

04;12

Экспериментальное и расчетное исследование прохождения электронного пучка в криволинейном элементе стеллараторной системы Дракон в редкой плазме

© В.В. Кондаков, С.Ф. Перелыгин, В.М. Смирнов

Московский государственный инженерно-физический институт (Технический университет),
Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 23 июля 1997 г.)

Излагаются результаты начального этапа исследований по прохождению электронного пучка с энергией 100–500 eV в магнитном поле 300–700 Oe криволинейного соленоида установки КРЭЛ, являющейся прототипом замыкающего участка стеллараторной системы Дракон, в режиме плазменно-пучкового разряда. Экспериментально определены плотность ионов в конце криволинейной части камеры $n_i \approx 8 \cdot 10^8 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ и электронная температура $T_e \approx 4 - 15 \text{ eV}$, а также места попадания пучка на мишень при различных расстояниях от нее до источника электронов. Расчетным путем промоделировано движение электронного пучка с учетом объемного заряда, создаваемого пучком и вторичной плазмой. Из сравнения экспериментально измеренных траекторий с расчетными для разных величин объемного заряда получена оценка плотности нескомпенсированных ионов порядка $5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$.

Введение

В последние годы отмечается активный поиск альтернативных схем магнитного удержания плазмы в целях управляемого термоядерного синтеза, к числу которых относится стеллараторная система Дракон, предложенная в России в 1981 г. [1]. Плазменная ловушка Дракон представляет собой тандем пробкотронов, соединенных друг с другом криволинейными элементами (КРЭЛ) в виде соленоидов с пространственной осью. Теоретические и экспериментальные исследования [2,3] показали перспективность такой системы. Дальнейшее изучение этой магнитной ловушки требует создания полномасштабной установки. Возникает проблема заполнения плазмой такого сложного элемента системы Дракон, как замыкающий участок.

Эксперименты с плазмой в магнитном поле КРЭЛ

В качестве замыкающего элемента Дракон использована установка КРЭЛ, которая представляет собой два периода пятипериодного винтового тора с осью, являющейся геодезической линией на опорном торе с большим радиусом 40 см и малым 12 см. Геометрическая ось трехмерного соленоида в форме геодезической линии позволяет обеспечить весьма плавную модуляцию коэффициентов кривизны и кручения оси [2]. На рис. 1 представлен общий вид установки КРЭЛ. Обмотка пространственного соленоида выполнена навалом гибким медным проводом в шесть слоев на сильфонной (вакуумной) камере с наружным диаметром 100 мм. Соленоид магнитной системы установки длиной 1830 мм состоит из трех частей: основной — криволинейной ($L_c = 1480 \text{ mm}$) и двух прямолинейных — левой ($L_l = 250 \text{ mm}$) и правой ($L_r = 154 \text{ mm}$). В левой части на расстоянии 80 мм

от ее начала расположен источник электронного пучка. Схема размещения этих участков магнитной системы и основных узлов установки представлена на рис. 2. Через обмотку пропускали ток в 100, 150 и 200 А, что соответствовало магнитному полю с напряженностью $P = 320, 480$ и 640 Oe .

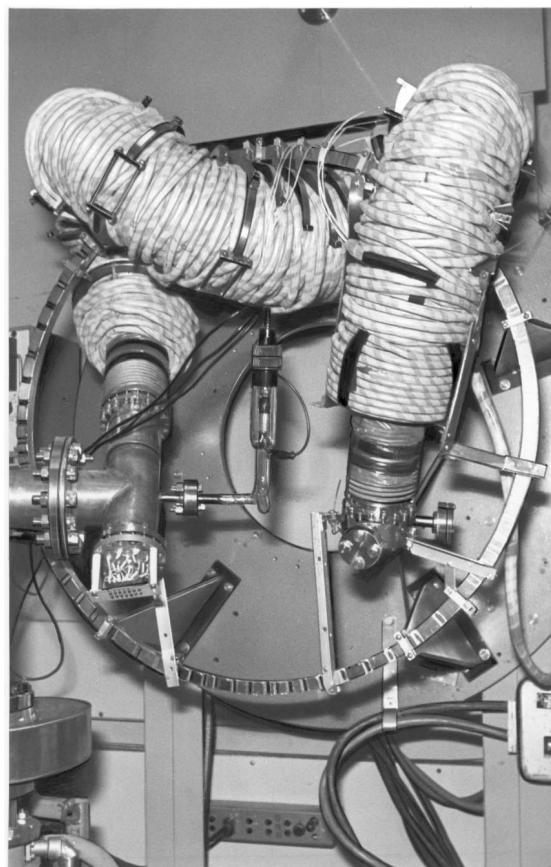


Рис. 1. Общий вид установки КРЭЛ.

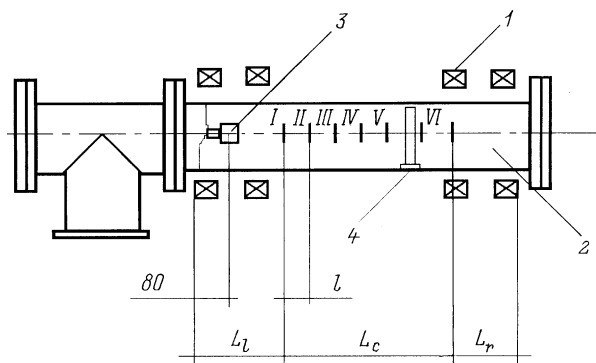


Рис. 2. Схема расположения основных узлов установки и область измерения параметров плазмы: 1 — обмотка магнитной системы; 2 — сильфонная вакуумная камера; 3 — источник электронного пучка; 4 — подвижная каретка с диагностическими средствами; I–VI — номера позиций, на которых проводятся измерения.

В наших опытах для получения плазмы применялся газовый разряд в продольном магнитном поле. Источником пучка электронов являлся вольфрамовый катод (кольцо диаметром 10 мм), который нагревался током 17–18 А. Мощность нагрева достигала 50–60 Вт. Между камерой и катодом прикладывалось ускоряющее напряжение U от 100 до 500 В. Электроны взаимодействовали с нейтральным остаточным газом (давление $2 \cdot 10^{-4}$ – $4 \cdot 10^{-4}$ Торр). Таким образом, в эксперименте поддерживались условия стационарного режима разряда.

Диагностика плазмы проводилась методом зондовых измерений. Схема конструкции диагностической системы (каретки с диагностическими устройствами) показана на рис. 3. Одиночный зонд представлял собой вольфрамовый стержень диаметром 2 мм и длиной 15 мм. Он располагался в части каретки, обращенной в сторону источника электронов, в направлении местного центра кривизны геометрической оси камеры. За зондом размещался коллектор электронов, который для облегчения вакуумной откачки был разделен на 3 сегмента. Сегменты на каретке были расположены так, чтобы исключить прямой пролет частиц и предотвращать попадание на зонд отраженных электронов. Ток на зонд и коллектор определялся через измерительное сопротивление 10Ω . Устройство для перемещения каретки вдоль камеры, конструкция которого подробно описана в [3], обеспечивало надежную ориентацию зондов относительно главной нормали к геометрической оси установки.

Положение пучка заряженных частиц определялось на шести позициях в криволинейной части соленоида, отстоящих друг от друга на расстоянии $l = 18$ см (рис. 2). Исследование плазмы, образовавшейся в пучково-плазменном разряде, проводилось с помощью вольт-амперных характеристик (ВАХ) на двух последних позициях, а именно на 5-й и 6-й, на удалении от источника электронов на 107 и 125 см соответственно при $U = 100, 200, 300, 400$ и 500 В и $H = 320$ и 640 Ое.

По оценкам при $H = 320$ Ое, согласно измеренным температуре электронов T_e и их плотности n_e , в области 5-й и 6-й позиций дебаевский радиус плазмы составлял $1.5 \cdot 10^{-2}$ – $1.0 \cdot 10^{-1}$ см, а электронный ларморовский радиус $2.1 \cdot 10^{-2}$ – $4.1 \cdot 10^{-2}$ см, т.е. электроны в системе были замагниченными. Поскольку в газоразрядной плазме всегда выполняется соотношение $T_i \ll T_e$, то величина ионного тока насыщения определялась по формуле Бома. Графики ВАХ имели четко выраженные ветви электронного и ионного токов насыщения. На всех рубежах измерения при различных значениях магнитного поля и ускоряющего напряжения прямолинейная часть переходного участка ВАХ указывала на максвелловское распределение электронов по скоростям.

Величина плавающего потенциала при различных U и $H = 320$ Ое на 5-й позиции составляла -40 – -50 В, а потенциала плазмы $+15$ – $+25$ В. Увеличение магнитного поля в два раза подняло их значения примерно на 10%. При переходе на 6-ю позицию произошло снижение плавающего потенциала примерно на 15%, потенциала плазмы — на 10–15%. Температура электронов T_e на обеих позициях слабо менялась при варьировании U : $T_e \approx 4$ – 15 эВ. Плотность ионов n_i на этих позициях составляла $8 \cdot 10^8$ – 10^{10} см $^{-3}$.

По отношению тока на коллектор (I_k) к эмиссионному току (I_{em}) на шести позициях измерения при различных U и H была проведена оценка рассеяния электронного пучка в установке (рис. 4). Между 1-й и 3-й позицией уменьшение отношения I_k/I_{em} небольшое, а после 3-й позиции отмечается даже некоторый подъем. Данный парадокс имеет очень простое объяснение. Позиция 3 располагается на середине криволинейного участка магнитного поля КРЭЛ. Особенность нашей пространственной конфигурации заключается в том, что в ней обеспечивается компенсация тороидального дрейфа заряженных частиц. Физическая картина этого процесса может быть представлена следующим образом. В начале

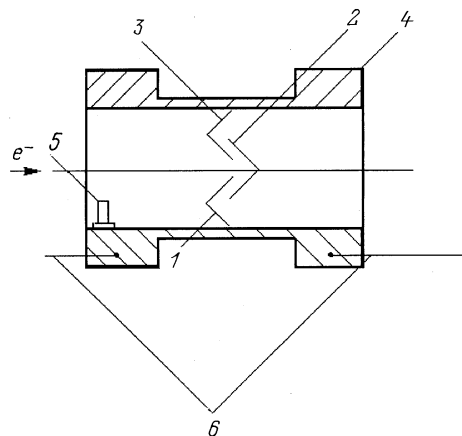


Рис. 3. Каретка с диагностическими устройствами: 1–3 — коллекторные сегменты; 4 — корпус каретки; 5 — одиночный зонд; 6 — тяги, обеспечивающие перемещение каретки; стрелка слева указывает направление электронного потока.

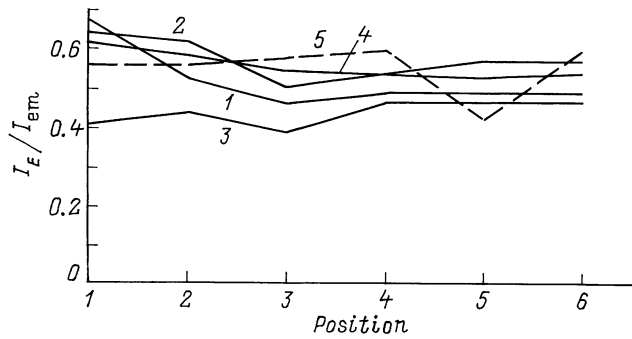


Рис. 4. Рассеяние электронов вдоль камеры в зависимости от H, Oe : 1, 2 — 320; 3 — 480; 4, 5 — 640; U, eV : 1 — 100, 2–5 — 200.

КРЭЛ электрон, продвигаясь вдоль оси соленоида, испытывает тороидальный дрейф и, следовательно, удаляется в сторону от оси. В районе середины КРЭЛ величина дрейфа достигает наибольшей величины. Вследствие вращательного преобразования магнитных силовых линий дрейф частиц меняет свое направление и электроны начинают приближаться к оси соленоида [4]. Такой эффект дрейфа частиц обеспечивается специальным расчетом магнитной системы. Пучок электронов в области позиции 3 очень близко подходит к стенке камеры. В районе этой позиции кривизна геометрической оси имеет максимальное значение и собирающий электроны коллектор несколько отходит от стенки. В образовавшийся зазор попадает часть пучка, которая уже минует коллектор. При дальнейшем продвижении каретки в глубь камеры ось установки становится более пологой, величина зазора уменьшается и восстанавливается наиболее полный захват пучка. Особенность кривых 4 и 5 заключается в том, что при одинаковых условиях направление тока в соленоиде разное. Это обстоятельство определило противоположное направление дрейфа электронов в КРЭЛ.

Необходимо отметить, что электронный пучок по всей длине камеры смещался к локальному центру кривизны геометрической оси системы. Это отчетливо видно по тому следу, который оставлял пучок на коллекторе: большая его часть находилась на электроде 1, немного на электроде 2, на электроде 3 следа не было вообще (рис. 3). Это явление иллюстрирует свойство криволинейного магнитного поля сдвигать магнитную ось к местному центру кривизны геометрической оси.

Расчетное исследование прохождения электронного пучка в КРЭЛ

В условиях нашего эксперимента в нейтральном газе при давлении $p_0 = 1 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-4}$ Торр вдоль магнитного поля $H = 350 - 700$ Oe в эквипотенциальном объеме с металлическими стенками распространяется моноэнергетический электронный пучок с параметрами на входе в систему: энергия электронов $U = 100 - 500$ eV,

радиус пучка $R_0 = 0.4$ см, его ток $J = 0.1 - 1.0$ mA. Длина пучка $L = 34 - 148$ см. Как показано в [5], при прохождении электронного пучка в газе с плотностью

$$n_0 < n^* = \frac{v_i}{2L\sigma_i(u)u}, \quad (1)$$

где v_i — средняя скорость ионов, образующихся при ионизации газа электронами пучка; u — их скорость (в нашем случае $u = 5.9 \cdot 10^8 - 1.3 \cdot 10^9$ cm/s); $\sigma_i(u)$ — сечение ионизации газа электронами пучка, в нем имеются только быстрые электроны и компенсирующие их ионы.

Потенциал пучка φ относительно стенок камеры, которым приписывается $\varphi = 0$, отрицательный. При $n_0 \geq n^*$ пучок будет иметь положительный относительно стенок потенциал и состоять из трех компонент: быстрых электронов пучка с плотностью n_1 (в нашем случае $n_1 = 9.6 \cdot 10^5 - 2.1 \cdot 10^7$ cm $^{-3}$), ионов с плотностью n_i и температурой T_i и медленных (вторичных) электронов плазмы с плотностью n_e и температурой T_e . При этом в зависимости от плотности и энергии последних различают два принципиально разных режима распространения пучка в газе.

Первый режим наблюдается, когда плотность вторичных электронов n_e невелика по сравнению с n_1 . При этом основным каналом ионизации газа является ионизация электронами пучка.

Второй режим наблюдается, когда плотность вторичных электронов сравнима и больше плотности электронов пучка. При взаимодействии пучка с такой плазмой развивается пучковая неустойчивость и в электромагнитных полях колебаний, возбуждаемых при неустойчивости, электроны плазмы разогреваются до энергий ионизации. В результате столкновения плазменных электронов с атомами нейтрального газа приводят к возникновению лавинообразного процесса пробоя. Именно этот режим реализуется в нашем эксперименте.

В [5] упрощенно рассмотрен случай, когда скорость ионообразования равна или больше скорости ухода ионов через торцы системы при их свободном разлете и вклад в ионизацию газа вторичными электронами существен (считается, что электроны имеют максвелловское распределение по скоростям, и не учитываются энергия, уносимая излучением, а также энергия, уносимая частицами плазмы поперек магнитного поля). Получено

$$\frac{e\varphi}{T_e} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{e}{8\pi} \frac{m_i}{m_e} \right), \quad (2)$$

$$\gamma n_1 u \frac{m_e u^2}{2} = 2T_e n_e \ln \left(\frac{e}{8\pi} \frac{m_i}{m_e} \right) \sqrt{\frac{1}{e} \frac{T_e}{m_i}}, \quad (3)$$

где $e = 2.7 \dots$, e — заряд электрона, m_e — его масса, m_i — масса иона, γ — коэффициент трансформации энергии пучка в колебания электромагнитных полей.

Определим n_e из условия баланса электронов в пучке

$$\frac{dn_e}{dt} = n_i(n_0 - n_e)\sigma_i(u)u + n_e(n_0 - n_e)\sigma_m\bar{v}_e e^{\frac{\varepsilon_i}{T_e}} - \alpha n_e^2 - 2n_e\sqrt{\frac{1}{e} \frac{T_e}{m_i} \frac{1}{L}}. \quad (4)$$

Здесь первое слагаемое в правой части представляет собой вклад в ионизацию газа электронным пучком, второе — вклад в ионизацию газа вторичными электронами (σ_m — максимальное сечение ионизации газа, ε_i — энергия ионизации,

$$\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{T_e}{m_e}}$$

— средняя скорость плазменных электронов). Третье слагаемое определяет уход электронов плазмы за счет рекомбинации (α — коэффициент рекомбинации), а четвертое — уход электронов через торец пучка, противоположный его входу. В равновесии $dn_e/dt = 0$. Тогда, считая, что $n_e \ll n_0$, и не учитывая рекомбинацию, получим

$$\frac{T_e}{\frac{m_e u^2}{2}} = \frac{\gamma}{\ln\left(\frac{e}{8\pi} \frac{m_i}{m_e}\right)} \left(\frac{1}{n_0 \sigma_i(u) L} - \frac{1}{2} \frac{\sigma_m}{\sigma_i(u)} \sqrt{\frac{8e}{\pi} \frac{m_i}{m_e}} e^{\frac{\varepsilon_i}{T_e}} \right), \quad (5)$$

$$\frac{n_e}{n_i} = \frac{\gamma}{2 \ln\left(\frac{e}{8\pi} \frac{m_i}{m_e}\right)} \frac{m_e u^2 / 2}{T_e} \frac{u}{\sqrt{\frac{1}{e} \frac{T_e}{m_i}}}. \quad (6)$$

Если ввести безразмерные величины $x = \varepsilon_i / T_e$,

$$\xi = \frac{m_e u^2 / 2}{\varepsilon_i}, \quad a_0 = \frac{\ln\left(\frac{e}{8\pi} \frac{m_i}{m_e}\right)}{\gamma},$$

$$b_0 = \frac{1}{n_0 \sigma_i(u) L}, \quad c_0 = \frac{1}{2} \frac{\sigma_m}{\sigma_i(u)} \sqrt{\frac{8e}{\pi} \frac{m_i}{m_e}},$$

то (5) можно представить в виде

$$\frac{a_0 / \xi}{x} = b_0 - c_0 e^{-x}, \quad (7)$$

где b_0 и c_0 слабо зависят от u .

Можно показать, что если $a_0 / \xi > 0$, $b_0 > 0$ и $c_0 > 0$ уравнение (7) при $x > 0$ всегда имеет единственное решение. В нашем случае $(m_e u^2) / 2 = 100-500$ eV, $L = 100$ см, $n_0 = 3.2 \cdot 10^{12} - 1.6 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $\sigma_i(u) \approx \sigma_m \approx 10^{-16}$ см 2 , $\varepsilon_i \approx 20$ eV, для воздуха $m_i / m_e \approx 5.32 \cdot 10^4$,

$$\ln\left(\frac{e}{8\pi} \frac{m_i}{m_e}\right) \approx 8.65, \quad \sqrt{\frac{8e}{\pi} \frac{m_i}{m_e}} \approx 6.05 \cdot 10^2.$$

Согласно [5], доля передаваемой пучком энергии лежит в пределах от 1/3 до 3/4 (в зависимости от геометрии задач), причем она поровну распределяется между тепловой энергией электронов плазмы и электростатической энергией колебаний. Вслед за [5] примем $\gamma = 1/4$.

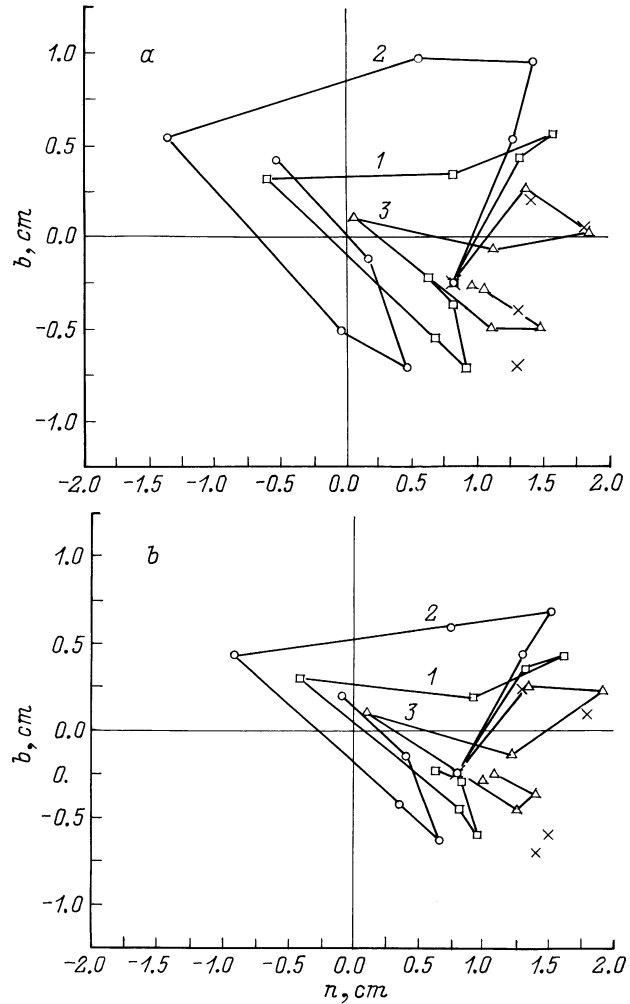


Рис. 5. Траектории электронного пучка в (nb) -координатах для $\rho = 0$ (1), $-5 \cdot 10^7 |e|$ (2), $+5 \cdot 10^7 |e|$ (3), а также экспериментально определенные следы пучка (обозначены крестиками) при токе пучка $J = 0.3$ mA, радиусе пучка $R_0 = 0.4$ см, а также при $U = 300$ eV и $H = 350$ (a), 525 (b).

Тогда $\xi = 5-25$, $a_0 = 34.6$, $b_0 = 6.25-31.25$, $c_0 = 302.5$. Решая уравнение (7), получаем $x_0 \approx 2.29-4.18$. Таким образом, в установившемся режиме $T_e \approx 4.8-8.7$ eV, откуда из (2) и (6) находим $n_e \approx 7.0 \cdot 10^8$ см $^{-3}$ и $e\varphi \approx 21-38$ eV. Вычисленные T_e и n_e согласуются с соответствующими экспериментально измеренными величинами, что дает возможность использовать эту достаточно простую модель в дальнейших расчетах.

В использованной нами теории [5] не учитывалось влияния радиального электрического поля на движение электронов пучка. Примем, что оно в первом приближении близко к полю прямого однородно заряженного с плотностью ρ цилиндра радиуса R_0 , т. е.

$$\mathbf{E} = E_r(r)\mathbf{e}_r = 2\pi\rho\mathbf{e}_r \begin{cases} r \rightarrow 0 \leq r < R_0, \\ \frac{R_0^2}{r} \rightarrow r \geq R_0, \end{cases} \quad (8)$$

где r — расстояние от его оси.

На основе программы, просчитывающей методом Рунге–Кутты третьего порядка точности движение электрона в магнитном поле КРЭЛ, моделируемого полем 40 тонких токовых колец радиуса $a = 3.75$ см, равномерно расположенных вдоль оси установки длиной 178 см, была создана программа, рассчитывающая траекторию центра пучка по траекториям 4 электронов, стартовавших из точек $(n = R_0, b = 0)$, $(n = -R_0, b = 0)$, $(n = 0, b = R_0)$ и $(n = 0, b = -R_0)$ в сечении 4-го витка (начало равновесного участка) и движущихся в поле пространственного заряда пучка. Здесь \mathbf{n} — направление нормали, \mathbf{b} — бинормали к геометрической оси системы. Потенциал пучка имеет вид (напомним, что потенциал стенок принят равным нулю $\varphi(a) = 0$)

$$\varphi(r) = \pi \rho R_0^2 \begin{cases} 1 + 2 \ln \left(\frac{a}{R_0} \right) - \frac{r^2}{R_0^2} \rightarrow 0 \leq r < R_0, \\ 2 \ln \left(\frac{a}{r} \right) \rightarrow R_0 \leq r \leq a. \end{cases} \quad (9)$$

Таким образом, потенциал оси пучка относительно камеры

$$\delta\varphi = \pi \rho R_0^2 \left(1 + 2 \ln \left(\frac{a}{R_0} \right) \right). \quad (10)$$

На рис. 5, a и b представлены рассчитанные в (nb) -координатах типичные траектории электронного пучка для $\rho = 0$ (кривая 1), $-5 \cdot 10^7 |e|$ (кривая 2), $+5 \cdot 10^7 |e|$ (кривая 3), а также экспериментально определенные следы пучка (на рисунках обозначены крестиками) на 4 позициях измерения ($L_1 = 34$ см, $L_2 = 52$ см, $L_3 = 106$ см, $L_4 = 124$ см, где L — расстояние вдоль оси КРЭЛ, отсчитываемое от входа в систему электронного пучка). Из сопоставления экспериментальных данных с расчетными траекториями можно сделать вывод, что в экспериментах наблюдается плазменно-пучковый разряд, имеющий положительный равновесный потенциал $\varphi \approx 20$ В. Отсюда по формулам (2) и (6) находим, что $T_e \approx 4.6$ эВ, $n_e \approx 1.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, что согласуется с экспериментально измеренными зондовым методом T_e и n_e .

Заключение

Проведенные экспериментальные исследования плазменно-пучкового разряда в магнитном поле пространственного соленоида установки КРЭЛ показали, что в образовавшейся плазме наблюдается максвелловское распределение электронов по скоростям. Методом зондовых измерений были определены плотность ионов в конце криволинейной части камеры $n_i \approx 8 \cdot 10^8 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и электронная температура $T_e \approx 4 - 15$ эВ. Плазма имеет положительный относительно стенок равновесный потенциал $\varphi \approx +15 - 25$ эВ.

Предложенная в [5] упрощенная модель распространения электронного пучка в газе в стационарном режиме применена к условиям данного эксперимента. Она дает хорошее согласие с ним, что позволяет использовать ее в дальнейших расчетах.

Расчетным путем промоделировано движение электронного пучка с учетом объемного заряда, создаваемого пучком и вторичной плазмой, при различных энергиях электронов U , значениях магнитного поля H и равновесного потенциала φ . Из сравнения экспериментально измеренных траекторий с расчетными для разных величин объемного заряда получена оценка плотности нескомпенсированных ионов $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, что соответствует температуре вторичных электронов около 5 эВ, их плотности 10^{10} см^{-3} .

Работа поддержана РФФИ (проект № 94-02-05596а).

Список литературы

- [1] Glagolev V.M., Kadomtsev B.B., Shafranov V.D., Trubnikov B.A. // 10th European Conf. Cont. Fus. and Plasma Phys. Moscow, 1982. P. E-8.
- [2] Добряков А.В., Перельгин С.Ф., Трубников Б.А. А.С. № 1071137. СССР. БИ. 1988. № 23.
- [3] Перельгин С.Ф. // ПТЭ. 1992. № 6. С. 165.
- [4] Перельгин С.Ф., Смирнов В.М. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 8. С. 945–951.
- [5] Незлин В.М. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоиздат, 1982. С. 75–80.