

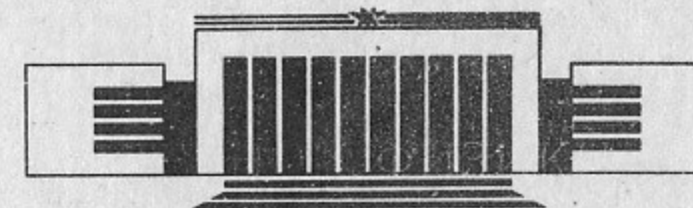


4
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.В. Бурдаков, С.Г. Воропаев, А.Ф. Губер,
А.В. Карюкин, В.С. Койдан, С.В. Лебедев,
К.И. Меклер, А.А. Никифоров, В. Пиффл,
В.В. Поступаев, В.В. Чикунов, М.А. Щеглов

НАГРЕВ ОСНОВНОЙ КОМПОНЕНТЫ ПЛАЗМЫ
С ПОМОЩЬЮ МИКРОСЕКУНДНОГО РЭП
НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-3

ПРЕПРИНТ 92-8



НОВОСИБИРСК

НАГРЕВ ОСНОВНОЙ КОМПОНЕНТЫ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ
МИКРОСЕКУНДНОГО РЭП НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-3

А. В. Бурдаков, С. Г. Воропаев, А. Ф. Губер, А. В. Карюкин,
В. С. Койдан, С. В. Лебедев, К. И. Меклер, А. А. Никифоров,
В. Пиффл, В. В. Поступаев, В. В. Чикунов, М. А. Шеглов

Институт ядерной физики РАН, Новосибирск

*Институт физики плазмы ЧСАН, Прага

АННОТАЦИЯ

В работе представлены результаты экспериментов по нагреву плазмы с плотностью $\sim 10^{15}$ см⁻³ микросекундным релятивистским электронным пучком на установке ГОЛ-3. Пучок с энергосодержанием до 100 кДж инжектировался в водородную плазму, находящуюся в 7-метровом соленоиде с полем 5.5 Тл. В описываемых экспериментах основное внимание уделялось изучению нагрева основной компоненты электронов плазмы при помощи лазерных диагностик и изучению спектра пучка после взаимодействия с плазмой. Анализируется также поведение температуры электронов после окончания нагрева.

BULK PLASMA HEATING BY A MICROSECOND E-BEAM
IN THE GOL-3 FACILITY

A.V.Burdakov, S.G.Voropaev, A.F.Guber, A.V.Karyukin,
V.S.Koidan, S.V.Lebedev, K.I.Mekler, A.A.Nikiforov,
V.Piffl, V.V.Postupaev, V.V.Chikunov, M.A.Shcheglov

Institute of Nuclear Physics, 630090 Novosibirsk, Russia

*Institute of Plasma Physics, 18211 Prague, CSFR

ABSTRACT

Experimental results on a 10^{15} cm⁻³ plasma heating by a microsecond electron beam at the GOL-3 device are presented. The beam of 100 kJ energy content was injected in the hydrogen plasma placed inside a 7-m-long solenoid with 5.5 T magnetic field. The experiments were emphasized on the studies of the bulk plasma heating by means of laser scattering technique and on the beam energy spectrum analysis after its passing the plasma. The decay of the plasma temperature after the beam injection end is discussed.

© Институт ядерной физики РАН

1. ВВЕДЕНИЕ

До недавнего времени исследования по взаимодействию мощных релятивистских электронных пучков с плазмой проводились с использованием пучков наносекундной длительности, энергосодержание которых не превышало нескольких килоджоулей (см., напр., [1]). В последние годы в ряде лабораторий, в том числе и в ИЯФ СО РАН, развита физика и техника генерации мощных РЭП микросекундной длительности с энергосодержанием в импульсе 100 кДж и выше. Это создало основу для постановки новых экспериментов по исследованию коллективного взаимодействия таких пучков с плазмой, в особенности применительно к проблеме её нагрева до термоядерных температур. Для такой цели была создана установка ГОЛ-3 (см. [2]), где в настоящее время проводятся исследования нагрева плотной плазмы (с плотностью до 10^{17} см⁻³) с помощью мощного релятивистского электронного пучка. Первые результаты экспериментов на установке ГОЛ-3 опубликованы в работах [3-5].

В настоящей работе сообщается о результатах, полученных в новой серии экспериментов и касающихся изучения нагрева основной электронной компоненты плазмы при инжекции 100 кДж пучка.

2. УСТАНОВКА

Схема установки представлена на рис. 1, подробное её описание дано в работе [2]. Напомним кратко, что она состоит из генератора электронного пучка У-3 [6], плазменной камеры вну-

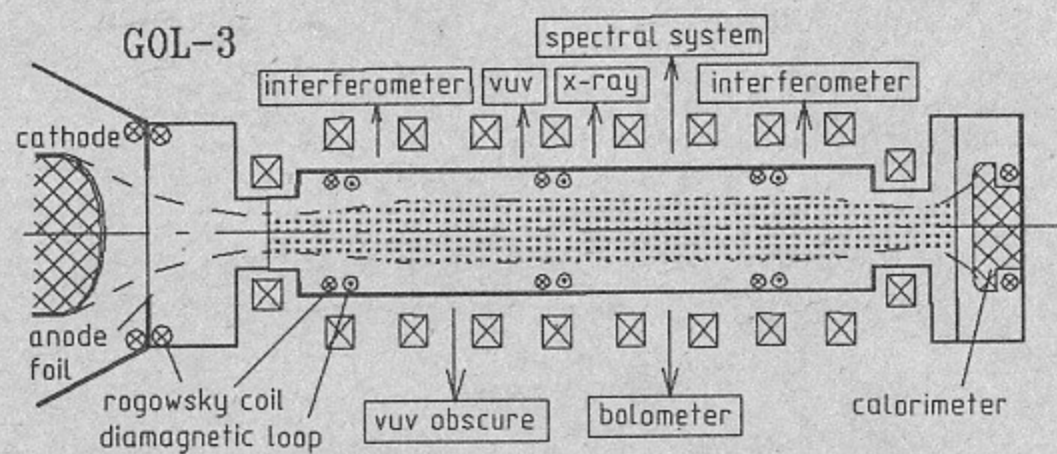


Рис. 1. Схема установки ГОЛ-3 (1 очередь).

три соленоида с однородным полем до 6 Тл на длине 7 м и 12 Тл в одиночных пробках на концах [7, 8]; 10-МДж конденсаторной батареи для питания соленоида [9]; систем управления, контроля и диагностики. В ниже описываемых экспериментах установка работала в следующем режиме: электронный пучок (энергия 0.8-0.9 МэВ, максимальная плотность тока $\sim 2 \text{ кА/см}^2$, диаметр пучка 6 см, длительность 3-5 мкс, полное энергосодержание в пучке 20-90 кДж в зависимости от условий эксперимента) инжектировался в столб водородной плазмы диаметром 8 см, длиной 7 м и плотностью $10^{14}-10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Диагностический комплекс включал в себя широкий набор методов как для измерения отдельно параметров пучка и плазмы, так и для изучения процесса коллективного взаимодействия пучка с плазмой и её нагрева. Диодное напряжение измеряется омическим делителем. Ток пучка на входе и выходе установки, его распределение, а также полный ток в плазме регистрируется поясами Роговского. Энергосодержание прошедшего пучка определяется с помощью графитового калоримера, а также вычислением интеграла $\int U_a \cdot I_b \cdot dt$. По разнице между этими двумя величинами определяются потери энергии пучка.

Измерение энергетического спектра РЭП проводилось при помощи многофольгового анализатора (МФА), установленного на выходе установки ГОЛ-3. Приосевая часть пучка через отверстие диаметром 8 мм в калориметре пучка попадает в анализатор, в котором электроны пучка проходят через экранирующую фольгу ($\leq 30 \text{ мкм Al}$) и поглощаются в девяти последовательно расположенных алюминиевых фольгах толщиной $100 \pm 600 \text{ мкм}$. По величине

токов электронов на фольги можно восстановить их спектр. Предварительные результаты измерений приведены в работе [5]. Методика измерения подробно изложена в работах [10, 11].

Для измерения параметров плазмы использовались оптические интерферометры с $\lambda = 3.39 \text{ мкм}$, диамагнитные датчики, детекторы рентгеновского и ВУФ-излучения.

В описываемых экспериментах, помимо ранее упоминавшихся диагностик (см., напр., [2-5]), были применены две системы 90° томсоновского рассеяния света рубинового лазера. Одна из них использовалась для измерения плотности и температуры нагретой электронной компоненты в центре плазменного шнура [12]. Схема диагностики представлена на рис. 2. Луч лазера (25 нс, 20 Дж) фокусировался в центр камеры на расстоянии 250 см от входа пучка в плазму. Рассеянное излучение анализировалось полихроматором и принималось на 8-канальный коллектор с ФЭУ, а затем

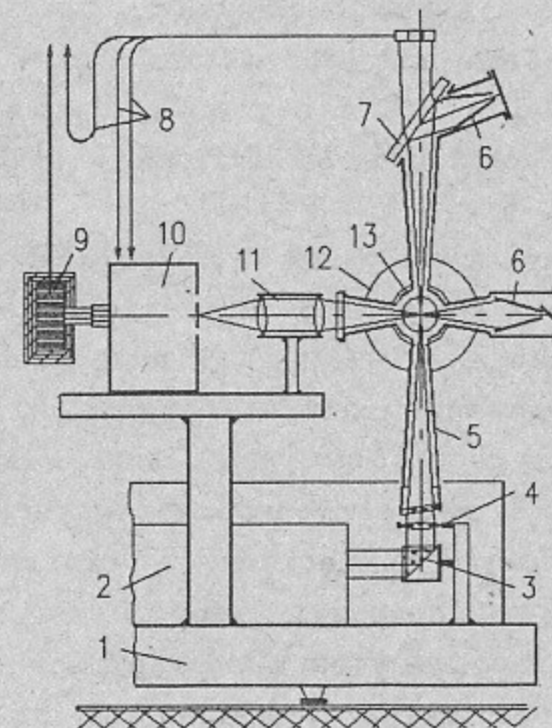


Рис. 2. Схема диагностики по 90° лазерному рассеянию. Цифрами обозначены: 1 - силовая рама лазерной диагностики; 2 - рубиновый лазер; 3 - юстировочные призмы; 4 - фокусирующая линза; 5 - входной патрубок с диафрагмами; 6 - ловушка-поглотитель света; 7 - выходное стекло; 8 - калибровочные световоды; 9 - блок ФЭУ; 10 - полихроматор; 11 - объектив; 12 - катушка соленоида; 13 - вакуумная камера.

сигнал записывался на АЦП в цифровой форме с шагом 2 нсек. В зависимости от условий эксперимента рассеянный спектр мог анализироваться в спектральном интервале 12-96 нм.

Вторая система предназначена для измерения радиального профиля плотности плазмы и расположена на расстоянии 360 см от входа. Лазерный луч (20 нс, 3 Дж) пересекал вакуумную камеру по диаметру. Рассеянный на электронах плазмы свет фокусировался на блок световодов, изображение передавалось в пультовую на расстояние ~ 100 м. Далее измерялась интенсивность света в 8 точках по диаметру плазмы. При измерениях могли использоваться интерференционные светофильтры с полосой пропускания, меньшей ширины рассеянного света, что позволяет также делать качественные суждения о радиальном распределении температуры нагретой плазмы.

Кратко остановимся на сценарии эксперимента. После включения магнитного поля в его максимуме (10 мс) при помощи прямого разряда создается предварительная плазма [13]. По окончании тока прямого разряда в эту плазму инжектируется электронный пучок. Инжекция пучка может вестись также и в неионизированный газ.

Электронный пучок генерируется в квазиплоском диоде с графитовым катодом диаметром 20 см. Расстояние между катодом и анодной фольгой (лавсан 10 мкм с Al покрытием) 5-8 см. Пучок генерируется в диоде при величине продольного поля до 0.6 Т, плотность тока в пучке до 200 А/см². Для увеличения плотности тока в инжектируемом пучке и согласования его размера с диаметром плазменного шнура осуществляется сжатие пучка в магнитном поле пробочной конфигурации. Коэффициент компрессии ~ 20. После системы компрессии пучок инжектируется в плазменную камеру. Плотность тока пучка в плазме на однородном участке магнитного поля составляет 1-2 кА/см², а диаметр пучка - 6 см.

Временной ход линейной плотности плазмы $\langle nl \rangle$ по данным интерферометрических измерений на длине волны 3.39 мкм иллюстрирует рис. 3. В момент $t = 0$ включается предварительная плазма, после чего через 45 мкс срабатывает электронный пучок. В отличие от предыдущих экспериментов [3-5] предварительная создаваемая при помощи прямого разряда мишенная плазма была ионизирована не полностью (инжекция пучка в эту плазму велась на

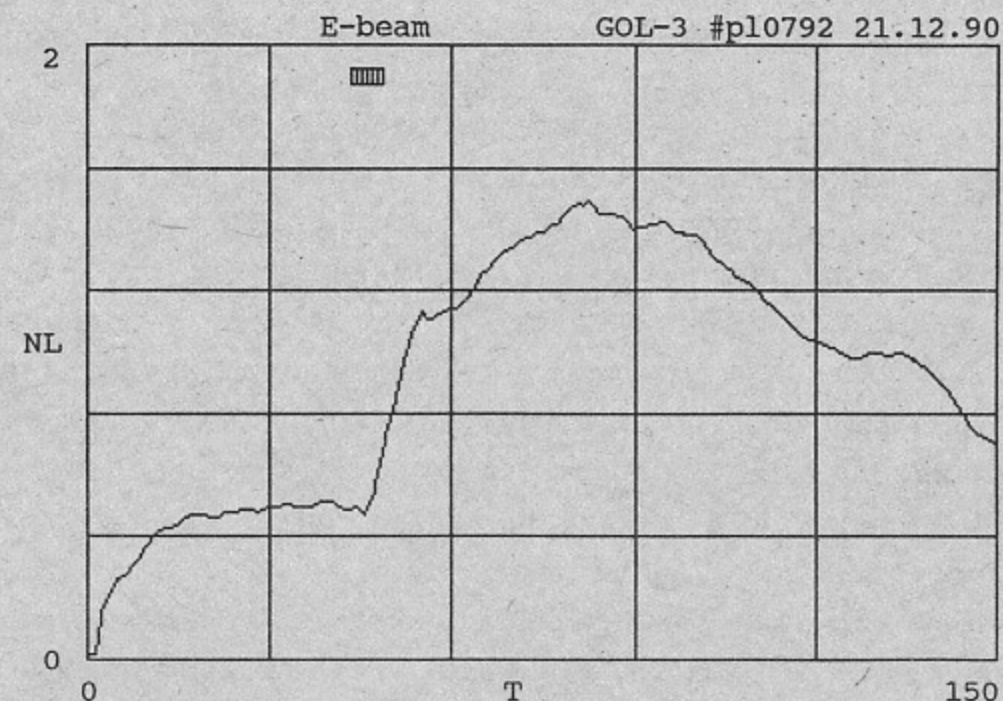


Рис. 3. Сценарий эксперимента. В момент $t = 0$ включается прямой разряд, создающий предплазму. Нагрев идет в течение длительности РЭП, отмеченной на рисунке. Время в микросекундах, плотность NL в 10^{16} см⁻².

стадии её распада). Средняя плотность плазмы после окончания пучка, определенная из интерферограммы при диаметре плазмы 8 см (ограничение диафрагмами), составляет $1 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Подрастание линейной плотности плазмы после окончания пучка соответствует ионизации оставшегося в камере водорода. В описываемой серии экспериментов большая часть "выстрелов" была проведена при указанной плотности.

3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ПУЧКА

В исследованном диапазоне плотностей плазмы и газа ($3 \cdot 10^{14} + 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³) наблюдалось макроскопически устойчивое прохождение пучка. Размер пучка в разных частях установки, определявшийся по отверстиям в тонких фольгах, соответствовал расчетному ходу силовых линий магнитного поля. Ток пучка, про-

шедший через плазму, примерно на порядок превышал величину предельного вакуумного тока для вакуумной камеры (5 кА при $E_e = 600$ кэВ).

При инжекции пучка в предварительную плазму наблюдается частичная токовая компенсация пучка обратным плазменным током с самого начала импульса. Полный ток I_{net} в камере, ограниченной фольгами, практически линейно нарастает до 8-12 кА к концу импульса. Скорость нарастания полного тока составляет 3 кА/мкс и почти не зависит от плотности предварительной плазмы. При инжекции пучка в нейтральный газ частичная токовая компенсация начинается позже, в момент времени 0.5 мкс от начала импульса, а величина полного тока к концу импульса могла достигать 20 кА (при токе пучка 40 кА). В этом случае при большой величине полного тока иногда наблюдались некоторое смещение пучка на выходе установки, что может указывать на проявления неустойчивости типа Крускала-Шафранова (см. [14]).

Отметим, что при прохождении пучка через плазму и газ наблюдается микроструктура пучка, характерная для генерации пучка в холодномиссионных диодах (см., напр., [15]). Кроме того, в некоторых выстрелах наблюдалась задержка появления тока на оси пучка относительно начала импульса U_d , которая могла достигать 1.5 мкс, то есть почти половину импульса.

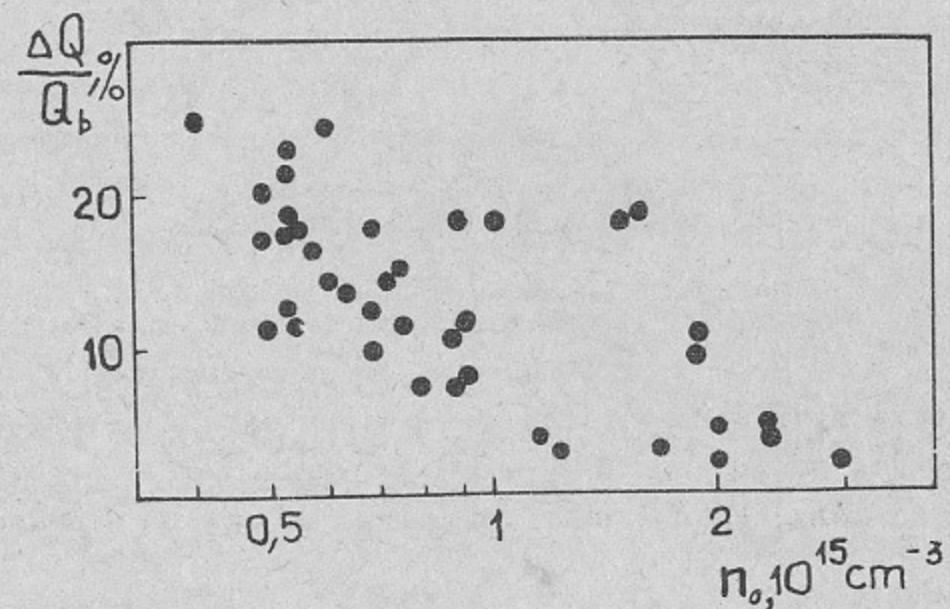


Рис. 4. Зависимость потерь энергии пучка от исходной плотности водорода.

На рис. 4 приведена зависимость потерь энергии пучка от исходной плотности атомов водорода в установке перед срабатыванием системы создания плазмы. Из этого рисунка видно, что с уменьшением плотности относительные потери энергии пучка возрастают и достигают величины 25% при плотности $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. При указанных кинетической энергии электронов пучка (1+0.5 МэВ) и плотности плазмы эти потери могут быть обусловлены, скорее всего, только коллективным торможением пучка в плазме в результате развития пучковой неустойчивости.

Отметим, что потери энергии пучка практически одинаковы в случае его инжекции в водород с одинаковой концентрацией атомов, но с разной степенью предварительной ионизации.

4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПУЧКА

Более подробная информация о потерях энергии пучка и его спектре после прохождения плазменного столба получена из измерений при помощи многофольгового анализатора. Они проводились в различных режимах прохождения пучка через предварительно ионизированный или нейтральный водород. На рис. 5 приведены характерные осциллограммы напряжения на диоде, тока пучка и токов электронов, поглощённых в первой и последней фольгах анализатора при инжекции РЭП в газ плотности $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (в первой фольге поглощаются электроны с $E \approx 100$ кэВ, в последней с $E \approx 700$ кэВ). Ток на первую фольгу растёт более круто, чем полный ток пучка. Это связано как с изменением профиля плотности тока в диоде в течение импульса, так и с уширением спектра электронов (увеличением доли электронов относительно низких энергий) в результате взаимодействия пучка с плазмой. Узкие пики длительностью ~ 100 нс на осциллограммах связаны с наличием у пучка микроструктуры. По мере удаления от экранирующей фольги анализатора максимальные значения токов на фольги достигаются при большем напряжении на диоде и, соответственно, в более ранние моменты времени.

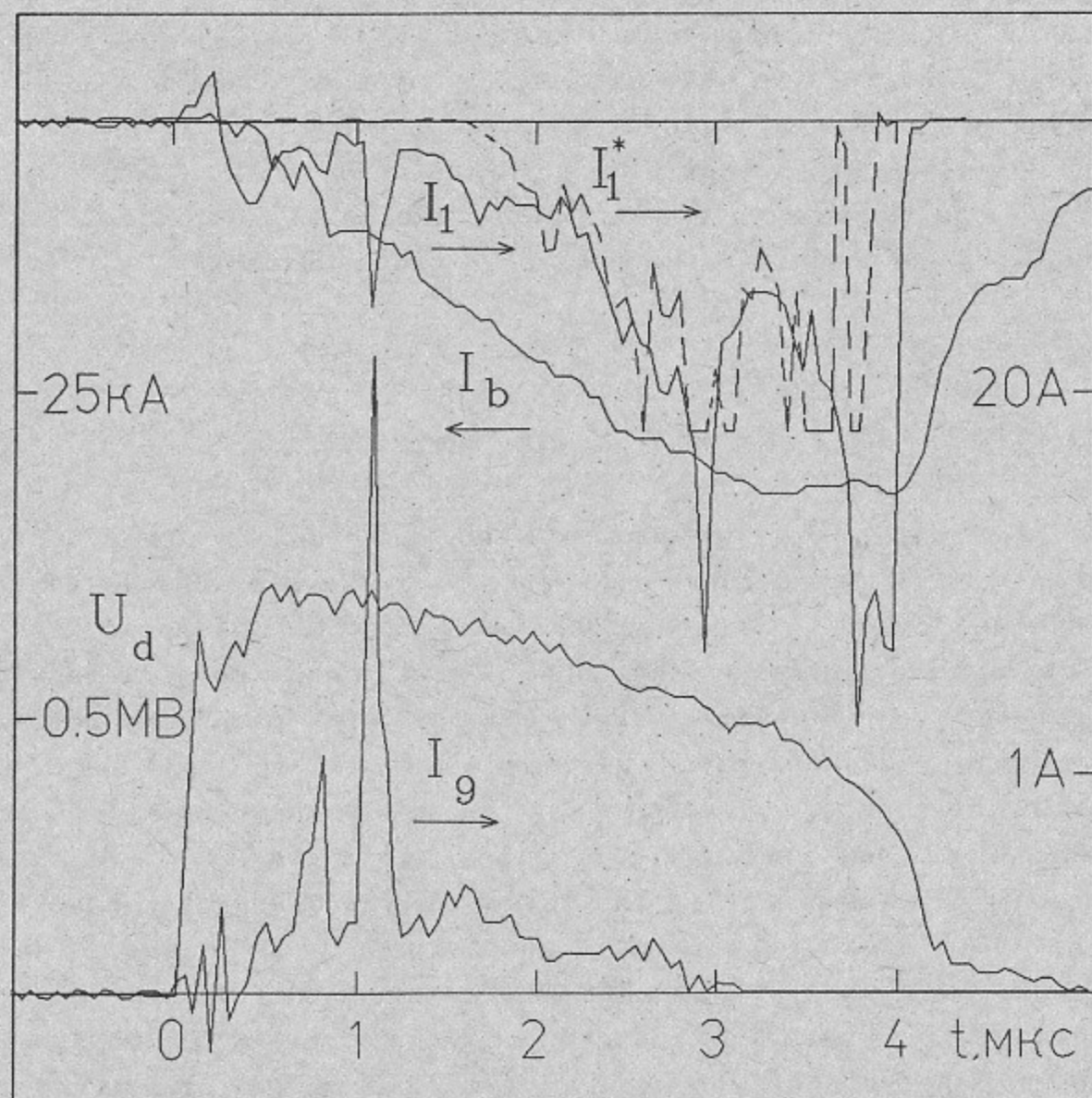


Рис. 5. Характерные осциллограммы напряжения на диоде U_d , тока пучка I_b и токов электронов I_1 и I_9 на фольге анализатора (ГОЛ-3: №649). Пунктир - осциллограмма тока I_1^* в режиме с задержкой тока на оси (ГОЛ-3: №648).

При инжекции в газ высокой плотности спектр РЭП размывается слабо. Так, на рис. 6а приведён спектр пучка $f(E) = \frac{1}{N_0} \cdot \frac{dN}{dE}$ для момента времени 1.5 мкс ($U_d = 0.75$ МВ) в выстреле с плотностью $5 \cdot 10^{15}$ см⁻³, когда средняя по сечению температура электронов к концу импульса составляла ~ 10 эВ (по данным измерений диамагнитным зондом, расположенным на расстоянии 130 см от входной фольги). Спектр состоит из основного пика с $E \approx eU_d$ и сдвинутого в сторону низких энергий "хвоста" электронов. Заметим, что в микросекундном плоском диоде пучок генерируется моноэнергетичным [16]. Средняя энергия электронов пучка $E_{cp} = \int E \cdot f(E) \cdot dE$, вычисленная по этому спектру, составляет $0.91eU_d$. В течение импульса вычисленная величина E_{cp}/eU_d изменяется и, например, при $t = 2.55$ мкс ($U_d \sim 0.6$ МВ) составляет 0.86 при погрешности определения этой величины $\pm 10\%$. Появление небольших потерь энергии пучком при большой плотности представляется возможным, поскольку в этом режиме ещё заметны диамагнитные сигналы при интегральных потерях энергии пучка, не превышающих 5%.

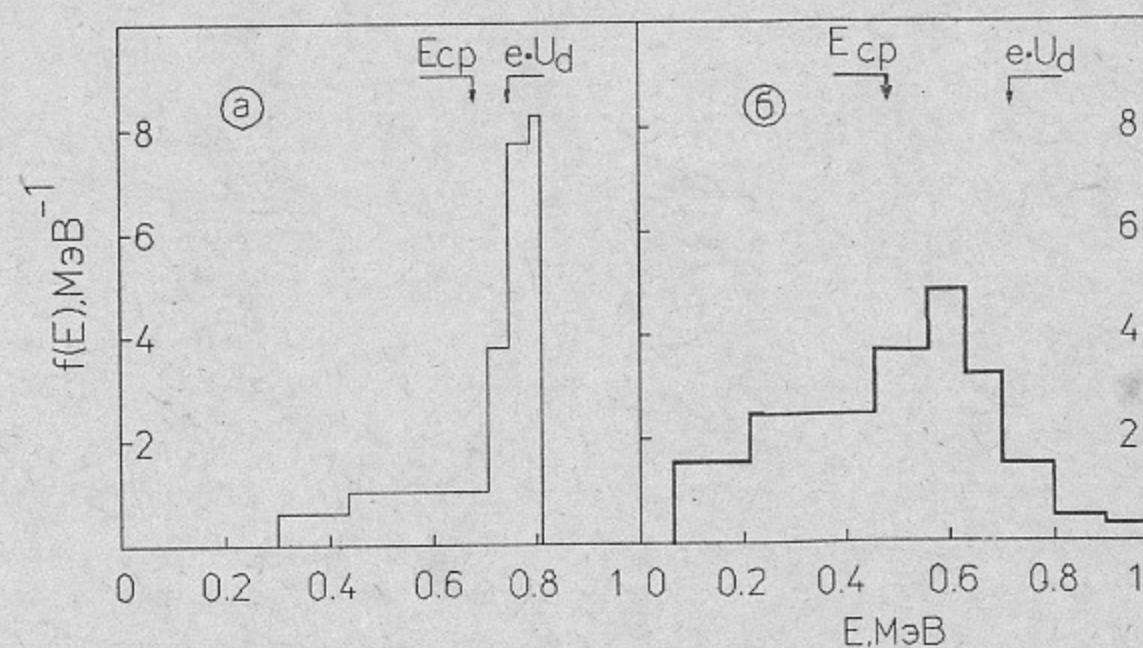


Рис. 6. Спектры РЭП при инжекции в газ с плотностью $5 \cdot 10^{15}$ см⁻³ (ГОЛ-3: №649) - (а), и в газ с плотностью $5 \cdot 10^{14}$ см⁻³ (ГОЛ-3: №637) - (б). Спектры приведены для момента времени от начала инжекции и напряжения на диоде 1.5 мкс, 0.75 МВ (а) и 1.8 мкс, 0.7 МВ (б); стрелками отмечены соответствующие значения E_{cp} и eU_d .

эксперимента) может содержаться большая часть энергии, теряемой пучком в плазме. При микросекундных длительностях РЭП большая часть быстрых электронов успевает покинуть плазму за время инжекции пучка и, таким образом, унести значительную часть энергии, передаваемой пучком плазме. Заметим, что в принципе существуют способы выделения энергии надтепловых электронов в плазме, например, созданием плотных облаков плазмы вблизи пробок. Тем не менее энергия, остающаяся в плазме, имеет величину, представляющую самостоятельный интерес как по абсолютной, так и в относительной (по сравнению с энергией РЭП) величине.

Рассмотрим общую картину энерговыделения РЭП в плазме. На рис. 8 представлено распределение диамагнитных сигналов по длине установки (в единицах $3/2nTS$). Интегрирование получаемого из этих измерений локального энергосодержания плазмы по длине установки даёт полную энергию, запасённую в плазменном столбе.

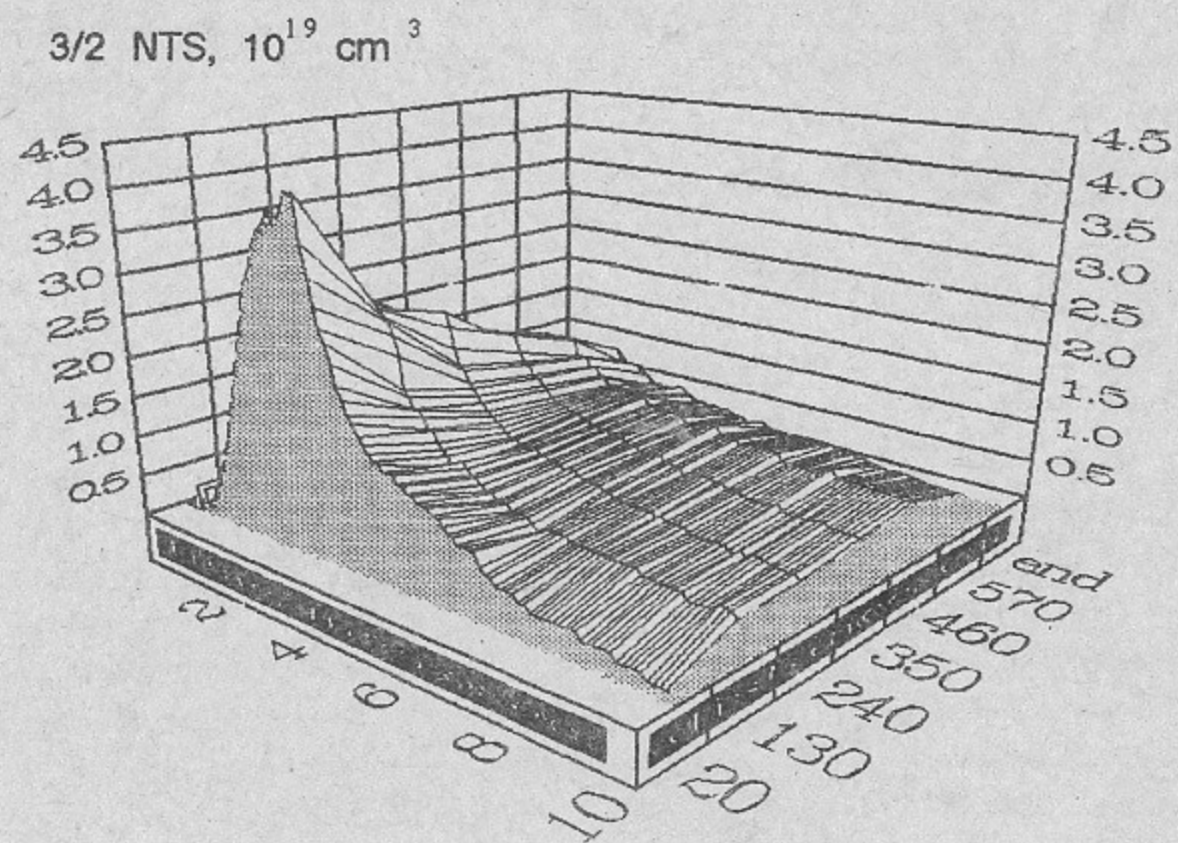


Рис. 8. Распределение диамагнитных сигналов по длине установки.

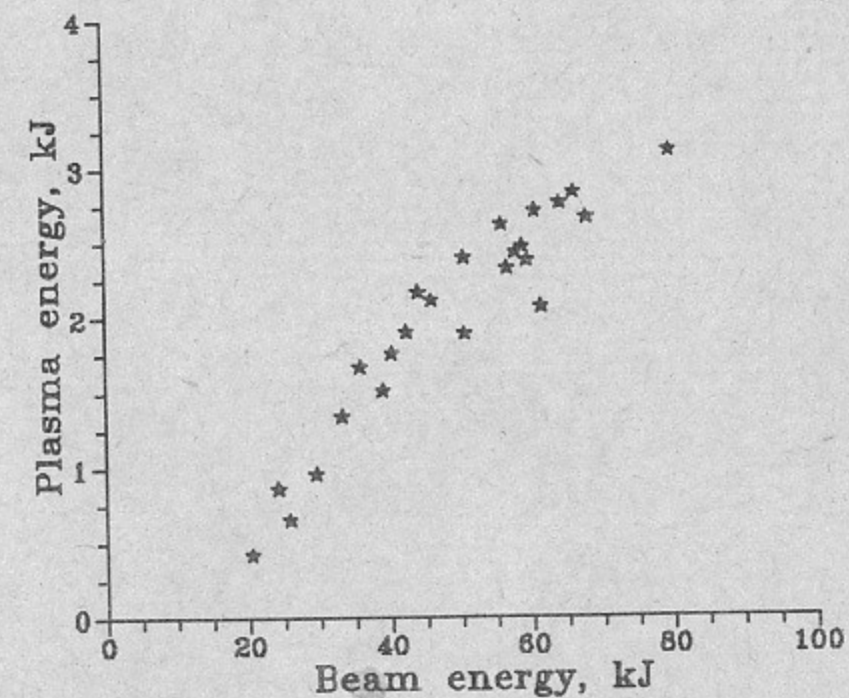


Рис. 9. Зависимость энергосодержания плазмы от инжектируемой энергии пучка.

На рис. 9 представлена зависимость энергии, содержащейся в плазменном столбе в момент окончания РЭП, которая определялась по диамагнитным измерениям, от энергии инжектируемого пучка. Энергия пучка менялась главным образом за счет изменения длительности пучка при сохранении его мгновенных параметров. Из рисунка видно, что энергия в плазменном столбе (объем около 20 литров) достигает 3 кДж и растёт с ростом энергосодержания пучка.

Перейдем к результатам измерений по лазерному рассеянию. Задержка срабатывания лазера относительно пучка могла варьироваться, что позволяло получить информацию о динамике температуры и плотности плазмы во времени. С помощью томсоновского рассеяния была определена также температура предварительной плазмы, которая составляла 1-3 эВ в зависимости от режима срабатывания разряда. После инжекции пучка температура плазмы повышается на 2-3 порядка. Примеры спектров рассеянного излучения в максимуме нагрева и через 3 мкс после окончания РЭП приведены на рис. 10 и 11. Меньшая точность определения темпе-

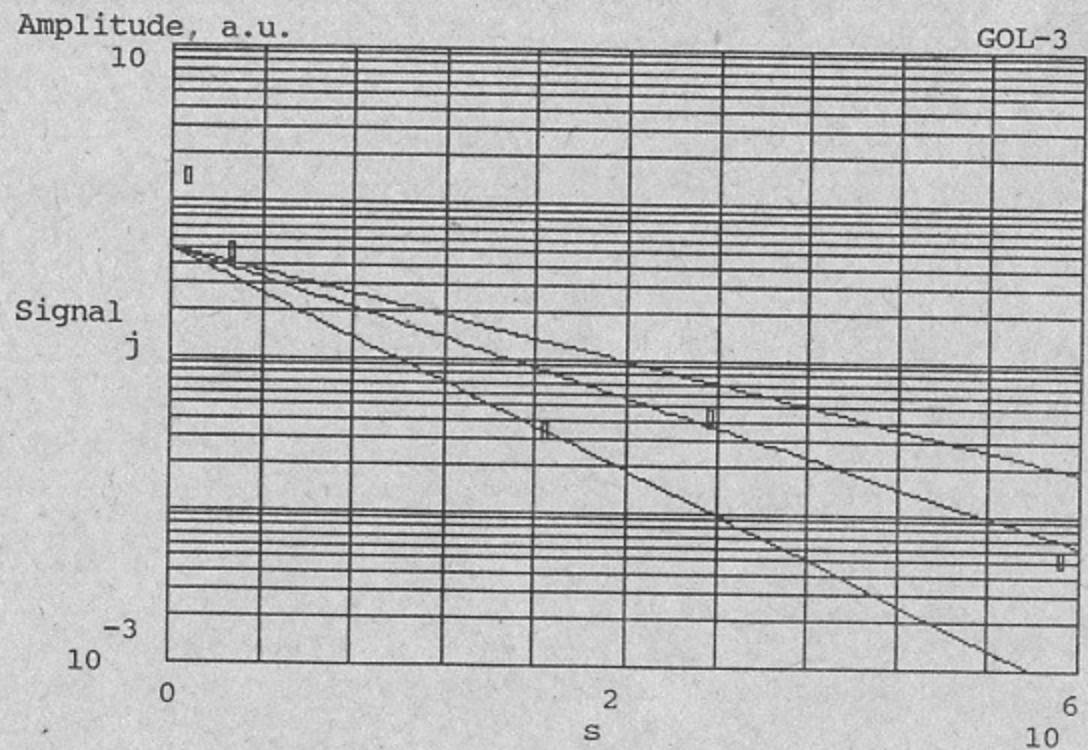


Рис. 10. Спектр рассеянного излучения в максимуме нагрева. Проведены прямые, соответствующие температурам 0.4, 0.6 и 0.8 кэВ. По осям отложены амплитуда сигнала и квадрат отстройке по длине волны, \AA^2 .

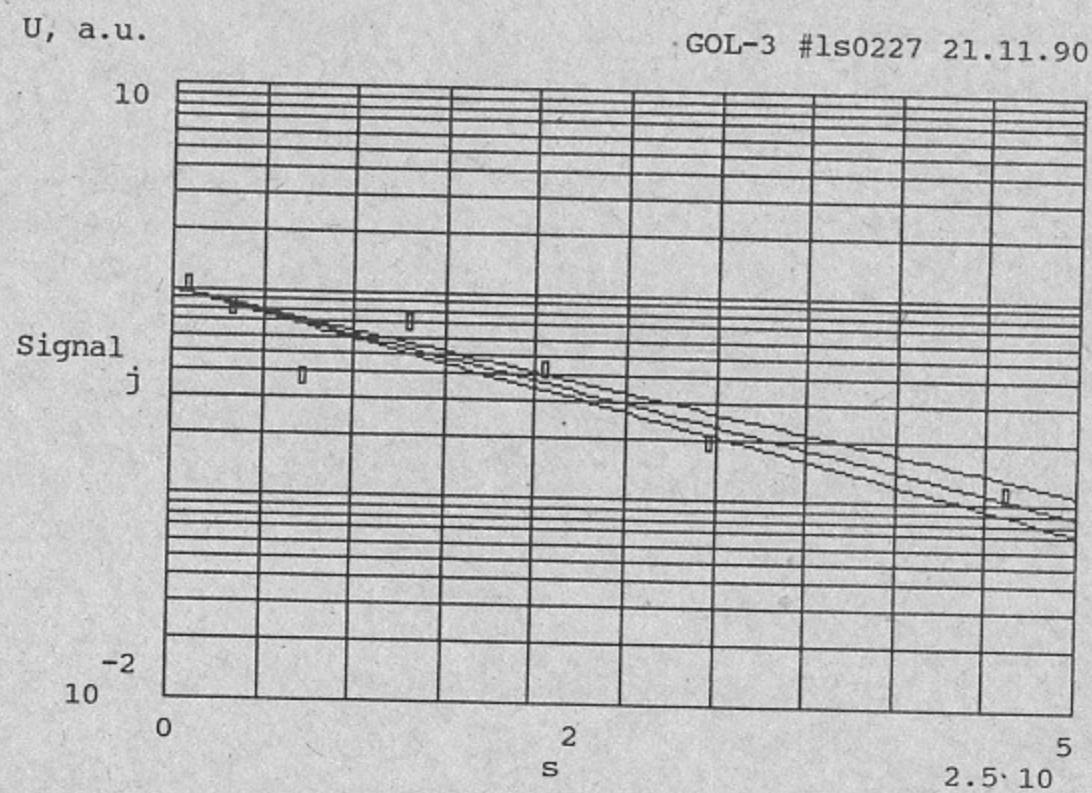


Рис. 11. Спектр рассеянного излучения в $t = 6$ мкс (3 мкс после прекращения инъекции пучка). Проведены прямые, соответствующие температурам 0.25, 0.27 и 0.30 кэВ.

ратуры в максимуме нагрева связана с сильным оптическим излучением плазмы в этот момент, что вынуждает уменьшать чувствительность регистрирующей аппаратуры. Плотность плазмы, при которой проводились эти измерения, составляла $(1.0 \pm 0.2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Информация о плотности, полученной двумя системами лазерного рассеяния, согласуется с измерениями, полученными по интерферометрии на длине волны 3.39 мкм.

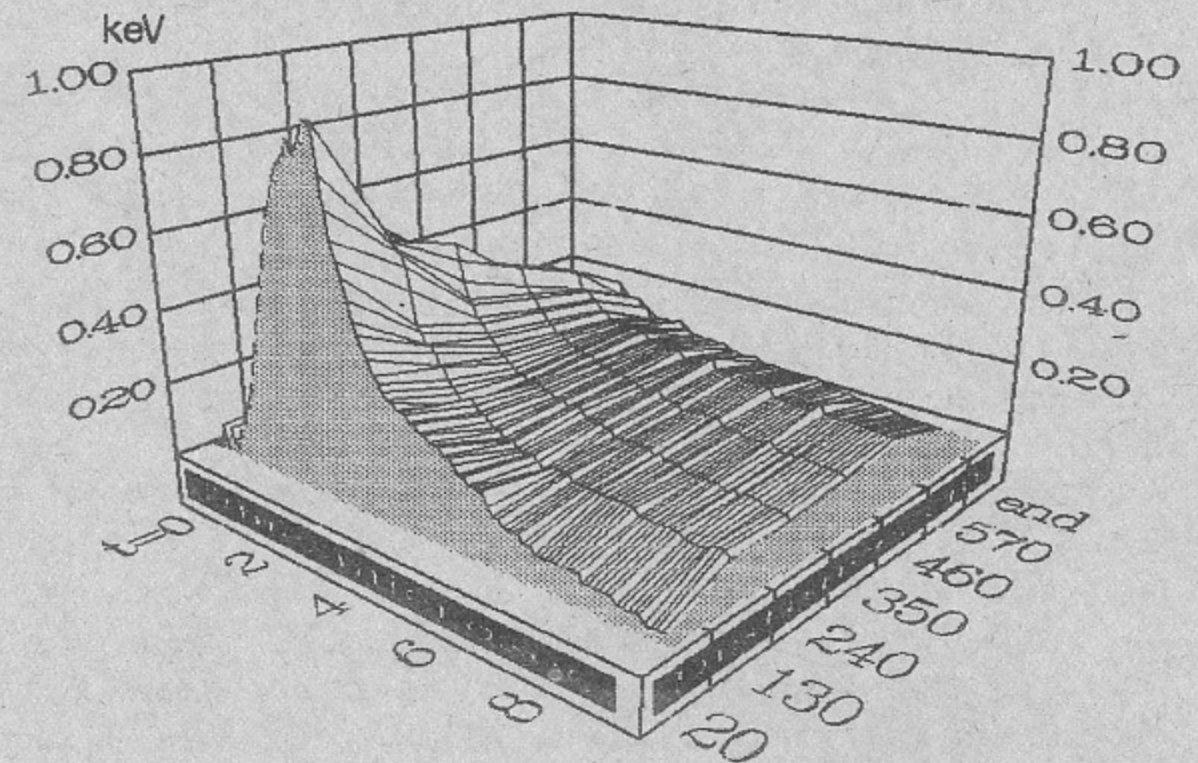


Рис. 12. Эволюция во времени распределения электронной температуры плазмы по длине установки.

Сравним плотность и температуру плазмы, полученные по лазерным измерениям, с давлением плазмы (nTS), измеренному с помощью диамагнитных петель, расположенных на различных расстояниях от точки инъекции пучка. На рис. 12 приведено типичное распределение "диамагнитной" температуры плазмы (полученной делением величины nTS на измеренную плотность плазмы и сечение пучка) по длине установки в зависимости от времени. Температура, полученная из лазерных измерений ($x = 250$ см), в максимуме

нагрева составляет 0.6 ± 0.2 кэВ при плотности $(1 \pm 0.2) \cdot 10^{15}$ см⁻³, а величины "лазерной" и "диамагнитной" температур в пределах ошибки измерений (ок. 20%) согласуются между собой на стадии остывания плазмы. Такое совпадение показывает, что основная доля энергии, остающейся в плазме после окончания нагрева, содержится в тепловых электронах. Эти измерения были проведены в центральном участке вакуумной камеры установки, где величина диамагнитных сигналов заметно меньше, чем вблизи от места инжекции пучка в плазму. Максимальное по длине значение диамагнитных сигналов соответствует средней энергии пары электрон-ион 0.8-1.0 кэВ.

В то же время в этом режиме энергосодержание тепловых электронов всегда в несколько раз меньше, чем энергия, теряемая электронным пучком при его прохождении через плазму (см., напр., [5]). Такое расхождение легко понять, если учесть наличие заметной доли быстрых электронов (с энергиями ~ 10 кэВ и больше), время жизни которых в ловушке много меньше длительности пучка. Наличие такой группы надтепловых электронов подтверждается рентгеновскими измерениями (см. [3, 18]).

Измерения мягкого рентгеновского излучения из плазмы показывают наличие в ней горячих электронов с энергиями, в десятки раз превышающими тепловые. На рис. 13 показана зависимость амплитуды сигнала поверхностно-барьерных детекторов от энергии отсечки фильтра. Видно, что излучение с энергией более 2 кэВ определяется в основном электронами, имеющими характерную энергию больше 10 кэВ. По существующим представлениям таким электронам передаётся заметная часть энергии РЭП (подробное изучение горячих электронов и механизма передачи энергии от пучка к плазме проводилось на установках ИНАР, ГОЛ-1 [15]). В наших экспериментах, в отличие от экспериментов [15], большая часть этих электронов успевает вылететь из установки через торцы за время нагрева. В результате мгновенная концентрация этих электронов в ловушке невелика относительно доли передаваемой им энергии, и поэтому энергосодержание плазмы должно определяться в основном тепловыми электронами. Это позволяет сделать предположение, что и на других расстояниях от входной фольги измеренное значение "диамагнитной" температуры в основном определяется максвелловскими электронами основной ком-

поненты плазмы. В этом случае вблизи от входа в установку температура электронов плазмы в максимуме нагрева составляет 0.8 ± 1.0 кэВ при указанной плотности.

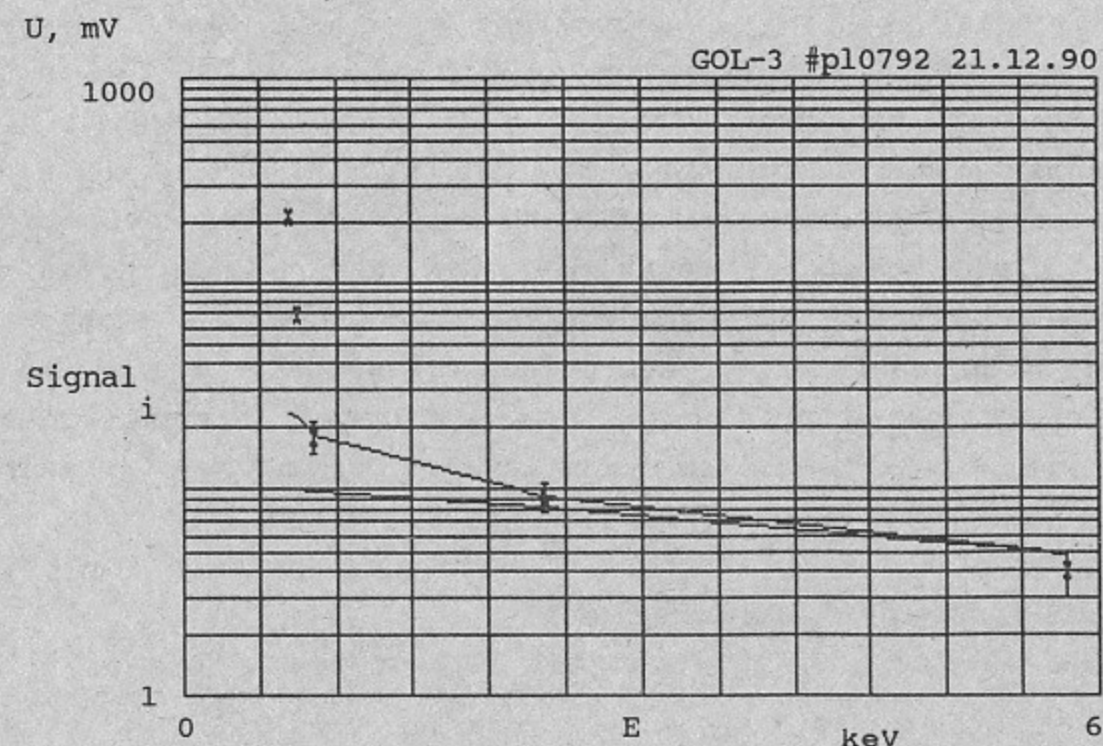


Рис. 13. Зависимость амплитуды сигналов детекторов мягкого рентгеновского излучения от энергии отсечки фильтров. Точки - амплитуда в максимуме сигнала, нижняя кривая - расчёт для "горячих" электронов со средней энергией 20 кэВ, верхняя кривая - к нижней кривой добавлен вклад от излучения максвелловской электронной компоненты.

Плотность надтепловых электронов монотонно возрастает в течение импульса нагрева. В течение импульса происходит также эволюция спектра рентгеновского излучения плазмы. Форма спектра с энергиями фотонов выше 2 кэВ остаётся без изменений (особенности конструкции используемых рентгеновских детекторов приводят к слабой чувствительности кривой ослабления рис. 13 к средней энергии надтепловых электронов в том случае, если их энергия превышает 10 кэВ). В то же время к концу импульса наблюдается "смягчение" спектра в диапазоне 0.8-2 кэВ, что может быть связано с появляющимся свечением основной компоненты плазмы. Мощность излучения в диапазоне 0.4-0.8 кэВ определяется в основном линейчатым излучением ионов примесей углерода, азота, кислорода, поэтому она не может быть использована для

определения параметров плазмы.

В описываемой серии экспериментов плотность плазмы варьировалась незначительно, однако полученные результаты можно экстраполировать и на плазму другой плотности. Как известно (см., напр., [5]), с увеличением плотности плазмы эффективность взаимодействия и абсолютная величина энергосодержания плазмы довольно быстро падают, а в области меньших плотностей энергосодержание плазмы меняется не очень значительно. Это приводит к тому, что уже для $n \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ средняя энергия электрон-ионной пары по диамагнитным измерениям может превышать 2 кэВ вблизи от точки инжекции пучка. Из экспериментов [1] известно, что при пучковом нагреве плазмы неравновесность функции распределения электронов усиливается с уменьшением плотности плазмы при прочих равных условиях. Это даёт основания предположить, что при плотностях $n > 10^{15} \text{ см}^{-3}$ диамагнетизм плазмы также имеет температурный характер. В то же время для плазмы малой плотности для такого утверждения нет достаточных экспериментальных данных.

6. ОСТЫВАНИЕ ПЛАЗМЫ.

Рассмотрим процесс остывания плазмы. На рис. 14 приведено поведение температуры электронов в точке $z=250 \text{ см}$ во времени в четырёх выстрелах. Сплошные линии соответствуют "диамагнитной" температуре, точки - измеренной по лазерному рассеянию в этих же выстрелах. Экспериментальные данные можно сравнить с расчётами остывания плазмы за счёт электронной теплопроводности на торцы установки. Отметим, что все обсуждаемые ниже расчёты были сделаны с использованием классического коэффициента теплопроводности (см., напр., [19]). Вблизи от центрального сечения камеры, где проведены лазерные измерения, временной ход температуры на стадии распада можно описать формулой:

$$T = T_{\text{max}} / (1 + \alpha t)^{2/5},$$

где величина $\alpha = f(n, Z_{\text{eff}})$ определялась из численного счета для данной точки установки. Единственным параметром, прямо не

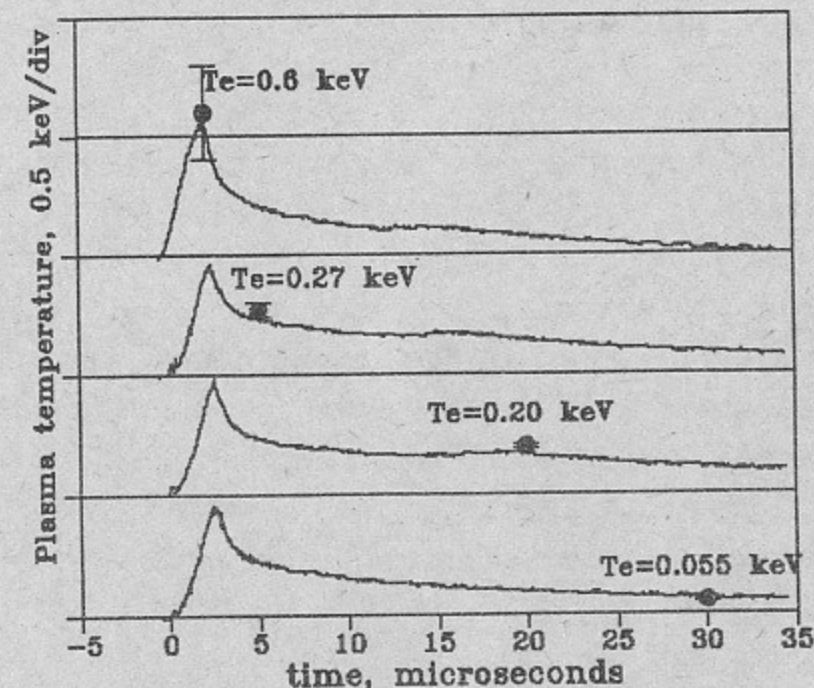


Рис. 14. Сравнение температуры плазмы, полученной по диамагнитным измерениям (сплошные линии) и лазерному рассеянию (точки) на расстоянии 250 см от входа. Показаны четыре последовательных выстрела.

измеряемым в эксперименте, является Z_{eff} , которая в нашем случае должна составлять 1.2 ± 2 для того, чтобы расчётная кривая совпала с измеренной. На рис. 15 представлен временной ход диамагнетизма плазмы в сравнении с расчётом остывания по классической модели, на нижней половине этого рисунка специальный выбор осей координат делает это сравнение более наглядным (расчётная зависимость в таких координатах является прямой линией, наклон которой зависит от параметра α). Как видно, остывание плазмы хорошо описывается классической электронной теплопроводностью на торцы. Отход зависимости от расчётной на больших временах (20 мкс и более) связан, скорее всего, с увеличением плотности плазмы после импульса РЭП за счёт прихода и "выгорания" водорода из областей вакуумной камеры, не занятых пучком (см. рис. 3). Довольно маленькое значение Z_{eff} , получаемое из расчётов, не является удивительным, поскольку технология проведения экспериментов обеспечивает хорошую очистку водорода, подаваемого в установку. Примеси же со стенок ваку-

умной камеры не успевают попасть в нагретую область, которая экранирована от стенок слоем холодной мишенной плазмы, сечение которой больше сечения РЭП.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На установке ГОЛ-3 при пучковом нагреве плазмы с плотностью $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ достигнута электронная температура до 1 кэВ. При этом интегрально пучок терял в результате коллективного взаимодействия с плазмой до 25% своей энергии. Такую же величину имеет и измеренное в приосевой области уменьшение средней энергии электронов пучка. Энергосодержание плазмы носит "температурный" характер, хотя в надтепловые электроны может передаваться значительная доля потерь энергии РЭП. На стадии распада плазмы её остывание хорошо описывается классической электронной теплопроводностью на торцы.

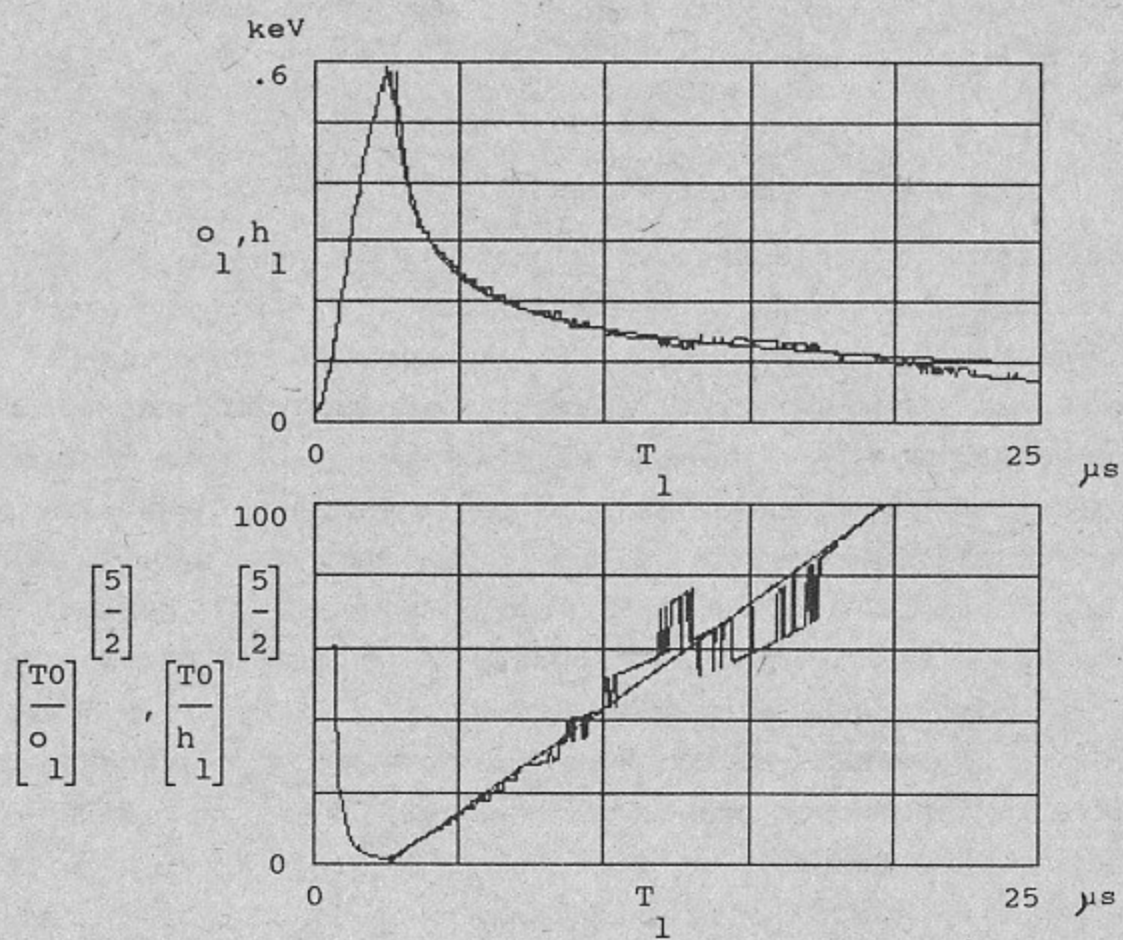


Рис. 15. Сравнение остывания плазмы с расчётами по классической электронной теплопроводности на торцы. Приведен расчёт для $x = 250 \text{ см}$, $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $Z_{\text{eff}} = 1.5$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Arzhannikov A.V., Astrelin V.T., Avrorov A.P. et al. Proc. 11th Intern. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nucl. Fusion Res., Kyoto, 1986. IAEA, Vienna, v.2, p.323 (1987).
2. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Kapitonov V.A. et al. Plasma Physics and Contr. Fusion (Proc. 15th Europ. Conf., Dubrovnik, 1988), vol.30, N 11, p.1571 (1988).
3. Burdakov A.V., Kapitonov V.A., Koidan V.S. et al. Proc. 1989 Intern. Conf. on Plasma Physics, New Delhi, vol.3, p.973 (1989).
Burdakov A.V., Kapitonov V.A., Koidan V.S. et al. Ibid, p.969.
4. Burdakov A.V., Karyukin A.V., Koidan V.S. et al. Proc. 17th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Heating, Amsterdam, vol.14B, pt.2, p.614 (1990).
5. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Chikunov V.V. et al. Proc. 8th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams, Novosibirsk, vol.1, p.14 (1990).
6. Воропаев С.Г., Конюхов В.В., Лебедев С.В., Щеглов М.А. ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, вып.3, с.26 (1988).
7. Деулин Ю.И., Лебедев С.В., Николаев В.С., Семёнов Е.П. Препринт ИЯФ СО АН СССР 90-141, Новосибирск (1990).
8. Бурдаков А.В., Драничников А.Н., Койдан В.С. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 91-105, Новосибирск (1991).
9. Зоткин Р.П., Капитонов В.А., Койдан В.С. и др. ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, вып.1, с.50 (1990).
10. Аржанников А.В., Астрелин В.Т. ПМТФ, №6, 1979, с.4.
11. Князев Б.А., Мельников П.И., Никифоров А.А., Чукунов В.В. Препринт ИЯФ 91-66, 1991, Новосибирск.
12. Бурдаков А.В., Поступаев В.В., Семёнов Е.П. Препринт ИЯФ СО АН СССР 91-33, Новосибирск (1991).
13. Burdakov A.V., Deulin Yu.I., Kapitonov V.A. et al. Proc. 19th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrade, vol.2, p.252 (1989).
14. Ланский И.М., Щетников А.И. Препринт ИЯФ СО АН СССР 89-85, Новосибирск (1989).
15. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. В сб. докл. III Всес. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов, Ленинград, 1984., т.1, с.298 (1984).

16. Chikunov V.V., Knyazev B.A., Melnikov P.I., Nikiforov A.A. Proc. of 8th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Novosibirsk, vol.1, p.241 (1990).
17. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Burmasov V.S. et al. Proc. 1980 Intern. Conf. on Plasma Physics, Nagoya, vol.1, p.74 (1980).
18. Burdakov A.V., Koidan V.S., Piffl V. et al. Proc. 19th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrade, vol.1, p.319 (1989).
19. Брагинский С.И. В сб.: Вопросы теории плазмы, Вып.1, М., Госатомиздат, 1963, с.163

П Р И Л О Ж Е Н И Е

Измерение спектра пучка многофольговым анализатором

Проследим изменение спектра пучка в течение импульса. На рис. 16 приведены спектры, полученные в разные моменты времени в одном выстреле в случае инжекции пучка в газ с плотностью $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (а-в) и в выстреле в полностью ионизированную предварительную плазму с плотностью $1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (г-е). Время от начала инжекции пучка и напряжение на диоде в каждом случае приведены в подрисуночной подписи.

Из рис. 16 видны основные макроскопические особенности эволюции спектра со временем (на деталях остановимся ниже). В случае инжекции пучка в плотный газ наблюдается достаточно узкий спектр с максимумом вблизи энергии, соответствующей диодному напряжению. Кроме того, прослеживается наличие группы электронов, замедленных до более низких энергий. В результате $E_{\text{ср}}$ составляет, как было указано в основном тексте, 0.86 ± 0.91 от eU_d (относительная ошибка измерения величины $E_{\text{ср}}/eU_d$ в разные моменты времени одного выстрела при близких U_d составляет $\pm 5\%$).

При инжекции пучка в предварительную плазму (рис. 16 г-е) спектр имеет другой вид. Во-первых, его ширина намного больше, выделенный максимум с исходной энергией практически отсутствует. В большинстве случаев наблюдается группа ускоренных электронов с энергией, превышающей диодное напряжение. Средняя энергия электронов для приведённых спектров имеет тенденцию к относительному уменьшению со временем от 0.86 до $0.7 eU_d$ (см. также рис. 7). В целом уменьшение средней энергий электронов в приосевой области имеет величину, близкую к получаемой в случае инжекции пучка в газ той же плотности (см. рис. 7).

Остановимся подробнее на деталях спектров. Все получаемые при помощи этой методики спектры являются решениями некорректной обратной задачи. При этом погрешность определения величины $f(E)$ в каждом энергетическом интервале определяется в первую очередь погрешностью в отсчёте амплитуды токов на фольги и неточностью их синхронизации, которая усиливается из-за достаточно слабой обусловленности матрицы обратного преобразования.

Для увеличения точности восстановления спектра толщины фольг и разбиения по энергиям были оптимизированы (подробности техники восстановления спектра и оценка погрешности приведены в [11]).

Относительно большая погрешность определения $f(E)$ означает, что гистограммы рис. 6 и рис. 16 могут быть несколько деформированы (часть электронов из какого-либо спектрального интервала может быть распределена по двум соседним каналам с сохранением площади под гистограммой). Так, с этим может быть связано формальное отсутствие электронов с малыми энергиями на спектрах рис. 16(г, д) и резкое увеличение $f(E)$ сразу после спектрах рис. 16(г, д) и резкое увеличение $f(E)$ сразу после этого. Однако в целом вид спектра, определяемый характером распределения токов по фольгам, при этом сохранится. В то же время такая величина, как средняя энергия, слабо изменяется при варьировании $f(E)$ в допустимых пределах и может быть определена с указанной в основном тексте точностью.

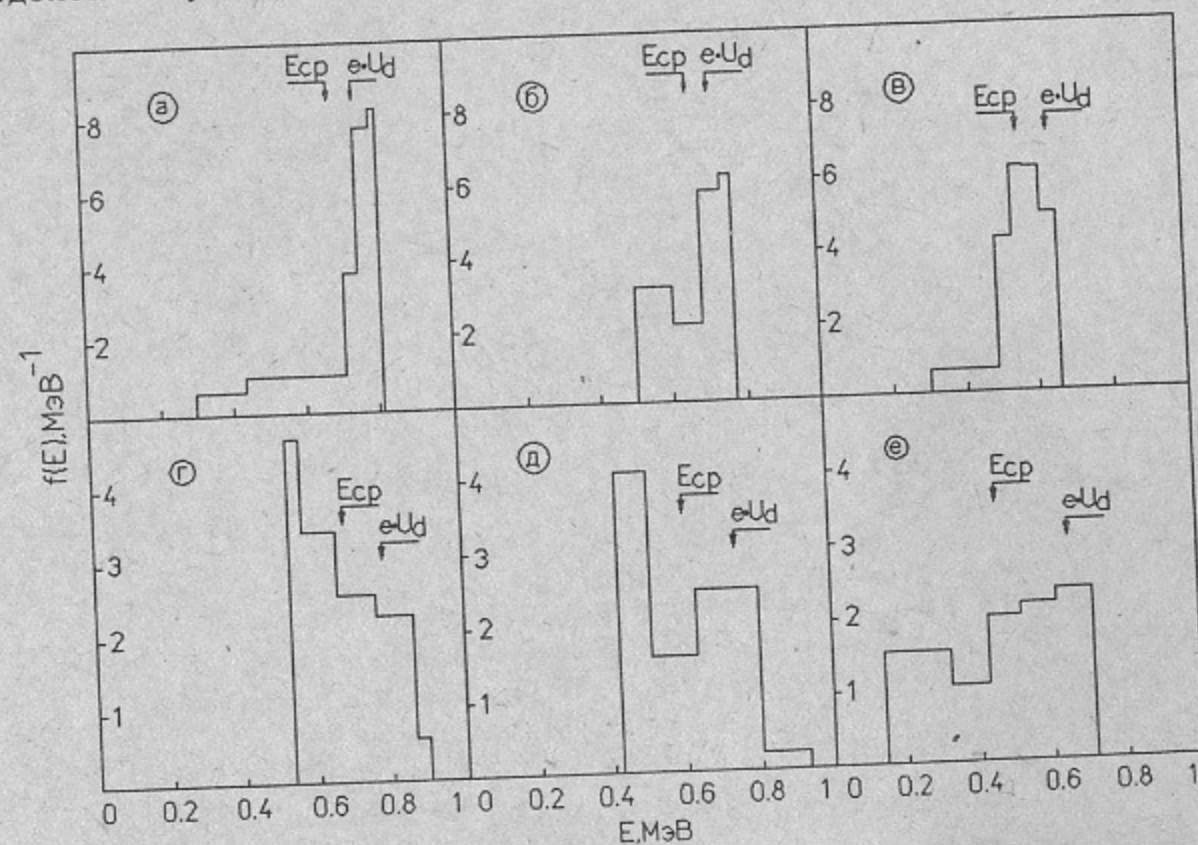


Рис. 16. Спектры пучка при инжекции в газ, имеющий плотность $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (ГОЛ-3 #p10649, а-в) и предварительную плазму с плотностью $1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (ГОЛ-3 #p10715, г-е). Спектры приведены для следующих моментов времени и напряжений на диоде: (а) 1.5 мкс, 0.75 МВ; (б) 1.8 мкс, 0.7 МВ; (в) 2.3 мкс, 0.64 МВ; (г) 0.8 мкс, 0.79 МВ; (д) 1.6 мкс, 0.74 МВ; (е) 2.4 мкс, 0.65 МВ. Стрелками отмечены соответствующие значения $E_{\text{ср}}$ и eU_d .

*А.В. Бурдаков, С.Г. Воропаев, А.Ф. Губер,
А.В. Карюкин, В.С. Койдан, С.В. Лебедев,
К.И. Меклер, А.А. Никифоров, В. Пиффл,
В.В. Поступаев, В.В. Чукунов, М.А. Щеглов*

**Нагрев основной компоненты плазмы
с помощью микросекундного РЭП
на установке ГОЛ-3**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 6 февраля 1992 г.

Подписано в печать 13.02. 1992 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,0 печ.л., 1,6 уч.-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ N 8

Ротапринт ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.