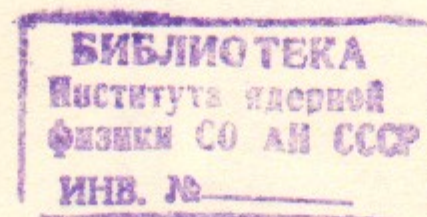




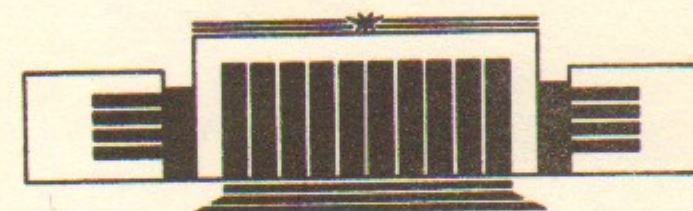
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР 2

С.Г. Воропаев, Б.А. Князев, В.С. Койдан,  
В.В. Конюхов, С.В. Лебедев, К.И. Меклер,  
В.В. Чикунов, М.А. Щеглов

РАБОТА МЕГАВОЛЬТНОГО  
МИКРОСЕКУНДНОГО ДИОДА  
ПРИ ИНЖЕКЦИИ РЭП В МАГНИТНУЮ ПРОБКУ



ПРЕПРИНТ 87-2



НОВОСИБИРСК

Megavolt Microsecond Diode Operation  
During REB Injection in Magnetic Mirror

*S.G. Voropajev, B.A. Knyazev, V.S. Koidan,  
V.V. Konyukhov, S.V. Lebedev, K.I. Mekler,  
V.V. Chikunov, M.A. Shcheglov*

ABSTRACT

The specific features of operation of a high-voltage vacuum diode of a high-power accelerator of microsecond relativistic electron beam (REB) have been studied in the case when the REB is injected through an anode foil into a longitudinal increasing magnetic field. The total energy of the beam was about 100 kJ and the pulse duration was 4  $\mu$ s. The magnetic field increased from 0.5 T in the accelerator diode to 10 T in the magnetic mirror. The drift region was filled with a neutral gas at a pressure  $10^{-5}$  torr to 1 torr.

The operation mode of the diode during the REB injection into the magnetic mirror is shown to vary substantially when compared with the case when the beam is absorbed in a collector placed behind the anode foil («collector mode operation»): the behaviour of the diode impedance changes during one pulse, while the diode is shorted out earlier.

These phenomena are caused by the beam electrons reflected from the magnetic mirror and oscillated through the anode foil. It has been revealed that if to use a thick anode foil the collapse diode impedance occurs. The effects have been studied of the magnetic field strength and of gas pressure in the drift region on the diode operation. The processes on the anode foil have been considered and their influence on the observing phenomena has been discussed.

The magnetic focusing of the beam generated in a high-voltage diode is most effective ( $\sim 90\%$ ) if in the drift region the beam space charge is neutralized, but there is no return plasma current.

## АННОТАЦИЯ

Исследованы особенности работы высоковольтного вакуумного диода мощного ускорителя релятивистского электронного пучка (РЭП) микросекундной длительности в случае, когда пучок инжектируется через анодную фольгу в продольное нарастающее магнитное поле. Полное энергосодержание в пучке составляло около 100 кДж при длительности импульса  $\sim 4$  мкс. Величина магнитного поля возрастала от 0,5 Тл в диоде ускорителя до 10 Тл в магнитной пробке. Область транспортировки заполнялась нейтральным газом при давлении от  $10^{-5}$  до 1 Тор.

Показано, что режим работы диода при инъекции РЭП в магнитную пробку существенно меняется по сравнению со случаем, когда пучок принимается коллектором, расположенным сразу же за анодной фольгой («коллекторный режим»): меняется поведение импеданса диода в течение импульса, а закорачивание диода происходит раньше.

Установлено, что причиной этих изменений являются электроны пучка, отраженные от магнитной пробки и осциллирующие сквозь анодную фольгу. Обнаружено, что при увеличении толщины фольги происходит «коллапс импеданса» диода. Исследовано распространение пучка в области сжатия в режимах с частичной токовой компенсацией и в ее отсутствие. Исследована работа диода при уменьшении магнитного поля (при сохранении пробочного отношения). Рассмотрены процессы на анодной фольге и обсуждено их влияние на наблюдающиеся явления.

Показано, что магнитная компрессия пучка, генерируемого высоковольтным диодом, происходит наиболее эффективно ( $\sim 90\%$ ) при использовании очень тонких анодных фольг и при создании условий, когда в области сжатия имеется зарядовая, но отсутствует токовая нейтрализация пучка.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Для экспериментов по нагреву плазмы в соленоидах [1] в Институте ядерной физики СО АН СССР создан генератор релятивистского электронного пучка (РЭП) У-1 [2], на котором получен пучок длительностью 5 мкс с энергосодержанием 100 кДж [3]. С целью повышения плотности тока в пучке до величины, необходимой для эффективного пучково-плазменного взаимодействия, были проведены эксперименты по магнитному сжатию пучка в поле пробочной геометрии [4]. Была осуществлена двадцатикратная компрессия пучка и получен сжатый РЭП [5, 6] с плотностью тока до  $3 \text{ кА/см}^2$ , энергосодержанием 80 кДж и током в пучке до 35 кА. Энергия электронов в максимуме составляла 0,8 МэВ. В результате этих экспериментов было обнаружено, что работа квазиплоского вакуумного диода при инъекции генерируемого им РЭП в магнитную пробку имеет ряд особенностей, обсуждению которых и посвящена настоящая работа.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема эксперимента показана на рис. 1. Пучок генерируется в квазиплоском диоде с графитовым катодом 1 диаметром  $D=18-20$  см. Сжатие пучка осуществляется в магнитном поле пробочной конфигурации (см. [7]), нарастающем от 0,5 Тл в диоде ускорителя до 10 Тл в центральной катушке 5. Диаметр пучка

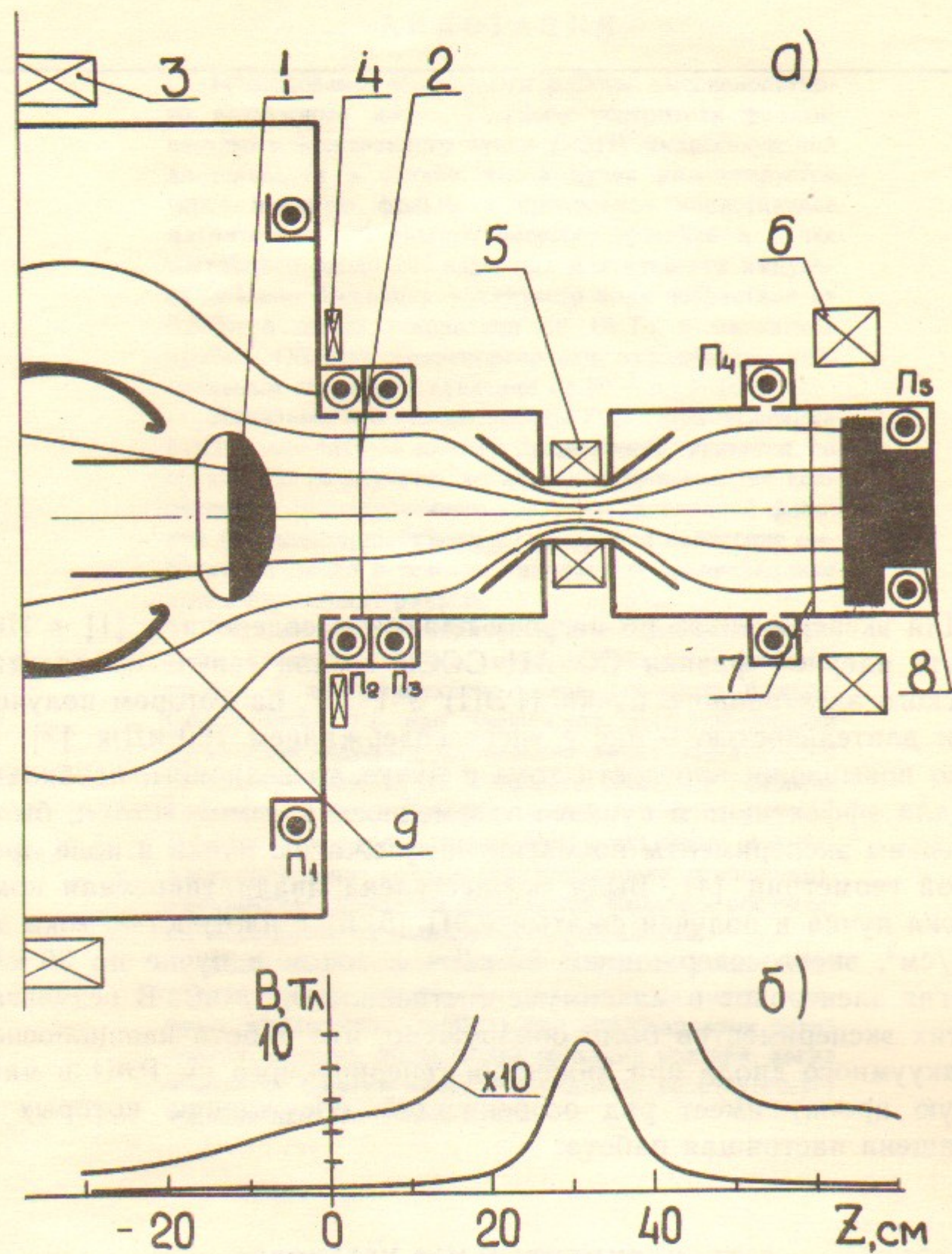


Рис. 1. а) Схема эксперимента: 1—графитовый катод; 2—анодная фольга; 3, 4, 5, 6— катушки магнитного поля (силовые линии магнитного поля в диоде и камере сжатия показаны тонкими линиями); 7—разделительная фольга; 8—графитовый калориметр; 9—высоковольтный электрод-катододержатель;  $P_1$ — $P_5$ —пояса Роговского. б) Распределение магнитной индукции по оси установки.

в магнитной пробке определяется величиной пробочного отношения ( $M=20$ ) и составляет примерно 4 см. Энергосодержание  $Q$  пучка, прошедшего через систему сжатия, измеряется графитовым калориметром 8, расположенным в вакуумном объеме, который отделен от камеры сжатия фольгой 7. Расстояние между фольгами 2 и 7 составляет 55 см. Камера сжатия изготовлена из нержавеющей стали. Рабочее давление в камере могло меняться от  $10^{-5}$  до 1 Тор. Пояса Роговского  $P_2$  и  $P_5$  измеряли, соответственно, ток  $I_2$  входящего в камеру сжатия пучка и ток  $I_5$  пучка, вышедшего из камеры. Пояса  $P_3$  и  $P_4$  регистрировали полный ток в левой ( $I_3$ ) и правой ( $I_4$ ) частях камеры сжатия, соответственно. Ток  $I_1$  в диоде измерялся поясом  $P_1$ . Расстояние  $d$  между анодом и катодом составляло 7—8,5 см. В качестве анодной фольги 2 использовался алюминированный лавсан толщиной 10 мкм (толщина двухстороннего алюминиевого покрытия  $\sim 0,5$  мкм), а также алюминиевые фольги толщиной 10 и 30 мкм.

Характеристики исходного пучка, генерируемого в диоде, измерялись в режиме «работы на коллектор». В этом случае пучок принимался графитовым коллектором, расположенным непосредственно за анодной фольгой 2.

Сигналы регистрировались с помощью семиразрядных аналого-цифровых преобразователей (АЦП) «Импульс Б-1» [8] и восьмиразрядных Ц9107 [9] с шагом 50 нс. Применение единого для всех преобразователей генератора тактовых импульсов обеспечивало синхронное измерение сигналов с точностью не хуже 5 нс. Погрешность измерения амплитуды составляла около 2% для АЦП «Импульс Б-1» и 1% для Ц9107. Эти преобразователи выполнены в стандарте КАМАК и управляются с помощью микро-ЭВМ «Электроника-60». Информация хранилась и обрабатывалась на ЭВМ СМ-4\*).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При инжекции пучка в магнитную пробку характер работы диода ускорителя заметно меняется по сравнению с режимом работы «на коллектор» [5]. Во-первых, изменяется поведение импеданса диода, а во-вторых, происходит более раннее его закорачивание.

\* В дальнейшем, все сигналы, зарегистрированные системой сбора информации, мы будем для удобства называть «осциллограммами».

Как установлено, эти изменения режима работы диода связаны с отражением части электронов от магнитной пробки и их осцилляциями сквозь анодную фольгу. При пробочном отношении  $M=20$  от магнитной пробки отражаются электроны, имеющие на входе в камеру сжатия pitch-угол, превышающий  $\theta = \arcsin(1/\sqrt{20}) \approx 13^\circ$ . Число таких электронов зависит, естественно, от угловых характеристик пучка, входящего в камеру сжатия. Величина углового разброса пучка определяется несколькими факторами: 1) толщиной и материалом анодной фольги; 2) неколлинеарностью электрического и магнитного полей в диоде [10, 11], а также 3) изломом силовой линии магнитного поля на анодной фольге [11], возникающим при появлении в камере сжатия обратного тока.

Рассмотрим влияние указанных факторов на работу диода, выявленное в процессе экспериментов.

### 3.1. Влияние толщины анодной фольги

В большинстве наших экспериментов рассеяние в анодной фольге вносило наибольший вклад в величину углового разброса.

Форма напряжения на диоде и ток пучка в режиме «на коллектор» показаны на рис. 2,а. Влияние «толщины» анодной фольги на работу диода при инжекции пучка в магнитную пробку демонстрируют осциллограммы на рис. 2,б,в,г. Давление газа в камере сжатия во всех трех случаях составляло  $2 \cdot 10^{-5}$  Тор.

Из осциллограмм видно, что ток пучка, проходящий через камеру, существенно превышает предельный вакуумный ток, равный в нашем случае 6–10 кА [12]. Это означает, что нейтрализация пространственного заряда пучка происходит в самом начале импульса. О возможном механизме зарядовой нейтрализации будет сказано в разделе 3.4.

В случае тонких анодных фольг (рис. 2,б,в) входной  $I_2$  и выходной  $I_5$  токи в пределах точности измерений ( $<5\%$ ) всегда одинаковы, т. е. число отраженных электронов невелико. Для фольги 10 мкм Al расчетное число отраженных электронов составляет  $\sim 1\%$ . Если анодом служит алюминированный лавсан, отражение, естественно, будет еще меньше. Тем не менее в обоих случаях наблюдается более раннее (по сравнению с режимом работы «на коллектор») закорачивание диода. Интересно отметить также, что при использовании алюминиевой фольги через некоторое время в каме-

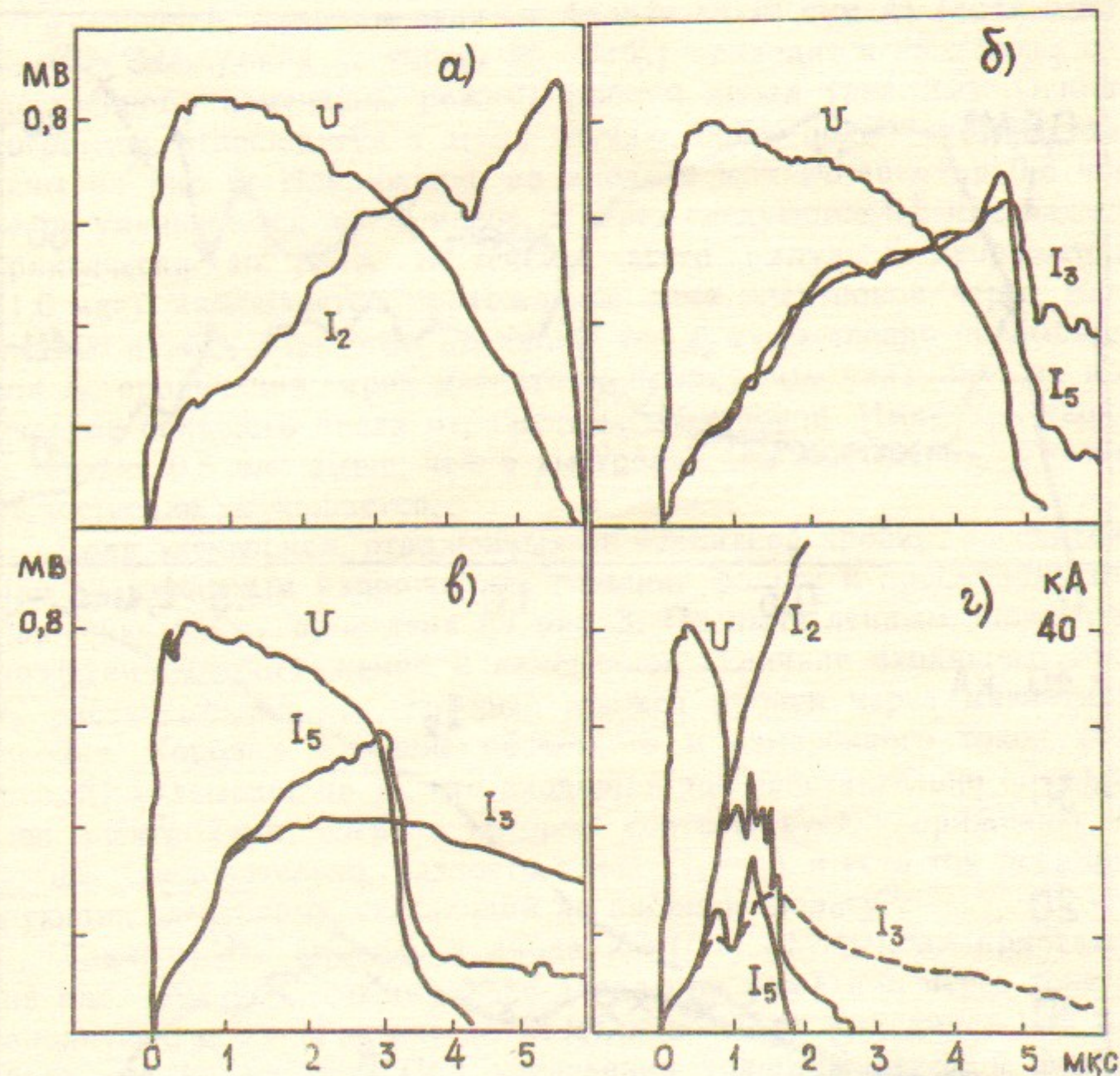


Рис. 2. Осциллограммы напряжения на диоде  $U$  и токов в различных частях установки (диодный зазор  $d=8,5$  см): а) режим работы на коллектор; б–г) в режиме сжатия пучка; давление в камере сжатия  $3 \cdot 10^{-5}$  Тор. Фольги: (б) алюминированный лавсан (10 мкм); (в) 10 мкм Al; (г) 30 мкм Al.

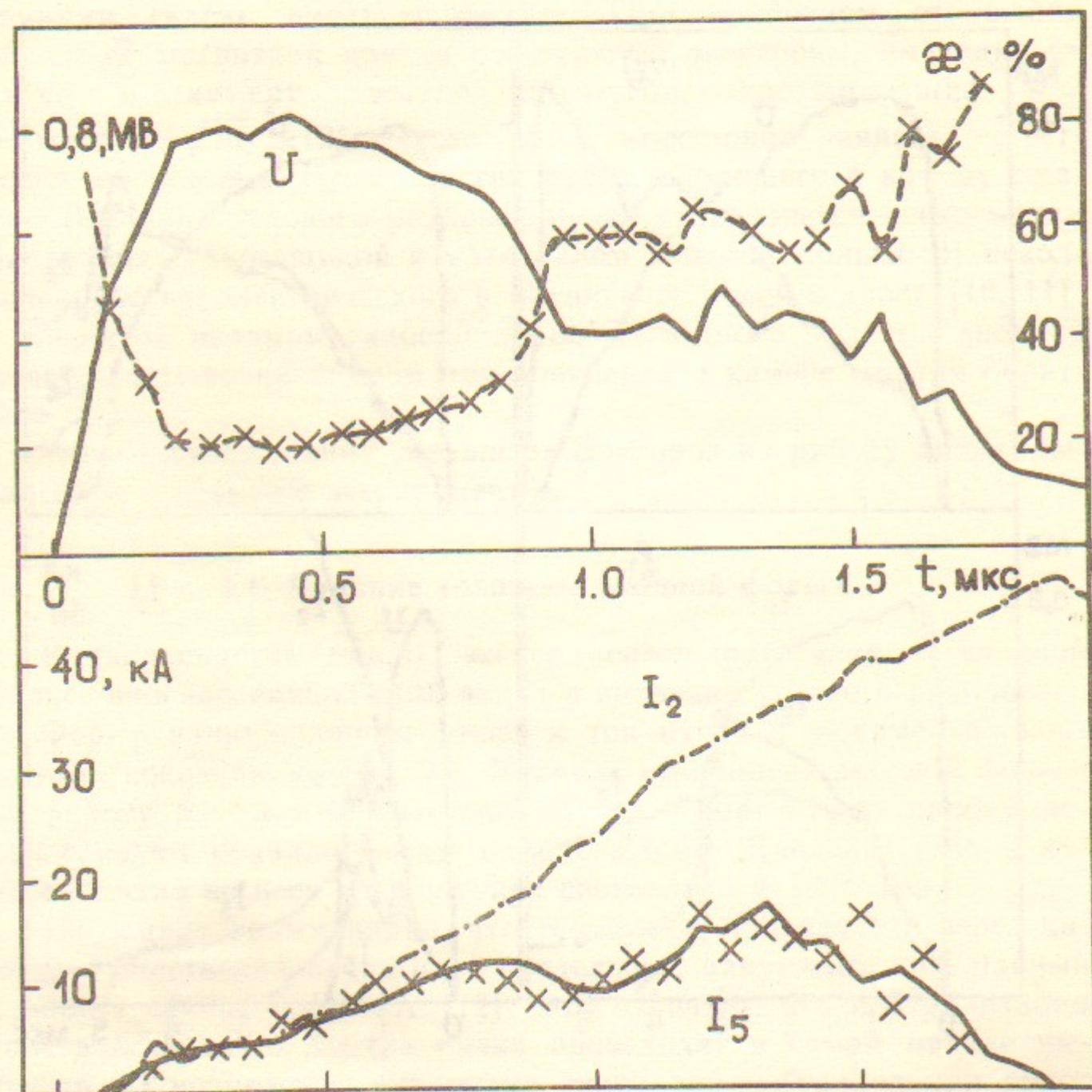


Рис. 3. Напряжение на диоде  $U$  и токи на входе  $I_2$  и выходе  $I_5$  камеры сжатия при инъекции пучка через алюминиевую фольгу толщиной 30 мкм. Расчетные значения коэффициента отражения пучка  $\alpha$  и тока, который должен проходить через пробку, показаны крестиками ( $d=8,5$  см).

ре сжатия возникает обратный ток, не наблюдающийся в случае лавсановой фольги.

Увеличение толщины входной фольги до 30 мкм Al (доля отраженных электронов достигает 20—30%) приводит к еще более существенному изменению режима работы диода (рис. 2,з). Осциллограммы, относящиеся к этому случаю, более подробно представлены на рис. 3. Напряжение на диоде в момент времени 0,8 мкс резко уменьшается почти вдвое, а через следующие 0,8 мкс падает практически до нуля. В течение всего импульса напряжения (1,6 мкс) наблюдается прохождение тока электронов через магнитную пробку. При этом входящий ток  $I_2$  существенно превышает ток  $I_5$ , прошедший через магнитную пробку, что указывает на появление большого числа отраженных электронов. Импеданс диода в течение 0,5 мкс выше, чем в выстрелах «на коллектор», а затем существенно уменьшается.

Доля электронов, отраженных от магнитной пробки, рассчитанная по известным напряжению, толщине фольги и пробочному отношению, также приведена на рис. 3. По вычисленным значениям коэффициента отражения и измеренной величине входящего тока  $I_2$  рассчитывался ток, который должен пройти через магнитную пробку. Хорошее согласие расчетного и измеренного токов (см. рис. 3) указывает на то, что входящий ток действительно обусловлен электронами, энергия которых соответствует напряжению на диоде. Следовательно, разность токов ( $I_2 - I_5$ ) и есть ток осциллирующих электронов, стекающий на анодную фольгу<sup>\*)</sup>.

Зависимость импеданса диода  $Z = U/I_2$  от времени приведена на рис. 4. Видно, что импеданс диода при инъекции через тонкую анодную фольгу практически не отличается от импеданса при работе «на коллектор». При увеличении толщины входной фольги импеданс в начале импульса становится несколько выше, а затем ниже, чем при работе «на коллектор», причем особенно низким в случае 30-микронной фольги. Такое поведение импеданса объясняется следующим образом. При достаточно большой толщине анодной фольги число отраженных от пробки и осциллирующих сквозь фольгу электронов становится достаточно большим, с чем и связано наблюдающееся в начале импульса частичное запираение диода. Вместе с тем эти же осциллирующие электроны, выделяя свою

<sup>\*)</sup> Заметим, что время торможения осциллирующих электронов в фольге 30 мкм Al в нашем случае составляет  $\sim 50$  нс и эффекты запаздывания тока на фольгу несущественны.

энергию в фольге, приводят к более раннему образованию плазмы на аноде и переходу диода в биполярный режим<sup>\*)</sup>. Если осциллирующие электроны отсутствуют, то переход диода в биполярный

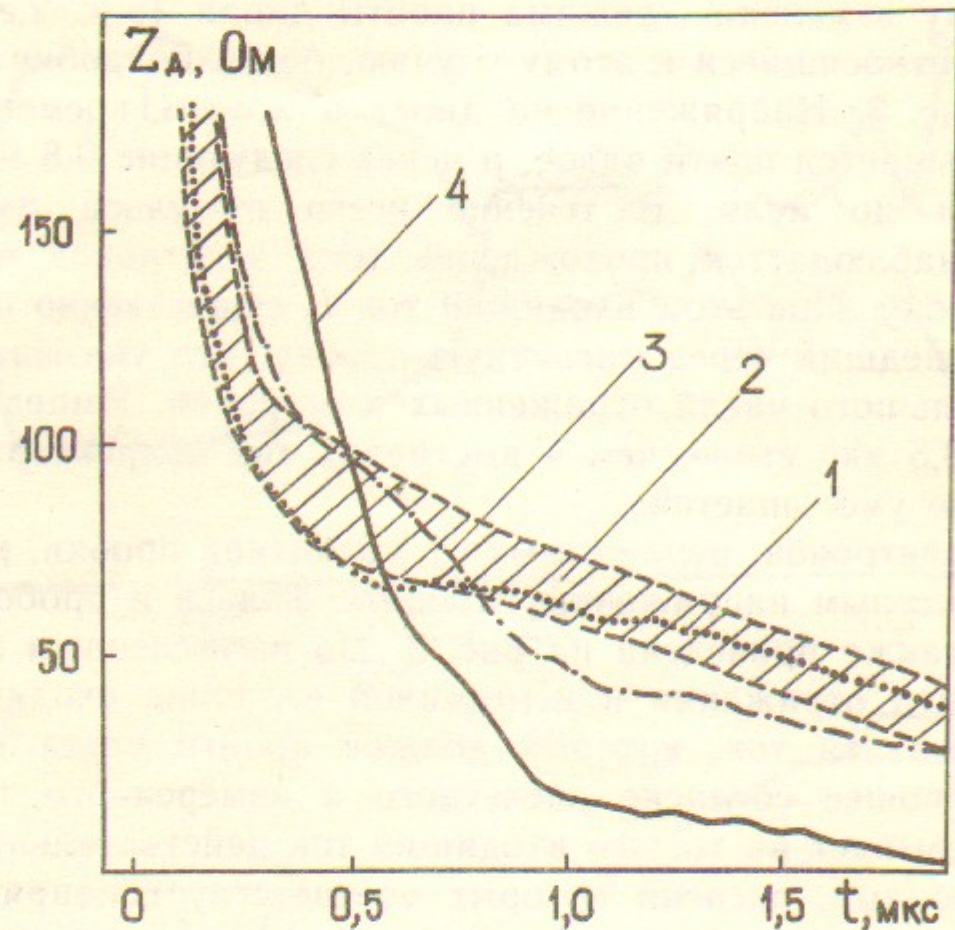


Рис. 4. Импеданс диода для выстрелов, показанных на рис. 2. 1—режим работы на коллектор; остальные кривые получены при инъекции пучка в магнитную пробку; 2—10-микронная лавсановая фольга с алюминиевым покрытием (импедансы девяти импульсов лежат в заштрихованной области); 3—алюминиевая фольга 10 мкм; 4—алюминиевая фольга 30 мкм.

режим приводит к уменьшению импеданса, но не более, чем в 2 раза [3]. В нашем же случае импеданс диода при 30 мкм Al фольге через 1 мкс становится примерно в 5 раз ниже, чем в режиме «работы на коллектор». К этому времени происходит (рис. 3) резкое падение напряжения до 400 кВ, а скорость роста тока в диоде увеличивается.

В работах [14, 15, 16] было показано, что при наличии ионов в диоде с осциллирующими электронами ток через диод (при постоянном напряжении на диоде) может непрерывно нарастать, не

<sup>\*)</sup> Для 30-микронной Al фольги, как видно из рис. 4, это происходит не позже, чем через 0,5 мкс от начала импульса.

выходя на стационарный режим («коллапс импеданса»). В наносекундных диодах аномальное поведение импеданса наблюдалось, например, в работах [14, 17, 18]. В наших экспериментах длительность импульса существенно превышает время торможения осциллирующих электронов в анодной фольге и эффект коллапса импеданса проявляется в резком падении напряжения до некоторой величины и динамической стабилизации его на определенном уровне в течение длительного времени (в некоторых выстрелах до 2 мкс).

Величина напряжения на диоде, устанавливающаяся в режиме коллапса, должна зависеть от плотности облака осциллирующих электронов, которая определяется коэффициентом отражения электронов от магнитной пробки и числом их осцилляций через анодную фольгу.

Качественно установленное значение напряжения может быть определено из следующих соображений. При переходе диода в режим коллапса импеданса из-за конечной индуктивности генератора ток не может значительно измениться, и происходит падение напряжения на диоде. Уменьшение энергии электронов приводит к увеличению их рассеяния в фольге, в результате чего коэффициент отражения пучка от магнитной пробки увеличивается. Одновременно при уменьшении напряжения возрастают потери энергии электронов в фольге и уменьшается число осцилляций электрона до его поглощения фольгой. Поскольку величина коэффициента отражения  $\kappa$  ограничена сверху ( $\kappa \leq 1$ ), то, начиная с некоторого момента, дальнейшее уменьшение напряжения приводит к уменьшению плотности облака электронов вплоть до величины, при которой диод выйдет из режима коллапса, и дальнейшее падение напряжения прекратится. Можно предположить, что величина установившегося значения напряжения будет находиться вблизи порогового значения (см. [16]) для перехода диода в режим коллапса импеданса. Величина порогового значения напряжения при уменьшении толщины анодной фольги должна уменьшаться, поскольку из-за меньшего рассеяния в анодной фольге коэффициент отражения достигает значений, сравнимых с единицей, при меньшем напряжении.

Коллапс импеданса наблюдался нами при некоторых условиях и при 10-микронной Al, и при лавсановой фольге (см., например, рис. 2,б в [4]). Во всех этих случаях установившееся значение напряжения было тем ниже, чем меньше «толщина» фольги: ~400 кВ (при 30 мкм Al), ~300 кВ (10 мкм Al) и ~200 кВ (10 мкм лавсана).

Коэффициент накопления осциллирующих электронов  $K = \kappa N$  в режиме коллапса для 30-мкм-А1-фольги, вычисленный по экспериментальным данным, составляет  $\approx 15$ . Здесь  $\kappa$  — коэффициент отражения пучка от магнитной пробки, а  $N \sim eU/\Delta W$  — число пролетов электрона через фольгу до поглощения [19], где  $eU$  — энергия электрона, а  $\Delta W$  — потеря энергии за один пролет. В случае коллапса импеданса при 10-микронной алюминиевой фольге коэффициент  $K$  также был равен  $\approx 15$ .

### 3.2. Режимы с токовой компенсацией

При инжекции релятивистского электронного пучка через тонкую анодную фольгу существенную роль может играть приобретение электронами дополнительного поперечного импульса, связанного с «изломом» силовой линии магнитного поля на анодной фольге в случае, когда пучок транспортируется в камере сжатия через плазму достаточной плотности, при которой ток пучка может заметно компенсироваться обратным плазменным током<sup>\*)</sup>. Азимутальная составляющая магнитного поля  $B_\varphi$  в камере сжатия в этом случае будет меньше, чем в диодном промежутке, где она определяется величиной тока пучка. Это изменение магнитного поля является для электронов пучка неадиабатическим, что приводит к появлению поперечного (по отношению к магнитному полю) импульса  $P_\perp/P_\parallel \sim \Delta B_\varphi/B_z$  [11]. Дополнительный питч-угол, приобретаемый электронами пучка из-за указанного эффекта, равен

$$\theta_\varphi = \frac{\Delta B_\varphi}{B_z} = \frac{0,2\Delta I \text{ (А)}}{r \text{ (см)} B_z \text{ (Гс)}}$$

Здесь  $\Delta I = I_2 - I_3$  есть обратный ток, равный разности между током пучка и полным током в камере сжатия.

На рис. 5 приведены осциллограммы, полученные при разных давлениях остаточного газа в камере сжатия. При давлении  $P = 10^{-4}$  Тор разность токов невелика и дополнительный угол, обусловленный изломом силовой линии, не превышает  $2^\circ$  на границе пучка. При давлении  $10^{-2}$  Тор обратный ток возникает практически с самого начала импульса, и к концу импульса его величина достигает 20 кА, что приводит к появлению дополнительного питч-угла  $\approx 7^\circ$  на границе пучка (напомним, что предельный питч-угол при  $M = 20$  равен  $13^\circ$ ).

<sup>\*)</sup> В наших экспериментах наблюдалась только частичная токовая компенсация [5].

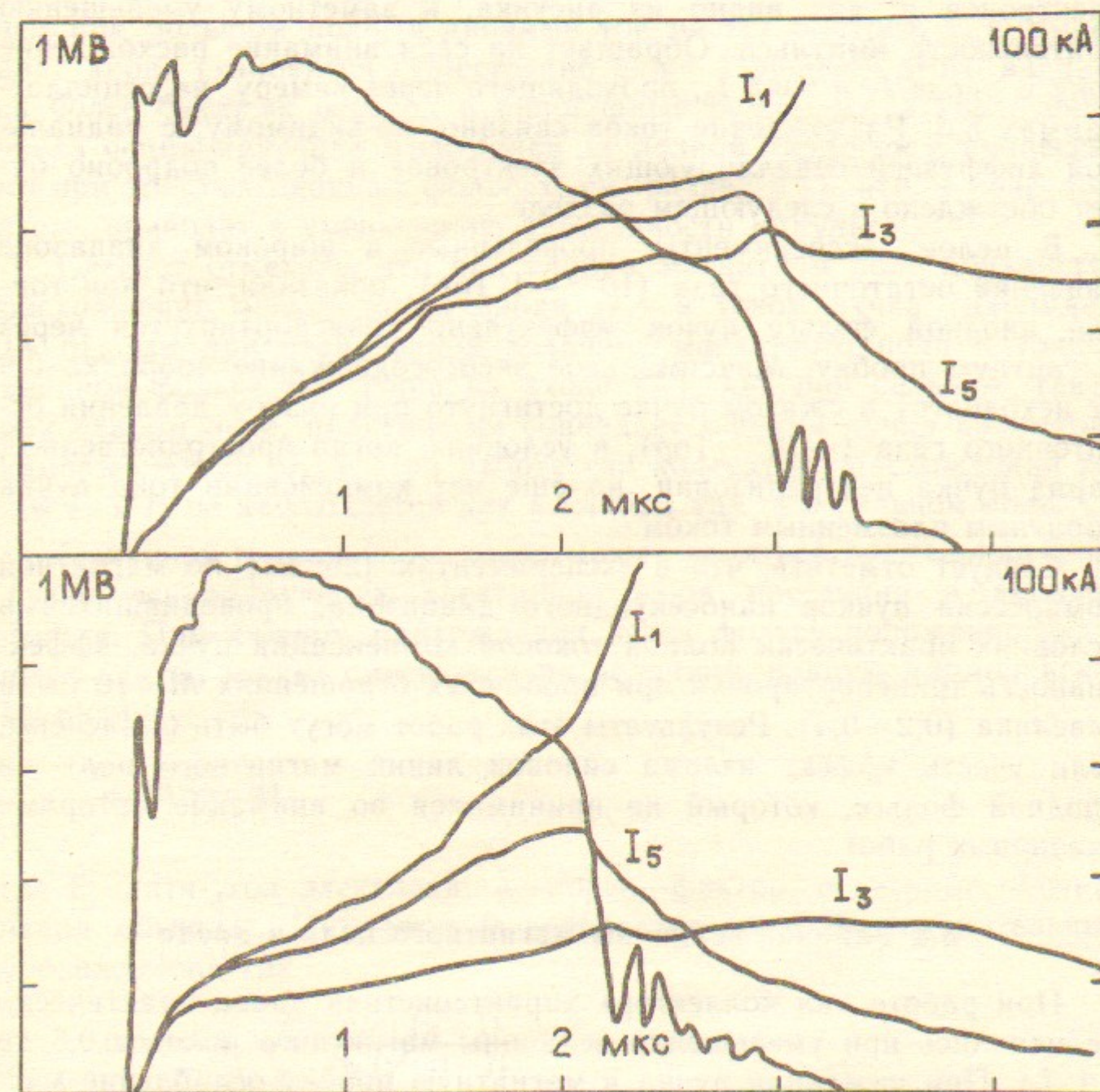


Рис. 5. Напряжение на диоде  $U$  и токи в разных частях установки при инжекции пучка в пробку ( $d = 7$  см). Давление в камере сжатия  $10^{-4}$  Тор воздуха (верхние осциллограммы) и  $10^{-2}$  Тор (нижние). Ток  $I_2$  до момента закорачивания на обеих осциллограммах совпадает с током  $I_5$  и на рисунке не показан.



Наличие обратного тока и связанного с ним дополнительного углового разброса приводит к увеличению числа осциллирующих электронов и, как видно из рисунка, к заметному уменьшению длительности импульса. Обращает на себя внимание расхождение тока в диоде  $I_1$  и тока  $I_5$ , проходящего через камеру, на осциллограммах 5,б. Расхождение токов связано, по-видимому, с радиальной диффузией осциллирующих электронов и более подробно будет обсуждено в следующем разделе.

В целом, эксперименты, проведенные в широком диапазоне давлений остаточного газа ( $10^{-5} - 1$  Тор), показали, что при тонкой анодной фольге пучок эффективно транспортируется через магнитную пробку. Максимальное энергосодержание (порядка 0,9 от исходного) в сжатом пучке достигнуто при низком давлении остаточного газа ( $\sim 10^{-4}$  Тор), в условиях, когда пространственный заряд пучка нейтрализован, но еще нет компенсации тока пучка обратным плазменным током.

Следует отметить, что в экспериментах [20, 21] по магнитной компрессии пучков наносекундного диапазона, проводившихся в условиях практически полной токовой компенсации пучка, эффективность транспортировки при пробочных отношениях  $M \sim 10$  была невелика (0,2—0,4). Результаты этих работ могут быть объяснены, если учесть эффект излома силовой линии магнитного поля на анодной фольге, который не принимался во внимание авторами указанных работ.

### 3.3 Влияние величины магнитного поля в диоде

При работе «на коллектор» характеристики диода практически не менялись при уменьшении величины магнитного поля от 0,5 до 0,1 Тл. При инжекции пучка в магнитную пробку ослабление магнитного поля (при постоянном пробочном отношении) приводило к изменению режима работы диода. Это связано с тем, что уменьшение величины магнитного поля приводит к увеличению углового разброса пучка, обусловленного неколлинеарностью электрического и магнитного полей в диоде [10], и, как следствие, к увеличению коэффициента отражения электронов от магнитной пробки.

Осциллограммы, полученные при двух значениях магнитного поля, показаны на рис. 6. Видно, что характер осциллограмм при

ослаблении поля от 0,33 Тл до 0,18 Тл<sup>\*)</sup> существенно изменяется. Напряжение на диоде примерно через 0,5 мкс становится ниже, чем при большом поле, а диодный ток растет быстрее, т. е. импеданс диода становится существенно ниже. Причиной этого является более быстрый переход в биполярный режим из-за увеличения числа осциллирующих электронов (в полной аналогии с процессами при толстых анодных фольгах, см. раздел 3.1), что, в конечном итоге, приводит к уменьшению длительности импульса.

Следует отметить, что при слабом магнитном поле появляется расхождение между током диода ( $I_1$ ) и током пучка (напомним [4, 5], что при стандартной величине магнитного поля и тонкой анодной фольге ток пучка на входе ( $I_2$ ), как при сильном, так и при слабом поле, практически совпадает с током пучка на выходе камеры сжатия ( $I_5$ )). При работе «на коллектор» расхождения токов  $I_1$  и  $I_2$  не наблюдается как в слабом так, и в сильном поле.

Причиной расхождения токов может являться радиальная диффузия осциллирующих электронов из-за рассеяния в анодной фольге. При каждом прохождении через фольгу положение ведущего центра может сместиться на величину, равную ларморовскому радиусу:

$$r_{\perp} \approx \frac{mc^2}{eB} \gamma \theta,$$

где  $\theta$  — питч-угол электрона,  $\gamma$  — лоренц-фактор, остальные обозначения обычные. Питч-угол  $\theta$  возрастает за  $n$  последовательных прохождений, как

$$\theta(n) \propto \theta_0 \sqrt{n} \frac{\gamma(n) (\gamma_0^2 - 1)}{\gamma_0 (\gamma^2(n) - 1)},$$

где  $\theta_0$  — среднеквадратичный угол рассеяния в фольге при исходной энергии  $eU$ . Отсюда

$$r_{\perp}(n) \propto \gamma(n) \theta(n) \propto \frac{\gamma^2(n) (\gamma_0^2 - 1)}{\gamma_0 (\gamma^2(n) - 1)} \theta_0 \sqrt{n}.$$

Таким образом, радиальная диффузия должна быть описана «случайными блужданиями» с увеличивающимся шагом. Среднее радиальное смещение за время торможения, которое происходит за

<sup>\*)</sup> Указана величина поля на катоде. Поле на анодной фольге в 1,3 раза выше, чем на катоде.

$N = eU/\Delta W$  пролетов через фольгу, будет порядка

$$\Delta r = \sqrt{\Sigma q_{\perp}^2(n)} \approx \frac{mc^2}{eB} \frac{\gamma_0^2 \theta_0}{(\gamma_0^2 - 1)} \frac{N}{\sqrt{2}}.$$

Осциллограммы, представленные на рис. 6, получены в условиях, когда в качестве анода использовался десятимикронный алюминированный лавсан. В этом случае  $N \approx 250$ , а  $\theta_0 \approx 3^\circ$ , и радиальное смещение при  $B = 2$  кГс составляет  $\Delta r \sim 10$  см. Видно, что  $\Delta r$  в несколько раз превышает расстояние от границы пучка ( $\varnothing 17$  см) до входной диафрагмы ( $\varnothing 22$  см), т. е. расхождение токов может быть объяснено радиальной диффузией.

Обратим внимание еще на одно обстоятельство. Магнитное поле в диоде относительно невелико, и даже сравнительно небольшой коэффициент накопления осциллирующих электронов приводит к повышению поперечного газокинетического давления до значений, сравнимых с давлением магнитного поля  $B^2/8\pi$ . В итоге, это может привести к значительному искажению конфигурации магнитного поля в диоде. При этом на границе пучка может нарушиться адиабатичность движения электронов, что ведет к увеличению их тока на диафрагму на входе в камеру сжатия. Это также может вносить вклад в расхождение токов  $I_1$  и  $I_5$ .

#### 3.4. Тепловой режим анодной фольги

Из приведенных выше экспериментальных результатов следует, что уже небольшое число отраженных электронов ( $\approx 5\%$ ) приводит к заметному изменению режима работы диода: более раннему образованию плазмы на аноде и переходу диода в биполярный режим из-за увеличения мощности энерговыделения в анодной фольге. Удельное энерговыделение в фольге при однократном прохождении электронов равно  $q_1 = (1/IS) \int_0^t IU(\Delta W/eU) dt$ , где  $l$  — толщина фольги, а  $S$  — площадь сечения пучка (напомним, что  $\Delta W \propto l$  [21]). Вклад от осциллирующих электронов, поглощающихся в анодной фольге, составляет  $q_{\text{осц}} = (1/IS) \int_0^t IU \kappa dt$ , где  $\kappa$  — как и прежде, коэффициент отражения пучка от магнитной пробки (возможными потерями электронов в продольном и поперечном направлении мы здесь пренебрегаем). Видно, что  $q_1$  и  $q_{\text{осц}}$  отличаются

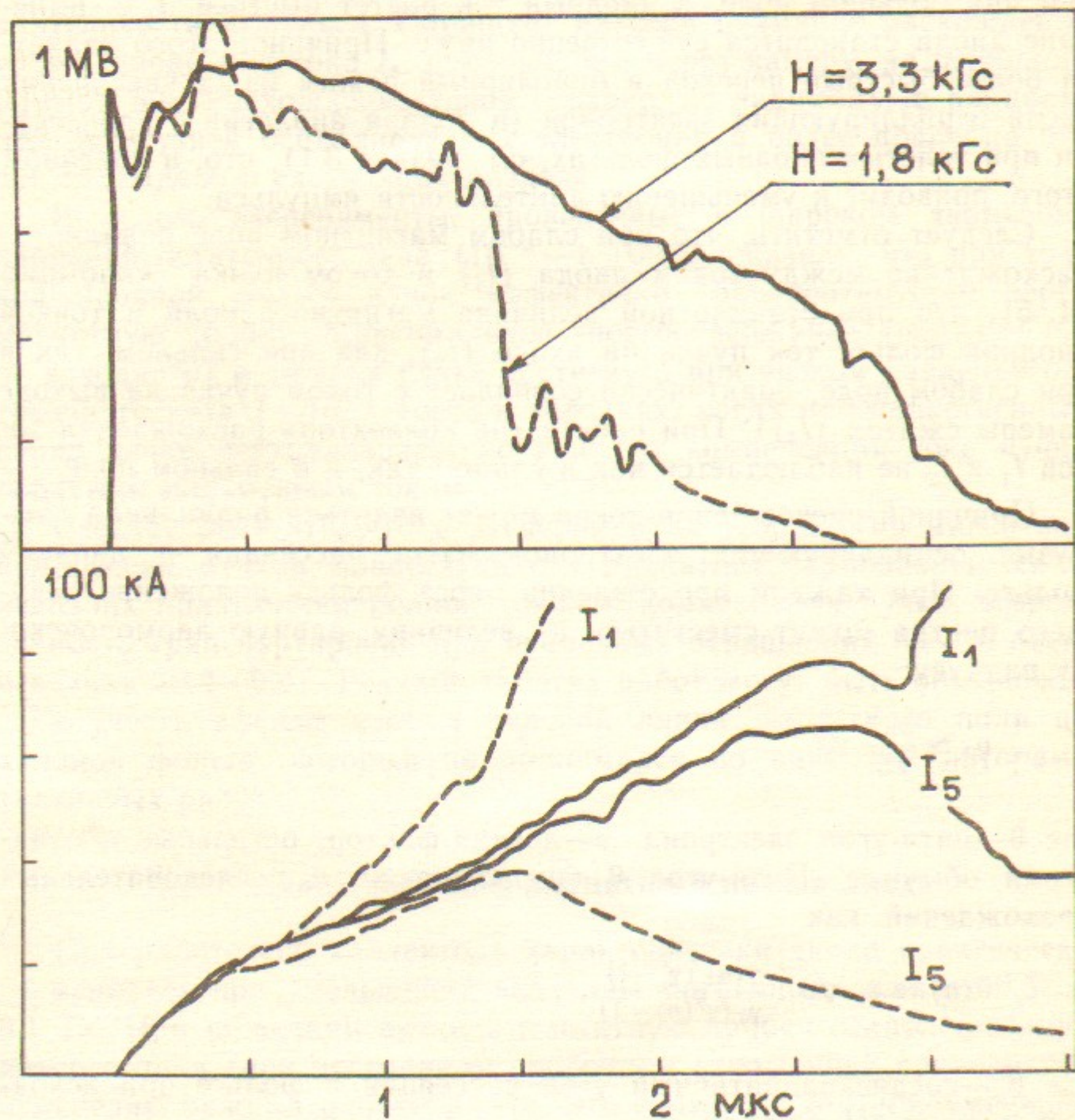


Рис. 6. Влияние величины магнитного поля на характеристики диода при инъекции пучка в магнитную пробку ( $d = 7$  см). Сплошные линии:  $B = 0,33$  Тл; пунктир:  $B = 0,18$  Тл.

только множителями ( $\Delta W/eU$ ) и  $\chi$ . Следовательно, сравнивая эти величины, можно определить относительный вклад пролетных и осциллирующих электронов в нагрев фольги.

Доля энергии ( $\Delta W/eU$ ), теряемая электронами при однократном прохождении через фольги из разных материалов (при толщине фольги 10 мкм) в зависимости от напряжения на диоде показана на рис. 7. Там же показана доля  $\chi$  отраженных от магнитной пробки ( $M=20$ ) электронов пучка, имеющего на выходе в камеру сжатия гауссово угловое распределение со среднеквадратичным углом  $\theta_s$ . Видно, что для фольг с низким  $Z$  при рабочих напряжениях на диоде вклад осциллирующих электронов в нагрев фольги становится определяющим при углах  $\theta_s$ , превышающих 6—7°.

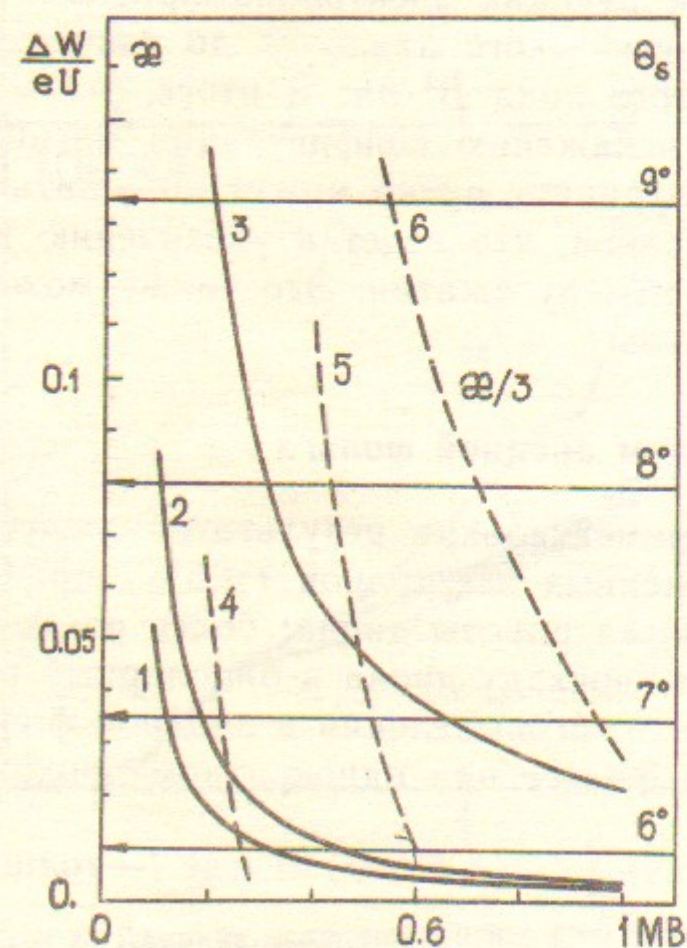


Рис. 7. Сплошные прямые—относительные потери энергии  $\Delta W/eU$  при одном проходе электрона через десятимикронные фольги из разных материалов (1—лавсан, 2—Al, 3—Ta). Стрелками указан коэффициент отражения  $\chi$  от магнитной пробки ( $M=20$ ) для пучка, имеющего гауссов угловой разброс  $\theta_s$ . Пунктир—зависимость коэффициента отражения пучка от пробки в зависимости от напряжения на диоде для десятимикронных лавсана (4) и Al (5), а также для 30-микронного Al (6).

Если считать, что угловой разброс пучка определяется только рассеянием в анодной фольге, можно получить оценку снизу на величину коэффициента отражения пучка от магнитной пробки. Соответствующие зависимости  $\chi$  от напряжения на диоде приведены на рис. 7. Поскольку величины ( $\Delta W/eU$ ) на рисунке приведены для фольг толщиной 10 мкм, то для сравнения энерговкладов

на единицу массы для 30-микронной алюминиевой фольги вместо  $\chi$  приведена величина  $\chi/3$ . Видно, что для каждой фольги имеется некоторое «пороговое» значение напряжения, ниже которого энерговклад от осциллирующих электронов резко возрастает. Для 10-микронной лавсановой фольги это происходит при напряжении 0,3 МВ, для 10-микронной алюминиевой при 0,6 МВ, а для 30-мкм Al вклад от осциллирующих электронов в интересующем нас диапазоне напряжений всегда превышает вклад от пролетных электронов.

Ранее в работе [23] было показано, что в наших условиях в режиме работы «на коллектор» к концу импульса появляется анодная плазма с плотностью, достаточной для перехода диода в биполярный режим. При инжекции пучка в магнитную пробку наличие осциллирующих электронов должно приводить к более раннему образованию плазмы на аноде. Если вернуться к осциллограммам рис. 2, б, в, то можно видеть, что величина напряжения на диоде перед закорачиванием неплохо соответствует «пороговому» напряжению для данной фольги. В случае 30-микронной Al фольги (см. рис. 2, г, 3 и 4) вычисленное из экспериментальных данных энерговыведение в фольге к моменту перехода диода в биполярный режим ( $t \approx 0,5$  мкс) составляет 0,07 эВ/атом.

Из рис. 7 следует, что большое энерговыведение в анодной фольге может быть обеспечено и при работе «на коллектор», если использовать фольги из элементов с большим атомным номером. Например, температура танталовой фольги будет расти в 5 раз быстрее, чем алюминиевой. Влияние материала фольги на режим работы диода иллюстрируется осциллограммами рис. 8.

Замена Al фольги на танталовую приводит к заметному уменьшению импеданса диода и уменьшению длительности импульса, что связано, по-видимому, не только с появлением анодной плазмы, но и с ее движением к катоду. Уменьшение плазмообразующей поверхности путем замены Ta фольги на Ta сетку приводит к восстановлению длительности импульса до прежней величины, хотя импеданс в начале импульса в этом случае в 1,5 раза ниже, чем в случае Al фольги.

Наконец, остановимся теперь на вопросе нейтрализации пространственного заряда пучка при инжекции его в вакуум (см. раздел 3.1). Наиболее вероятным источником ионов может быть анодная фольга. Возможен, например, такой механизм. При приближении тока пучка к предельному вакуумному току вблизи анодной фольги в камере сжатия возникает виртуальный катод, что приво-

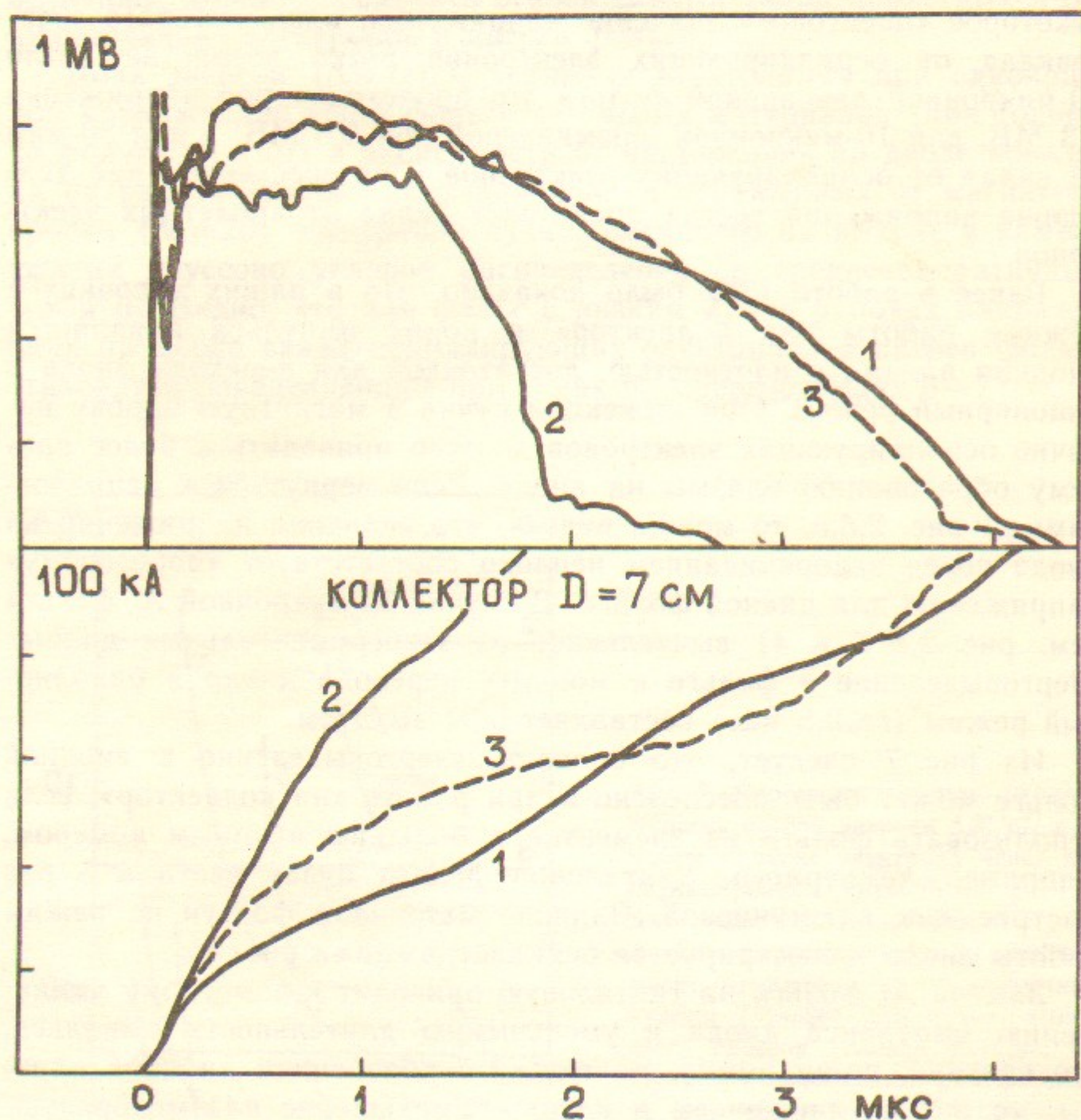


Рис. 8. Влияние анода на характеристики диода в режиме работы «на коллектор» ( $d=7$  см): 1—алюминиевая фольга (10 мкм); 2—танталовая фольга (50 мкм); 3—танталовая сетка из проволоки  $\varnothing 100$  мкм, шаг—6 мм.

дит к появлению значительного числа осциллирующих через фольгу электронов [19, 24]. Повышенное энерговыделение может привести к образованию плазмы вблизи поверхности фольги, ионы из которой и нейтрализуют пучок. После зарядовой нейтрализации пучка виртуальный катод исчезает, и пучок начинает почти полностью проходить через камеру сжатия. На возможность такого механизма указывает сравнение энерговклада в фольгу на стадии существования виртуального катода с величиной энерговклада ( $0,07$  эВ/атом), при котором наблюдался переход диода в биполярный режим. Для такого энерговыделения достаточно, чтобы в течение  $0,2$  мкс от виртуального катода и от магнитной пробки отражалось  $\sim 3$  кА тока, что составляет  $\sim 30\%$  от тока пучка в начале импульса.

Описанный выше механизм нейтрализации пространственного заряда, однако, не является единственно возможным. Об этом, в частности, свидетельствуют эксперименты, в которых анодная фольга 2 (рис. 1) убиралась и реализовалась геометрия «бесфольгового» диода. В этом случае величина тока пучка, проходящего через магнитную пробку, достигала  $\simeq 40$  кА, т. е. также существенно превышала предельный вакуумный ток. Возможным источником ионов здесь (как впрочем и при наличии анодной фольги) могут быть пробой в поле пространственного заряда пучка по диэлектрическим пленкам на стенках камеры или выходная фольга, подвергающаяся воздействию электронного пучка.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе проведены экспериментальные исследования работы мегавольтного микросекундного диода при инъекции электронного пучка в магнитную пробку. Основные результаты состоят в следующем:

1. Показано, что уже малое число отраженных от магнитной пробки электронов существенно влияет на режим работы диода. Изменение режима работы связано с осцилляциями отраженных от пробки электронов через анодную фольгу.

2. Увеличение энерговыделения в анодной фольге при появлении осциллирующих электронов ускоряет образование плазмы на аноде и переход диода в биполярный режим.

3. При определенных условиях наблюдается режим «коллапса импеданса» диода, проявляющийся в резком падении напряжения на диоде до определенного уровня и увеличении скорости роста

тока в диоде. Коэффициент накопления осциллирующих электронов в режиме «коллапса» составляет  $\approx 15$ .

4. При ослаблении внешнего магнитного поля возникают радикальные потери осциллирующих электронов, которые могут быть объяснены их радиальной диффузией в результате многократного рассеяния на анодной фольге.

5. Показано, что влияние системы компенсации на работу диода минимально при хороших угловых характеристиках исходного пучка, что достигается использованием тонких анодных фольг и созданием условий, когда имеется зарядовая нейтрализация, но отсутствует токовая компенсация пучка. При этом эффективность компрессии максимальна и энергосодержание прошедшего через пробку пучка достигает 90% от энергосодержания пучка в режиме работы «на коллектор».

Авторы благодарят Д.Д. Рютова за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения и А.Д. Хильченко, за разработку аппаратуры для системы автоматического сбора информации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рютов Д.Д. Исследования по открытым термоядерным системам в Новосибирском институте ядерной физики.—Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1978, вып.1—2, с.96—112.
2. Воропаев С.Г., Койдан В.С., Лебедев С.В., Николаев В.С., Чукунов В.В., Щеглов М.А. Мощный релятивистский электронный пучок микросекундной длительности для нагрева плазмы. —Докл. АН СССР, 1984, т.276, № 1, с.111—115.
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—269.
4. Chikunov V.V., Knyazev B.A., Koidan V.S., Konyukhov V.V., Lebedev S.V., Mekler K.I., Shcheglov M.A., Voropajev S.G. Magnetic Focusing of an Intense Microsecond Relativistic Electron Beam.—Laser and Particle Beams, 1985, v.3, pt 3, p.259—262.
5. Chikunov V.V., Knyazev B.A., Koidan V.S., Lebedev S.V., Shcheglov M.A., Voropajev S.G. Magnetic Focusing of 80 kJ Microsecond Electron Beam for Plasma Heating in Solenoids.—12th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Budapest, 1985, Europhys. Conf. Abstracts, v.9F, pt 1, p.508—511.
6. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С., Конюхов В.В., Лебедев С.В., Меклер К.И., Чукунов В.В., Щеглов М.А. Исследование транспортировки РЭП через магнитную пробку.—Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-82. Новосибирск, 1986, 5с.
7. Воропаев С.Г., Горбовский А.И., Князев Б.А., Лебедев С.В., Николаев В.С., Щеглов М.А. Магнитная система для компрессии и транспортировки мощного РЭП с полем до 12 Тл.—Вопросы атомной науки и техники. Сер. термоядерный синтез, 1986, вып.2, с.25—30.

8. Нифонтов В.И., Скорюпин А.А., Хильченко А.Д. Регистратор однократных импульсных сигналов «Импульс Б».—Препринт ИЯФ СО АН СССР 80-205. Новосибирск, 1980, 19с.
9. Квашин А.И., Хильченко А.Д. Регистратор формы однократных импульсных сигналов Ц9107.—Препринт ИЯФ СО АН СССР 85-116. Новосибирск, 1985, 26с.
10. Рютов Д.Д. Об угловых характеристиках электронного пучка, получаемого в бесфольговом диоде. —Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-116. Новосибирск, 1983, 18с.
11. Arzannikov A.V., Burdakov A.V., Breizman B.N. et al. Investigation of Plasma Heating by Powerful Relativistic Electron Beams.—In: Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion Res.: Proc. 7th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., Innsbruck, 1978, v.2, Vienna, 1979, p.623.
12. Астрелин В.Т., Лебедев С.В. Формирование и вакуумная транспортировка сильноточного РЭП на установке У-1: численные расчеты. —Препринт ИЯФ СО АН СССР 85-94. Новосибирск, 1985, 15с.
13. Брейзман Б.Н., Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. Теория сильноточных диодов большого радиуса. —Известия ВУЗов, Физика, 1979, № 10, с.7—26.
14. Prono D.S., Creedon J.M., Smith I., Bergstrom N. Multiple Reflections of Electrons and the Possibility of Intense Positive-ion Flow in High  $v/\gamma$  Diodes.—J. Appl. Phys., 1975, v.46, N 8, p.3310—3319.
15. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. О влиянии ионного фона на накопление электронов в сильноточном диоде.—Физика плазмы, 1976, т.2, вып.5, с.767—774.
16. Ступаков Г.В., Сыресин Е.М. Формирование облака осциллирующих электронов в диоде с тонкой анодной фольгой.—Физика плазмы, 1986, т.12, вып.1, с.81—91.
17. Phelps D.A. Diode Feedback Effects in Intense Relativistic Electron Beam Oscillators.—IEEE Trans. Plasma Sci., 1978, v.6, N 1, p.76—82.
18. Дейчули П.П., Федоров В.М. Ускорение ионов облаком осциллирующих электронов на установке Вода-1-10.—В кн.: IV Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике: Тез. докл. Томск, 1984, ч.II, с.180—183.
19. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. Формирование облака быстрых электронов при инжекции мощного релятивистского электронного пучка в вакуум. —Физика плазмы, 1976, т.2, вып.4, с.566—577.
20. Bolduc P.E., Patterson E.L. Magnetic Focusing of a Relativistic Electron Beam: Experiment.—J. Appl. Phys., 1972, v.43, N 10, p.4006—4010; Freeman J.R., Poukey J.W. Magnetic Focusing of a Relativistic Electron Beam: Theory.—Ibid, p.4010—4013.
21. Stallings C., Benford J., Childers K. Magnetic Focusing of Intense Relativistic Electron Beams.—Plasma Phys., 1976, v.18, N 4, p.317—320.
22. Бете Г.А., Ашкин Ю. Прохождение излучения через вещество. —В кн: Экспериментальная ядерная физика, т.1/ Под ред. Э. Сегре. —М.: Издат. иностр. лит., 1955, с.143—297.
23. Бурмасов В.С., Воропаев С.Г., Добривский А.Л., Лебедев С.В., Щеглов М.А. Измерение плотности плазмы в вакуумном диоде микросекундной длительности методом оптической интерферометрии. —Физика плазмы, 1986, т.12, вып.4, с.435—440.
24. Аржанников А.В., Бурдаков А.В., Койдан В.С., Рютов Д.Д. Получение плотного облака осциллирующих релятивистских электронов.—Письма в ЖЭТФ, 1976, т.24, № 1, с.19—22.

*С.Г. Воропаев, Б.А. Князев, В.С. Койдан,  
В.В. Конюхов, С.В. Лебедев, К.И. Меклер,  
В.В. Чикунов, М.А. Щеглов*

**Работа мегавольтного микросекундного диода  
при инжекции РЭП в магнитную пробку**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

---

Работа поступила 11 ноября 1986 г.  
Подписано в печать 6.01. 1987 г. МН 08601  
Формат бумаги 60×90 1/16. Объем 2,5 печ.л., 2,0 уч.-изд.л.  
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 2

---

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