

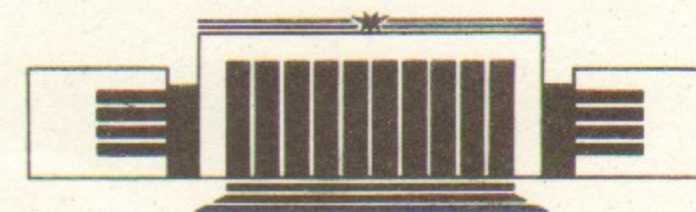


29
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Б.А. Князев, П.И. Мельников, В.В. Чикунов

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЩНОГО
МИКРОСЕКУНДНОГО РЭП
С ГАЗОМ И ПЛАЗМОЙ
В МЕТРОВОМ СОЛЕНОИДЕ**

ПРЕПРИНТ 90-40



НОВОСИБИРСК

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЩНОГО МИКРОСЕКУНДНОГО РЭП С ГАЗОМ
И ПЛАЗМОЙ В МЕТРОВОМ СОЛЕНОИДЕ

Б.А.Князев, П.И.Мельников, В.В.Чикунов

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе сообщается о результатах экспериментов по транспортировке мощного микросекундного РЭП через газ ($n_0 = 10^{12} + 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и гелиевую плазму ($n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$) в сильном продольном магнитном поле 4 Т на расстояние 1 метр. Прохождение пучка во всем диапазоне плотностей газа обеспечивает в течение импульса образование полностью ионизованной плазмы. Найдены условия, при которых происходит эффективная передача энергии от пучка к плазме. При $n \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ средняя поперечная энергия достигала $\sim 0,5 \text{ кэВ}$ на электрон. При $n > 10^{15} \text{ см}^{-3}$ осуществлена транспортировка макроскопически однородного РЭП с плотностью тока до 2 кА/см^2 и энергосодержанием до 110 кДж.

INTERACTION OF THE HIGH-POWER MICROSECOND REB WITH GAS
AND PLASMA IN 1-m SOLENOID

V.V. Chikunov, B.A. Knyazev, P.I. Melnikov
Institute of Nuclear Physics, 630090, Novosibirsk, USSR

Abstract

We have investigated the propagation of an intense microsecond relativistic electron beam (REB) through an initially neutral gas or through a preformed plasma in a longitudinal magnetic field at the U1-SPIN device.

The e -beam ($E_{max} \approx 1$ MeV, $I_{max} \approx 50$ kA, $\tau \approx 5$ μ sec, $\varnothing 20$ cm) is generated in a plane diode and, after passing through the anode foil, is adiabatically compressed in the converging magnetic field and through a thin foil is injected into a stainless steel drift tube ($l=1$ m, $\varnothing_i=10$ cm). The tube is placed in a uniform magnetic field ($B_s=4$ T) with the magnetic mirrors at the solenoid ends ($B_m=8.8$ T). The beam current density in the tube runs into 2 kA/cm² ($\varnothing_b=6$ cm). The tube is prefilled with gas ($n_0=1 \cdot 10^{12} \div 3 \cdot 10^{16}$ cm⁻³) or He plasma ($n_e=3 \cdot 10^{14} \div 1 \cdot 10^{15}$ cm⁻³). Diagnostics are described in paper

When the gas density n_0 is more than $2 \cdot 10^{15}$ cm⁻³, the ionization of the beam results in the creation of a plasma, which is heated by the return current up to 3–20 eV to the pulse end. The beam is transported along the magnetic field lines and its cross-section remains macroscopically uniform. When the gas pressure is low ($< 10^{14}$ cm⁻³) the high space charge potential of the beam at the pulse start induces a breakdown along the tube surface. The produced plasma neutralizes the beam space charge and partially the beam current. At the end of the pulse a dense plasma ($\langle n_e \varnothing_i \rangle / \varnothing_i \gg 10^{15}$ cm⁻³ $\gg n_0$) with a high energy content is produced. In this case the beam cross-section at the exit of the drift tube is distorted.

When the beam is injected in a neutral helium or a helium plasma at a density of $\sim 10^{15}$ cm⁻³, as a result of beam-plasma interaction we have a plasma with $n_e=2n_0$ and with an average transverse energy of about 300–400 eV/electron. The hot electron population with a characteristic energy of ~ 20 keV has been observed.

В настоящей работе приведены результаты экспериментов по транспортировке замагниченного мощного микросекундного РЭП в вакууме, газе и плазме. Предварительные результаты по транспортировке пучка в газе были опубликованы в [1, 2].

I. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема установки изображена на рис.1 и более подробно описана в [2]. Сплошной электронный пучок генерируется в вакуумном диоде ускорителя У-1 и инжектируется в установку СПИН через анодную фольгу 2 (10-микронная лавсановая пленка с двухсторонним алюминиевым покрытием, которую для краткости будем называть лавсановой). Диаметр графитового катода D и межэлектродное расстояние d составляли соответственно 20 и 8 см, или 18 и 7 см. Энергия электронов в максимуме достигает

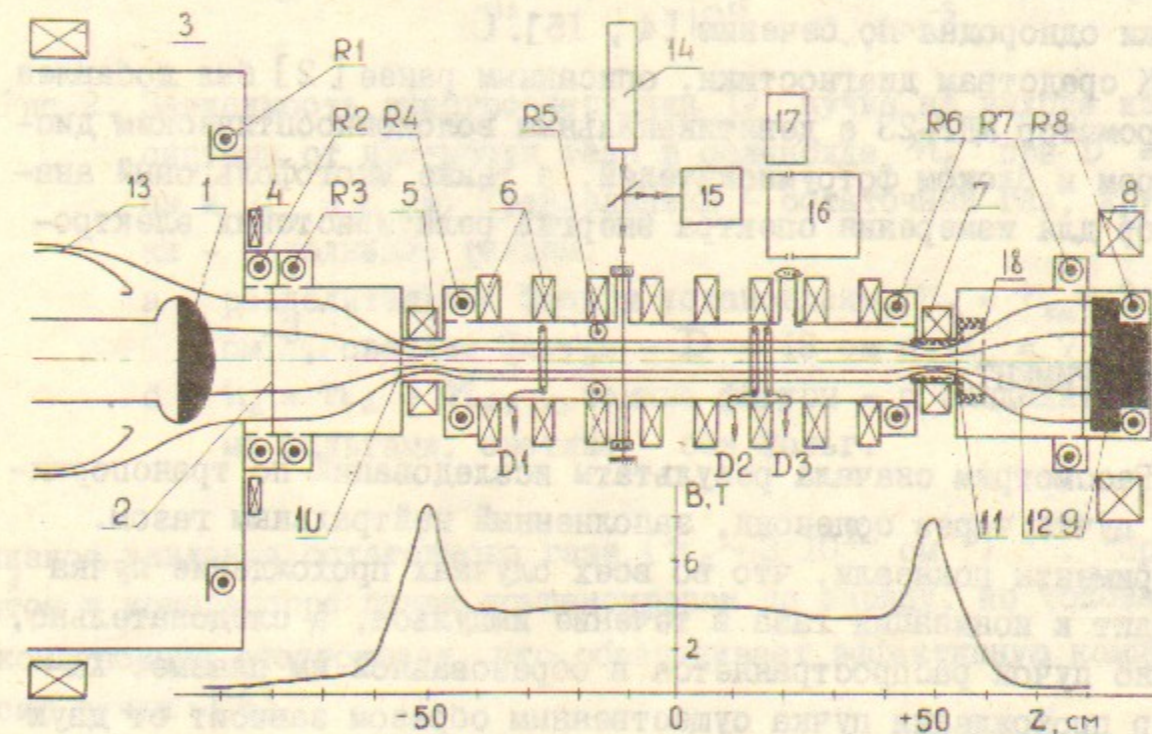


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 - катод, 2 - анодная фольга, 3-8 - катушки магнитной системы, 9 - графитовый калориметр, 10-12 - фольги, 13 - экран катододержателя, 14 - лазер интерферометра, 15 - фоторезистор, 16 - монохроматор, 17 - оптоволоконный блок с ФЭУ, 18 - электродный узел, R1-R8 - пояса Роговского, D1 - D3 - магнитные зонды. Внизу распределение магнитного поля вдоль оси установки.

1.1 МэВ, а максимальный ток (в конце импульса) — 70 кА. Длительность импульса по основанию — 5 мкс. Энергосодержание ($\int I_2 u dt$) пучка при приеме его на графитовый коллектор, располагавшийся непосредственно за анодной фольгой, составляло 130 кДж (точность измерения энергосодержания составляла $\pm 5\%$).

Эксперименты по инъекции пучка в газ проводились точно также, как и в [1, 2]. В экспериментах по инъекции пучка в плазму фольга II убиралась и в экспандере (в области с пробочным отношением $M = 7$) устанавливался электродный узел 18, состоявший из изолятора и сэндвича графитовая ткань — лавсан, позволявший получать предплазму при разряде между тканью и лавсановой фольгой 10. Плотность предплазмы могла меняться от $3 \cdot 10^{14}$ до 10^{15} см^{-3} , а температура от 30 до 3+5 эВ. В интервале времени 10–40 мкс от начала разряда предплазма была практически однородна по сечению [4, 15].

К средствам диагностики, описанным ранее [2] был добавлен монохроматор МДР-23 с девятиканальным волоконнооптическим диссектором и блоком фотоумножителей, а также многофольговый анализатор для измерения спектра энергий релятивистских электронов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Рассмотрим сначала результаты исследований по транспортировке пучка через соленоид, заполненный нейтральным газом. Эксперименты показали, что во всех случаях прохождение пучка приводит к ионизации газа в течение импульса, а следовательно, реально пучок распространяется в образованной им плазме. Характер прохождения пучка существенным образом зависит от двух факторов, — плотности газа, а также от того, установлены ли фольги 10 и 11 (лавсан), отделяющие соленоид от компрессора и экспандера.

На рис.2 представлена зависимость энергосодержания пучка прошедшего через систему, от плотности газа в случаях наличия и отсутствия разделительных фольг. Сравнивая эффективности транспортировки при разных условиях, можно заключить, что высокая эффективность (и воспроизводимость) достигается, когда разделительные фольги установлены, а в компрессоре поддерживается

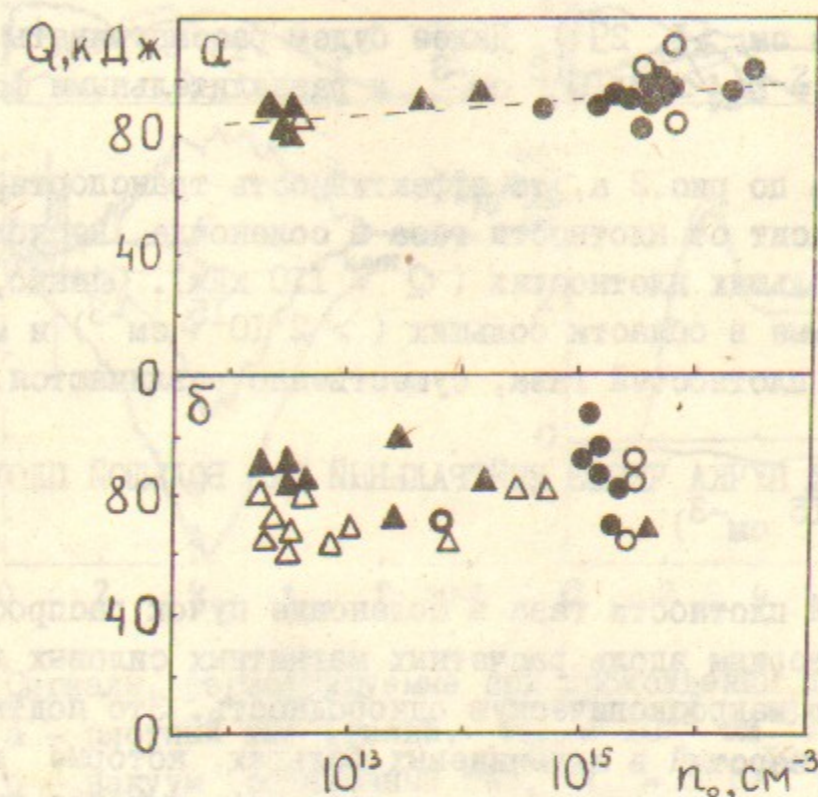


Рис.2. Зависимость энергосодержания Q пучка на выходе из системы от плотности газа в соленоиде n_0 при $D = 20$ см и $d = 8$ см. Треугольники — остаточный газ, кружки — заполнение гелием.
 а — разделительные фольги установлены, $n_c = n_{ex} = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, светлые фигуры — $D = 18$ см и $d = 7$ см;
 б — $n_c = n_c = n_{ex}$, темные фигуры — с разделительными фольгами, светлые — без фольг.

низкое давление остаточного газа ($n_c \sim 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$)¹⁾. При этом в компрессоре пучок компенсирован по заряду, но токовая компенсация отсутствует, что обеспечивает эффективную компрессию пучка [3].

В отсутствие фольг, а также при высоком давлении в компрессоре, в последнем всегда наблюдалась частичная токовая компенсация. При этом прошедшая энергия сильно менялась от импульса к импульсу, причем снижение энергии происходило за счет сокращения длительности импульса из-за преждевременного замыкания

¹⁾ Величина плотности газа в экспандере (n_{ex}) не влияет на эффективность транспортировки и, для удобства, поддерживалась равной n_c .

диоде (подробнее см. [1, 2]). Далее будем рассматривать только режим с $n_e = n_{e0} \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и разделительными фольгами.

Если судить по рис. 2 а, то эффективность транспортировки очень слабо зависит от плотности газа в соленоиде, несколько возрастая при больших плотностях ($Q^{\text{max}} \approx 110 \text{ кДж}$). Однако, процессы, наблюдаемые в области больших ($> 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и малых ($< 10^{14} \text{ см}^{-3}$) плотностей газа, существенно различаются.

2.1. ПРОХОЖДЕНИЕ ПУЧКА ЧЕРЕЗ НЕЙТРАЛЬНЫЙ ГАЗ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ ($n_0 > 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$)

При большой плотности газа в соленоиде пучок распространяется по траекториям вдоль расчетных магнитных силовых линий и сохраняет свою макроскопическую однородность. Это подтверждается формой отверстий в алюминиевых фольгах, которые можно было устанавливать в пробках и на калориметре, а также измерениями с помощью микроколлекторов профиля пучка на выходе системы (см. [2])²⁾. Осциллограммы напряжения на диоде (1), тока пучка I_g (2) и полного тока в соленоиде I_{tot} (3), типичные для этого случая, приведены на рис. 3, а (где $I_{\text{tot}} \equiv I_u = I_s = I_6$, а $I_g \equiv I_8$). Практически с начала импульса в соленоиде возникает токовая компенсация, т.е. в плазме течет "обратный ток" $I_p = I_{\text{tot}} - I_g$, частично компенсирующий ток пучка.

Плазма образуется, скорее всего, вследствие электрического пробоя газа между фольгами I0 и II (рис. 1) в электрическом поле, индуцированном нарастающим полным током. В начале импульса разность потенциалов $U_L = L dI_{\text{tot}}/dt$ достигает величины 5+8 кВ. "Первичные" электроны могут возникать за счет прямой ионизации газа пучком.

Поперечная энергия плазмы W_L вычислялась по сигналу магнитного зонда (4 на рис. 3). Сигнал зонда обусловлен диамагнетизмом пучка и плазмы, а также парамагнетизмом полного тока (см. Приложение 3). При вычислениях диамагнетизма пучка (5)

²⁾ Осцилляции тока пучка, вырезаемого отверстием малого диаметра (4 мм), которые регистрируются на выходе из диода, наблюдаются и на выходе из соленоида во всем диапазоне плотностей газа, т.е. микроструктура пучка также сохраняется.

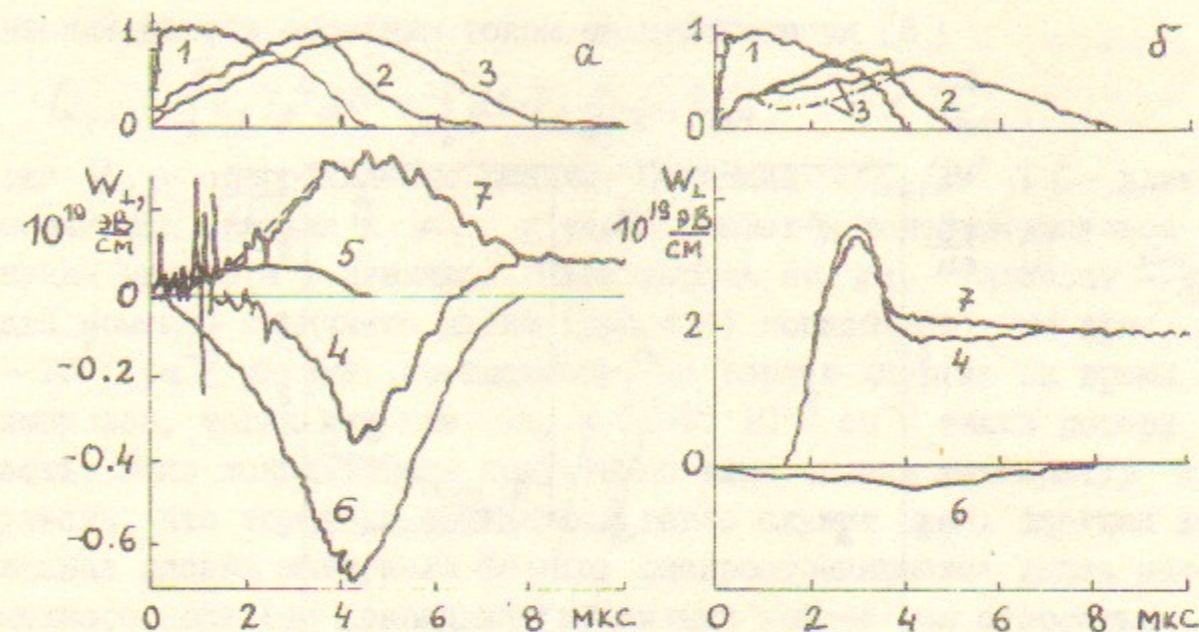


Рис. 3. Сигналы, регистрируемые при прохождении пучка через а - плотный газ (гелий, $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$), б - вакуум (остаточный газ, $n_0 = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$). $D = 20 \text{ см}$, $d = 8 \text{ см}$. 1 - напряжение на диоде ускорителя U (масштаб 1 МВ), 2 - ток пучка I_g (масштаб 50 кА), 3 - полный ток в соленоиде I_{tot} , 4 - сигнал магнитного зонда, 5 и 6 - диамагнетизм пучка и парамагнетизм полного тока, 7 - диамагнетизм плазмы. Пунктир - расчетное значение энерговклада от нагрева обратным током.

среднеквадратичный угловой разброс на входе в компрессор $(\overline{\theta^2})^{1/2}$ принимался равным 7° [5]. Видно, что при высокой плотности газа максимальный вклад в сигнал зонда дает парамагнетизм полного тока (6). Диамагнетизм плазмы W_L (7) достигает максимума в конце импульса РЭП.

Зависимость этой величины (W_L) от плотности газа приведена на рис. 4 а. При $n_0 > 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ она слегка растет с ростом n_0 . На тот же график наложены расчетные кривые $W_L^0 = n_0 T_L S_g$ для $S_g = 30 \text{ см}^2$ и нескольких значений температуры T_L . Сравнивая W_L с W_L^0 и используя данные интерферометрических измерений, можно оценить действительную температуру плазмы.

По интерферометрическим данным, при $n_0 = (1+2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ плазма двукратно ионизована, т.е. $n_e = 2n_0$ (что подтверждает-

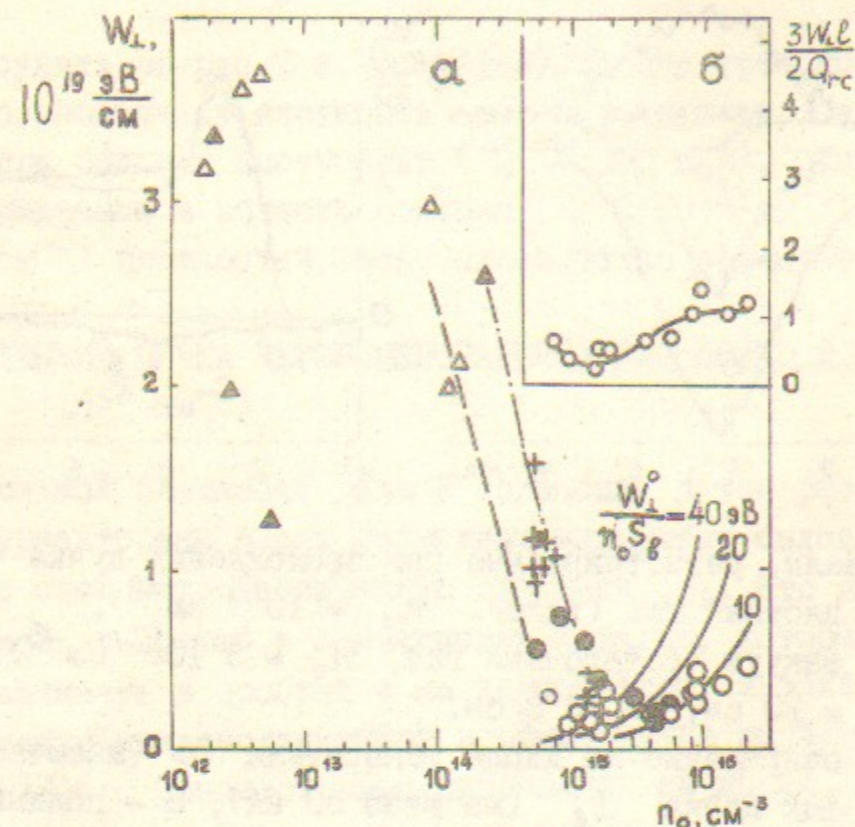


Рис. 4. а) Зависимость диамагнетизма плазмы W_L к концу импульса тока пучка от исходной плотности газа;
 б) Отношение энергосодержания плазменного столба к энергии нагрева обратным током.

Треугольники — остаточный газ, кружки — гелий (газ), кресты — гелий (предплазма. Светлые фигуры — $D = 20$ см и $d = 8$ см, остальные — $D = 18$ см и $d = 7$ см.

ся и исчезновением свечения линий $He I$ и $He II$). При $n_0 \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ плазма ионизована уже не более, чем однократно. Оценки показывают также, что при $n_0 \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ время выравнивания температур T_e и T_i мало, т.е. плазма — изотермическая, а при $n_0 \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ионы остаются холодными. Таким образом, мы можем заключить, что при $n_0 \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ $T_{e\perp} \approx 20$ эВ, а при $n_0 \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ $T_e \approx T_i \sim 5$ эВ.

Чтобы выяснить механизм нагрева плазмы, вычислим ее оми-

ческий нагрев обратным током из соотношения [6]

$$Q_{rc} = \int_0^t R_p I_p^2 dt = \int_0^t dt \cdot I_p \frac{d}{dt} (L I_{tot}) - \frac{1}{2} L I_{tot}^2,$$

где R_p — сопротивление плазмы. Величина $2Q_{rc}/3l$ (l — длина соленоида) близка к W_L и также растет в течение импульса пучка (рис. 3, а — пунктир). Зависимость от n_0 величины $\frac{3W_L l}{2Q_{rc}}$ для момента окончания пучка (рис. 4, б) показывает, что при $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ плазма, по-видимому, не теряет энергию за время импульса, тогда как при $n_0 = (1-3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ такие потери есть. Если использовать полученные выше оценки температур и учесть, что торцевым приемником тепла служит очень плотная холодная плазма материала фольги, распространяющаяся вдоль магнитного поля (по показаниям магнитных зондов) со скоростью $\sim 2 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, то потери энергии можно объяснить электронной теплопроводностью на торцы. При этом характерное время остывания составляет $\tau_{\lambda}[c] \approx 1.5 \cdot 10^{-21} (l - 2vt)^2 n T_e^{-5/2} [эВ]$.

Нетрудно вычислить, что в рассматриваемом диапазоне плотностей омическое сопротивление плазмы $R_p = \eta_L / I_p$ на $1-2$ порядка превышает классическое сопротивление. В данном случае аномальное сопротивление скорее всего вызвано развитием ионно-звуковой неустойчивости вследствие превышения дрейфовой скорости электронов над ионно-звуковой скоростью. После окончания тока пучка плазменный ток меняет направление и возрастает в несколько раз. Соответствующее падение сопротивления плазменного столба может быть связано с перераспределением тока по радиусу (например, если к концу импульса плотность плазменного тока пикирована в центре, как плотность тока пучка [2]). Характер спада полного тока и величина сопротивления плазменного столба почти одинаковы во всем диапазоне плотностей $10^{12} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Это может свидетельствовать о том, что на этой стадии омическое сопротивление в значительной мере определяется приэлектродными слоями плотной холодной плазмы.

2.2. ПРОХОЖДЕНИЕ ПУЧКА ЧЕРЕЗ НЕЙТРАЛЬНЫЙ ГАЗ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ ($n_0 = 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$)

При низкой плотности газа в соленоиде характер процессов, как видно из рисунков 3, б и 4, существенно меняется. Можно отметить следующие наиболее характерные особенности. Сигналы (3) с поясов Роговского, расположенных в соленоиде, вначале следуют

за током пучка³⁾, но через несколько сотен наносекунд становятся меньше I_e , иногда даже образуя характерный "провал" (штрих - пунктир на рис.3,б). Вслед за этим возникает сигнал диамагнетизма плазмы, который достигает значений на порядок больших, чем при высокой плотности газа, причем задержка "вспышки" диамагнетизма растет от 0,5 до 1,8 мкс при уменьшении n_0 от 10^{14} до 10^{12} см⁻³ (подробнее см. [1, 2]). В этот же момент наблюдается "вспышка" свечения линии атома азота ($\lambda = 600.8$ нм), которая вообще отсутствует при высоких плотностях газа. Согласно показаниям интерферометра, плотность электронов к концу импульса пучка при всех n_0 (в отличие от случая высоких плотностей) существенно превышает начальную плотность газа и составляет $\bar{n}_e = \int n_e dr / 2r_p = (1+3) \cdot 10^{15}$ см⁻³.

Все эти факты свидетельствуют об определяющей роли пристеночных процессов в наблюдаемых явлениях. При низкой плотности газа пучок не может за счет прямой ионизации образовать ионный фон, достаточный для полной компенсации пространственного заряда, вследствие чего в камере возникает высокий потенциал, приводящий к пробоям по диэлектрическим вкраплениям на стенках, десорбции газа и его ионизации. Возникающая плазма может замыкать щель электростатического экрана пояса, и его показания на какое-то время становятся неточными. Провалы на сигналах полного тока наблюдаются при отсутствии разделительных фольг также и в компрессоре и исчезают при $n_0 > 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Глубина провалов меняется от импульса к импульсу (см. рис.3б), что свидетельствует о нестабильности процессов пробоя. Скорее всего, распределение пристеночной плазмы по азимуту неоднородно. Не исключено, что именно этим можно объяснить наблюдающуюся (в рассматриваемом диапазоне n_0) макроскопическую неоднородность пучка на выходе из системы, - сечение пучка имеет вид искаженного многоугольника. Деформация пучка может быть связана с несимметрией обратного (пристеночного) тока [7], хотя не исключены и другие виды неустойчивости пучка в плазме.

³⁾ При этом величина полного тока в соленоиде превышает предельный вакуумный ток (10 кА), что свидетельствует о частичной зарядовой нейтрализации пучка.

Интерпретация диамагнитного сигнала здесь затруднительна, поскольку не известно распределение плотности плазмы по сечению камеры. Можно оценить только, что поперечная энергия \bar{T}_\perp , приходящаяся в среднем на один электрон, превышает 0.5 кэВ. Столь высокое значение \bar{T}_\perp можно объяснить тем, что в центре камеры (в области пучка) возникает плазма с относительно низкой плотностью ($n_e < \bar{n}_e$), при которой высока эффективность ее нагрева пучком, вследствие развития пучковой неустойчивости. Из экспериментов по пучково-плазменному взаимодействию [7-9] известно, что большие значения \bar{T}_\perp в таком случае бывают связаны с появлением высокоэнергичных (десятки и сотни кэВ) "хвостов" функции распределения электронов по энергиям.

2.3. ПРОХОЖДЕНИЕ ПУЧКА ЧЕРЕЗ ПЛАЗМУ И ГАЗ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ПЛОТНОСТИ ($6 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³)

Указанная область представляет особый интерес по двум причинам. Во-первых, в этой области плотностей мы имели возможность с помощью прямого разряда создавать гелиевую предплазму, пространственно-временные характеристики которой были нами предварительно исследованы. Во-вторых, в той же области наблюдается резкий рост диамагнетизма плазмы при снижении плотности газа или предплазмы, причем величина диамагнетизма становится существенно большей, чем при нагреве только обратным током. Это позволяет предположить, что доминирующим источником нагрева становится пучковая неустойчивость с возбуждением ленгмюровской турбулентности, инкремент которой растет с понижением плотности плазмы.

На рис.5 показаны диамагнитные сигналы, наблюдаемые при инъекции пучка в газ и однородную предплазму (10-20 мкс от начала разряда), а на рис.4а для сравнения представлены амплитуды диамагнетизма плазмы W_\perp , которые практически совпадают при одинаковых условиях⁴⁾. Плотность плазмы к концу тока пучка

⁴⁾ Сравнивать следует данные, полученные при том же диаметре катода ($D = 18$ см). При $D = 20$ см область роста W_\perp несколько сдвинута в область низких давлений, возможно, в связи с тем, что периферийная часть пучка начинает касаться диафрагм, и условия плазмообразования меняются.

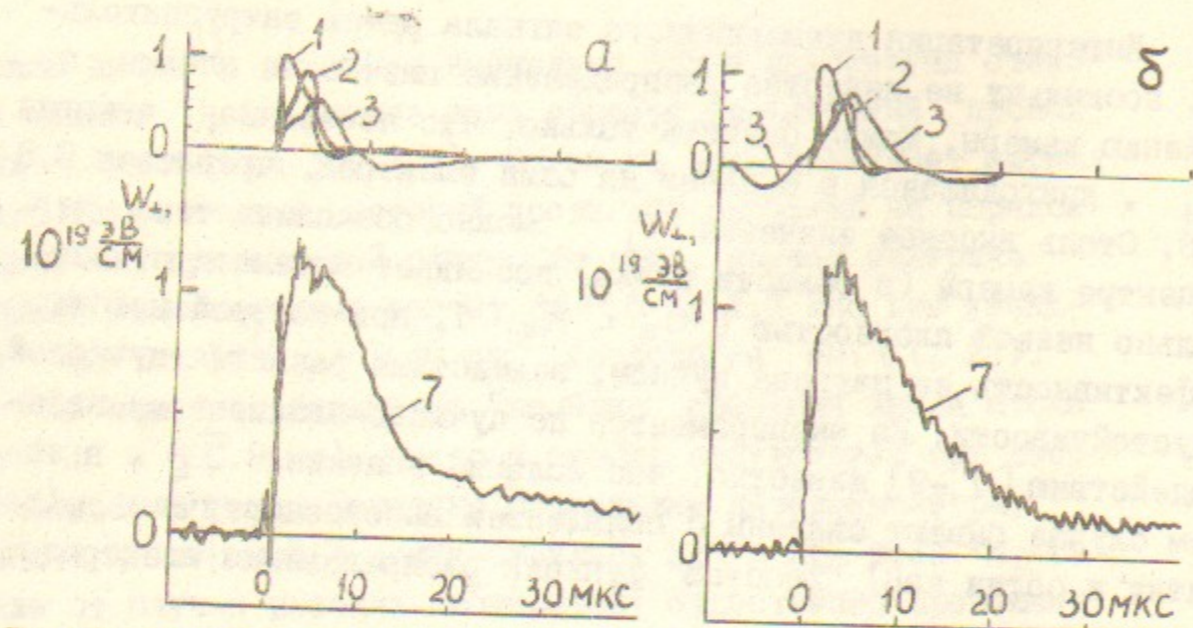


Рис.5. Сигналы, регистрируемые при прохождении пучка через а) газ (гелий); б) предплазму; $n_0 = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $D = 18 \text{ см}$, $d = 7 \text{ см}$. Остальные обозначения те же, что и на рис.3.

В обоих случаях хорошо соответствует двойной плотности исходного газа (полностью ионизованная гелиевая плазма), т.е. процессы образования плазмы, видимо, не зависят здесь от пристеночных явлений. Таким образом, при инъекции микросекундных пучков (в отличие от 100-наносекундных) предионизация газа, по-видимому, не обязательна.

Поперечная энергия \bar{T}_\perp , приходящаяся в среднем на электрон в плазме при $n_0 = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($n_e = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), составляет 300+400 эВ. Если считать, что основной вклад в сигнал дают электроны высокоэнергичного "хвоста" функции распределения, то их характерную энергию можно оценить по времени спада диамагнетизма⁵⁾, которое составляет для всех режимов (включая "вакуумные") $\sim 10 \text{ мкс}$. Используя выражение для времени рассеяния быстрых электронов в конус потерь [10], для полностью ионизованной гелиевой плазмы получим $\tau \approx 3,3 \cdot 10^3 \frac{\epsilon_e^{3/2}}{n_e}$

5) Отметим, что первые 20 мкс сигнал зонда определяется свойствами "первичной" плазмы, а затем начинает чувствоваться влияние плазмы, пришедшей от испаренных фольг и, возможно, стенок камеры. Так, при малой величине сигнала ($10^{18} \frac{\text{эВ}}{\text{см}}$ при $n_0 \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$) при $t \geq 25 \text{ мкс}$ появляются пики "фольговой" плазмы [1].

т.е. их характерная энергия $\epsilon_e \sim 20 \text{ кэВ}$. Основная часть плазмы также, видимо, имеет достаточно высокую ($\geq 20 \text{ эВ}$) температуру. Подтверждением тому служит отсутствие (в момент максимума диамагнетизма) свечения линии He I ($\lambda = 588 \text{ нм}$) и минимум в излучении линии He II ($\lambda = 469 \text{ нм}$).

Величина диамагнетизма плазмы при неизменной начальной плотности уменьшается при увеличении времени задержки инъекции РЭП относительно момента образования предплазмы. Так, для $n_0 = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при задержке 80 мкс величина W_\perp снижается в несколько раз. Этот эффект может быть обусловлен двумя причинами. Во-первых, увеличением (примерно вдвое) плотности предплазмы к моменту инъекции РЭП вследствие "откачки" газа разрядом и десорбции с поверхностей, что снижает эффективность взаимодействия. Во-вторых, развитием пространственной неоднородности предплазмы, которая наблюдалась ЭОПом с временным разрешением [4].

Анализ многофольговым анализатором [11] спектра энергий электронов пучка подтверждает данные, полученные другими методами, в частности магнитными зондами, о повышении интенсивности взаимодействия пучка с плазмой при уменьшении ее плотности. При промежуточной плотности плазмы в спектре появляется значительное число частиц с энергиями, в несколько раз меньшими, чем в исходном пучке (аналогично [11, 12]). При снижении плотности этот эффект усиливается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе продемонстрировано, что 100-килоджоульный РЭП длительностью до 5 мкс и плотностью тока до 2 кА/см^2 может эффективно транспортироваться в сильном магнитном поле (4 Т) на значительные расстояния ($\geq 1 \text{ м}$) через нейтральный газ плотностью $10^{12} - 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а также предварительно созданную плазму ($n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Транспортировка наиболее эффективна, если соленоид отделен тонкой фольгой от компрессора, в котором происходит сжатие пучка, и в компрессоре поддерживается вакуум ($n_0 \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$).

Обнаружены два режима образования плазмы: при низком давлении газа плазма образуется как следствие пристеночного пробоа, при высоком — за счет объемной ионизации газа. При низком

давлении в соленоиде происходит деформация поперечного сечения пучка.

В области промежуточных и низких давлений газа ($n_0 \leq 10^{15}$ см⁻³) наблюдается заметная передача энергии от пучка плазме, связанная, вероятно, с возбуждением пучковой неустойчивости. Эффективность нагрева плазмы практически не зависит от того, инжектируется пучок в газ или предплазму. При $n_0 \sim 6 \cdot 10^{14}$ см⁻³ поперечная энергия \bar{T}_\perp , приходящаяся в среднем на электрон в полностью ионизованной гелиевой плазме составляет к концу импульса 300+400 эВ и возрастает с уменьшением плотности газа. Полная энергия плазменного столба $(3/2) \omega_\perp \ell$ достигает 1 кДж. Реальные потери энергии пучка в плазме могут быть в несколько раз выше, так как еще в течение импульса энергия уносится из плазмы горячими электронами.

При транспортировке пучка через газ большей плотности ($n_0 = 2 \cdot 10^{15} + 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³) сохраняется его макроскопическая однородность, а нагрев плазмы осуществляется обратным плазменным током. Энергия пучка на выходе при этом достигает 110 кДж.

Авторы благодарят А.В.Бурдакова, В.С.Бурмасова, С.Г.Воропаева, В.С.Койдана, С.В.Лебедева, Д.Д.Рютова, А.Д.Хильченко и М.А.Щеглова за постоянное сотрудничество и полезные обсуждения.

РЕГИСТРАЦИЯ СИГНАЛОВ МАГНИТНОГО ЗОНДА

Особенность зондовых сигналов в описываемых экспериментах состоит в наличии двух компонент сигнала, — быстрой (~ 20 мкс), и медленной. Первая является "полезным" сигналом, связанным с поперечным давлением пучка и плазмы (см. Приложение 3), вторая — "помехой", обусловленной импульсом магнитного поля соленоида (полупериод синусоиды $\tau/2 = 20$ мс). Последняя наводит на зонде сигнал весьма большой (~ 20 В) амплитуды, имеющий форму полупериода косинусоиды. Поэтому, хотя импульс пучка "привязан" в области нуля этого сигнала, его величина существенно изменяется за времена регистрации (50+250 мкс) полезных сигналов.

В первых экспериментах [1, 2] при обработке сигналов магнитных зондов медленная составляющая "убиралась" при автоматизированной обработке сигнала на ЭВМ с помощью специальных программ. Из-за необходимости измерения диамагнетизма предплазмы малой величины электрическая схема измерений была усовершенствована (рис.6). Сигнал с зонда I через 75-омный кабель 40-метровой длины подавался на согласованный вход интегратора 2 с $\tau_2 = R_2 C_2 = 150$ мкс, который интегрировал полезный сигнал (стабилитрон, параллельный C_2 , ограничивал сигналы с амплитудой свыше 0.7 В). Затем сигнал проходил через

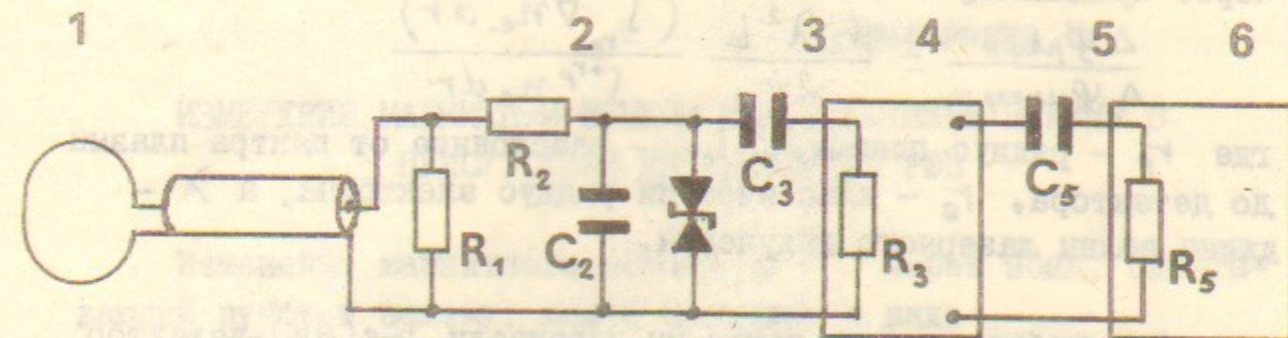


Рис.6. Электрическая схема измерений магнитным зондом.

$R_1 = 100$ Ом, $R_2 = 228$ Ом, $C_2 = 0.53$ мкФ, $R_3 = 15$ кОм, $C_5 = 57$ мкФ, $R_5 = 75$ Ом, $C_3 = 0.16$ мкФ.

дифференцирующую цепочку 3 ($\tau_3 = 2,4$ мс), пропускавшую без искажений быструю, но дифференцировавшую и ослаблявшую медленную компоненту. После усиления цифровым услителем 4 ($K_{ус} = 0.25 + I_6$) медленная компонента еще раз дифференцировалась цепочкой 5 ($\tau_5 = 4.3$ мс) и, в результате, ослаблялась в $\tau^2/\tau_2\tau_5 \approx 150$ раз и имела форму косинусоиды. Полезный сигнал, регистрируемый АЦП 6, практически не содержит примеси медленной компоненты. Описанная схема позволила работать как со слабыми (предплазма), так и с большими (плазма, нагретая пучком) сигналами. Диапазон измерений в экспериментах составлял от $4 \cdot 10^{16}$ до $4 \cdot 10^{19}$ эВ/см.

Приложение 2.

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ПЛАЗМЫ

В предыдущих экспериментах [1, 2] использовался стандартный однолучевой лазерный интерферометр типа [14] на $\lambda = 3.39$ мкм с детектором, расположенным вблизи соленоида. Высокий уровень электромагнитных и рентгеновских наводок не позволяли получить надежные результаты. Кроме того, при наличии поперечных (по отношению к лучу) градиентов плотности плазмы рабочий луч приобретает, по сравнению с опорным, дополнительную разность хода, обусловленную рефракцией. Нетрудно оценить отношение "полезного" набега фазы к набегу фазы из-за рефракции (с учетом двойного прохождения через предплазму):

$$\frac{\Delta\varphi_{\text{рефр}}}{\Delta\varphi_{\text{интерф}}} = \frac{r_e \lambda^2 L}{2\pi} \frac{\left(\int_{-r_p}^{+r_p} \nabla n_e dr\right)^2}{\int_{-r_p}^{+r_p} n_e dr}$$

где r_p - радиус плазмы, L - расстояние от центра плазмы до детектора, r_e - классический радиус электрона, а λ - длина волны лазерного излучения.

Для избавления от помех мы перенесли Ge(Au)-детектор на расстояние $L \sim 6$ м в свинцовый домик, а для устранения влияния рефракции несколько изменили схему интерферометра (рис.7). Замена плоского зеркала на сферическое и введение линз позволили с хорошей точностью обеспечить таутохронность отклоненного луча с лучом сравнения и уменьшить влияние реф-

ракции. Система позволила проводить надежные измерения в течение нескольких десятков микросекунд, пока плазма достаточно однородна.

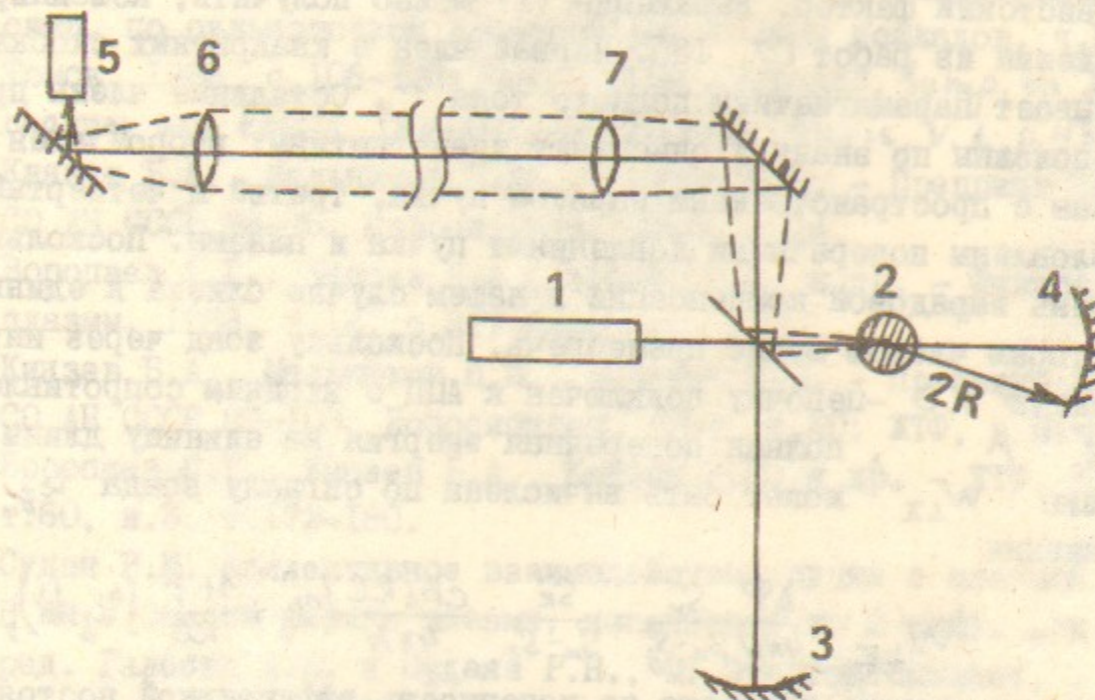


Рис.7. Схема лазерного интерферометра. 1 - лазер, 2 - плазма, 3, 4 - зеркала интерферометра, 5 - детектор, 6,7 - линзы ($f = 600$ мм).

Приложение 3.

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНЫМ ЗОНДОМ ДИАМАГНЕТИЗМА ПЛАЗМЫ В ПРИСУТСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО РЭП

Изменение магнитного потока $\Delta\Phi$ через зонд, охватывающий пучок и плазму, можно записать в виде

$$\Delta\Phi = \frac{4\pi}{B_s} \left[\frac{I_{tot}^2}{2c^2} - \frac{I_0^2(1-f_e)^2}{2c^2\beta^2} - \frac{mc}{2e} \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma\beta} I_0 \overline{\sin^2\theta} - [pds] N \frac{S_k - S_z}{S_k} \right] \quad (I)$$

Здесь f_e - степень зарядовой нейтрализации пучка; $\overline{\sin^2\theta}$ - характеризует угловой разброс пучка; S_k и S_z - площади сечений металлической камеры и зонда; N - число витков в зонде;

P - газокINETическое давление плазмы; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ - релятивистский фактор. Выражение (1) можно получить, комбинируя выражения из работ [7, 13]. Первый член в квадратных скобках описывает парамагнетизм полного тока ⁶⁾. Остальные члены противоположны по знаку и описывают диамагнетизм: второй член связан с пространственным зарядом пучка, третий и четвертый обусловлены поперечными давлениями пучка и плазмы. Поскольку степень зарядовой компенсации в нашем случае близка к единице, то вторым членом можно пренебречь. Поскольку зонд через интегрирующую RC-цепочку подключен к АЦП с входным сопротивлением r , полная поперечная энергия на единицу длины плазмы $W_{\perp\Sigma}$ может быть вычислена по сигналу зонда U_z из выражения

$$W_{\perp\Sigma} = \frac{4\Phi}{4\pi N} \frac{S_k}{S_k - S_z} = \frac{S_k}{S_k - S_z} \cdot \frac{cB_z RC}{4\pi N} \left(U_z + \frac{1+r}{RC} \int U_z dt \right), \quad (2)$$

в котором учтена поправка на конечность эффективной постоянной времени цепочки $RC/(1 + \frac{r}{R})$. Используя измеренные значения I_{tot} и I_e легко вычислить первый и третий члены в выражении (1) и, используя (2), определить диамагнетизм плазмы W_{\perp} .

⁶⁾ Если зонд расположен вблизи стенки камеры, то величина этой составляющей не зависит от распределения прямого и обратного токов по сечению, а зависит только от величины полного тока. На это обстоятельство внимание авторов обратили Б.Н.Брейман и Д.Д.Рютов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. - УП Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Тезисы докладов, ч.П, Томск, 1988, с.106-108; *Proc. 13-th Internat. Symp. on Discharges and Electr. Insulat. in Vacuum, Paris, V.1, p.436.*
2. Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. - Препринт ИЯФ СО АН СССР 88-76, Новосибирск, 1988, с.24.
3. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. - Физика плазмы, 1988, т.14, с.817-825.
4. Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. - Препринт ИЯФ СО АН СССР 89-103, Новосибирск, 1989, с.10; ЖТФ, в печати.
5. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. - ЖТФ, 1990, т.60, в.3, с.172-180.
6. Судан Р.Н. Коллективное взаимодействие пучка с плазмой. - В кн.: Основы физики плазмы, дополнение ко 2 тому, под ред. Галеева А.А. и Судана Р.Н., М: Энергоатомиздат, 1984.
7. Абраштов Ю.И., Койдан В.С., Конюхов В.В. и др. - ЖЭТФ, 1974, т.66, вып.4, с.1324-1337.
8. Koidan V.S., Kruglyakov E.P., Ryutov D.D. - *Proc. 4-th Internat. Topical Conf. on High-Power Electron and Ion Beams, Palaiseau, 1981, V.1, p. 531-540.*
9. Arzhannikov A.V., Astrelin V.T., Avrorov A.P. et al. - *Proc. 11-th Internat. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nuclear Fusion Research, Kyoto, Japan, 1986, IAEA, Vienna, 1987, V.2, p. 323-336.*
10. Трубников Б.А. - В сб.: Вопросы теории плазмы, М.: Госатомиздат, 1963, вып.1, с.98.
11. Аржанников А.В., Астрелин В.Т. - ПМТФ, 1979, № 6, с.3-11;
12. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Burmasov V.S. et al. - *Proc. Internat. Conf. on Plasma Physics, Nagoya, Japan, 1980, V.1, p. 74-75.*
13. Ерофеев В.И., Князев Б.А., Лебедев С.В., Чикунов В.В. - ЖТФ, 1989, т.59, в.10, с.111-120.
14. Бурмасов В.С., Кругляков Э.П., Подминогин А.А. - Физика плазмы, 1978, т.4, в.1, с.140-143.
15. Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. - Препринт ИЯФ ИЯФ СО АН СССР 90-39, Новосибирск, 1990.

Б.А.Князев, П.И.Мельников, В.В.Чичунов

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЩНОГО МИКРОСЕКУНДНОГО РЭП
С ГАЗОМ И ПЛАЗМОЙ В МЕТРОВОМ СОЛЕНОИДЕ

Препринт

№ 90- 40

Работа поступила - I марта 1990 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 19.03.1990 г. МН 08455

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,5 печ.л., 1,2 учетно-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 40.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90