

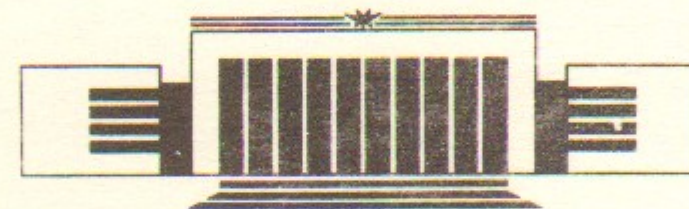


45
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

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

ТРАНСПОРТИРОВКА 100-КИЛОДЖОУЛЬНОГО
МИКРОСЕКУНДНОГО РЭП
В МЕТРОВОМ СОЛЕНОИДЕ

ПРЕПРИНТ 88-76



НОВОСИБИРСК

Транспортировка 100-килоджоульного
микросекундного РЭП
в метровом соленоиде

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

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

В работе сообщается о результатах экспериментов по транспортировке через газ мощного микросекундного РЭП в сильном продольном магнитном поле. Пучок с исходным энергосодержанием 140 кДж и плотностью тока до 0.2 кА/см^2 генерируется в квазиплоском вакуумном диоде. Энергия электронов достигает 1.1 МэВ, ток 70 кА, длительность импульса 5 мкс. После прохождения тонкой анодной фольги пучок адиабатически сжимается в 20 раз ($B=8.8 \text{ Т}$) и попадает в соленоид длиной 1 м ($B=4 \text{ Т}$). Исследованы закономерности транспортировки РЭП в широком диапазоне давлений газа от 10^{-5} до 1 Торр. Осуществлена транспортировка макроскопически однородного РЭП с плотностью тока до 2 кА/см^2 и энергосодержанием 110 кДж.

100-kJ Microsecond REB Transport
in a One-Meter Solenoid

B.A. Knyazev, P.I. Melnikov, V.V. Chikunov

Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk, USSR

ABSTRACT

We have conducted a comprehensive set of experiments on high-power electron beam transport through a gas along the strong magnetic field. A 1.1 MeV, 70 kA, 5 μ s beam can be produced in a planar vacuum diode of U-1 accelerator (the initial total energy of the beam is 140 kJ and current density up to 0.2 kA/cm^2). The beam injected through a thin anode foil is focused in a converging magnetic field and after 20-fold compression (magnetic field in the mirror is 8.8 T) propagates in a 1-meter solenoid with $B_s=4 \text{ T}$. The beam transport has been investigated in the 10^{-5} —1 Torr pressure regime. The transport of the macroscopically uniform REB with 110 kJ energy content and current density up to 2 kA/cm^2 has been carried out.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

1. ВВЕДЕНИЕ

В Институте ядерной физики СО АН СССР ведутся работы по созданию соленоидальных термоядерных ловушек с плотной плазмой [1, 2]. Предполагается, что нагрев плазмы в таких ловушках будет осуществляться мощными релятивистскими электронными пучками (РЭП) микросекундной длительности. На ускорителе У-1 [3, 4] к настоящему времени энергосодержание пучка, генерируемого в диоде ускорителя, доведено до 140 кДж. Электронный пучок имеет диаметр 20 см. Энергия электронов в максимуме достигает 1.1 МэВ, а максимальный ток (в конце импульса) 70 кА. Длительность импульса по основанию — 5 мкс.

Для согласования сечения электронного пучка с размерами плазмы, а также повышения плотности тока пучка до величины, необходимой для возникновения плазменно-пучкового взаимодействия [2], были проведены эксперименты по сжатию пучка в продольном магнитном поле пробочной конфигурации (см. [4, 5]). В этих экспериментах были найдены оптимальные условия для сжатия и осуществлено двадцатикратное (по сечению) сжатие пучка. Обратная связь, возникающая при сжатии за счет появления отраженных от магнитной пробки и осциллирующих через анодную фольгу электронов, приводит к тому, что энергосодержание прошедшего через пробку пучка снижается до 100 кДж, а длительность импульса сокращается до 4 мкс.

Поскольку электронный пучок должен нагревать плотную плазму, находящуюся в центральной части длинного соленоида, то сле-

дующей после сжатия пучка задачей является исследование транспортировки пучка в продольном магнитном поле в вакууме, газе и плазме. Эксперименты по транспортировке РЭП микросекундной длительности с энергосодержанием несколько десятков килоджоулей в вакууме на расстояние 0.2—1 метр проводились ранее с кольцевыми пучками, генерируемыми в диодах с магнитной изоляцией (см., например, [6—9]). Работы по транспортировке микросекундных пучков с большим энергосодержанием в газе авторам неизвестны. Из многочисленных работ по транспортировке субмикросекундных пучков через газ можно отметить, например, эксперименты [10], в которых кольцевой пучок длительностью 100 нс и энергосодержанием 9 кДж транспортировался в сильном магнитном поле (до 9 Т) на расстояние 37 см через 1 Тор водорода.

В настоящей работе описана установка СПИН, созданная для экспериментов по транспортировке в газах и вакууме мощного микросекундного РЭП в сильном продольном магнитном поле, и приведены результаты первых экспериментов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема эксперимента изображена на рис. 1. Электронный пучок генерируется в вакуумном диоде ускорителя У-1 и через анодную фольгу 2, расположенную на расстоянии $d=9$ см от катода, инжектируется в установку СПИН. В описываемых экспериментах использовался графитовый катод диаметром*) $D=20$ см, а анодной фольгой служила 10-микронная лавсановая пленка с двухсторонним алюминиевым покрытием.

До начала настоящих экспериментов генератор пучка был модифицирован по сравнению с экспериментами [3, 4]. Ранее один из двух модулей ГИНа был собран из конденсаторов МИК-50-4, которые теперь заменены серийными конденсаторами ИК-50-3. Измеренная средняя емкость конденсаторов равна 2,8 мкф. Исходный энергозапас ГИНа при рабочем напряжении 43 кВ составляет 185 кДж, а волновое сопротивление 6.5 Ом.

Характеристики исходного пучка определялись в режиме, когда пучок электронов сразу же за анодной фольгой принимался графитовым коллектором. Осциллограммы напряжения на диоде и

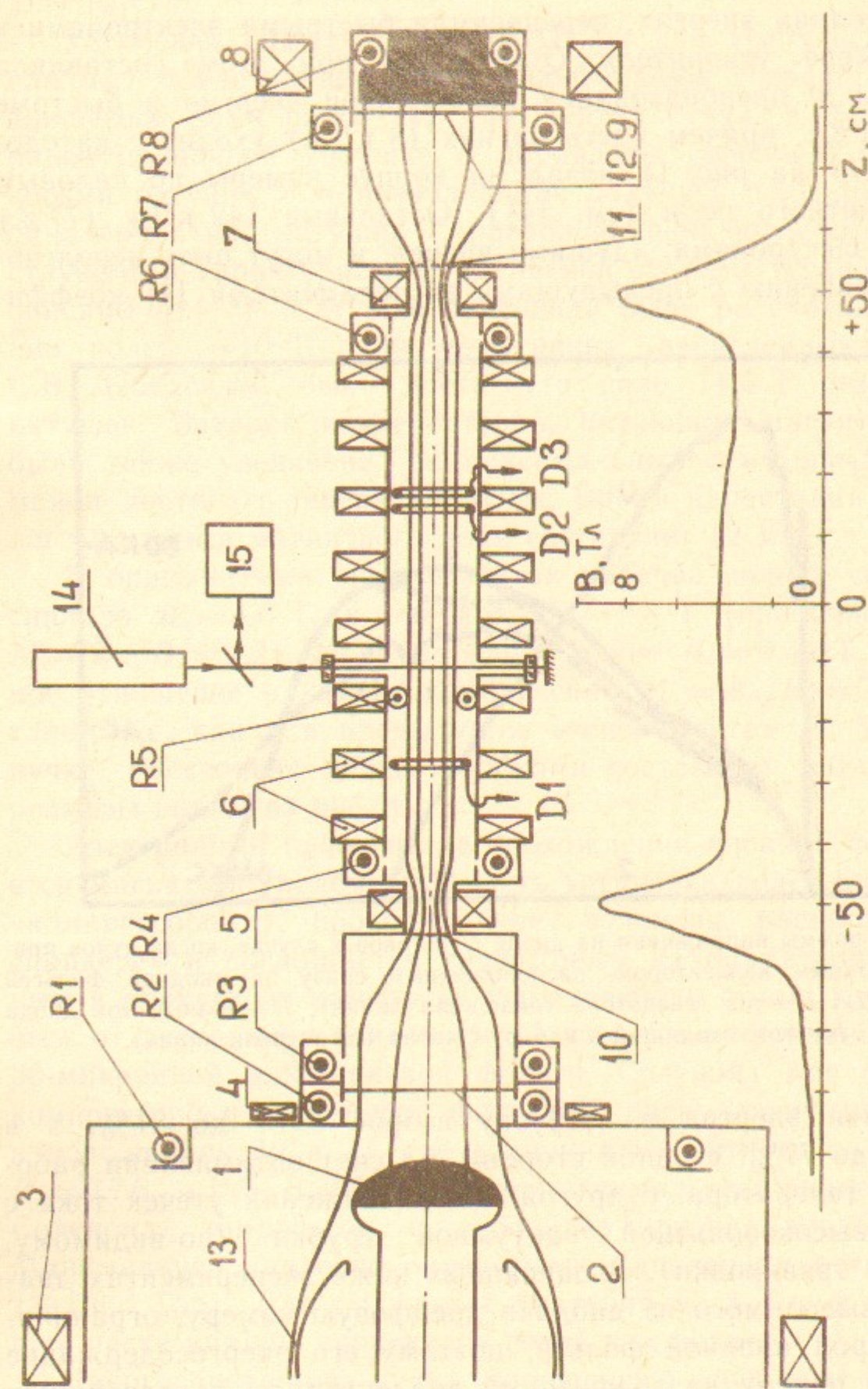


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — катод; 2 — анодная фольга; 3 — 8 — катушки магнитной системы; 9 — графитовый коллектор; 10 — 12 — фольги; 13 — экран катододержателя; 14 — лазер интерферометра; 15 — фоторезистор; R1 — R8 — пояс Роговского; D1 — D3 — магнитные зонды. Внизу распределение магнитного поля вдоль оси установки.

*) За исключением 4 специальных выстрелов с $D=18$ см и $d=7.5$ см.

токов (об их регистрации см. ниже) для этого случая приведены на рис. 2. Полная энергия, переносимая быстрыми электронами в диодной камере ускорителя $Q_r = \int I_r U dt$ при этом составляла 150 кДж (к.п.д. преобразования накопленной энергии в быстрые электроны 81%), причем часть из них (8 кДж) уходит с катододержателя (13 на рис. 1) назад на корпус камеры по силовым линиям магнитного поля (см. [4]). Остальные 142 кДж (77%) переносятся электронами, идущими вперед, и могут быть использованы. По сравнению с предыдущими экспериментами [4] коэффи-

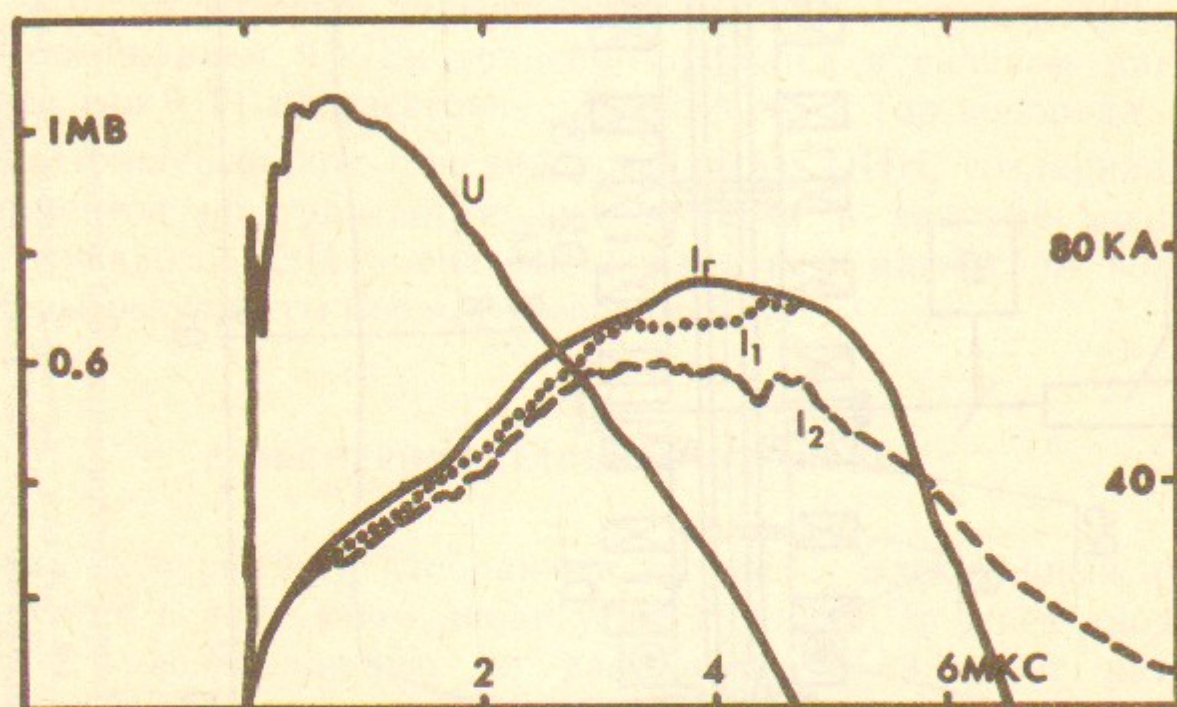


Рис. 2. Осциллограммы напряжения на диоде U и токов в случае, когда пучок принимается графитовым коллектором, расположенным сразу за анодной фольгой (выстрел № 1102); I_r — ток генератора (сплошная линия), I_1 — полный ток диода (точки), I_2 — ток, входящий в камеру сжатия (штриховая линия).

циент передачи энергии в нагрузку возрос с 67 до 81%, а в пучок — с 57 до 77%, с одной стороны, за счет оптимизации рабочего режима генератора, с другой, из-за снижения утечек тока с электродов высоковольтной вакуумной трубки (по-видимому, вследствие ее тренировки). В описанных ниже экспериментах диаметр пучка, выводимого из диода в дрейфовую камеру, ограничивался апертурой анодной фольги, поэтому его энергосодержание ($\int I_2 U dt$) при приеме на графитовый коллектор, располагавшийся непосредственно за анодной фольгой, составляло 130 кДж. Точность измерения энергосодержания составляет $\pm 5\%$.

Отметим, что микросекундные пучки с близким энергосодержа-

нием получены также в экспериментах, описанных в работах [11, 12].

Установка СПИН (Сжатый Пучок для Импульсного Нагрева плазмы) представляет собой модификацию устройства, использованного нами ранее [4] для сжатия пучка. К существовавшей ранее пробочной катушке 5 добавлены соленоид, состоящий из восьми катушек 6 и позволяющий получать поле до 10 Т, и еще одна пробочная катушка 7, расположенная после соленоида. Конструкция и характеристики магнитной системы установки подробно описаны в [13]. Катушки соленоида были рассчитаны на получение полей ~ 10 Т. При испытаниях, проведенных совместно с С.В. Лебедевым, было достигнуто поле 11.5 Т без разрушения катушек. Батарея конденсаторов, питающая магнитную систему, была также увеличена. Ее максимальный суммарный энергозапас может достигать теперь 1.7 МДж. Время нарастания синусоидального импульса магнитного поля составляет 12 мс.

В описываемых экспериментах рабочее поле в соленоиде составляло $B_s = 4.0$ Т, в пробках $B_m = 8.8$ Т (пробочное отношение $M_s = B_m/B_s = 2.2$). Поле на аноде равно $B_a = 0.44$ Т, т. е. пробочное отношение в камере компрессии ($M_a = B_m/B_a = 20$) сохранено таким же, как и в предыдущих экспериментах [4, 5] по сжатию пучка. Расстояние между пробками составляет 100 см, остальные размеры видны из рис. 1.

Электронный пучок после прохождения анодной фольги сжимается магнитным полем (эту часть установки далее будем называть «компрессором»), проходит через соленоид, расширяется в «экспандере» и поглощается графитовым калориметром 9, помещенным в вакуумную камеру из нержавеющей стали, которая отделяется от экспандера сэндвичем 12 из алюминированного лавсана и 30-микронной алюминиевой фольги. Соленоид мог отделяться от компрессора и экспандера фольгами, расположенными вне пробок в положениях 10 и 11, где величина магнитного поля составляет $B_f = 0.7 B_m$ ($M_f = B_m/B_f = 1.5$) от максимального значения в пробке. Соленоид, компрессор и экспандер могли заполняться газом. Минимальное давление определялось давлением остаточного газа ($3 \cdot 10^{-5}$ Тор). Для получения давлений до 1 Тор в соответствующие части камеры напускался гелий или воздух.

Энергосодержание пучка, прошедшего через всю систему, измерялось калориметром. Кроме того, «энергосодержание» пучка, входящего в компрессор, и пучка, выходящего из экспандера, определялось интегрированием по времени произведений диодного напря-

жения на токи, измеряемые поясами Роговского $R2$ и $R8$, соответственно. Ранее [4] было показано, что в отсутствие соленоида энергосодержание, вычисленное указанным образом, практически совпадало с показаниями калориметра, помещаемого в то же место (на входе в компрессор или на выходе из экспандера), что означает, что электроны не теряли сколько-нибудь заметно свою энергию при прохождении одиночной пробки.

Измерения полных токов в различных частях установки проводились поясами Роговского. В частности, сравнение показаний поясов $R2—R8$ (которые измеряли, соответственно, токи $I_2—I_8$) позволяло судить о степени токовой компенсации в компрессоре, соленоиде и экспандере.*) Профиль пучка определялся с помощью системы микроколлекторов, устанавливаемой вместо калориметра.

С помощью электростатически экранированных одновиткового магнитного зонда $D1$ и двух расположенных рядом четырехвитковых зондов $D2$ и $D3$, намотанных в противоположных направлениях, измерялось поперечное давление пучка и образующейся в результате прохождения пучка плазмы. Диаметр витков этих зондов равен 90 мм, а внутренний диаметр камеры в месте расположения зондов 104 мм. Зонды защищены стеклянными диафрагмами диаметром 80 мм.

Для определения плотности плазмы использовался интерферометр Майкельсона, типа описанного в [14], с лазером ЛГ-126 (14), работающим на длине волны 3.39 мкм, и детектором Ge(Au) (15). Регистрация и обработка электрических сигналов осуществлялась с помощью аналого-цифровых преобразователей Ф4226 [15], АЦП-101 [16] и ЭВМ Электроника-60 и СМ-4.

В заключение раздела следует отметить, что высокое энергосодержание пучка приводит к разрушению всех фольг за один выстрел и загрязнению системы, вследствие чего после каждого выстрела необходима разборка установки для ремонта и чистки соответствующих узлов. В результате практическая частота импульсов установки составляет 1-2 выстрела в день.

* Измерения в центральной части соленоида проводились с помощью диагностических блоков (магнитный зонд + пояс Роговского), разработанных А.В. Бурдаковым и В.В. Поступаевым.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В первых экспериментах необходимо было решить следующие задачи:

а) исследовать основные закономерности транспортировки мощного микросекундного РЭП в сильном магнитном поле в широком диапазоне давлений газа в дрейфовой камере;

б) выяснить степень влияния системы транспортировки на эффективность генерации пучка в высоковольтном диоде ускорителя (наличие обратной связи);

в) получить сведения о процессах плазмообразования в дрейфовой камере (компрессоре, соленоиде и экспандере) и процессах нейтрализации пучка;

г) изучить характеристики пучка на выходе системы.

Основным параметром, отличающим описываемые эксперименты от предыдущих экспериментов по сжатию [4, 5], является большая величина отношения длины соленоида к радиусу сжатого пучка l_s/r_b , равная 30.

Как показали эксперименты, энергосодержание пучка на выходе из системы, форма его поперечного сечения, характер плазменных токов в различных частях дрейфовой камеры и ряд других характеристик существенно зависят от того, установлена ли фольга 10 (рис. 1), отделяющая компрессор от соленоида*). На рис. 3 и 4 приведены напряжение на диоде ускорителя U и токи, регистрируемые поясами Роговского в разных частях камеры, для наиболее характерных режимов.

3.1. На рис. 3 представлена подборка сигналов (напряжения на диоде U , токов в различных частях системы, а также вычисленные значения обратных токов), позволяющая выявить влияние введения соленоида в систему сжатия пучка. Во всех этих выстрелах фольги 10 и 11 отсутствовали.

На рис. 3,а показаны типичные сигналы, полученные в отсутствие соленоида при низком давлении в камере ($P=10^{-4}$ Тор), при котором эффективность транспортировки пучка через систему сжатия была максимальной. В таких условиях всегда имелась [4, 5]

* В экспериментах, как правило, при установке фольги 10 устанавливалась и фольга 11.

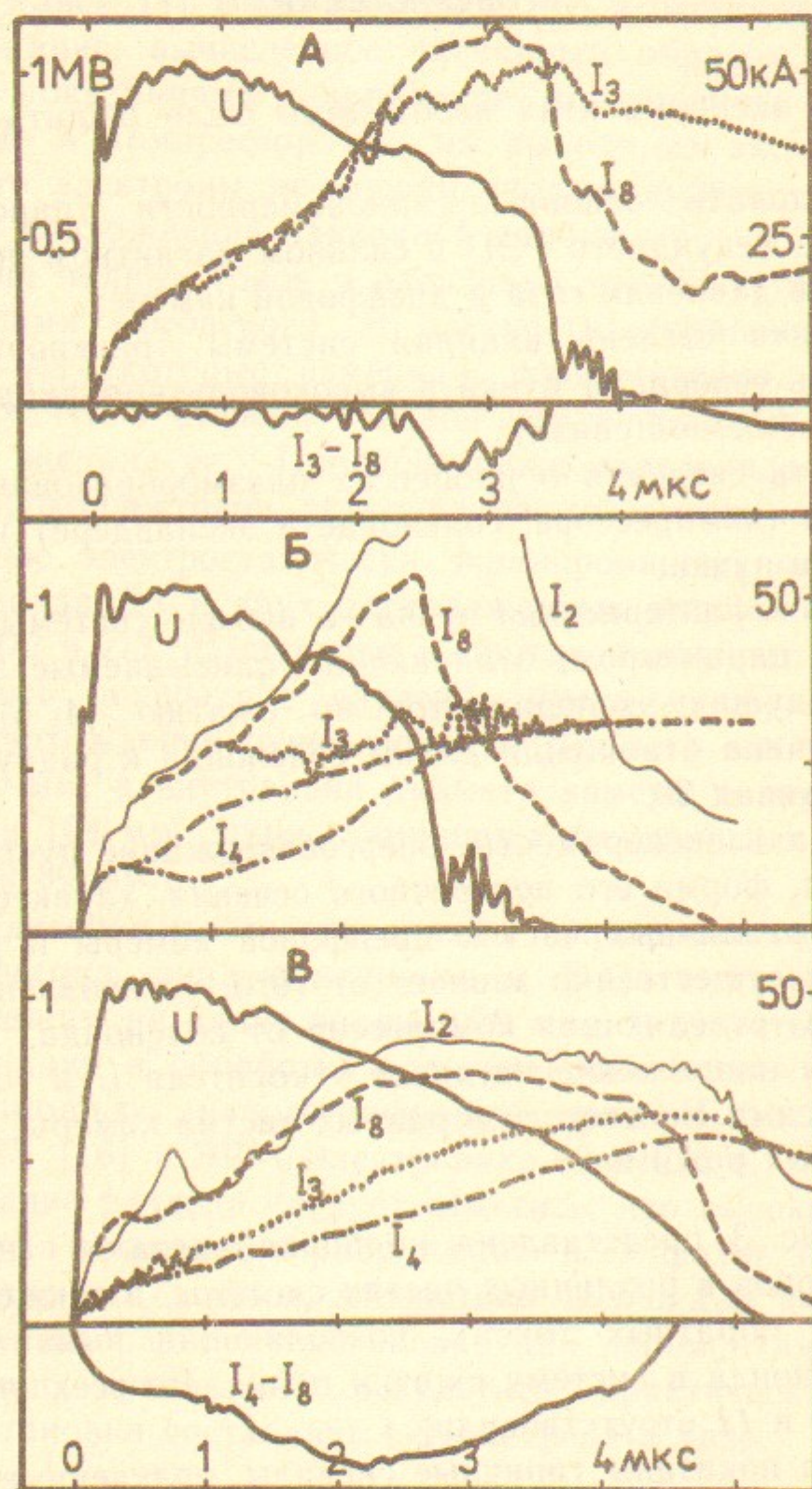


Рис. 3. Осциллограммы сигналов при отсутствии фольг вблизи пробок:
a — без соленоида (№ 952): $P=10^{-4}$ Тор, I_3-I_8 — обратный ток в компрессоре; *б, в* — с соленоидом: *б* — $P=10^{-4}$ Тор (№ 1121), ток I_4 приведен для двух выстрелов; *в* — $P=0.1$ Тор гелия (№ 1114), $I_4=I_5=I_6$, I_4-I_8 — обратный ток в соленоиде.

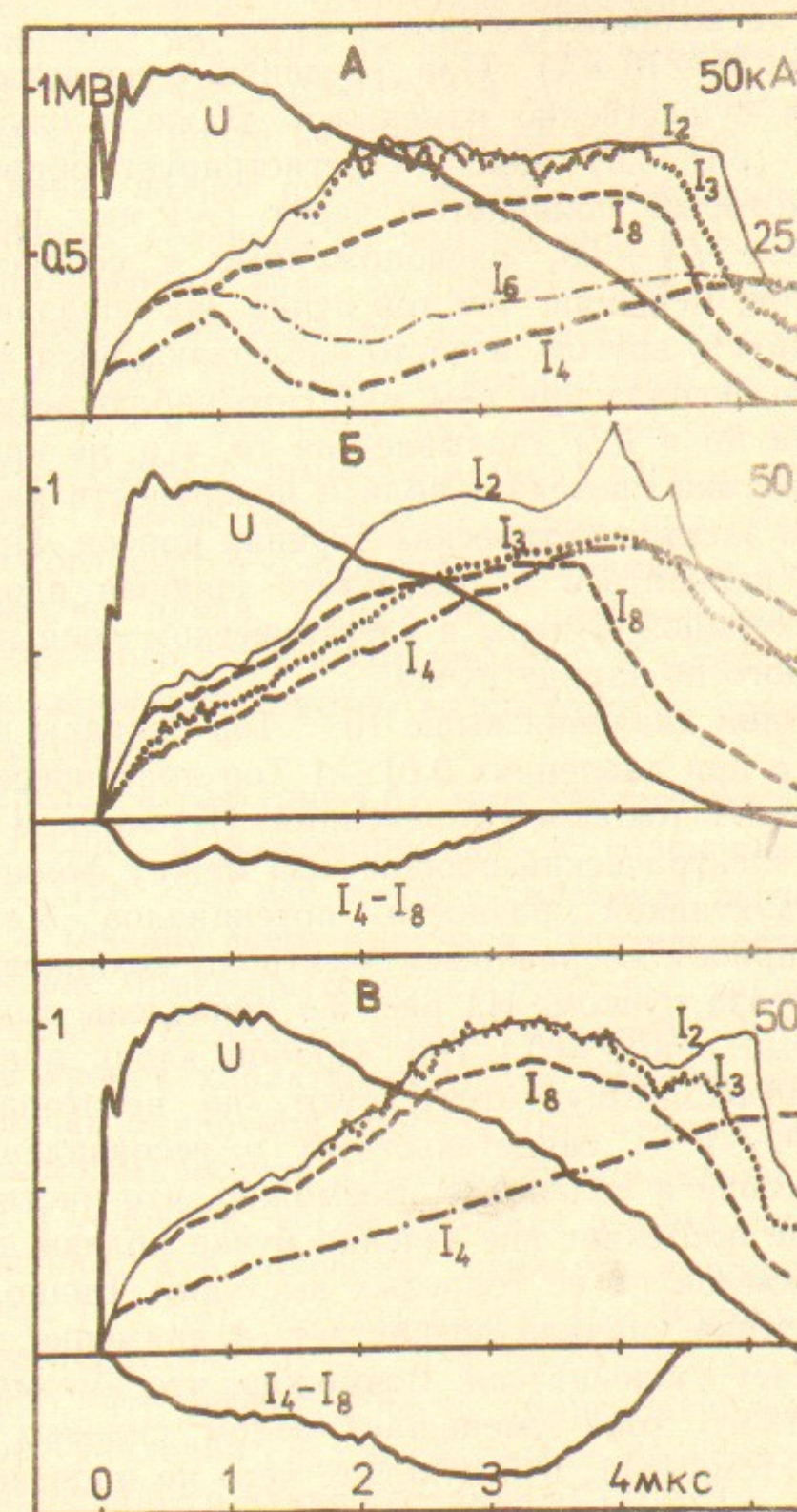


Рис. 4. Осциллограммы сигналов при наличии фольг вблизи пробок:
a — давление $P=8 \cdot 10^{-5}$ Тор везде (№ 1108); *б* — $P=0.1$ Тор везде (№ 1117);
в — $P_c=P_{ex}=2 \cdot 10^{-4}$ Тор, $P_s=0.1$ Тор (№ 1110); для выстрелов с $P_c=0.1$ Тор $I_4=I_5=I_6$,
 I_4-I_8 — обратный ток в соленоиде.

зарядовая компенсация пучка,^{*)} но обратный ток в плазме практически никогда не возникал, хотя ток пучка превышал предельный вакуумный ток (6—10 кА). При введении соленоида в систему характер токов существенно изменился. Даже в случае низкого давления газа (рис. 3,б) пояс R3 регистрирует обратный ток в компрессоре, который появляется через $t \sim 1$ мкс после начала импульса. Пояса R4—R6, расположенные в соленоиде, также регистрируют ток, меньший, чем ток пучка. Их показания, однако, не совпадают друг с другом, а часто наблюдающийся характерный провал токового сигнала при $t \sim 1$ мкс (что наблюдается также на сигналах поясов R3 и R7) указывает на то, что, по крайней мере, часть обратного тока протекает вблизи поверхности камеры, закорачивая щели в электростатических экранах поясов. Пристеночная плазма может появляться в результате пробоев вдоль боковой поверхности вакуумной камеры в электрическом поле неполностью компенсированного по заряду пучка.

При повышении давления выше 10^{-3} Тор провалы на сигналах тока исчезают, а при давлениях 0.01—1 Тор практически с начала импульса возникает токовая компенсация. Источником ее служит, судя по всему, электрический пробой газа между фольгами 2 и 12 вследствие индуктивной разности потенциалов между ними $U_L = L(di/dt)$, причем «первичные» электроны возникают при прямой ионизации газа пучком. На рис. 3,в приведены типичные сигналы, полученные при $P = 0.1$ Тор. Пробои вдоль поверхности в этом случае, по-видимому, отсутствуют, но некоторая разница между токами I_3 и I_4 свидетельствует о несовпадении полных токов в компрессоре и соленоиде. Возможно, что часть обратного тока в соленоиде протекает вне сечения пучка вблизи поверхности камеры и замыкается на ее торцевых выступах. Видно, что величина обратного тока сначала возрастает, а примерно с середины импульса начинает уменьшаться. Возможно, что именно снижение величины обратного тока уменьшает излом силовых линий на анодной фольге (см. [5]), в результате чего не происходит преждевременного замыкания диода.

На рис. 5,а светлыми фигурами показаны длительности импульсов и энергосодержание пучка в зависимости от давления

^{*)} Для объяснения прохождения через систему пучка с током выше критического предполагается (см. [5]), что при низких давлениях пространственный заряд пучка нейтрализуется ионами из поверхностной плазмы, образующейся за счет вторичных процессов.

газа в дрейфовой камере в отсутствие разделительных фольг (треугольники — воздух, кружки — гелий). Максимальные длительности импульса в этом случае наблюдаются при давлении 0.1 Тор. Энергосодержание пучка почти не зависит от давления.

3.2. Установка вблизи пробок фольг из алюминированного лавсана, отделяющих соленоид от компрессора и экспандера, меняет характер осциллограмм (рис. 4). Сначала для сравнения рассмотрим случай, когда давления во всех частях камеры равны. При выстрелах в вакуум (рис. 4,а) в компрессоре не регистрируется обратный ток, хотя в соленоиде вид сигналов с поясов практически не меняется. Раннего замыкания диода в этом случае не происходит (сравни темные и светлые точки при $P = 10^{-4}$ Тор на рис. 5,а. Это согласуется с выводом, сделанным в работах [4, 5] о том, что сжатие пучка происходит наиболее эффективно при отсутствии обратного тока в компрессоре. Длительность импульса и его энергосодержание заметно возрастают по сравнению с «бесфольговым» случаем.

При выстрелах в газ (рис. 4,б) диод генератора закорачивается несколько раньше, а в компрессоре и соленоиде наблюдается обратный ток. При этом все пояса в соленоиде регистрируют одинаковый ток в течение всего импульса. Длительность импульсов и энергосодержание прошедшего пучка примерно такие же, как и в отсутствие фольги. В целом, можно отметить, что при наличии фольг вблизи пробок характер сигналов мало отличается от случая сжатия пучка одиночной пробкой [5], что указывает на определяющую роль компрессора в процессах замыкания диода.

Выстрелы в условиях, когда давление в компрессоре и экспандере было низким, а в соленоиде менялось в широких пределах (см., например, рис. 4,в), подтверждают это. Временные и энергетические характеристики пучка для этого случая приведены на рис. 5,б. Видно, что эффективность транспортировки высока во всем диапазоне давления газа в соленоиде. Максимальное энергосодержание прошедшего пучка составляло 110 кДж.

3.3. Сравнивая токи пучка на входе I_2 и на выходе I_8 системы, следует обратить внимание на то, что, начиная с некоторого момента времени, выходной ток становится меньше входного, тогда как в системе без соленоида они всегда совпадали практически до конца импульса (см. [4, 5] и рис. 3,а). Разница токов $I_2 - I_8$ минимальна при давлении в компрессоре $P_c = 10^{-4}$ Тор, а в соленоиде $P_s > 10^{-3}$ Тор, и составляет примерно 10% (см. рис. 4,в). В

этом режиме отверстие в фольге на калориметре было симметричное, круглое с радиусом 9 см (апертура фольги 20 см). Размер отверстий пучка в толстых фольгах (Al, 100 мкм), которые специально устанавливались в пробках, показывает, что распространение пучка происходит по расчетным траекториям вдоль магнитных

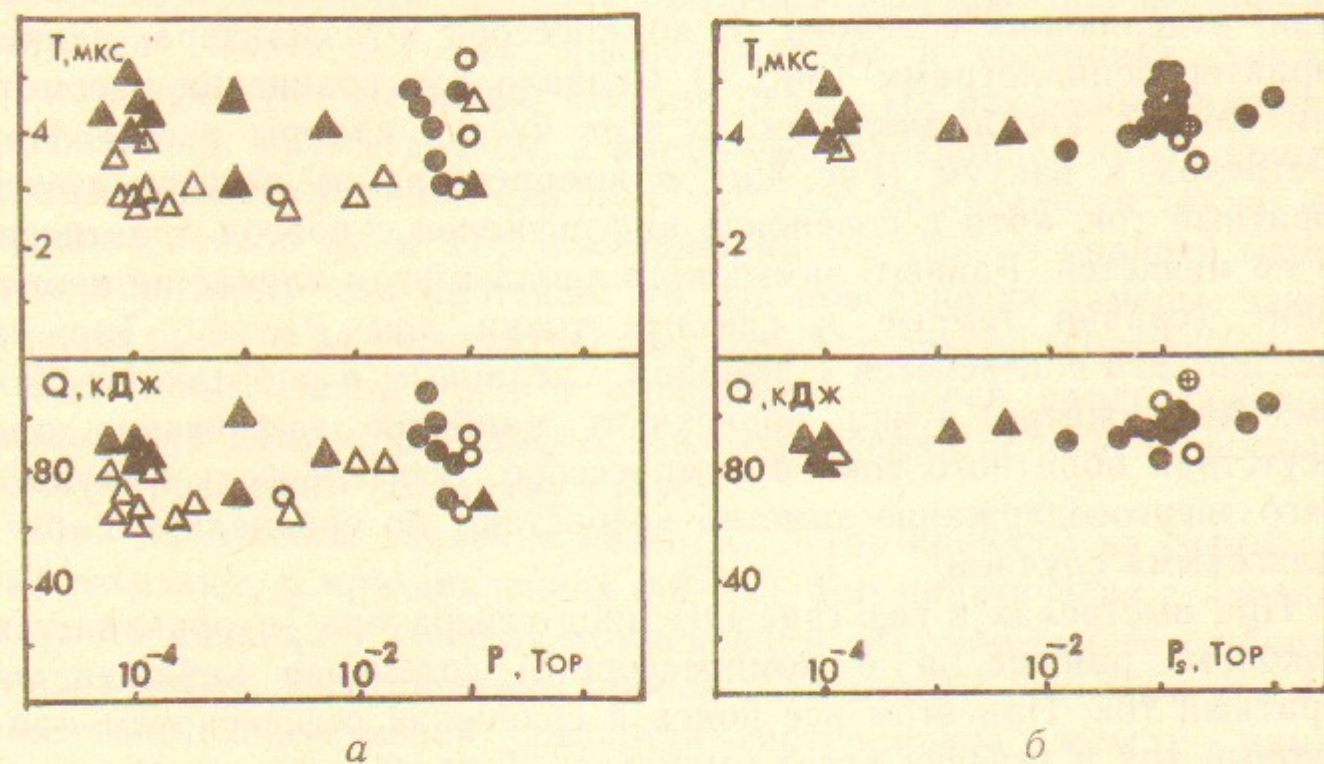


Рис. 5. Длительность импульса T и энергосодержание прошедшего на калориметр пучка Q в зависимости от давления газа в различных частях дрейфовой камеры: а—давление везде одинаково, светлые фигуры—без фольг в пробках, темные—с фольгами в пробках; треугольники—в камере остаточный газ, кружки—заполнение гелием; б—фольги в пробках, давление в компрессоре и экспансере всегда 10^{-4} Торр; темные фигуры: $D=20$ см, $d=3$ см; светлые: $D=18$ см, $d=7.5$ см (⊕—без фольгодержателя калориметра).

силовых линий. Диаметр отверстий составлял 6 см при апертуре фольг 7 см.

Разность токов сохраняется и при уменьшении диаметра^{*)} катода до $D=18$ см, и в отсутствие фольги на калориметре. Причина этих потерь в настоящее время не совсем ясна. Не исключено, что они связаны с той частью пучка, которая переносится электронами, эмитируемыми из плазмы, которая образуется на боковой поверхности экрана катододержателя 13 (см. рис. 1) и расширяется поперек магнитного поля (из-за низкой плотности эта часть пучка может и не оставлять следов на фольгах). Хотя проекция анодного отверстия вдоль силовых линий магнитного поля на

^{*)} Четыре выстрела при $D=18$ см и $d=7.5$ см показаны на рис. 5, б светлыми фигурами.

калориметр меньше его апертуры, тем не менее в отсутствие фольгодержателя калориметра потери тока уменьшаются (такой выстрел обозначен ⊕ на рис. 5, б). Отметим также, что наблюдаемые потери не могут объясняться измерительной ошибкой из-за подкорачивания промежутка калориметр—фольгодержатель плазмой, возникающей в течение импульса, потому что энергосодержание, вычисленное по интегралу $\int I_8 U dt$ совпадало в этом режиме с показаниями калориметра.

При низких ($< 10^{-3}$ Торр) давлениях газа в соленоиде (независимо от наличия фольг в пробках) очертания отверстий в фольгах были искажены. Разность токов $I_2 - I_8$ при этом возрастала примерно в 2 раза. Форма отверстий менялась от выстрела к выстрелу, причем минимальное и максимальное расстояние его краев от центра могло составлять, например, на фольге калориметра 6 и 11 см. Отверстия имели вид искаженных многоугольников (наблюдались азимутальные моды порядка 1—7). Поскольку при выстрелах в одиночную пробку [5] форма отверстия всегда была круглой (с радиусом 9 см), то ясно, что искажение формы пучка вызвано введением в систему соленоида. Вопрос о причине деформации пучка требует дополнительных исследований. Возможно, что эта деформация происходит из-за аксиально несимметричного протекания обратного тока [17], а также вследствие возникновения неустойчивости Крускала—Шафранова (см., например, [18]) или диокотронной неустойчивости [19] неполностью компенсированного пучка. Факт неполной компенсации заряда при низком давлении газа, по крайней мере, в начале импульса, был установлен в экспериментах по сжатию пучка [20].

В настоящих экспериментах с соленоидом распределение плотности тока по радиусу на выходе системы измерялось с помощью микроколлекторов. Микроколлекторы помещались за отверстиями (диаметром 4 мм) в большом коллекторе, который принимал весь пучок. При низком давлении газа в соленоиде ($\sim 10^{-4}$ Торр) пучок в течение примерно 1 мкс имеет понижение плотности в центре, что является одним из условий развития диокотронной неустойчивости. Другой причиной развития диокотронной неустойчивости, помимо нарастания профиля плотности, могло бы быть, в принципе, наличие сопутствующего кольцевого пучка с экрана катододержателя. Однако его устранение диафрагмой, установленной сразу за анодной фольгой, не уменьшало деформацию пучка.

На рис. 6 приведены распределения плотности тока пучка на выходе из системы, полученные в трех последовательных выстрелах.

лах в особо интересующей нас области больших давлений газа в соленоиде 0.1 Тор (в компрессоре и экспандере 10^{-4} Тор). Три нижние кривые построены для момента времени 1 мкс , верхние — для 3 мкс . Каждая точка получена усреднением тока микроколлектора за интервал 0.5 мкс ($\Delta t = \pm 0.25 \text{ мкс}$). Вверху показан электронный ток, регистрируемый одним из микроколлекторов ($R=0$).

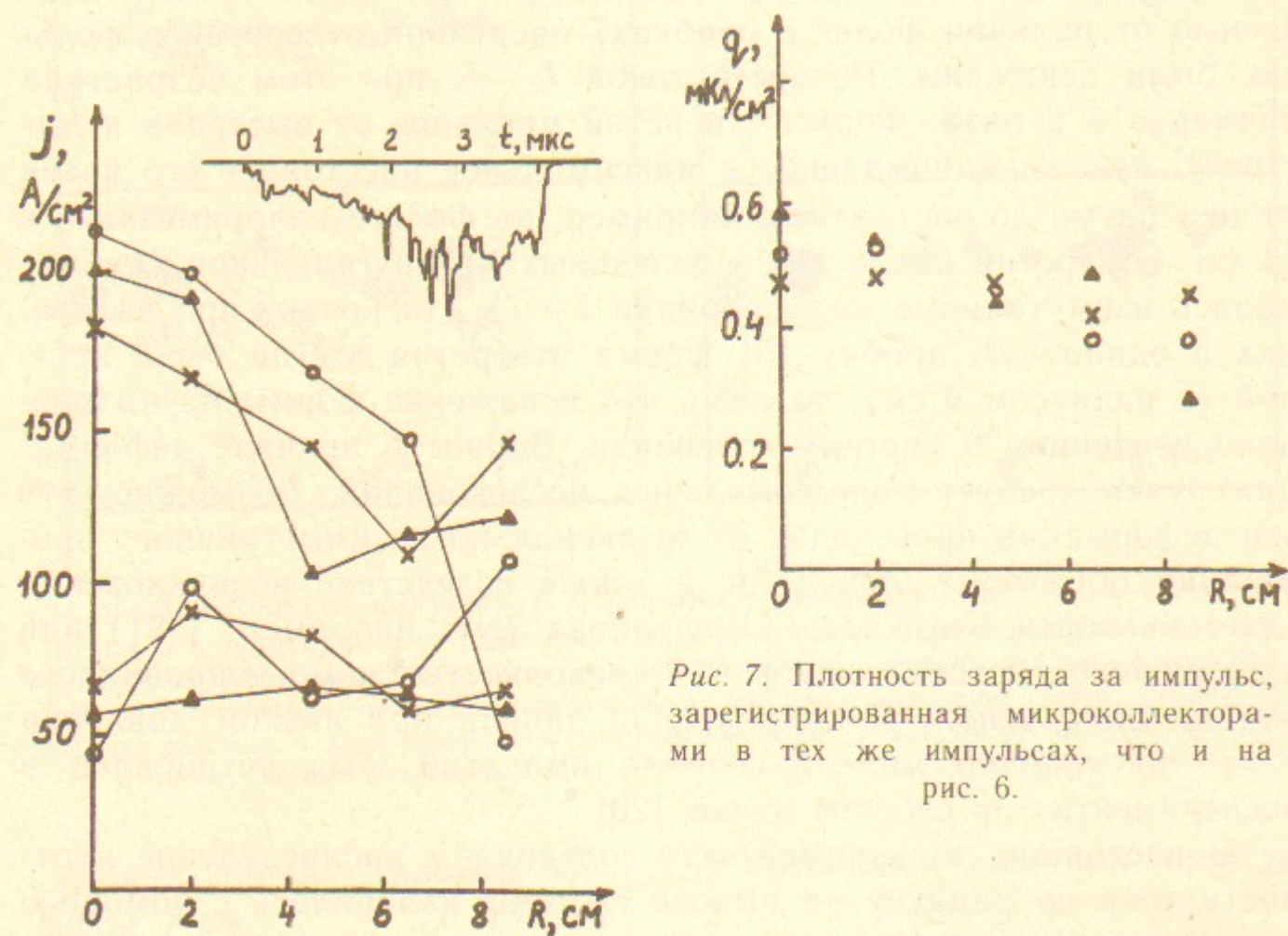


Рис. 6. Распределение плотности тока по радиусу пучка на выходе в трех выстрелах (№ 1125—1127) для моментов времени 1 мкс (нижние кривые) и 3 мкс . Давление в соленоиде 0.1 Тор . Вверху сигнал с одного из микроколлекторов.

Хотя, в целом, ток микроколлектора нарастает так же, как полный ток, наблюдаются его осцилляции, по характеру подобные осцилляциям, наблюдавшимся ранее [21] непосредственно на выходе из диода. Крайний микроколлектор находился на самой границе пучка ($R=8.5 \text{ см}$), поэтому об однородности пучка следует судить по внутренним точкам графика. Видно, что при данной геометрии диода в начале импульса пучок достаточно однородный,

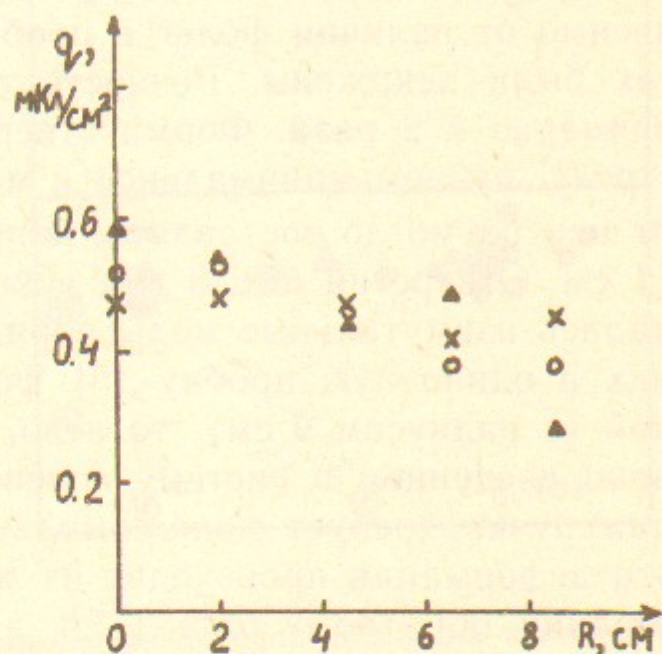


Рис. 7. Плотность заряда за импульс, зарегистрированная микроколлекторами в тех же импульсах, что и на рис. 6.

а к концу импульса плотность тока в центре примерно в два раза превышает плотность тока на периферии пучка. Интегральный заряд, принятый каждым микроколлектором за импульс (см. рис. 7), испытывает небольшие колебания от выстрела к выстрелу и, в среднем, снижается к краю пучка примерно на 20% .

3.4. Обратимся теперь к результатам, полученным с помощью магнитных зондов. Изменение магнитного потока $\Delta\Phi$ через зонд, охватывающий пучок и плазму, можно записать в виде

$$\Delta\Phi = \frac{4\pi}{B_s} \left[\frac{I_{tot}^2}{2c^2} - \frac{I_b^2(1-f_e)^2}{2c^2\beta^2} - \frac{mc}{2e} \frac{\gamma^2-1}{\gamma\beta} I_b \overline{\sin^2\theta} - \int P dS \right] \times \left(\frac{S_k - S_z}{S_k} \right) \cdot N. \quad (1)$$

Здесь I_b — ток пучка; $I_{tot} = I_b(1-f_l)$ — полный ток через сечение зонда; f_l и f_e — степень нейтрализации пучка по току и заряду; $\overline{\sin^2\theta}$ характеризует угловой разброс пучка; S_k и S_z — площади сечений металлической камеры и зонда; N — число витков в зонде; P — газокINETическое давление плазмы. Выражение (1) можно получить, комбинируя выражения из работ [17, 22, 23]. Первый член в квадратных скобках описывает парамагнетизм полного тока^{*}. Остальные члены противоположны по знаку и описывают диамагнетизм: второй член связан с пространственным зарядом пучка, третий и четвертый обусловлены поперечными давлениями пучка и плазмы. Если степень зарядовой компенсации близка к единице, то вторым членом можно пренебречь. На рис. 8 суммированы результаты измерений магнитными зондами для выстрелов, в которых соленоид был отделен фольгами от компрессора и экспандера. Давление в компрессоре поддерживалось около 10^{-4} Тор , а в соленоиде менялось в широких пределах. Сигналы зондов существенно различаются при высоких и низких давлениях в соленоиде.

При низких давлениях (см. врезку на рис. 8 слева) в начале импульса наблюдается нарастающий парамагнетизм пучка (отрицательный сигнал), но через время t_D внезапно возникает большой диамагнитный сигнал. К концу импульса тока пучка ($t \sim 5 \text{ мкс}$) этот сигнал спадает до некоторого значения, которое поддержива-

^{*} Величина этого сигнала не зависит от распределения по сечению прямого и обратного токов, а зависит только от величины полного тока. На это обстоятельство внимание авторов обратил Д.Д. Рютов.

ется вплоть до затухания полного тока в камере ($t \sim 10$ мкс). После этого происходит спад диамагнитного сигнала с постоянной времени ~ 5 мкс. Амплитуда наблюдаемого сигнала во много раз превышает возможную величину диамагнетизма пучка и может быть приписана только диамагнетизму плазмы. Соответствующую сигналу величину энергосодержания плазмы на единицу длины можно вычислить из соотношения

$$W_{\perp} = (n_s T_{e\perp} + n_i T_{i\perp}) S = \frac{\Delta \Phi B_s}{4\pi N} \frac{S_k}{S_k - S_s} = \frac{B_s}{4\pi} \frac{S_k}{S_k - S_s} \frac{c 5\tau}{N} U_s, \quad (2)$$

где $\tau = 30$ мкс — постоянная интегрирующей цепочки, а U_s — напряжение зонда. На рис. 8 приведены зависимости от давления величины W_{\perp} в максимуме диамагнитного сигнала и времени t_D его появления.

При $P_s = 10^{-3}$ Тор измерения лазерным интерферометром показывают, что величина $\int n_e dl$ после окончания импульса составляет

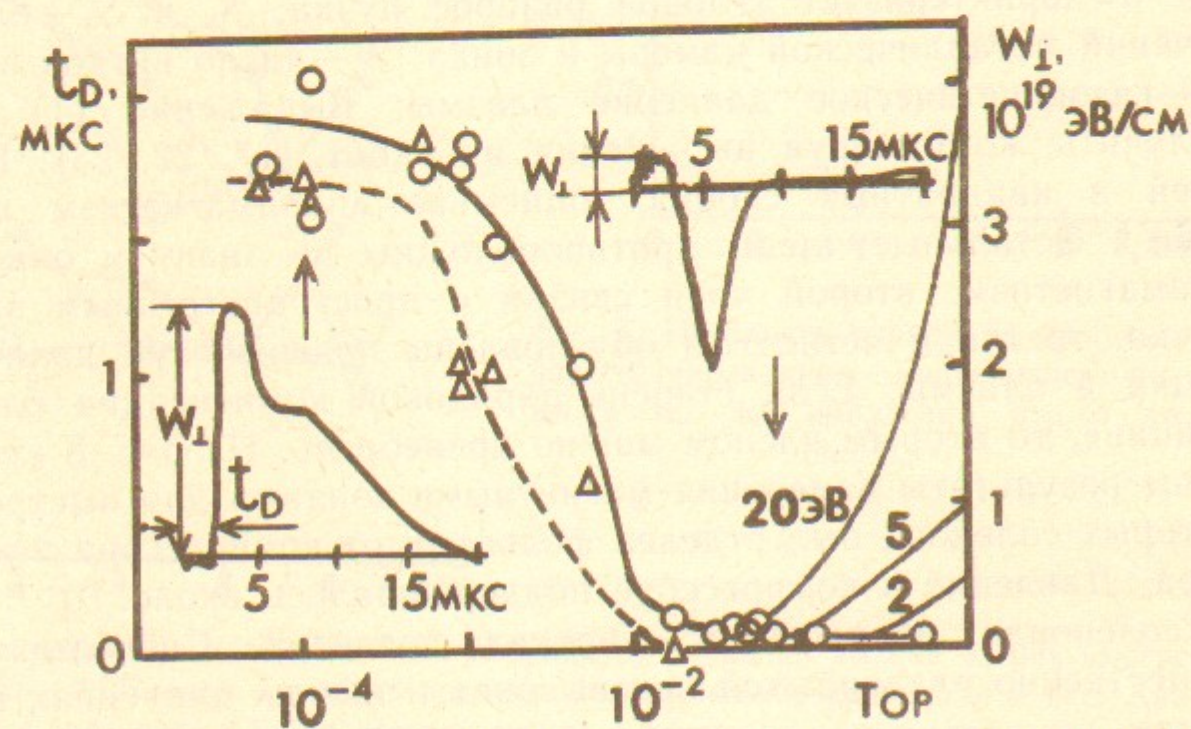


Рис. 8. Зависимость энергосодержания плазмы на единицу длины W_{\perp} в максимуме сигнала зонда (кружки и сплошная кривая) и времени появления диамагнетизма t_D (треугольники и штриховая кривая) от давления газа в соленоиде P_s ($P_c = P_{ex} = 10^{-4}$ Тор). Кривые W_{\perp} , вычисленные для $T = 2, 5$ и 20 эВ.

$\sim 3 \cdot 10^{17}$ см $^{-2}$. Отметим, что полная однократная ионизация исходного газа во всем сечении дрейфовой камеры может дать величину $\int n_e dl$, равную лишь $3 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$, т. е. на 3 порядка меньшую. Это обстоятельство, а также «провалы» на сигналах поясов Роговско-

го, как уже отмечалось, дают основания для заключения о том, что при низких давлениях в начальной стадии импульса происходят интенсивные поверхностные пробои вдоль стенок дрейфовой камеры.

Сравнивая величину диамагнитного сигнала W_{\perp} после окончания импульса ($W_{\perp} = 2 \cdot 10^{19}$ эВ/см на «плато» сигнала) с показаниями интерферометра, можно оценить параметры образующейся плазмы. Считая плазму изотермической, оценим величину n и T для двух случаев:

- однородная по радиусу плазма диаметром $l = 8$ см;
- пристеночная плазма, однородная внутри кольца толщиной $\Delta l = 1$ см.

Соответствующие величины равны $n = 4 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, $T = 5$ эВ и $n = 1.5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, $T = 3$ эВ. Таким образом, в результате пристеночных пробоев образуется плотная холодная плазма с плотностью $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$ и температурой ≤ 5 эВ.

3.5. При высоких давлениях $P_s > 10^{-2}$ Тор сигналы зондов приобретают совершенно иной вид (правая врезка на рис. 8). Это связано, по-видимому, с тем, что при $P_s > 10^{-2}$ Тор плазма образуется, как уже отмечалось, путем объемной ионизации газа, чему должно сопутствовать и исчезновение «провалов» на токах в соленоиде. Действительно, «провалы» пропадают, начиная с давления $P_s > 10^{-3}$ Тор.

В диапазоне давлений $P_s = 3 \cdot 10^{-2} - 1$ Тор на рис. 8 приведены также расчетные кривые W_{\perp} для разных значений T_{\perp} , построенные в предположении, что газ полностью однократно ионизован. Видно, что при $P_s \leq 0.1$ Тор степень ионизации газа может быть высокой, тогда как при $P_s \sim 1$ Тор полная ионизация газа уже невозможна.

Рассмотрим подробнее сигнал, полученный при давлении газа $P_s = 3 \cdot 10^{-2}$ Тор. На рис. 9 приведены осциллограммы этого сигнала на разных развертках. На длинной развертке (рис. 9, в) видно, что после первого парамагнитного пика наблюдаются диамагнитные всплески при $t = 50$ и 100 мкс, которые можно интерпретировать как приход плазмы с разделительной фольги и из диода ускорителя. Скорость движения этой плазмы можно оценить величиной $\sim 10^6$ см/с. Наклон нулевой линии (штрихи) обусловлен неинтегрирующимся сигналом от синусоидального импульса магнитного поля. Сигнал в течение первых 20 мкс, очевидно, определяется только характеристиками пучка и «первичной» плазмы (см. выра-

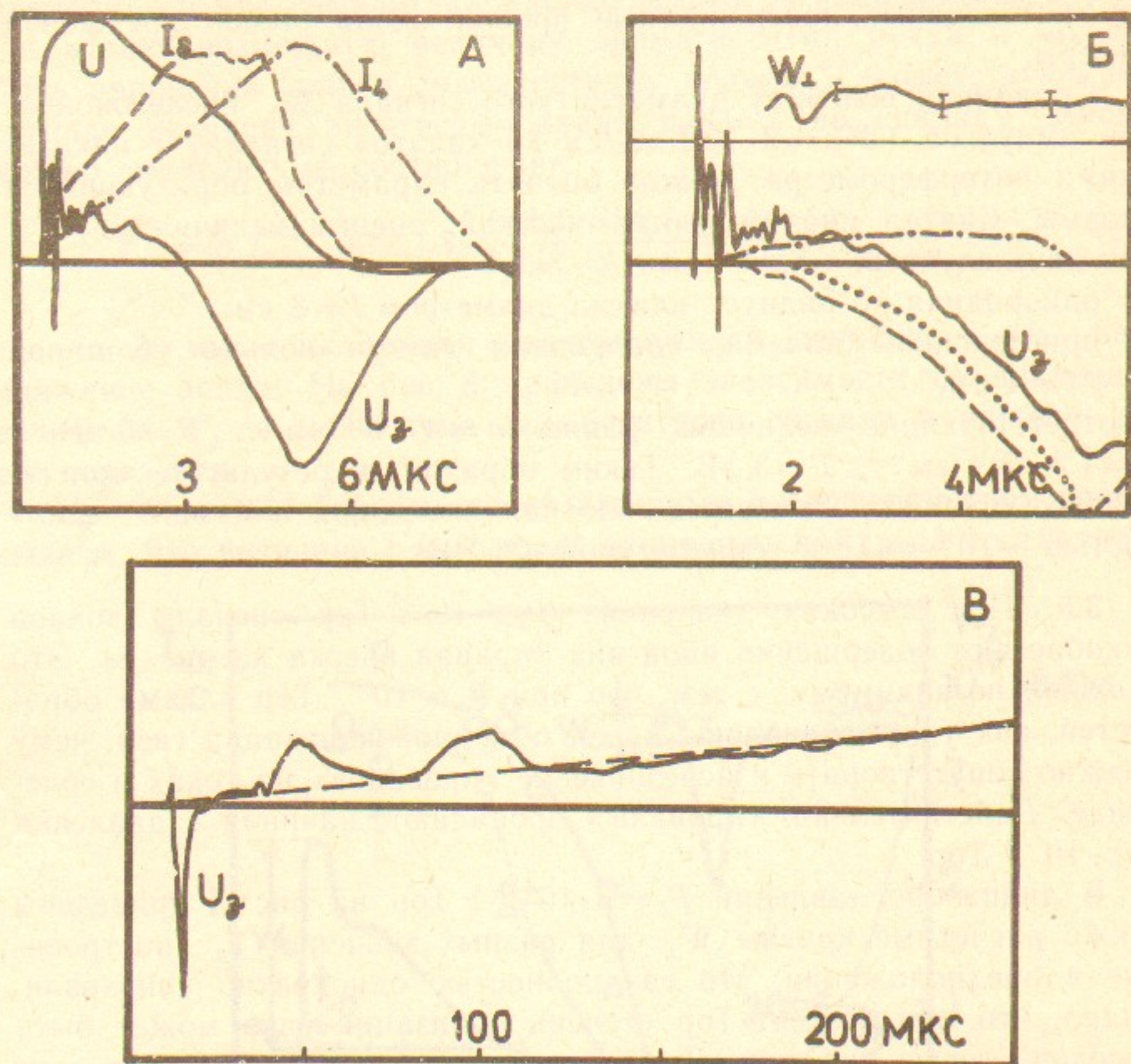


Рис. 9. Сигнал магнитного зонда U_3 при $P_s = 3 \cdot 10^{-2}$ Тор и $P_c = P_{ex} = 10^{-4}$ Тор (№ 1158):

а — сопоставление U_3 с напряжением на диоде U и токами I_3 (штриховая линия), I_4 (штрих-пунктир); б — вычисленные значения парамагнетизма (штриховая линия) и диамагнетизма (штрих-пунктир) пучка, точки — их сумма, W_{\perp} — диамагнетизм плазмы (разность между экспериментальным сигналом U_3 и расчетным сигналом пучка); в — сигнал U_3 на развертке большой длительности, наклон нулевой линии (штриховая линия) обусловлен внешним магнитным полем.

жение (1)). Рассмотрим составляющие этого сигнала.

На рис. 9,б штриховой линией показана величина парамагнетизма, вычисленная с помощью выражения (1) по экспериментальным значениям ($I_{tot} = I_4$), а штрих-пунктирной — диамагнетизм пучка, вычисленный в предположении, что пучок сжимается адиабатически, а его угловой разброс на выходе из диода равен 8° . Такая величина разброса взята в соответствии с результатами прямых измерений [24] углового разброса пучка до и после системы сжатия (без соленоида), который в начале импульса составляет 6° и несколько увеличивается к концу импульса. Сумма диамагнитного и парамагнитного сигналов показана точками. Разность между этим вычисленным сигналом и реально наблюдаемым следует интерпретировать, как диамагнетизм плазмы. Хотя точность таких вычислений невелика, тем не менее видно, что величина W_{\perp} в данном выстреле в течение импульса почти не меняется и близка к значению*) $1.3 \cdot 10^{18}$ эВ/см.

Вследствие высокого уровня радиационных и электромагнитных помех интерферометрические измерения при высокой плотности газа позволяют утверждать пока лишь то, что набег фазы существенно меньше одной полосы ($2n_e l \ll 6.4 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$). При диаметре $l = 6$ см плазмы, которая образуется в сечении пучка [20], оценка ее плотности дает величину $n \ll 5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. Считая, что газ полностью ионизован, т. е. $n = 10^{15}$ см $^{-2}$, получим для изотермической плазмы оценку $T = 20$ эВ.

Вычисленное значение классического сопротивления плазменного столба в соленоиде при $T = 20$ эВ меньше 10^{-2} Ом, тогда как реально сопротивление равно $R_p = U_L / I_p \sim 10^{-1}$ Ом ($I_p = I_{tot} - I_b$ — плазменный ток) и, судя по поведению обратного тока (см. рис. 3, 4), растет к концу импульса. Это anomalous сопротивление можно связать с ионно-звуковой неустойчивостью, возникающей из-за превышения дрейфовой скорости электронов $v_d = (n_b/n_e)c = I_b/en_e S \sim 10^7$ см/с над ионно-звуковой скоростью ($v_s = \sqrt{T_e/M}$).

Энергосодержание плазменного столба сразу после первичного пробоя составляет около 30 Дж. Дополнительный нагрев плазмы обратным током можно вычислить из соотношения [25]:

*) В других выстрелах при $P_s \geq 3 \cdot 10^{-2}$ Тор величина W_{\perp} могла возрастать примерно в 2 раза.

$$W_{rc} = \int_0^t dt R_p I_p^2 = \int_0^t dt I_b \frac{d}{dt} (LI_{tot}) - \frac{1}{2} LI_{tot}^2, \quad (3)$$

к концу импульса он составляет $W_{rc} = 45$ Дж (значения $I_{tot} = I_4$ и $I_b = I_8$ см. на рис. 9,а). Отсутствие роста энергосодержания плазмы W_{\perp} в течение импульса свидетельствует, возможно, о том, что дополнительный нагрев компенсируется потерями энергии на торцы. Можно оценить, что характерное время остывания плазмы в этом режиме за счет классической электронной теплопроводности составляет несколько микросекунд.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные эксперименты по транспортировке РЭП показали, что при инжекции мощного замагниченного микросекундного пучка с высокой плотностью тока в нейтральный газ при давлениях газа, превышающих 10^{-2} Тор, происходит объемная ионизация газа, обеспечивающая эффективную транспортировку пучка. При более низких давлениях происходят пристеночные пробои, в результате которых образуется плазма с плотностью, существенно превышающей плотность исходного газа. Для проведения экспериментов по транспортировке РЭП в плазме низкой плотности, такая плазма должна создаваться до инжекции пучка независимым способом.

Результаты первых экспериментов по исследованию транспортировки мощного микросекундного РЭП, инжектируемого в металлическую дрейфовую камеру, заполненную нейтральным газом, в сильном продольном магнитном поле можно суммировать следующим образом.

а) Транспортировка РЭП наиболее эффективна, если соленоид отделен от компрессора тонкой фольгой и в компрессоре поддерживается вакуум ($P_c = 10^{-4}$ Тор).

б) Обнаружены два режима образования плазмы: при низком давлении газа плазма образуется в результате пристеночного пробои, при высоком — за счет объемной ионизации газа. При низком давлении в соленоиде поперечное сечение пучка деформируется.

в) Осуществлена транспортировка макроскопически однородного РЭП с плотностью до 2 кА/см² и энергосодержанием 110 кДж на длину 1 м в магнитном поле 4 Т.

В заключение авторы благодарят Д.Д. Рютова и В.С. Койдана за поддержку работы, Ю.И. Деулина и В.С. Николаева за конструирование установки СПИН, А.В. Бурдакова, В.С. Бурмасова, С.Г. Воропаева, С.В. Лебедева, А.Д. Хильченко, М.А. Щеглова за постоянное сотрудничество и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рютов Д.Д. Исследования по открытым системам в Новосибирском институте ядерной физики. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1978, вып. 1—2, с.96—112.
2. Koidan V.S., Kruglyakov E.P., Ryutov D.D. Plasma Heating in Solenoids by High-Power Relativistic Electron Beams. — Proc. 4-th Int. Topical Conf. on High-Power Electr. and Ion Beams and Technol. Palaiseau, 1981, v.2, p.531—540.
3. Воропаев С.Г., Лебедев С.В., Чукунов В.В., Щеглов М.А. Получение микросекундного РЭП на двухмодульном LC-генераторе. — Письма в ЖТФ, 1985, т.11, вып.5, с.267—270.
4. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. Получение мощного микросекундного РЭП с высокой плотностью тока. — Письма в ЖТФ, 1987, т.13, вып.7, с.431—435.
5. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. Работа мегавольтного микросекундного диода при инжекции РЭП в магнитную пробку. — Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-2. Новосибирск, 1987, 25 с.; Proc. of the 18-th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Swansea U.K., 1987, v.1, p.202—203.
6. Бугаев С.П., Дейчули П.П., Климов А.И. и др. О транспортировке релятивистских микросекундных электронных пучков в вакууме. — V Всесоюзн. симп. по сильноточной электронике. Тезисы докладов, ч.1. Томск, 1984, с.144—146.
7. Ковалев В.Г., Марков В.Б., Печерский О.П. и др. Условия достижения максимальной энергии микросекундного РЭП, формируемого в диоде с магнитной изоляцией. — VI Всесоюзн. симп. по сильноточной электронике. Тезисы докладов, ч.1, Томск, 1986, с.135.
8. Басманов А.Б., Горбулин Ю.М., Долгачев Г.И. и др. Магнитная компрессия микросекундного РЭП, сформированного в обратных магнито-изолированных диодах. — VI Всесоюзн. симп. по сильноточной электронике. Тезисы докладов, ч.1, Томск, 1986, с.148—150.
9. Sheffield R.L., Montgomery M.D., Parker J.V. et al. Generation of a Cold, Intense Relativistic Electron Beam Using a Magnetized Foilless Diode. — J. Appl. Phys., 1982, v.53, N. 8, p.5408—5413.
10. Sheffield R.L., Davis H.A., Ekdahl C.A. et al. Heating of Dense Plasma Via an Intense Relativistic Electron Beam. — Proc. of the Intern. Conf. on Plasma Phys. Goteborg, Sweden, 1982, Contrib. Papers, p.85.
11. Бастриков А.Н., Бугаев С.П., Киселев И.Н. и др. Исследование бесфольгового диода в неоднородном магнитном поле при мегавольтных напряжениях длительностью до 10 мкс. — VI Всесоюзн. симп. по сильноточной электронике. Тезисы докладов, ч.2, Томск, 1986, с.106—108.

12. Авроров А.П., Аржанников А.В., Лямзин М.П. и др. Генерация микросекундного РЭП в плоском диоде на установке У-2. — Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-153, Новосибирск, 1987, 11 с.
13. Воропаев С.Г., Горбовский А.И., Князев Б.А. и др. Магнитная система для компрессии и транспортировки мощного РЭП с полем до 12 Т. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термояд. синтез, 1986, вып.2, с.25—30.
14. Бурмасов В.С., Кругляков Э.П., Подыминогов А.А. Интерферометр Майкельсона с CO₂-лазером для измерения плотности плазмы. — Физика плазмы, 1978, т.4, вып.1, с.140—143.
15. Хильченко А.Д. Широкополосный регистратор формы однократных импульсных сигналов. — ПТЭ, 1987, N. 3, с.124.
16. Батраков А.М., Козак В.Р., Купер Э.А., Нифонтов А.В. Принципы построения и метрологическое обеспечение цифровых регистраторов формы импульсных сигналов. — Автометрия, 1986, N. 4, с.50—63.
17. Абрашитов Ю.И., Койдан В.С., Конюхов В.В. и др. Взаимодействие мощного релятивистского электронного пучка с плазмой в магнитном поле. — ЖЭТФ, 1974, т.66, вып.4, с.1324—1337.
18. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. — М.: Наука, 1976.
19. Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. — М.: Мир, 1984.
20. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Ларионов А.В. и др. Определение профиля обратного плазменного тока в экспериментах по магнитной компрессии микросекундного РЭП. — Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-87. Новосибирск, 1987, с.13.
21. Воропаев С.Г., Койдан В.С., Лебедев С.В. и др. Мощный релятивистский электронный пучок для нагрева плазмы. — ДАН СССР, 1984, т.276, вып.1, с.111—115.
22. Захаров Л.Е., Шафранов В.Д. Равновесие плазмы с током в тороидальных системах. — Вопросы теории плазмы, вып.11, под ред. Леонтовича М.А. и Кадомцева Б.Б. М.: Энергоиздат, 1982, 118 с.
23. Ерофеев В.И., Князев Б.А., Лебедев С.В., Чикунов В.В. Об определении углового разброса замагниченного РЭП с помощью диамагнитного зонда. — Препринт ИЯФ 87-151. Новосибирск, 1987, 20 с.
24. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С., Лебедев С.В., Чикунов В.В., Щеглов М.А. Эксперименты по исследованию угловых характеристик мощного РЭП микросекундной длительности. — Препринт ИЯФ 88-52. Новосибирск, 1988, 25 с.
25. 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., 38 с.

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

**Транспортировка 100-килоджоульного
микросекундного РЭП в метровом соленоиде**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 5 января 1988 г.
Подписано в печать 30.05.1988 г. МН 08357
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,2 печ.л., 1,8 уч.-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 76

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11*