

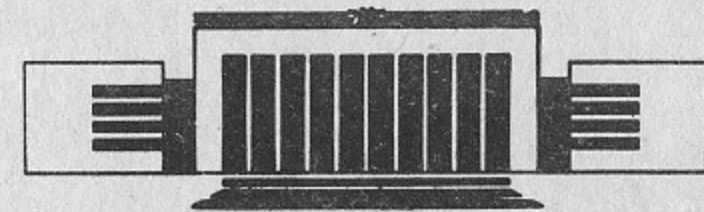


18
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

А.В. Бурдаков, В. Пиффл, В.В. Поступаев, Я. Рауш

ИЗМЕРЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ,
НАГРЕВАЕМОЙ МИКРОСЕКУНДНЫМ
ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

ПРЕПРИНТ 92-24



НОВОСИБИРСК

ИЗМЕРЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ, НАГРЕВАЕМОЙ
МИКРОСЕКУНДНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

А. В. Бурдаков, В. Пиффл*, В. В. Поступаев, Я. Рауш*

Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск 630090, Россия

*Институт физики плазмы ЧСАН, Прага 18211, ЧСФР

АННОТАЦИЯ

Описаны диагностики мягкого рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового излучения на установке ГОЛ-3. Приведены результаты определения спектра излучения плазмы, оценки мощности радиационных потерь. Показано наличие в плазме группы надтепловых электронов со средней энергией, превышающей 10 кэВ и плотностью, составляющей несколько процентов от плотности плазмы. Оценена мощность излучения основной компоненты плазмы. Линейчатое излучение указывает на наличие в плазме заметного количества лёгких примесей с концентрацией порядка 2-3 процентов.

SOFT X-RAY MEASUREMENTS OF μ S-E-BEAM-HEATED PLASMA

A.V. Burdakov, V. Piffel†, V.V. Postupaev, J. Raus†

Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk 630090, Russia

†Institute of Plasma Physics, Prague 18211, CSFR

ABSTRACT

The soft X-ray and VUV diagnostics on the GOL-3 device are described. The data on plasma radiative losses in different spectral ranges is presented. The suprathermal electrons with average energy above 10 keV are shown to exist in plasma. The density of these electrons is several percent of plasma density. The power of soft X-ray emission from the bulk of the plasma is estimated. A line emission from plasma indicates the presence of low Z impurities in the plasma with 2-3 percent concentration.

© Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера

ВВЕДЕНИЕ

Диагностика плазмы по её излучению в мягком рентгеновском и вакуумном ультрафиолетовом диапазонах традиционно занимает важное место в экспериментах по взаимодействию релятивистских электронных пучков с плазмой. Техника таких измерений в различных модификациях развивалась на многих установках (см., напр., [1-6]). Интерес к измерению излучения в этих системах во многом связан с тем, что в результате коллективной релаксации пучка в плазме рождаются высокоэнергичные надтепловые электроны, имеющие характерные энергии от единиц до десятков кэВ. О возможности появления в плазме таких электронов указывается в теории (см., напр., [7]). Экспериментально они были зарегистрированы ранее в [8-11].

В настоящей работе описана рентгеновская диагностика первой очереди установки ГОЛ-3 [12], эксперименты на которой ведутся с 1988 года [13-17]. Кратко об использованной методике сообщалось в [18], а основные результаты, полученные с её помощью, приведены в [17].

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Схема установки представлена на рис. 1, её подробное описание содержится в [12]. Напомним, что установка состоит из генератора электронного пучка У-3, плазменной камеры внутри соленоида длиной 7 м с магнитным полем до 6 Т в однородной части и 12 Т в пробках, 10-МДж емкостного накопителя энергии для питания соленоида, систем диагностики и управления.

Типичный сценарий экспериментов, основные физические результаты которых приведены в [13-17], следующий: в вакуумную камеру через палладиевый натекаль напускался водород с требуемой

концентрацией. После напуска водорода включалось магнитное поле, затем в заданный момент срабатывал разряд, создающий предварительную (мишенную) плазму. После образования плазменного столба в него через входную фольгу, расположенную в пробке, инжектировался электронный пучок. В экспериментах, обсуждаемых в этой работе, установка работала при следующих параметрах: магнитное поле в однородной части соленоида 5,5 Т; в пробках 11 Т; столб плазмы имел длину 7 м и диаметр 8 см. Электронный пучок имел энергию 0,8-0,9 МэВ, максимальную плотность тока в плазме ~ 1 кА/см², диаметр в плазме 6 см, длительность ≈ 4 нс и типичное энергосодержание 50-70 кДж. Плотность плазмы в режимах с оптимальным взаимодействием составляла $(0,3+1) \cdot 10^{15}$ см⁻³.

Большая длительность пучка позволяла вести эксперименты и с инжекцией пучка в неионизированный водород, в этом случае ионизация газа и образование плазмы производились непосредственно релятивистским электронным пучком.

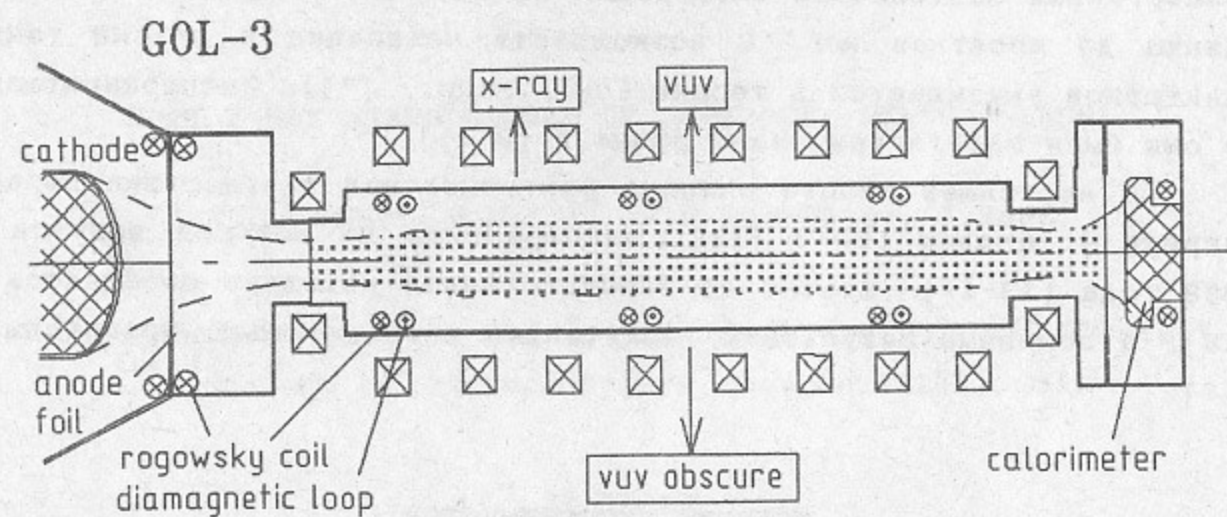


Рис. 1. Схема установки ГОЛ-3.

Кратко напомним основные результаты экспериментов [13-17]. При инжекции в плазму с плотностью $(0,3+1) \cdot 10^{15}$ см⁻³ пучок теряет за счёт коллективного взаимодействия до 25% своей энергии. Часть потерянной пучком энергии остаётся в плазме и к концу импульса нагрева, по данным диамагнитных измерений, доходит до 5% от начального энергосодержания пучка. Выделение энергии неоднородно по длине установки. Средняя энергия, приходящаяся на пару электрон-ион, составляет величину порядка 1 кэВ на расстояниях ~ 1 м от

входной фольги.

Основными задачами рентгеновской диагностики установки ГОЛ-3 являются: определение параметров надтепловых электронов (плотность, характерная энергия); определение температуры максвелловской части электронной функции распределения; оценка мощности радиационных потерь и спектра излучения плазмы в вакуумном ультрафиолетовом и более коротковолновых диапазонах.

ДЕТЕКТОРЫ

Особенностью экспериментов с релятивистскими электронными пучками, в отличие от тороидальных плазменных систем, является короткое время существования горячей плазмы, составляющее в типичных условиях единицы микросекунд. Это приводит к выбору метода фильтров (основные принципы которого изложены в [19]) для анализа спектрального состава излучения; детекторы, соответственно, работают в токовом режиме.

Кроме излучения горячей плазмы и надтепловых электронов необходимо учитывать и тормозное излучение собственно релятивистских электронов, возникающее как при их поглощении в выходном приёмнике, так и при рассеянии этих электронов на плазме.

В качестве приёмника излучения в мягком рентгеновском диапазоне (в наших условиях это 0,5-10 кэВ) используются кремниевые поверхностно-барьерные детекторы. Для уменьшения чувствительности диагностики к жёсткому излучению и, соответственно, уменьшения вклада в сигнал излучения релятивистских электронов, толщина чувствительной зоны детектора выбрана равной 200 мкм. Расчётная спектральная чувствительность детектора с различными фильтрами приведена на рис. 2. Для установки ГОЛ-3 изготовлены два детектора, каждый из которых содержит четыре кремниевых кристалла с диаметром рабочей поверхности 12 мм. Каждый канал имеет свой фильтр, таким образом одновременно могут измеряться до 8 сигналов. Детекторы изготовлены и тестированы в группе REBEX Института физики плазмы ЧСАН и смонтированы на установке ГОЛ-3. Описание конструкции детекторов приведено в [20].

В экспериментах использовались различные наборы фильтров из бериллия толщиной 8 мкм + 2 мкм, алюминия - 0,75 и 1,5 мкм, серебра - 0,25 мкм, различные полимерные фильтры (как с непрозрачным напы-

лением, так и без него) толщиной от 0,1 до 2 мкм. Более толстые фильтры использовались в отдельных экспериментах для оценки уровня сигнала от жёсткого тормозного излучения пучка.

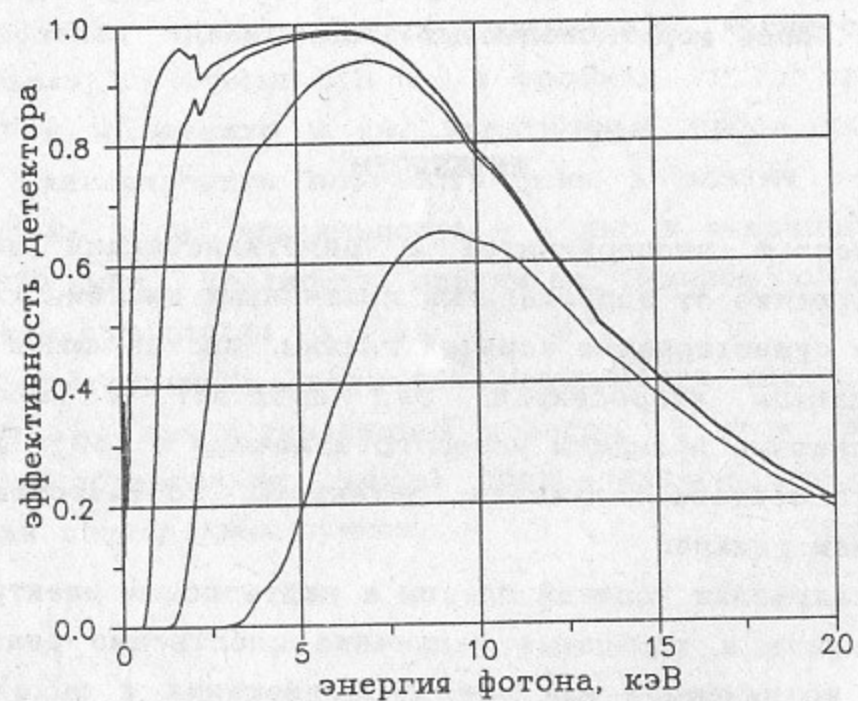


Рис. 2. Спектральная чувствительность поверхностно-барьерного детектора с фильтрами. Параметры детектора: мёртвый слой 0,05 мкм, золото 0,01 мкм, р-п переход 200 мкм; фильтры: 0, 8, 120 и 1680 мкм бериллия.

Излучение в вакуумном ультрафиолетовом диапазоне измерялось при помощи вакуумных фотодиодов с алюминиевыми катодами. Было подготовлено две ВУФ диагностики: для измерения спектра излучения плазмы и для измерения радиального профиля свечения плазмы. Проводились также отдельные эксперименты по оценке мощности потока энергии из плазмы на поверхность входной фольги по её тепловому свечению в ВУФ диапазоне по методике, аналогичной описанной в [6, 21].

Диагностика спектра ВУФ излучения плазмы проводилась с помощью двух четырёхканальных детекторов, которые были тождественны по геометрии измерений описанным выше полупроводниковым рентгеновским детекторам. Эти детекторы также были изготовлены в ИФП ЧСАН. Для анализа спектра излучения применялись фильтры из нитроцеллюлозы толщиной 0,04 - 1 мкм, алюминия толщиной 0,75 и 1,5 мкм. Расчётные чувствительности каналов с различными фильтрами приведены

на рис. 3. Данные по коэффициентам фотоэмиссии брались из работ [22-24], поглощение излучения фильтрами для энергий фотонов выше 50 эВ и чувствительность рентгеновских детекторов рассчитывалось по данным работ [25-27]. Пропускание нитроцеллюлозных фильтров в вакуумном ультрафиолетовом диапазоне определялось по данным работ [28, 29]. Для проверки правильности расчётов нами проводились (см. [6]) контрольные измерения пропускания нитроцеллюлозных фильтров в диапазонах 300 - 700 Å, 1250 - 2200 Å (при помощи синхротронного излучения накопительного кольца ВЭПП-2М), 2000 - 5000 Å (при помощи оптического денситометра). Эти измерения показали удовлетворительное согласие с расчётами.

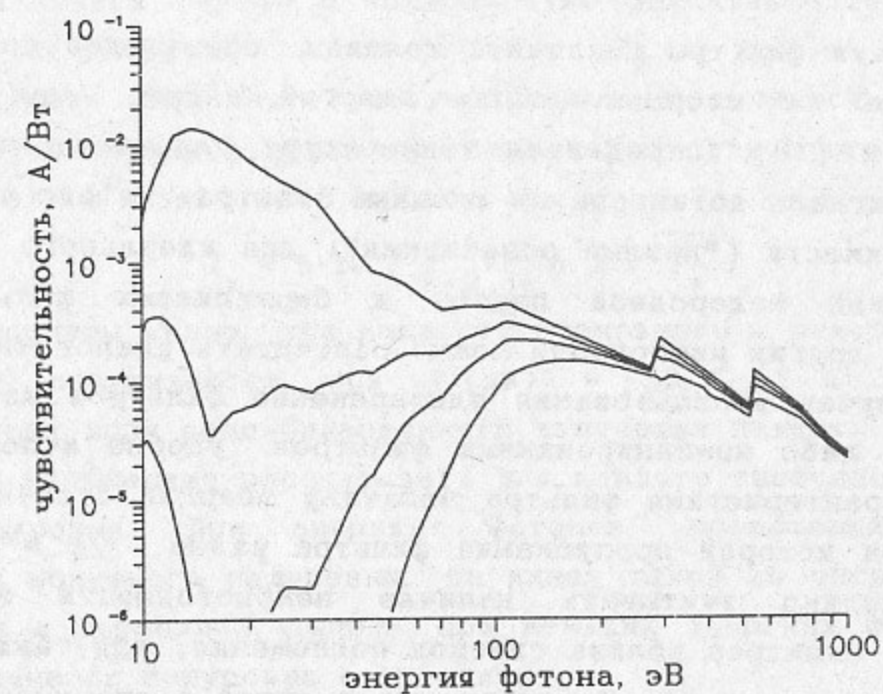


Рис. 3. Спектральная чувствительность детектора вакуумного ультрафиолетового излучения с нитроцеллюлозными фильтрами толщиной 0, 0,05, 0,1, 0,2 и 0,3 мкм (без учёта прозрачности сетки).

Для измерения радиального профиля свечения плазмы в ВУФ диапазоне использовался 9-канальный детектор, выполненный по типу камеры-обскуры. Поле зрения детектора захватывало 8 см по диаметру вакуумной камеры, т.е. соответствовало расчётному диаметру предварительной плазмы. Этот детектор использовался, как правило, без фильтров. Спектральная чувствительность каналов соответствует приведённой на рис. 3. Детектор разработан и изготовлен в ИЯФ СО РАН.

ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ

Полный спектр излучения плазмы состоит, как известно (см., напр., [30-32]), из тормозного излучения электронов на ионах водорода и примесей, рекомбинационного излучения ионов примесей и линейчатого излучения. Спектр чисто тормозного излучения равновесной плазмы описывается формулой

$$P_b(E) = 1,5 \cdot 10^{-32} \cdot n_e \cdot (n_H + \sum_i Q_i^2 \cdot n_i) \cdot \sqrt{T_e} \cdot \exp(-E/T_e),$$

где мощность выражена в Вт/см³/эВ, плотность - в см⁻³, температура и энергия - в эВ; индексы e, H, i относятся к электронам, водороду и ионам примесей с различной степенью ионизации, соответственно. Фактор Гаунта для свободно-свободных переходов принят равным единице.

Используя фильтры различной толщины, обрезаящие спектр излучения плазмы со стороны низких энергий, можно, как это было предложено в [19], определить температуру плазмы по зависимости амплитуды сигнала детектора от толщины фильтра. На рис. 4 приведены такие зависимости ("кривые ослабления") для идеального детектора, максвелловской водородной плазмы и бериллиевых фильтров. Для фильтров из других материалов можно рассчитать аналогичные зависимости. В случае использования одновременно фильтров из различных материалов, либо комбинированных фильтров, удобно использовать в качестве характеристики фильтра величину энергии отсечки E_0 , т.е. энергии, при которой пропускание фильтра равно $1/e \approx 36,8\%$. При этом необходимо учитывать наличие немоности зависимости пропускания фильтров вблизи скачков поглощения; для таких фильтров E_0 - величина условная¹⁾. Используемые в наших экспериментах фильтры, описанные в предыдущем разделе, имеют энергии отсечки от

¹⁾ Строго говоря, для достижения максимальной точности определения спектра излучения плазмы при решении обратной задачи предпочтительным является использование фильтров из разных материалов, имеющих в интересующем диапазоне скачки поглощения. Предельный случай - использование фильтров Росса. При таком выборе фильтров улучшается ортогональность матрицы обратного преобразования, что приводит к лучшей точности восстановления, но лишает наглядности зависимости типа рис. 4. Далее в этой работе для рис. 9, 10 для небериллиевых фильтров также будет использоваться формально вычисленное значение E_0 , для тормозного спектра это даст небольшую погрешность, но соотношение пропускания линейчатого излучения для фильтров из различных материалов может быть искажено наличием скачков поглощения (особенно для полимерных фильтров).

десятков эВ до 6 кэВ. Значение плотности плазмы может быть определено по абсолютному значению мощности излучения, приведённой к открытому детектору.

Использование детектора с неидеальными характеристиками приводит к некоторому изменению расчётных кривых ослабления по сравнению с рис. 4. Так, для используемых нами поверхностно-барьерных детекторов с уменьшенной чувствительностью к жёсткому излучению кривые ослабления приобретают вид, приведённый на рис. 5. Видно, что в результате использования относительно тонких детекторов снижается чувствительность диагностики к температуре в области электронных температур порядка 20 кэВ и выше (это легко объясняется тем, что экспонента в формуле для тормозного излучения меняется при высоких температурах слабо, наклон кривых ослабления фактически становится связан с зависимостью эффективности регистрации детектора от энергии).

Следующей компонентой излучения плазмы является рекомбинационное излучение ионов примесей. Полная мощность этого излучения в единицах Вт/см³ может быть оценена как

$$I_r \approx 5 \cdot 10^{-31} \cdot Z_{eff}^4 \cdot n_e \cdot n / \sqrt{T_e}.$$

Из этой формулы видно, что мощности тормозного и рекомбинационного излучения сравниваются при $T_e[\text{эВ}] \approx 33 \cdot Z_{eff}^2$, а при больших температурах доля рекомбинационного излучения падает. Спектр этого излучения необходимо рассчитывать для каждого свободного электронного подуровня. При энергиях фотонов, превышающих потенциал ионизации конечного подуровня, он имеет такой же экспоненциальный спад, как и тормозной спектр. При меньших энергиях фотонов излучение с данного подуровня отсутствует.

В рассматриваемых экспериментах примесями с наибольшими концентрациями являются остающиеся в плазменной камере при откачке до предельного вакуума кислород и азот, возможно также появление углерода как продукта сгорания разделительной фольги. Наличие тяжёлых металлических примесей с концентрацией, существенной для этих расчётов, менее вероятно. Технология напуска водорода в камеру через прогреваемый палладиевый натекагель обеспечивает также его хорошую очистку от примесей. Как видно, в экспериментах можно ожидать наличия в плазме в основном лёгких примесей, имеющих потенциалы ионизации до 1 кэВ. Поэтому при использовании фильтров с энергией отсечки выше этой величины кривые ослабления при учёте

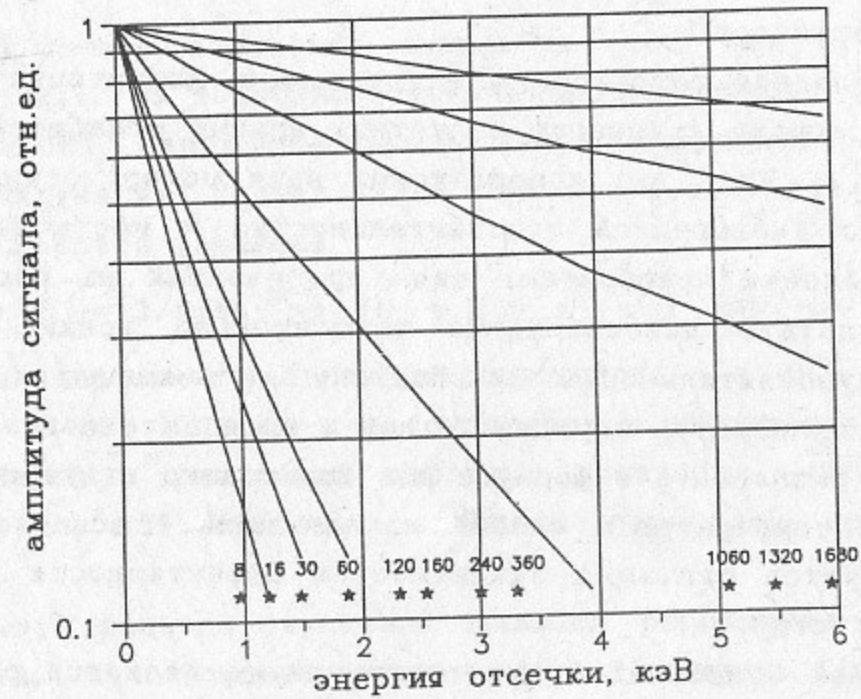


Рис. 4. Расчётные зависимости отношения сигналов детекторов с бериллиевыми фильтрами различной толщины к сигналу открытого детектора. Расчёт проведён для водородной плазмы и идеальной спектральной чувствительности детектора. Температуры (снизу вверх): 0.6, 0.8, 1, 2, 5, 10 и 20 кэВ. Внизу отмечены энергии отсечки применявшихся фильтров.

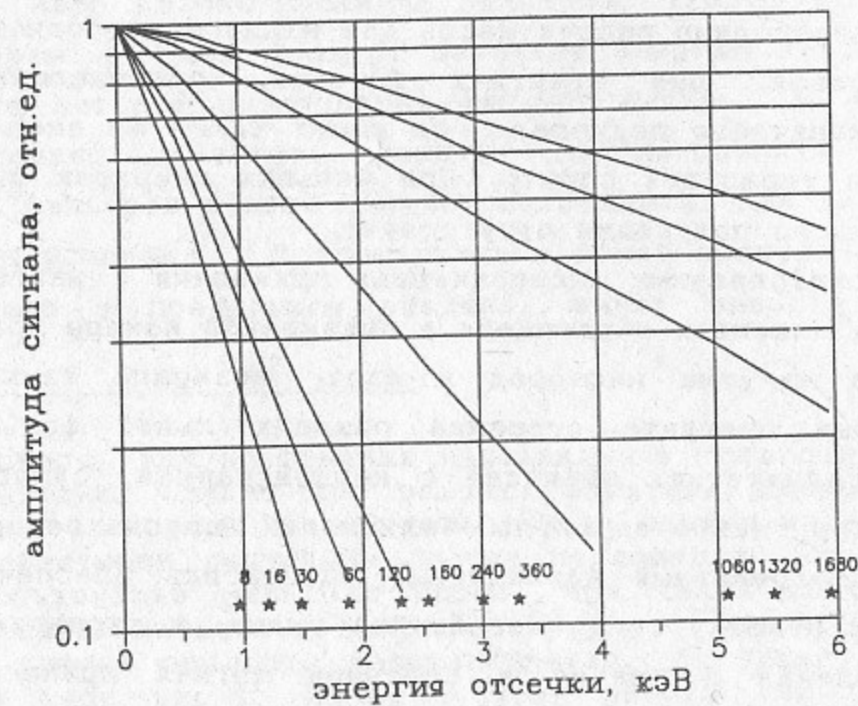


Рис. 5. Расчётные кривые ослабления для детекторов ГОЛ-3. Расчёт проведён для водородной плазмы и бериллиевых фильтров. Обозначения как для рис. 4.

как тормозного, так и рекомбинационного излучения, из-за одинаковой зависимости спектра от энергии фотонов будут выглядеть так же, как и приведённые на рис. 5. Наличие рекомбинационного излучения в наших условиях необходимо учитывать при определении плотности плазмы по абсолютному уровню мощности излучения.

Для определения мощности тормозного и рекомбинационного излучения необходим расчёт ионизационных состояний ионов примесей. Такие расчёты были проведены в [33, 34] для максвелловской плазмы в модели коронарного равновесия (учитываемые процессы: ионизация электронным ударом, радиационная и диэлектронная рекомбинация). В качестве основной примеси брался кислород в концентрации порядка 1% от концентрации плазмы. Пример расчёта доли ионов с различной степенью ионизации в зависимости от температуры в стационарном состоянии приведён на рис. 6 (рис. 6 и рис. 7 взяты из работы [33]). Время установления стационарного состояния сравнимо с продолжительностью существования горячей плазмы в установке ГОЛ-3, поэтому фактическая степень ионизации будет меньше. Пример расчёта динамики ионизационных состояний приведён на рис. 7 (температура плазмы предполагалась постоянной и равной 200 эВ).

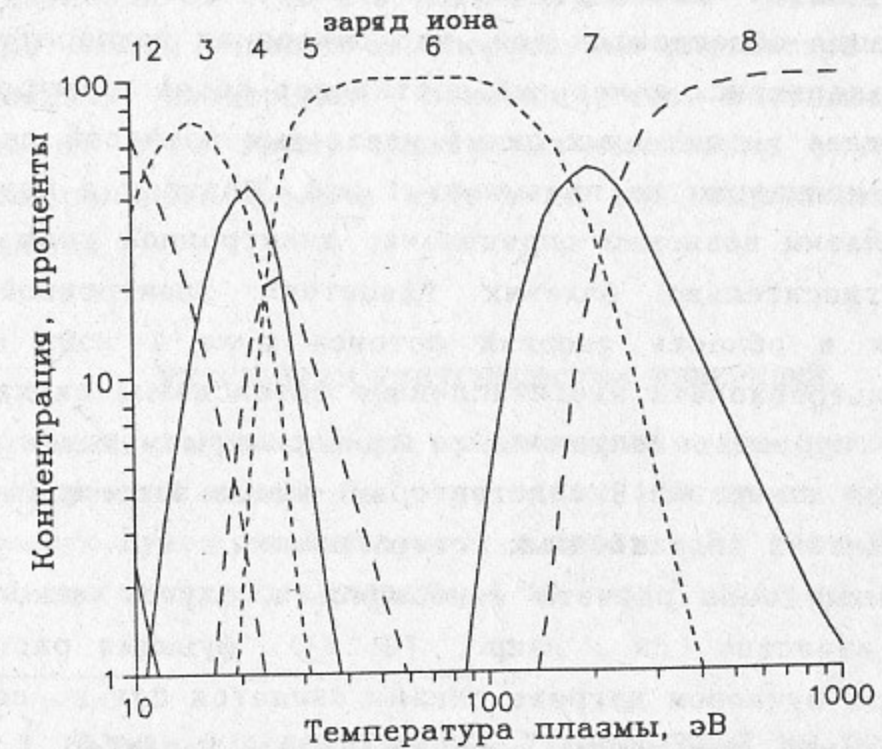


Рис. 6. Зависимость доли ионов кислорода с различной степенью ионизации от температуры в стационарном состоянии (по данным [33]).

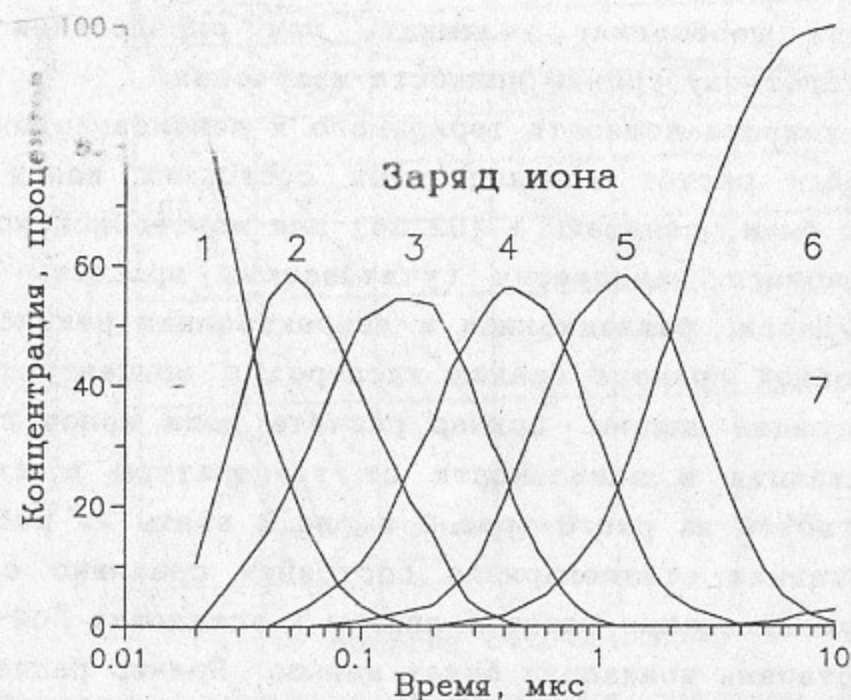


Рис. 7. Динамика плотности различных степеней ионизации кислорода при температуре плазмы 200 эВ (по данным [33]).

Появление линейчатого излучения примесей затрудняет определение температуры по наклону кривой ослабления. В нашем случае, однако, ситуация облегчается тем, что ожидаемая температура плазмы по данным диамагнитных измерений составляет сотни электронвольт, а энергия наиболее интенсивных линий указанных примесей даже при их максимальной ионизации не превышает 1 кэВ. Поэтому в случае максвелловской плазмы возможно определение электронной температуры по излучению относительно близких "хвостов" электронной функции распределения в области энергий фотонов выше 1 кэВ. В области вакуумного ультрафиолета многочисленные интенсивные линии примесей не позволяют проводить определение температуры методом фильтров, поэтому данные измерений ВУФ детекторами использовались для оценки спектра и мощности радиационных потерь плазмы.

Приведённые выше расчёты относились к случаю максвелловской плазмы. Как известно (см., напр., [8-11]), функция распределения электронов при пучковом нагреве плазмы является сильно неравновесной и в широком диапазоне энергий имеет характер, близкий к степенному [10]. Это обстоятельство повлияет и на спектр излучения плазмы, в первую очередь на интенсивность характеристического

излучения примесей. В экспериментах на ГОЛ-3, по сравнению с экспериментами на установках предыдущего поколения с наносекундными пучками, микросекундная длительность пучка приводит к тому, что в течение нагрева электроны плазмы успевают термализоваться по крайней мере до энергии в несколько сот электронвольт. Кроме того, относительная плотность высокоэнергичных "хвостов" функции распределения в обсуждаемых экспериментах должна быть меньше, чем при инжекции пучка наносекундной длительности при прочих равных условиях за счёт того, что время нагрева много больше времени пролёта через установку горячих электронов.

Относительное увеличение в плазме доли термализованных электронов и, соответственно, их вклада в излучение по сравнению с мгновенным спектром, образующимся при коллективной релаксации пучка, позволяет делать более определённые выводы по данным рентгеновской диагностики. Очевидно, что спектр излучения в области энергий фотонов выше нескольких электронных температур²⁾ определяется надтепловыми электронами. В то же время в излучение с энергиями до 1 кэВ основной вклад вносят линии ионов примесей. При ожидаемых электронных температурах в максимуме нагрева от нескольких сот электронвольт до величины порядка 1 кэВ можно в принципе выделить излучение основной компоненты плазмы, используя спектральный диапазон от 1 до 2+3 кэВ. Разумеется, точность определения параметров плазмы зависит от соотношения плотностей надтепловых и максвелловских электронов. Отметим, что соотношение мощности излучения от этих групп электронов несколько улучшается из-за того, что рекомбинационное излучение для надтепловых электронов несущественно.

РЕЗУЛЬТАТЫ РЕНТГЕНОВСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Рентгеновские детекторы располагались в одном поперечном сечении вакуумной камеры на расстоянии 140 см от входной фольги, через которую пучок инжектируется в плазму. По данным диамагнитных измерений при плотности плазмы $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ средняя энергия элек-

²⁾ Здесь и дальше под электронной температурой мы понимаем температуру основной компоненты плазмы (её термализованной части). Для характеристики надтепловых электронов удобно использовать величину их средней энергии.

тронов плазмы в этом месте в оптимальных по взаимодействию режимах в максимуме нагрева составляет $0,7 \pm 0,8$ кэВ. Поскольку этот режим для установки является в некотором смысле эталонным (параметры плазмы и пучка измерялись наиболее полным набором диагностик - см. [13-17]), то ниже будут обсуждаться соответствующие ему результаты.

На рис. 8 приведены типичные сигналы каналов рентгеновского детектора с фильтрами 1,8 мкм лавсана, 1,5 мкм алюминия, 8 и 120 мкм бериллия. Видно, что рост амплитуды сигналов на всех каналах происходит практически до момента прекращения инжекции пучка (точнее, до момента резкого уменьшения его мощности). Кривые ослабления, соответствующие разным моментам времени, приведены на рис. 9.

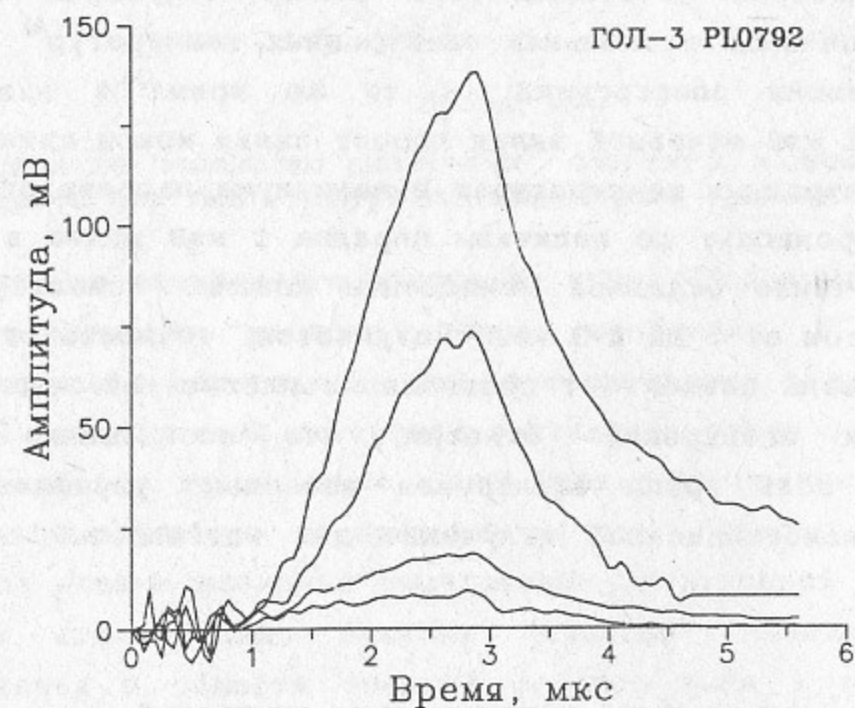


Рис. 8. Сигналы детектора мягкого рентгеновского излучения. Фильтры: 1,8 мкм лавсана, 1,5 мкм алюминия, 8 и 120 мкм бериллия. Плотность плазмы $1 \cdot 10^{15}$ см⁻³, длительность пучка в этом выстреле 3 мкс.

Из сравнения рис. 9 и рис. 5 видно, что сигналы на каналах с фильтрами 120 мкм бериллия и толще (что соответствует энергии отсечки более 2 кэВ) определяются высокоэнергичными "хвостами" функции распределения. Из рис. 9 видно, что наклон кривой ослабления в области высоких энергий в течение времени нагрева практически не изменяется. С одной стороны, это связано с тем, что, как уже

отмечалось выше, при энергиях электронов порядка 10 кэВ и более используемые детекторы имеют слабую чувствительность к виду функции распределения и к их средней энергии. С другой стороны, теоретические оценки средней энергии надтепловых электронов [7] дают довольно слабую её зависимость от температуры плазмы. Поэтому, по крайней мере в течение второй половины импульса нагрева, когда средняя "диаманитная" энергия электронов плазмы увеличивается примерно в два раза, можно ожидать лишь незначительного изменения спектра надтепловых электронов. При этом предположении динамика сигнала канала с фильтром 120 мкм бериллия, приведённого на рис. 8, соответствует изменению плотности надтепловых электронов во времени³⁾.

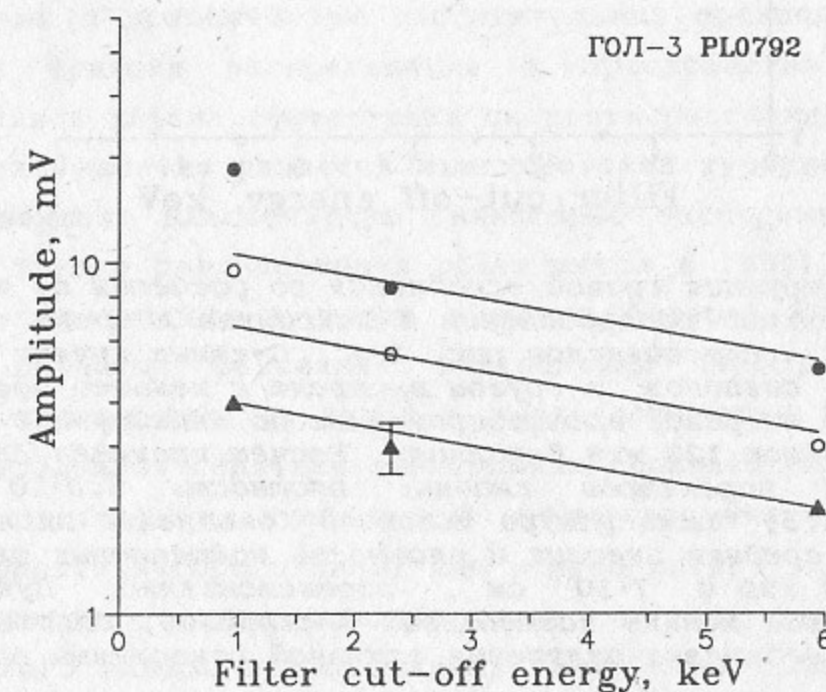


Рис. 9. Кривые ослабления для сигналов рис. 8 для моментов времени 1,3, 1,8 и 2,8 мкс от начала инжекции пучка (показаны каналы с фильтрами 8, 120 и 1680 мкм бериллия). Прямими линиями условно проведён наклон кривой ослабления, соответствующий моменту времени 1,3 мкс от начала инжекции пучка.

³⁾ Это утверждение делается с естественными оговорками относительно изменяющегося в течение эксперимента эффективного заряда плазмы.

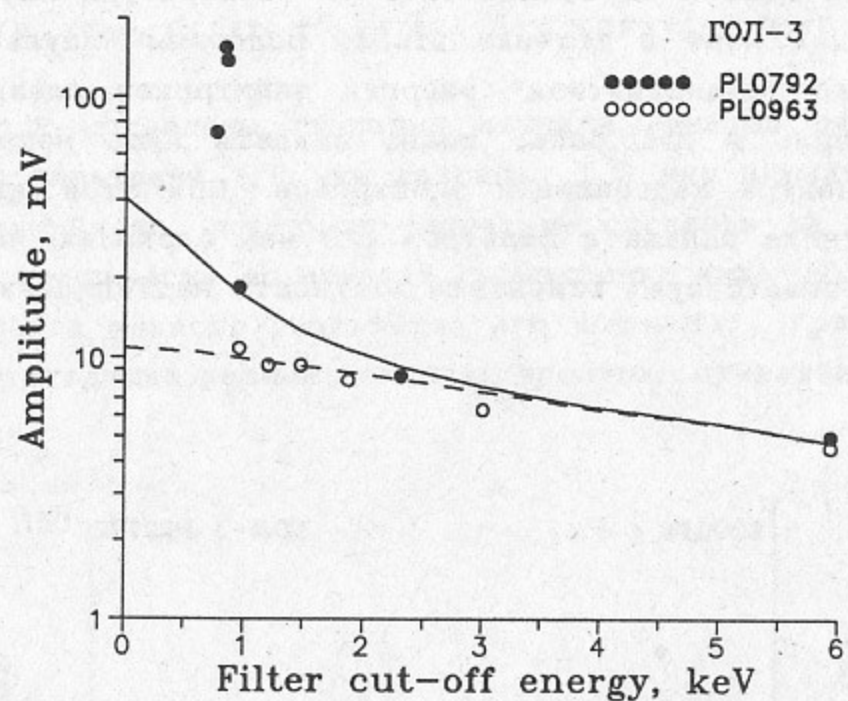


Рис. 10. Реконструкция кривой ослабления по расчётам по модельной функции распределения в максимуме нагрева. Тёмные кружки - для сигналов рис. 8-9. Светлые кружки - значения сигналов в другом выстреле с меньшей эффективностью нагрева, масштабированные по амплитуде в канале с фильтром 120 мкм бериллия. Расчёт проведён для следующих параметров плазмы: плотность $1.0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $Z_{\text{eff}} = 1.5$, температура основной компоненты плазмы 0.6 кэВ, средняя энергия и плотность надтепловых электронов 10 кэВ и $7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, соответственно. Пунктир - излучение только надтепловых электронов, сплошная линия - добавлено излучение основной компоненты плазмы.

Расчёты с модельными функциями распределения показали, что наблюдаемый наклон кривой ослабления можно объяснить, если допустить существование в плазме к концу импульса нагрева группы надтепловых электронов со средней энергией, превышающей по крайней мере 10 кэВ, и плотностью в несколько процентов от плотности плазмы (в специальных экспериментах со слабым взаимодействием пучка с плазмой показано, что непосредственный вклад в сигнал от электронов РЭП незначителен). Конкретные варианты расчётов дают некоторый спектр допустимых решений, одно из них приведено на рис. 10. На этом же графике приведены точки, полученные в другом выстреле с

изменённым набором фильтров, в котором при той же плотности плазмы эффективность нагрева была меньше (эти данные масштабированы по амплитуде в точке, соответствующей каналу с фильтром 120 мкм бериллия). Из рис. 10 видно, что в случае меньшей эффективности взаимодействия, так же как и для первой половины импульса с высокой эффективностью взаимодействия (см. рис. 9), измеренная зависимость амплитуды сигнала от толщины фильтра для энергий отсечки больше 1 кэВ хорошо совпадает с расчётной для надтепловых электронов. Отметим также, что приведённая на рис. 10 плотность надтепловых электронов относится только к моменту времени, соответствующему максимуму сигнала. Средняя по длительности инжекции плотность этой компоненты будет примерно в 2 раза ниже.

Энергия, вкладываемая пучком в эту группу электронов, может быть оценена с привлечением дополнительных предположений относительно их функции распределения в пространстве скоростей. В случае, если в плазме эффективная скорость рассеяния горячих электронов из-за наличия развитой ленгмювской турбулентности значительно превышает классическую (некоторые экспериментальные основания для такого предположения обсуждаются в [35]), происходит их быстрая изотропизация и вылет в конус потерь. Косвенно неклассический характер рассеяния надтепловых электронов виден из сигналов, приведённых на рис. 8 - после окончания нагрева излучение, обусловленное горячими электронами, спадает быстрее, чем можно было бы ожидать по кулоновской оценке времени жизни электрона, вектор скорости которого лежит вне конуса потерь. Поэтому мгновенное содержание горячих электронов в ловушке даже в максимуме нагрева много меньше полного числа таких электронов, рождаемых в течение импульса. Соответственно, надтепловые электроны могут уносить из плазмы основную долю энергии, теряемой пучком. Это обстоятельство благоприятно для дальнейшего развития схемы "двухступенчатого" нагрева плотной плазмы (см. [36-38]).

В области излучения меньших энергий к концу нагрева происходит изменение спектра. Из рис. 9 видно, что в первой половине времени инжекции пучка точка, соответствующая каналу с фильтром 8 мкм бериллия, находится практически на одной прямой с амплитудами сигналов каналов с более толстыми фильтрами. Это означает, что с точностью до погрешности измерения вклад в этот сигнал излучения

от максвелловской плазмы отсутствует⁴⁾.

Ближе к концу импульса нагрева (см. рис. 9) точка, соответствующая каналу с фильтром 8 мкм бериллия, имеет большую амплитуду, чем можно было бы ожидать от излучения только надтепловых электронов. Это расхождение усиливается со временем и к концу импульса достигает почти 50% амплитуды сигнала. Точность измерения и количество каналов в диапазоне энергий отсечки 0,8±2 кэВ в проведённых экспериментах недостаточны для восстановления параметров максвелловской компоненты электронов. Тем не менее можно сравнить уровень сигнала от основной компоненты плазмы, измеренный в эксперименте, с расчётным сигналом от плазмы, параметры которой (температура 0,6±0,8 кэВ, плотность $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) берутся из совокупности данных других диагностик (диамагнитные измерения, томсоновское рассеяние, интерферометрия). Пример такого расчёта приведён на рис. 10. В вычислениях рис. 10 предполагалось, что плазма однородна по сечению и имеет $Z_{\text{eff}} \approx 1,5$ (последнее предположение получено из оценки скорости остывания плазмы за счёт электронной теплопроводности на торцы при малости поперечных потерь, приведённой в [35]).

Как видно из рис. 10, непрерывный спектр излучения плазмы хорошо объясняет уровень сигналов, начиная с энергии отсечки 0,8 кэВ. В каналах, чувствительных к более мягкому излучению, уровень сигнала существенно превосходит расчётный и определяется линейчатым излучением ионов лёгких примесей (углерода, азота, кислорода). Как уже отмечалось выше, точный расчёт мощности такого излучения затрудняется неравномерностью функции распределения электронов плазмы (которая к тому же известна лишь приблизительно), нестационарностью и неизвестностью концентрации и состава примесей. Примерная оценка плотности примесей может быть сделана по приведённому выше значению Z_{eff} . Как видно из рис. 6, 7, в довольно широком интервале температур с учётом динамики ионизации можно ожидать к концу импульса нагрева средний заряд ионов кислорода около 6, т.е. в

⁴⁾ Напомним, что в первом приближении сигнал детектора определяется интегралом по спектру излучения с энергиями фотонов выше энергии отсечки фильтра. Применительно к рассматриваемому каналу это означает, что из-за значительно большей ширины спектра излучения надтепловых электронов сигнал от этого излучения может маскировать сигнал от излучения основной компоненты плазмы даже в том случае, если спектральная плотность излучения основной компоненты в диапазоне около 1 кэВ сравнима со спектральной плотностью излучения горячих электронов.

плазме должны преобладать He-подобные ионы кислорода. Близкая степень ионизации должна быть и по другим лёгким примесям. Тогда суммарная концентрация указанных ионов в плазме может составлять 2-3%.

Для уверенного выделения вклада в сигнал континуума излучения максвелловской компоненты плазмы необходимо знать долю линейчатого излучения в сигнале канала с фильтром 8 мкм бериллия. Линейчатое излучение азота, углерода и ионов кислорода с низкой степенью ионизации практически полностью поглотится фильтром и вклад в этот сигнал не даёт. В то же время в случае, если в плазме присутствует заметное количество водородоподобного кислорода, имеющего линии с энергией 815 эВ (переход 1s-4p) и выше, излучение этой фракции может привести к значительной ошибке в определении мощности континуума от термализованных электронов. Устранить эту неопределённость может увеличение числа измерительных каналов с фильтрами, имеющими энергии отсечки в диапазоне 0,8-1,5 кэВ.

Приведённые в этом разделе расчёты и оценки делались в предположении однородности плазмы по сечению. В то же время есть основания считать, что в одном поперечном сечении плазмы могут существовать области с отличающимися параметрами. Так, измерениями [17] показана неоднородность тока пучка по сечению с тенденцией понижения плотности тока в центре, особенно в начале импульса. Спадающий к центру профиль может иметь и плотность исходной плазмы в некоторых режимах. Во время проведения калибровок относительной чувствительности детекторов, когда все каналы имели одинаковые фильтры, наблюдались вариации относительного уровня сигнала отдельных каналов относительно среднего значения. Это означает наличие в плазме областей с повышенной яркостью в мягком рентгеновском диапазоне. Из геометрии измерений следует, что характерный пространственный масштаб этих областей не превышает нескольких миллиметров. Природа повышенной яркости свечения может быть различной - локальное повышение плотности плазмы, "горячие пятна" с соответствующими изменениями Z_{eff} и интенсивности линейчатого излучения, пространственная неоднородность надтепловых электронов. Эти явления могут быть следствием экспериментально зарегистрированной микроструктуры электронного пучка (см., напр., [17]).

Рентгеновские измерения проводились при инжекции пучка как в плазму, так и в неионизированный водород. Макроскопические параметры взаимодействия в этих случаях близки (см., напр., [16, 17]),

однако есть существенные отличия в спектре рентгеновского излучения плазмы. В целом временной ход сигналов при инжекции пучка в газ такой же, как на каналах с более толстыми фильтрами рис. 8, однако амплитуда сигналов в этом случае заметно выше и имеет плохую стабильность. В спектре излучения выше 1 кэВ доминирует излучение надтепловых электронов. Рентгеновские измерения при инжекции пучка в газ могут указывать на большее количество находящихся в пробкотроне надтепловых электронов. Это возможно, например, если на начальной стадии нагрева, когда плазма ещё имеет незначительную степень ионизации и плотность, есть отличия в уровне ленгмюровской турбулентности по сравнению со случаем инжекции в предварительно полностью ионизированную плазму.

ИЗМЕРЕНИЯ ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Четырёхканальные детекторы ВУФ излучения плазмы с тонкими нитроцеллюлозными фильтрами в разных сериях экспериментов располагались в различных точках по длине установки. На рис. 11 приведены типичные сигналы, полученные в случае, когда детектор находился на расстоянии 250 см от входной фольги. Мощность ВУФ излучения из плазмы определяется в основном линиями примесей. Характерная для описываемых экспериментов зависимость амплитуды сигнала от толщины фильтра в максимуме нагрева приведена на рис. 12. Эту зависимость можно сравнить с расчётом ослабления фильтрами сигнала детектора, проведёнными в [33] в случае максвелловской плазмы с 1% примесью кислорода и "мгновенным" нагревом до фиксированной температуры. Полученные в [33] отношения амплитуды сигнала к сигналу открытого детектора составляют через 2 мкс для плазмы с плотностью 10^{15} см^{-3} и температурой 200 эВ примерно 0.006 и 0.001 для каналов с фильтрами 0.1 и 0.25 мкм нитроцеллюлозы, что хорошо согласуется с рис. 12. Эти отношения по расчёту слабо уменьшаются с ростом как температуры плазмы, так и времени (для фильтров толщиной до 0.25 мкм и температуры выше 100 эВ).

Оценка мощности ВУФ излучения плазмы в различных интервалах длин волн может быть проведена по данным рис. 12 с учётом того, что каналы с наиболее тонкими фильтрами имеют два спектральных окна из-за увеличения прозрачности нитроцеллюлозы ниже 10 эВ (см. рис. 3). Это приводит к тому, например, что разность между чувствительностями каналов с фильтрами 0.09 и 0.11 мкм нитроцеллюлозы

имеет два примерно одинаковых максимума с чувствительностью $\sim 3 \cdot 10^{-5} \text{ А/Вт}$, один из которых лежит в районе 10 эВ, а второй - в районе 100 эВ. В промежутке между ними в районе 15 эВ чувствительность падает приблизительно на два порядка (т.е. примерно так же, как и к энергии 1 кэВ). Несмотря на то, что первый максимум гораздо более узкий, его игнорирование может привести к значительной ошибке как из-за наличия большого количества линий в этом диапазоне (в том числе линий примесей и линий Лаймановской серии водорода; см., например, [39]), так и из-за сильного влияния состояния поверхности детектора на его чувствительность вблизи красной границы фотоэффекта.

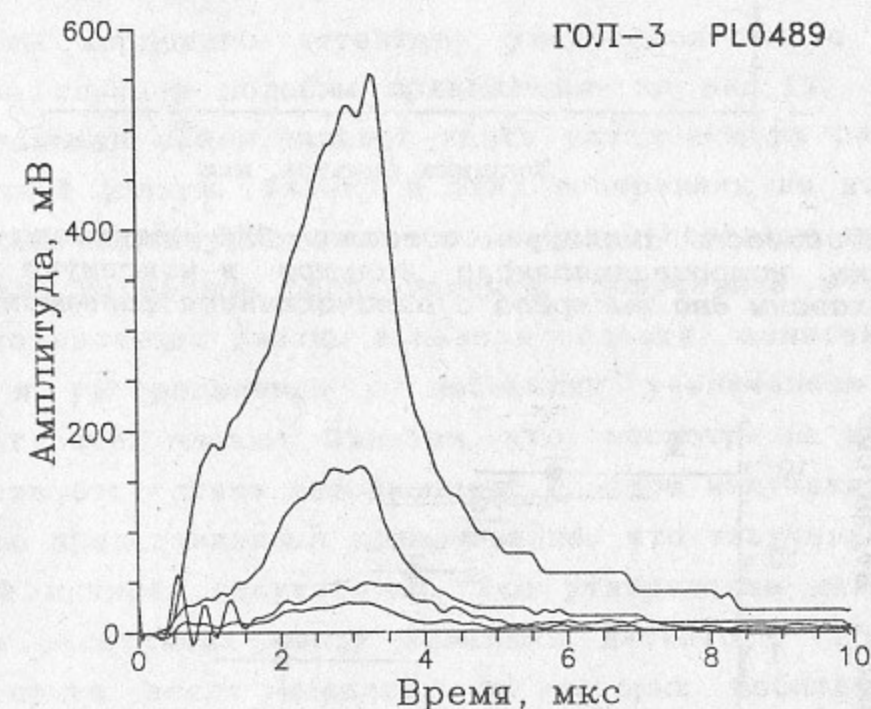


Рис. 11. Оциллограммы сигналов детектора ВУФ излучения. Фильтры: 0 ($\times 0.1$), 0.045, 0.08 и 0.093 мкм нитроцеллюлозы.

С учётом этого замечания грубые оценки мощности излучения плазмы дают пиковую мощность излучения в диапазоне 10-25 эВ, равную приблизительно $2 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^3$ и ещё $\sim 10^3 \text{ Вт/см}^3$ от 25 до 100 эВ. Характер ВУФ спектра, полученный по разнице сигналов двух соседних каналов рис. 12, приведён сплошными кружками на рис. 13. Горизонтальные линии указывают спектральный диапазон, в котором чувствительность разностного канала составляет более 50% от максимальной. Точки поставлены в предположении, что излучение в

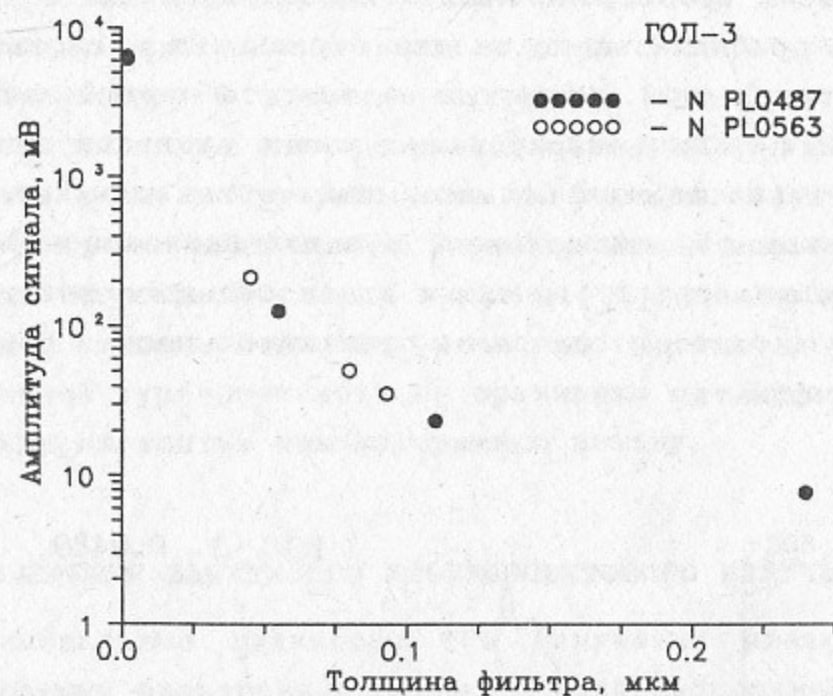


Рис. 12. Зависимость амплитуды сигналов ВУФ детектора от толщины нитроцеллюлозного фильтра в максимуме нагрева. Показаны два выстрела с отличающимися фильтрами.

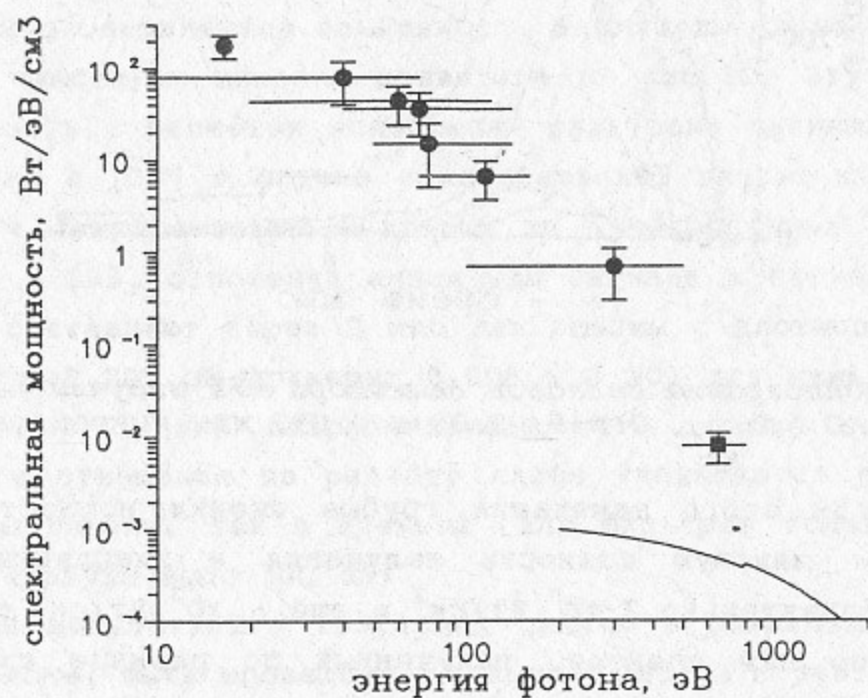


Рис. 13. Качественный спектр радиационных потерь плазмы. Сплошная линия - континуум излучения плазмы, рассчитанный по данным рис. 10, квадрат - оценка мощности линейчатого излучения К-серии кислорода по данным рис. 10, кружки - оценка спектра в ВУФ диапазоне по данным рис. 12.

отмеченном диапазоне даёт 50% вклад в сигнал, а остальной сигнал набирается за счёт излучения вне этого диапазона. На этом же рисунке для сравнения сплошной линией показана мощность континуума, соответствующая данным расчёта рис. 10, и оценка мощности линейчатого излучения К-серии, также полученная по данным рис. 10 (сплошной квадрат). Данные, представленные на рис. 13, нужно рассматривать как качественную картину мягкого спектра излучения плазмы, поскольку из-за большой спектральной ширины каналов рис. 13 чувствительность диагностики к линейчатому излучению сильно зависит от того, какие конкретно переходы определяют полную мощность радиационных потерь. В энергетический диапазон рис. 13 попадает излучение К-серии лёгких примесей (от 277 до ~ 900 эВ) и L-серии (от 10 до 100 эВ).

Сигналы хордового детектора ультрафиолетового излучения в большинстве случаев подобны приведённым на рис. 11. Детектор был также расположен в центральной части установки на расстоянии 250 см от входной фольги. Фильтр в этих измерениях не использовался. Распределение амплитуд сигналов по каналам показано на рис. 14. Там же приведено расчётное распределение, полученное в предположении однородного свечения плазмы только в области, занятой электронным пучком⁵⁾, и распределение с небольшим увеличением яркости на периферии горячей плазмы. Заметим, что, несмотря на всю условность рис. 14 из-за отсутствия информации о спектре излучения в отдельных каналах, по представленным данным видно, что излучение из области, не занятой пучком, отсутствует. Это утверждение делается с точностью до расстояния между каналами детектора. При уменьшении диаметра пучка число каналов, на которых наблюдается сигнал, соответствующим образом уменьшается. В качестве иллюстрации на рис. 14 приведены амплитуды сигналов в случае, когда в плазму

⁵⁾ Случай со свечением плазмы, близким к однородному в сечении пучка, приведён как иллюстрация работы методики. В экспериментах наблюдались разнообразные профили, в том числе как с возрастанием мощности излучения к оси, так и с её существенным уменьшением. Во многом это связано со спектральной широкополосностью измерений, когда даже не очень большие отличия в распределениях температуры, концентрации и степени ионизации плазмы и примесей могут привести к появлению в спектре новых интенсивных линий с соответствующим изменением сигнала. В таких условиях более точное определение профиля свечения при помощи, например, обычно используемого для этих целей преобразования Абеля особого смысла и значения не имеет.

инжектировался пучок диаметром около 1 см.

Другим результатом хордовых измерений является отсутствие в большинстве случаев признаков макроскопической асимметрии прохождения пучка по вакуумной камере (напомним, что ток пучка значительно превосходит предельный вакуумный ток, однако обычно на 65-80% он скомпенсирован обратным плазменным током). В отдельных экспериментах при инжекции пучка в неионизированный водород с плотностью ниже 10^{14} см^{-3} на периферийных каналах, расположенных с одной стороны от центра, в конце импульса наблюдалось резкое последовательное увеличение уровня сигнала, что указывает на смещение пучка как целого в результате потери устойчивости. Этот вывод подтверждается и макроскопическими наблюдениями: асимметричными отпечатками пучка на приёмнике, следами на элементах вакуумной камеры.

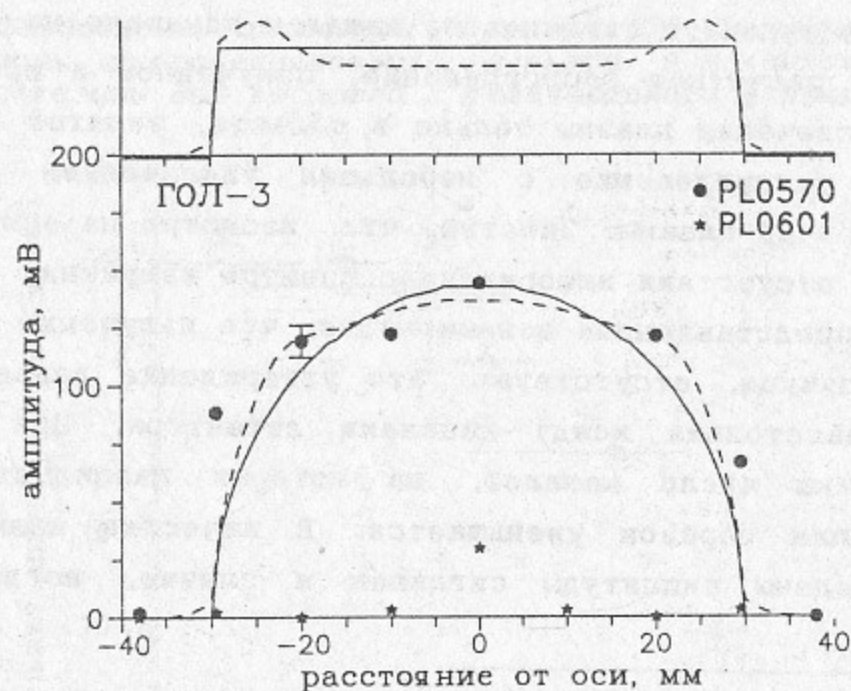


Рис. 14. Амплитуды сигналов каналов хордового детектора. Пространственная ширина поля зрения каждого канала 8 мм вдоль оси и 6 мм по хорде. Сплошной линией показано распределение в случае однородного свечения плазмы в области, занятой электронным пучком, пунктиром — в случае увеличения яркости плазмы на периферии (соответствующие профили яркости приведены в верхней части рисунка). Звездочками изображено распределение сигналов при инжекции в плазму тонкого электронного пучка.

ВЫВОДЫ

По итогам проведенных измерений излучения плазмы, нагреваемой микросекундным электронным пучком на установке ГОЛ-3, можно сделать следующие выводы:

1. Измерен спектр излучения плазмы в мягком рентгеновском и вакуумном ультрафиолетовом диапазонах методом фильтров. Полная мощность излучения в указанных диапазонах невелика по сравнению с мощностью потерь энергии на торцы.
2. По данным рентгеновских измерений в плазме зарегистрирована популяция надтепловых электронов, типичная для многих экспериментов по нагреву плазмы пучком релятивистских электронов. Средняя энергия надтепловых электронов в условиях описанных экспериментов превышает по крайней мере 10 кэВ, а их плотность к концу импульса нагрева составляет несколько процентов от плотности плазмы (при $n_e \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$).
3. В диапазоне энергий фотонов 0.8 + 2 кэВ зарегистрировано излучение плазмы, мощность которого превышает мощность рентгеновского излучения надтепловых электронов. Полученные данные согласуются с измерениями параметров плазмы (n_e , T_e , Z_{eff}), полученными другими методами.
4. Мощность линейчатого излучения в диапазоне энергий 0.6+0.8 кэВ согласуется с оценкой, проведенной для случая ~ 1% концентрации кислородной примеси в плазме.
5. Улучшение надёжности определения параметров максвелловской компоненты плазмы по излучению в мягком рентгеновском диапазоне возможно с существующей аппаратурой при увеличении точности измерений и числа каналов, имеющих фильтры с энергиями отсечки в диапазоне 0.8 + 2 кэВ. Значительное улучшение точности возможно при переходе к приборам со спектральным разрешением в указанном диапазоне.
6. По данным хордовых ВУФ измерений интенсивность излучения из области, не занятой электронным пучком, незначительна. Это указывает на отсутствие нагрева плазмы за счёт выноса энергии ленгмювскими колебаниями в эту область и об отсутствии заметных макроскопических смещений пучка как целого при его транспортировке по плазме.

7. Продолжение хордовых измерений целесообразно для определения размера области плазмы, нагретой до высоких температур, и для определения распределения надтепловых электронов по сечению плазмы. Для этого целесообразен переход к измерениям в узком спектральном интервале в мягком рентгеновском диапазоне.
8. Для адекватной интерпретации результатов измерений целесообразно развитие техники расчётов спектров излучения неравновесной нестационарной плазмы, имеющей лёгкие примеси.

В заключение авторы выражают благодарность В.С. Койдану, Д.Д. Рютову и П. Шунке за поддержку этой работы, В. Бабицкому за помощь в расчётах излучения плазмы с примесями, М.А. Щеглову, С.В. Лебедеву, К.И. Меклеру и С.Г. Воропаеву за помощь и участие в описанных экспериментах на установке ГОЛ-3.

Литература

1. Бурдаков А.В., Койдан В.С., Мацукава Ё Измерение мягкого рентгеновского излучения системы релятивистский электронный пучок-плазма. - Новосибирск, 1978. - 9 с. - (Препринт/Институт ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 78-3).
2. Piffel V., Lupek M. Time resolved diagnostic of hot plasma radiation by Si-surface barrier detectors // Proc. 15th Czech. Seminar on Plasma Physics and Technology. - Liblice, 1989. - pt.2. - p.92-95.
3. Бурдаков А.В., Койдан В.С., Поступаев В.В., Сыресин Е.М. Диагностика нагретой электронной компоненты по рентгеновскому излучению с мишени в экспериментах по взаимодействию РЭП с плазмой // III Всес. совещ. по диагностике высокотемпературной плазмы. Тезисы докладов. - Дубна, 1983. - с.74.
4. Кругляков Э.П., Лукьянов В.Н., Подыминогин А.А. Импульсная мишень для исследования неравновесных электронных функций распределения // Диагностика плазмы, вып.5. - М.: Энергоатомиздат, 1986. - с.85-89.
5. Rauš J., Piffel V. Ultrasoft X-ray diagnostics of short-living plasmas // Czech. Journ. Phys. - 1988. - Vol. B38. - p.1222-1229.
6. Бурдаков А.В., Койдан В.С., Поступаев В.В. Нагрев анодной фольги при эффективном взаимодействии РЭП с плазмой // Физика плазмы. - 1985. - т.11, вып.8. - с.944-947.
7. Брейзман Б.Н., Ерофеев В.И. Оценки параметров горячих электронов при пучковом нагреве плазмы в магнитном поле // Физика плазмы. - 1985. - т.11, вып.4. - с.387-393.
8. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Koidan V.S., Konyukhov V.V., Mekler K.I., Rogozin A.I., Vyacheslavov L.N. Plasma heating in a solenoid by a relativistic electron beam // Proc. 3rd Intern. Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. - Novosibirsk, 1979. - Vol.1 - p.29-42.
9. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Koidan V.S., Vyacheslavov L.N. Physics of REB-plasma interaction // Physica scripta. - 1982. - Vol.V2/2. - p.303-309.
10. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Meshkov O.I., Koidan V.S., Postupaev V.V., Sinitskij S.L., Vyacheslavov L.N. Experimental studies of the plasma heating due to beam-induced turbulence // Proc. 1984 Intern. Conf. on Plasma Physics. - Lausanne, Switzerland, 1984. - Invited Papers, Vol.1 - p.285-308.
11. Бурмасов В.С., Вячеславов Л.Н., Кандауров У.В., Капитонов В.А., Конохов В.В., Кругляков Э.П., Мешков О.И., Подыминогин А.А., Санин А.Л., Семёнов Е.П., Хильченко А.Д., Цидулко Ю.А., Чхало Н.И. Первые эксперименты на установке ГОЛ-М // ВАНТ, сер. Термоядерный синтез - 1987. - вып.2. - с.31-34.
12. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Kapitonov V.A., Koidan V.S., Konyukhov V.V., Lebedev S.V., Mekler K.I., Nikolaev V.S., Postupaev V.V., Ryutov D.D., Shcheglov M.A., Sinitskij S.L., Voropaev S.G., Vyacheslavov L.N. New experimental results on beam-plasma interaction in solenoids // Plasma Physics and Contr. Fusion (Proc. 15th Europ. Conf., Dubrovnik, 1988) - Vol.30, no 11. - p.1571-1588.

13. Burdakov A.V., Kapitonov V.A., Koidan V.S., Konyukhov V.V., Lebedev S.V., Mekler K.I., Nikolaev V.S., Postupaev V.V., Semenov E.P., Shcheglov M.A., Voropaev S.G. Injection of 100 kJ microsecond electron beam into plasma // Proc. 1989 Int. Conf. on Plasma Physics. - New Delhi, 1989. - Vol.3. - p.973-975.
14. Burdakov A.V., Kapitonov V.A., Koidan V.S., Konyukhov V.V., Lebedev S.V., Mekler K.I., Nikolaev V.S., Piffel V., Postupaev V.V., Semenov E.P., Shcheglov M.A., Voropaev S.G. Plasma heating in a solenoid by 100 kJ microsecond electron beam // Proc. 1989 Intern. Conf. on Plasma Physics. - New Delhi, 1989. - Vol.3. - p.969-972.
15. Burdakov A.V., Karyukin A.V., Koidan V.S., Konyukhov V.V., Lebedev S.V., Mekler K.I., Postupaev V.V., Shcheglov M.A., Voropaev S.G. Dense plasma heating in a mirror trap during injection of 100 kJ microsecond electron beam // Proc. 17th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Heating. - Amsterdam, 1990. - Vol.14B, pt.2. - p.614-617.
16. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Chikunov V.V., Kapitonov V.A., Knyazev B.A., Koidan V.S., Konyukhov V.V., Lebedev S.V., Mekler K.I., Melnikov P.I., Nikolaev V.S., Postupaev V.V., Ryutov D.D., Semenov E.P., Shcheglov M.A., Sinitskiy S.L., Voropaev S.G., Yushkov M.V. GOL-3 programme // Proc. 8 Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. - Novosibirsk, 1990. - Vol.1. - p.14-25.
17. Бурдаков А. В., Ворopaев С. Г., Губер А. Э., Карюкин А. В., Коидан В.С., Лебедев С.В., Меклер К.И., Никуфоров А.А., Пиффел В., Поступаев В.В., Чукунов В.В., Щеглов М.А. Нагрев основной компоненты плазмы с помощью микросекундного РЭП на установке ГОЛ-3. - Новосибирск, 1992. - 25 с. - (Препринт/Институт ядерной физики СО РАН; ИЯФ 92-8).
18. Burdakov A.V., Koidan V.S., Piffel V., Postupaev V.V., Rauš J., Šunka P. Soft X-ray diagnostics in REB-plasma interaction experiments // Proc. 19th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. - Belgrade, 1989. - Vol. 2. - p.318-319.
19. Jahoda F.C., Little E.M., Quinn W.E., Sawyer G.A., Stratton T.F. Continuum radiation in the X-ray and visible regions from a magnetically compressed plasma (Scylla) // Phys. Rev. - 1960. - Vol.119, No.3. - p.843-856.
20. Piffel V. Four-channel Si detector for X-ray measurements // Proc. 14th Czech. Sem. on Plasma Physics and Technology. - Liblice, 1987. - pt.2. - p.67-68.
21. Бабыкин М. В., Байгарин К. А., Бартов А. В., Горбулин Ю. М., Данько С.А., Калинин Ю.Г., Махов В.Н., Скорюпин В.А. Использование вакуумного ультрафиолетового излучения для исследования нагрева фольг сфокусированным электронным пучком // Физика плазмы. - 1982. - т.8, No.2. - с.415-421.
22. Cairns R.B., Samson J.A.R. Metal photocathodes as secondary standards for absolute intensity measurements in the vacuum ultraviolet // J. Opt. Soc. Am.- 1966.- Vol. 56 - p.1568-1573.
23. Burns E.J.T., Thurston J.F. The use of some metal photocathodes for absolute intensity measurements in the soft X-ray - vacuum ultraviolet // Appl. Spectroscopy. - 1977. - Vol.31, No.4. - p.317-320.
24. Day R.H. Photoemission measurements for low-energy X-ray detector applications // Low Energy X-ray Diagnostics (AIP Conf. Proc. No.75, Monterey, 1981). - New York: AIP, 1981. - p.44-58.
25. Henke B.L., Lee P., Tanaka T.J., Shimabukuro R.L., Fujikawa B.K. Low-energy X-ray interaction coefficients: photoabsorption, scattering, and reflection // Atomic Data and Nuclear Data Tables. - 1982. - Vol.27, No.1 - p.1-144.
26. Hubbell J. H. Survey of photon - attenuation - coefficient measurements 10 eV to 100 GeV // Atomic Data. - 1971. - Vol.3. - p.241-297.
27. Veigele Wm. J. Photon cross sections from 0.1 keV to 1 MeV for elements Z = 1 to Z = 94 // Atomic Data Tables - 1973. - No.1. - p.51-111.
28. Лукурский А.П., Фомичев В.А., Брытов У.А. Коэффициенты поглощения нитроцеллюлозы и полистирола в области ультрамягкого рентгеновского излучения от 8 до 410 Å // Оптика и спектроскопия - 1966. - т.20, No.2. - с.366-368.
29. Hunter W.R., Angel D.W., Tousey R. Thin films and their uses for the extreme ultraviolet // Appl. Optics - 1965. - Vol.4, No.8. - p.891-898.
30. Лукьянов С.Ю. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. - М.: Наука, 1975. - 407 с.
31. von Goeler S., Stodiek W., Eubank H., Fishman H., Grebenshchikov S., Hinno E. Thermal X-ray spectra and impurities in the ST tokamak // Nuclear Fusion. - 1975. - Vol.15, No.2. - p.301-311.
32. Барнет К., Харрисон М. Прикладная физика атомных столкновений. Плазма: Пер. с англ. - М.: Энергоатомиздат, 1987. - 432 с.
33. Rauš J., Babicky V. Calculations of soft X-ray emission of REB-heated plasma. - Prague, 1989 - 41 p. - (Preprint/Institute of Plasma Physics; IPPCZ 287).
34. Rauš J., Babicky V. VUV emission model of REB-heated plasma // to be published in Czech. J. Phys. - 1992.
35. Бурдаков А.В., Поступаев В.В. Особенности переноса тепла при пучковом нагреве плазмы в экспериментах на установке ГОЛ-3. - Новосибирск, 1992. - 23 с. - (Препринт/Институт ядерной физики СО РАН; ИЯФ 92-9).
36. Бюдкер Г.У., Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Влияние гофрировки магнитного поля на расширение и остывание плотной плазмы // Письма в ЖЭТФ. - 1971. - т.14, вып.5. - с.320-322.
37. Logan E. G., Lichtenberg A. J., Lieberman M. A., Makijani A. Multiple-Mirror Confinement of Plasmas // Phys. Rev. Lett. - 1972. - Vol.28, No.3. - p.144-147.
38. Ryutov D. D. E-beam heating of a dense plasma in solenoids (two-stage heating scheme) // Physics of Alternative Magnetic Confinement Schemes (Proc. 8th Internat. School of Plasma Physics). - Varenna, 1990 - p.1-12.
39. Таблицы спектральных линий / А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев, С.М. Райский, В.А. Славный, Е.Я. Шрейдер. - М.: Наука, 1977.

А.В. Бурдаков, В. Пиффл, В.В. Поступаев, Я. Рауш

**Измерение излучения плазмы, нагреваемой
микросекундным электронным пучком**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 14 апреля 1992 г.
Подписано в печать 16.04 1992 г.
Формат бумаги 60×90 1/16. Объем 2,2 печ.л., 1,8 уч.-изд.л.
Тираж 220 экз. Бесплатно. Заказ N 24.

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН.
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.