T_e > 13,3$ эВ.

Влияние стеллараторно-запертых частиц на удельное сопротивление плазменного столба

Присутствие в плазме стелларатора запертых электронов увеличивает сопротивление плазмы, так как они не участвуют в переносе тока, но участвуют в столкновениях с пролетными электронами. Влиянием тороидально-запертых частиц на проводимость плазмы при вычислении удельного сопротивления плазмы мы пренебрежем, поскольку доля тороидально-запертых частиц в стеллараторе Л-2М невелика из-за большого значения аспектного отношения $R/r_p = 8,7$.

Влияние стеллараторно-запертых частиц на проводимость плазмы в стеллараторе Л-2М ранее [1, 9] оценивалось в виде приближенной корректирующей функции β :

$$\eta_{HST} = \eta_H / \beta,$$

где

$$\beta = \frac{1 - 1,95\sqrt{\varepsilon_{\perp}} - 0,74\varepsilon_{\perp} - 0,78\varepsilon_{\perp}^{3/2}}{1 + \frac{v_e}{l\alpha\varepsilon_{\perp}V_{Te}}}. \quad (10)$$

Здесь $\varepsilon_{\perp} = l \cdot \varepsilon_0 \cdot I_1(l \cdot \alpha \cdot r)$, а $I_1(lar)$ — модифицированная функция Бесселя, l — заходность стелларатора, $\alpha = N/R$, где N — число шагов винтовой обмотки, R — радиус тора, r — средний радиус магнитной поверхности, v_e — частота электронных столкновений, которая определяется электрон-электронными и электрон-ионными столкновениями как $v_e = v_{ee} + v_{ei}$, V_{Te} — тепловая скорость электронов. Величина $\beta = \sigma/\sigma_0$ (отношение проводимости плазмы с учетом стеллараторно-запертых частиц к проводимости без учета влияния последних, вычисленная по формуле (10) с учетом того факта, что знаменатель в этой формуле близок к единице), представлена на рис. 3 (нижняя кривая) в зависимости от среднего радиуса плазменного шнура. Эта кривая использовалась ранее в работе [1] для вычисления эффективного заряда плазмы.

В данной работе авторы воспользовались численной процедурой, которая позволила оценить число запертых электронов на отдельной магнитной поверхности (как тороидально-запертых, так и

стеллараторно-запертых) [10]. На основании этих расчетов нами была вычислена поправка в проводимость за счет запертых частиц, что, естественно, изменило значения $\beta = \sigma/\sigma_0$ (рис. 3, верхняя кривая).

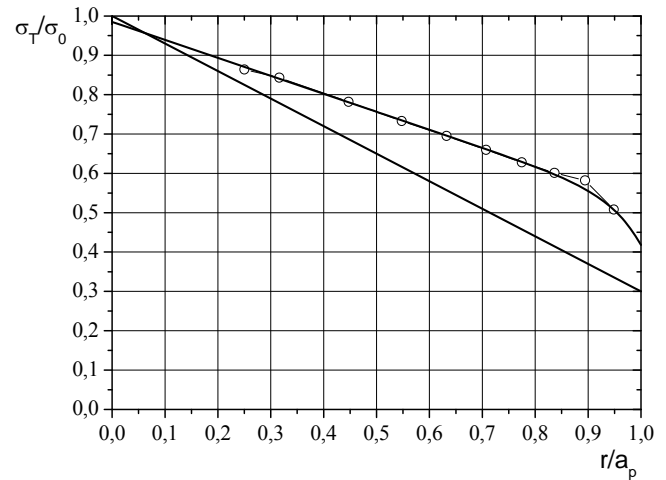


Рис. 3. Эффекты, влияющие на проводимость плазмы в стеллараторе. Нижняя кривая — радиальная зависимость проводимости плазмы с учетом стеллараторно запертых частиц, вычисленная по приближенной формуле. Верхняя кривая — радиальная зависимость проводимости плазмы с учетом запертых частиц, когда количество запертых частиц вычисляется с использованием численной процедуры

Вычисление эффективного заряда плазмы в данной работе было выполнено с помощью этой уточненной корректирующей функции. Она оказалась несколько мягче, чем аналогичная поправка, полученная из аналитических приближенных формул.

Теперь с учетом влияния стеллараторно-запертых частиц, выражение удельного сопротивления плазмы (8) будет видоизменено следующим образом:

$$\eta_H = \frac{(4\sqrt{2\pi m_e})e^2 \ln(\Lambda)}{3T_e^2(r)} \times \frac{1}{\beta}. \quad (11)$$

Измерение величины Z_{eff} в режиме омического нагрева

Измерение величины Z_{eff} водородной плазмы проводилось в режиме омического нагрева стелларатора Л-2М как до выполнения процедуры боронизации, так и после боронизации вакуумной камеры. На рис. 1 показан временной ход параметров плазмы в типичном импульсе омического разряда после проведения процедуры боронизации. В интервале с 50 по 60 мс наблюдается квазистационарное состояние разряда, то есть остаются постоянными такие параметры, как плазменный ток, напряжение на обходе, профили температуры и плотности плазмы. В случае

стационарного тока нет необходимости учитывать индуктивную составляющую падения напряжения, дающую вклад в напряжение на обходе, и вычисление напряженности электрического поля в плазме E существенно упрощается:

$$2\pi RE = U_L - L \frac{dI}{dt} - I \frac{dL}{dt} = U_L. \quad (12)$$

Здесь R — большой радиус тора. Необходимые для вычисления сопротивления плазменного столба величины плазменного тока I_p и напряжения на обходе U_L брались в этом временном интервале, а именно в момент времени $t = 55$ мс.

На рис. 4 представлена экспериментальная зависимость Z_{eff} водородной плазмы от плотности плазмы для двух режимов работы стелларатора — до боронизации (верхняя кривая) и после боронизации вакуумной камеры (нижняя кривая). Видно, что боронизация приводит к существенному (примерно в два раза) снижению эффективного заряда плазмы. Следует отметить также, что в экспериментах на токамаках, как правило, наблюдается уменьшение Z_{eff} с ростом плотности плазмы и увеличение Z_{eff} с ростом тока омического разряда [11], а именно, наблюдается зависимость $Z_{eff} \sim I_p/n_e$. В нашем случае в режиме омического нагрева без боронизации вакуумной камеры, Z_{eff} также уменьшается с ростом плотности плазмы. Однако в режимах после боронизации вакуумной камеры не наблюдается какой-либо зависимости от плотности плазмы, а именно: эффективный заряд плазмы остается равным примерно $Z_{eff} \sim 1,4$ при изменении средней плотности от $n_e = 0,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ до $n_e = 1,8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

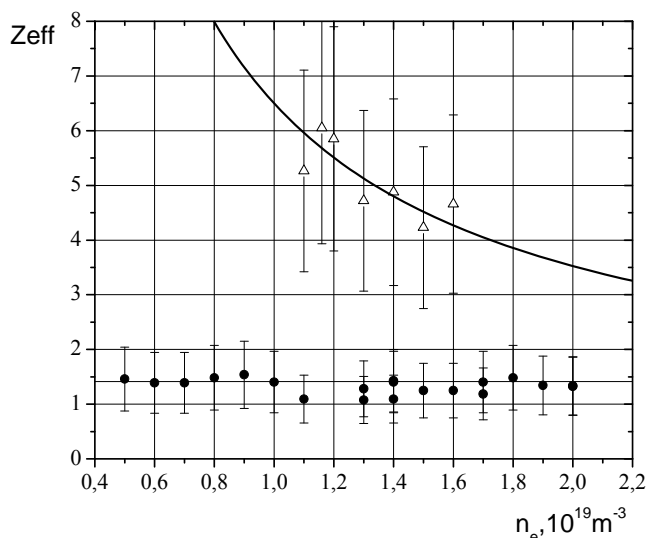


Рис. 4. Зависимость эффективного заряда плазмы от средней концентрации частиц в двух режимах омического разряда: без боронизации (верхняя кривая) и с боронизацией вакуумной камеры стелларатора Л-2М (нижняя линия)

Ниже мы обсудим погрешность в измерении Z_{eff} , а также влияние убегающих электронов на сопротивление плазмы в стеллараторе.

Погрешность определения Z_{eff}

Из соотношений (2), (3) и (6) видно, что погрешность в определении Z_{eff} определяется погрешностью измерения $R_{exp} = \frac{U_L}{I_p}$ и вычисле-

ния R_H . Измерение напряжения на обходе и тока плазмы — стандартные электротехнические диагностики, имеющие относительную погрешность измерения 2,5 % каждая.

Для вычисления R_H используются экспериментальные профили электронной температуры $T_e(r)$ и плотности $n_e(r)$. Влияние плотности на точность вычисления Z_{eff} незначительно, так как плотность плазмы входит только в кулоновский логарифм. Так, изменение средней плотности на 10 % приводит к изменению Z_{eff} всего лишь на 0,5 %. Напротив, ошибка в измерении профиля температуры является определяющей при вычислении Z_{eff} , так как $T_e(r)$ входит в формулу (5) в степени 3/2. При изменении центральной температуры на 10 % и сохранении профиля температуры Z_{eff} меняется на 18,5 %. Причем, наибольший вклад (около 80 %) в величину проводимости (а точнее, в величину $1/R_H$) и, соответственно, в ошибку измерений Z_{eff} вносят градиентная область $0,1 < r/a_p < 0,6$.

Таким образом, погрешность в определении Z_{eff} определяется в основном точностью измерения профиля электронной температуры. При точности измерения электронной температуры по излучению на второй гармонике электронной циклотронной частоты $2\omega_{ci}$, составляющей около 20 % [12], погрешность определения Z_{eff} составит около 40 %.

Влияние убегающих электронов на проводимость плазмы в стеллараторе Л-2М

Рассмотрим два характерных случая.

1). В режиме омического нагрева при наложении продольного электрического поля могут возникнуть условия, при которых электроны могут быть вовлечены в непрерывный ускорительный процесс. Условием перехода электронов в режим непрерывного ускорения является превышение напряженности электрического поля над критическим значением поля (так называемым полем Драйзера [13]). В общепринятом в настоящее время виде, условие перехода электронов в режим непрерывного ускорения имеет вид [6]:

$$E > E_0 = E_{cr} Z_{eff} G_{max} \left(\frac{V_0}{V_e} \right),$$

где критическое электрическое поле определяется соотношением:

$$E_{cr} = \frac{4\pi e^3 n_e \ln(\Lambda)}{T_e}. \quad (13)$$

Здесь n_e — плотность плазмы, измеряемая в см^{-3} , а T_e — температура электронов в К. $G_{max} \left(\frac{V_0}{V_e} \right)$ — максимальное значение функции Чандрасекара, которое примерно равно $G_{max} \left(\frac{V_0}{V_e} \right) = 0,214$.

На рис. 5 показано распределение по радиусу плазмы в стеллараторе Л-2М значения E_{cr} по формуле (13) для типичного импульса омического нагрева (см. рис. 1), для которого радиальное распределение плотности и температуры электронов показано на рис. 2. На рис. 5 (верхняя кривая) приведено также значение E_{cr} , вычисленное более точно на основании результатов работы [16]. Напряженность электрического поля в стеллараторе в режиме омического нагрева, вычисленная на основании величины напряжения на обходе, равна:

$$E = U_l / 2\pi R = 0,4 \text{ В/м.}$$

Видно, что значение продольного электрического поля в плазме много меньше значения $0,214 \cdot E_{cr}$ по всему плазменному шнуру. Таким образом, можно с уверенностью утверждать, что основная часть электронов не находится в режиме ускорения.

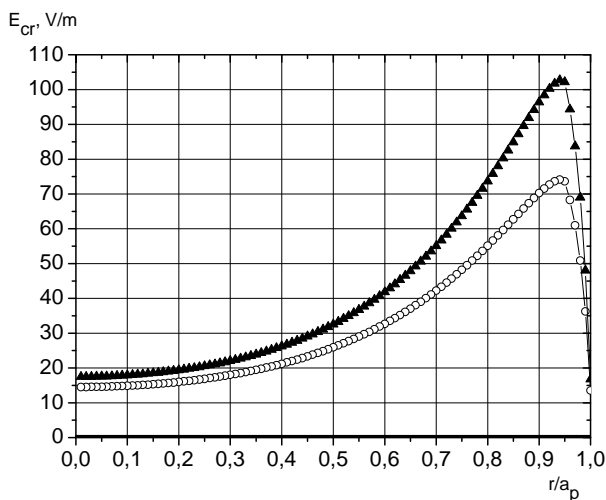


Рис. 5. Радиальное распределение значения критического поля E_{cr} для типичного импульса омического нагрева в стеллараторе Л-2М (нижняя кривая), и значение E_{cr} , вычисленное более точно на основании результатов работы [16]

Однако на начальной стадии омического разряда ($t = 30\text{—}35$ мс), т.е. при формировании плазменного шнура (см. рис. 1), напряжение на обходе в 10—12 раз выше по сравнению с напряжением, установившемся на стационарной фазе омического разряда. В течение начальной фазы разряда, по видимому, возникают условия для развития процесса образования убегающих электронов. На осциллограмме интенсивности жесткого рентгеновского излучения (рис. 1, з) видно нарастание сигнала именно в этот момент времени. Напомним, что здесь приведен интегрированный сигнал детектора жесткого рентгеновского излучения, поэтому нарастание амплитуды сигнала свидетельствует о присутствии жесткого рентгеновского излучения, а постоянный уровень сигнала об отсутствии потока жесткого рентгеновского излучения. На стационарной стадии разряда отсутствует поток рентгеновского излучения, что подтверждает тот факт, что на этой фазе разряда не возникает значительной популяции убегающих электронов.

2). Когда выполняется условие малости электрического поля E_0 по сравнению с полем Драйзера (13), возможно возникновение убегающих электронов на хвосте максвелловского распределения электронов по скоростям. Для этого скорость электронов в направлении электрического поля V_x должна быть больше критической скорости, определяемой соотношением из работы [6]:

$$V_x > V_{cr} = V_{te} \sqrt{\left(\frac{E_{cr}}{E} \right) \left(1 + \frac{Z_{eff}}{2} \right)}. \quad (14)$$

Величина потока электронов из основной массы в область убегания вычислялась ранее [14] с помощью решения кинетического уравнения. В настоящее время для вычисления потока принято пользоваться выражением из работы [5]:

$$S_e = \frac{2\sqrt{2}n_e}{\tau_e} \left(\frac{E}{E_{cr}} \right)^{\frac{3(Z_{eff} + 1)}{16}} \times \exp \left(-\frac{E_{cr}}{4E} - \sqrt{\frac{2E_{cr}(Z_{eff} + 1)}{E}} \right),$$

где $\tau_e = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{m_e T_e^{3/2}}}{e^4 m_e \ln \Lambda}$ — простейшее время релаксации электронов. Размерность потока S_e — число частиц в м^3 в секунду.

На рис. 6 (темные точки) представлена зависимость плотности электронов, попадающих в об-

ласть убегания в течении всего импульса омического разряда стелларатора Л-2М ($t_{OH} = 40$ мс). Здесь при вычислении использованы экспериментальные зависимости центральной электронной температуры $T/T_0 = (n_e/n_0)^{-0,33}$ и мощности нагрева от плотности плазмы $P/P_0 = (n_e/n_0)^{-0,33}$, полученные в режиме омического разряда стелларатора Л-2М после боронизации вакуумной камеры (рис. 7, а и рис. 7, б). На основании зависимости $S_e = f(n_e)$ можно оценить общее число электронов, поступающих в область убегания в течении импульса омического разряда:

$$N_e = t_{OH} \int_V S_e dV$$

(здесь V — объем плазмы), и, соответственно, плазменный ток, переносимый уходящими электронами в конце импульса:

$$I_{pe} = eN_e \langle v \rangle,$$

где $\langle v \rangle$ — средняя скорость уходящих электронов.

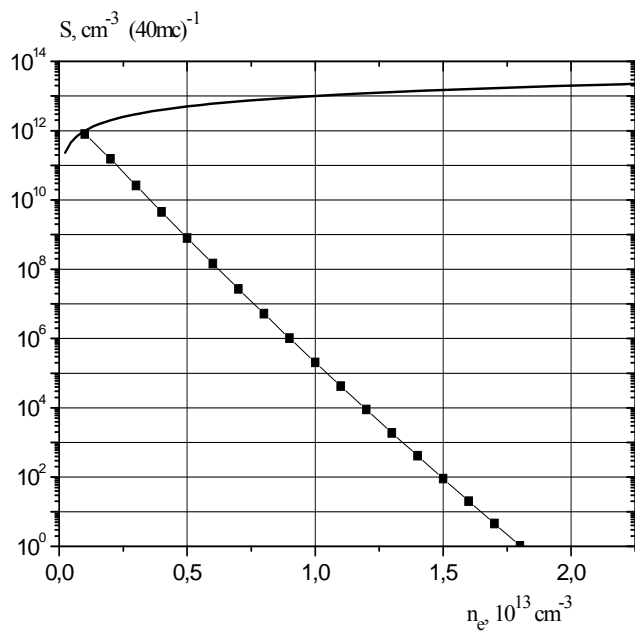
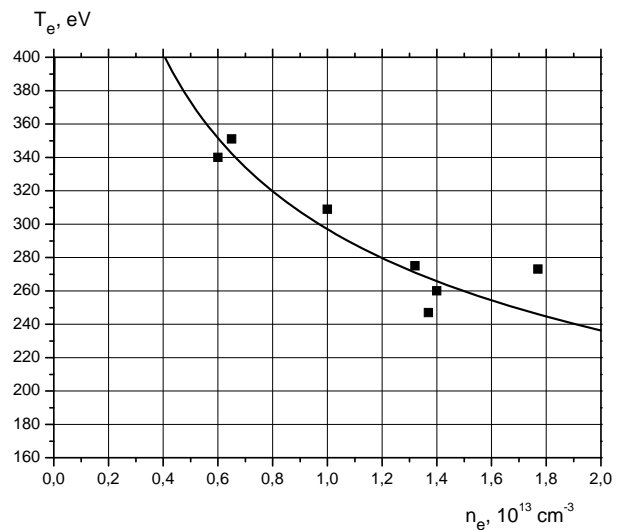


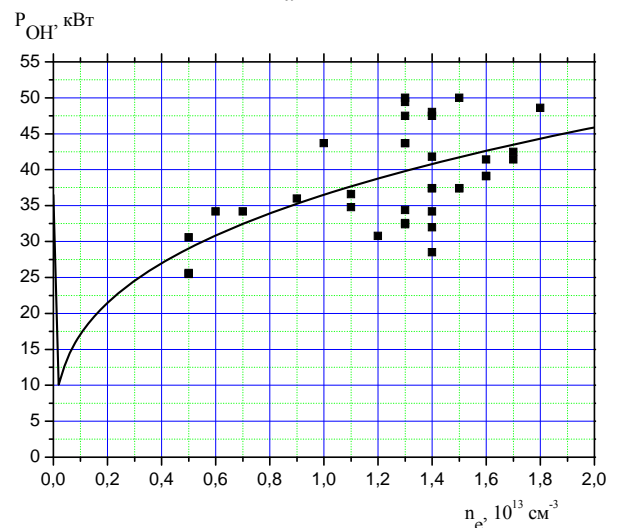
Рис. 6. Число электронов в $см^3$, переходящих в режим ускорения за время омического разряда — 40 мс. Верхняя кривая — предел, когда все электроны плазмы переходят в режим непрерывного ускорения

В работе, выполненной на токамаке ТМ-3 [15], сделана оценка средней энергии уходящих электронов. Она оказалась равной $E = 15$ кэВ, а средняя скорость, соответственно, $\langle v \rangle = 7 \cdot 10^7$ м/с. Для нашей оценки возьмем такую же величину средней скорости уходящих электронов. Тогда получим, что для плотности плазмы $n_e = 0,5 \cdot 10^{19} м^{-3}$ полное число уходящих электронов составит $N_e = 5 \cdot 10^{14}$, а ток $I_{pe} = 0,5$ кА. Другими словами, переносимый уходящими электронами ток составляет незначительную часть от тока омического нагрева

$I_{OH} = 19$ кА. Однако при уменьшении плотности плазмы количество уходящих электронов быстро нарастает, ток I_{pe} становится сравнимым с полным плазменным током I_{OH} . Так, для $n_e = 0,4 \cdot 10^{19} м^{-3}$ имеем $I_{pe} = 2,5$ кА, а для $n_e = 0,3 \cdot 10^{19} м^{-3}$ получаем $I_{pe} = 19$ кА. Таким образом, влияние уходящих электронов на плазменный ток в стеллараторе Л-2М возможно только при плотности плазмы, меньшей $n_e = 0,5 \cdot 10^{19} м^{-3}$, а при большей плотности ток переносимый уходящими электронами становится исчезающе малым. Однако отметим, что влияние уходящих электронов на жесткое рентгеновское излучение и на циклотронное излучение на второй гармонике электронной циклотронной частоты наблюдалось на стеллараторе Л-2М при плотностях $n_e < 1 \cdot 10^{19} м^{-3}$ [12].



а



б

Рис. 7. а — экспериментальная зависимость центральной электронной температуры от плотности плазмы, полученная в режиме омического разряда стелларатора Л-2М после боронизации вакуумной камеры; б — экспериментальная зависимость мощности нагрева от плотности плазмы, полученная в режиме омического разряда стелларатора Л-2М после боронизации вакуумной камеры

Заключение

Основные подходы и результаты работы можно сформулировать следующим образом.

1. Измерение Z_{eff} основано на измерении сопротивления плазменного столба и сравнении его значения с расчетным значением сопротивления водородной плазмы. В модели расчета используются экспериментально измеренные профили электронной температуры и плотности плазмы, а также учтен эффект присущий стеллараторной плазме: увеличение удельного сопротивления плазмы за счет стеллараторно-запертых частиц.

2. Указанная процедура была использована для определения эффективного заряда плазмы в двух режимах омического разряда стелларатора Л-2М, а именно, до и после проведения процедуры боронизации вакуумной камеры. В режимах без боронизации вакуумной камеры Z_{eff} принимает значения от 5 до 8 и уменьшается с ростом плотности. С введением процедуры боронизации значения эффективного заряда, измеренные по проводимости, существенно уменьшились и лежат в интервале от 1,5 до 2 и не проявляют зависимость от плотности.

3. Ошибка измерения эффективного заряда плазмы в основном определяется точностью измерения профиля электронной температуры, причем особенно точностью определения температуры в области $0,1 < \frac{r}{a_p} < 0,6$. Погрешность определения

Z_{eff} составляет величину $\Delta Z_{eff} = 40\%$, так как ошибка измерения электронной температуры с помощью диагностики излучения на частоте $2\omega_{ci}$ на стеллараторе Л-2М составляет $\Delta T_e = 20\%$.

4. На стационарной стадии разряда условие перехода в режим непрерывного ускорения всей массы электронов не выполняется по всему сечению плазменного шнура. Оценка потока электронов в область убегания показывает, что для исследуемых плотностей плазмы $n_e = 0,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ убегаящие электроны могут обеспечить лишь незначительную часть $I_{pe} = 0,5 \text{ кА}$ тока омического разряда $I_{OH} = 19 \text{ кА}$. Однако при уменьшении плотности плазмы количество убегаящих электронов быстро нарастает, а ток убегаящих электронов I_{pe} становится сравнимым с полным плазменным током (например, для $n_e = 0,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ $I_{pe} = 19 \text{ кА}$).

Авторы выражают благодарность А. А. Летунову, В. П. Логвиненко и Г. А. Гладкову за предоставленные профили электронной плотности и температуры в омическом режиме работы стелларатора Л-2М.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 15-02-09192-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Akulina D. K., Andryukhina Eh. D., Voronov G. S., et al. // Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. IAEA, Vienna. Vol. 2. P. 287 (1979) IAEA.
2. Мещеряков А. И., Акулина Д. К., Батанов Г. М. и др. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 6. С. 1.
3. Акулина Д. К., Батанов Г. М., Бережецкий М. С. и др. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 12. С. 1108.
4. Князев А. В., Летунов А. А., Логвиненко В. П. // Приборы и техника эксперимента. 2004. № 2. С. 105.
5. Ститцер Л. Физика полностью ионизованного газа. — М.: Издательство иностранной литературы. 1957.
6. Днестровский Ю. Н., Костомаров Д. П. Математическое моделирование плазмы. — М.: Наука. 1993.
7. Бобровский Г. А., Разумова К. А., Санников В. В. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. Вып. 6. С. 897.
8. Сивухин Д. В. Вопросы теории плазмы. Вып. 4. С. 81. — М.: Атомиздат, 1964.
9. Гребеничиков С. Е., Корнев Б. И., Шпигель И. С. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 458.
10. Михайлов М. И., Щепетов С. В., Нюрнберг Дж. и др. Крупномасштабные МГД-неустойчивости в стеллараторе Л-2М // Физика плазмы (в печати).
11. Бобровский Г. А., Разумова К. А., Санников В. В. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. Вып. 6. С. 897.
12. Акулина Д. К., Батанов Г. М., Бережецкий М. С. и др. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. С. 1108.
13. Дрейсер Г. Труды второй Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии. Доклады иностранных ученых 1958 г. Т. 1. С. 170.
14. Гуревич А. В. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. Вып. 5 (11). С. 1296.
15. Санников В. В., Соколов Ю. А. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. Вып. 2. С. 204.
16. Гуревич А. В., Диамант Я. С., Днестровский Ю. Н. и др. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. Вып. 4. С. 777.

Plasma effective charge in OH-discharges at the L-2M stellarator after a vacuum chamber boronization

A. I. Meshcheryakov and I. Yu. Vafin

Prokhorov General Physics Institute, RAS
38 Vavilov str., Moscow, 119991, Russia
E-mail: meshch@fpl.gpi.ru; ildar@fpl.gpi.ru

Received July 7, 2015

The paper presents results of experiments carried out at the L-2M stellarator after boronization of the vacuum chamber. Changes in the impurity content of plasma were detected by optical methods and it was necessary to recalculate the effective charge. From the electric conductivity of OH-plasma, the effective charges values were calculated for various electron concentrations. Data on plasma effective charge versus electron concentration was presented. A conclusion on effect of boronization on the effective charge of plasma was drawn.

PACS: 52.50.-b

Keywords: plasma physics, high-temperature plasma, stellarator, boronization, plasma impurities, effective charge of plasma, computer simulations.

REFERENCES

1. D. K. Akulina, Eh. D. Andryukhina, G. S. Voronov, et al., in *Proc. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Vol. 2.* (IAEA, Vienna, 1979). P. 287.
2. A. I. Meshcheryakov, D. K. Akulina, G. M. Batanov, et al., *Plasma Phys. Rep.* **31**, 1 (2005).
3. D. K. Akulina, G. M. Batanov, M. S. Berezetsky, et al., *Plasma Phys. Rep.* **29**, 1108 (2003).
4. A. V. Knyazev, A. A. Letunov, and V. P. Logvinenko, *Instrum. Exp. Tech.*, No. 2, 105 (2004).
5. L. Spitzer, *Physics of Full Ionized Gas* (Izd. Inostr. Lit., Moscow, 1957) [in Russian].
6. Yu. N. Dnestrovsky and D. P. Kostomarov, *Mathematical Modeling of Plasma* (Nauka, Moscow, 1993) [in Russian].
7. G. A. Bobrovsky, K. A. Razumova, and V. V. Sannikov, *Plasma Phys. Rep.* **2**, 897 (1976).
8. D. V. Sivukhin, *Problems of Plasma Theory. Is. 4.* P. 81 (Atomizdat, Moscow, 1964) [in Russian].
9. S. E. Grebenschikov, B. I. Kornev, and I. S. Shpigel', *Plasma Phys. Rep.* **8**, 458 (1982).
10. M. I. Mikhailov, S. V. Shchepetov, J. Nurnberg, et al., *Plasma Phys. Rep.* (2015) (in print).
11. G. A. Bobrovsky, K. A. Razumova, and V. V. Sannikov, *Plasma Phys. Rep.* **2**, 897 (1976).
12. D. K. Akulina, G. M. Batanov, M. S. Berezetsky, et al., *Plasma Phys. Rep.* **29**, 1108 (2003).
13. G. Draiser, in *Proc. II Conf. Atom. Energy* (Geneva, 1958). Vol. 1. P. 170.
14. A. V. Gurevich, *J. Exp. Theor. Phys.* **39**, 1296 (1960).
15. V. V. Sannikov and Yu. A. Sokolov, *Plasma Phys. Rep.* **2**, 204 (1976).
16. A. V. Gurevich, ya. S. Diamant, Yu. N. Dnestrovsky, et al., *Plasma Phys. Rep.* **5**, 777 (1979).

* * *