

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ПЛАЗМЫ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА

В. М. Атаманов¹, А. А. Иванов¹, А. В. Переславцев¹, Л. И. Елизаров¹,
Ал. А. Иванов¹, Т. А. Биман², А. О. Ливадный², М. В. Пальтов²

¹РНЦ «Курчатовский Институт»

²Российский университет Дружбы Народов, кафедра экспериментальной физики

Введение

В ППР есть условия, когда существует группа горячих электронов с энергиями порядка десятков и даже сотен кэВ, что значительно больше энергии пучка. Для того чтобы определить параметры, при которых этот нагрев происходит, необходимо измерять энергию этих электронов. Для определения температуры чаще всего применяют зондовые методы, однако, когда речь идет о высокоэнергетичных электронах, применять зонды затруднительно. Поэтому в физике плазмы часто измеряют спектр рентгеновского излучения, генерируемого горячими электронами в плазме или возникающего при столкновении электронов со стенками рабочей камеры. При этом исходят из того, что энергия рентгеновских квантов равна энергии электронов.

В связи с этим для определения условий нагрева электронов в ППР необходимо измерить спектры энергии рентгеновских квантов в плазме ППР.

В дозиметрии рентгеновского излучения для количественной и качественной оценки используют различные эффекты, вызываемые излучением в облучаемом веществе.

Основными методами дозиметрии являются: ионизационный, сцинтилляционный, люминесцентный, полупроводниковый. Эти методы используются в различных приборах и установках для измерения ионизирующих излучений.

Сцинтилляционный метод основан на возникновении вспышек света (сцинтилляций) в некоторых веществах – сцинтилляторах при поглощении ионизирующих излучений.

В дозиметрии используют сцинтилляторы двух типов – органические и неорганические. Сцинтилляционные детекторы обычно состоят из комбинации сцинтиллятора с фотоэлектрическим умножителем (ФЭУ).

При попадании света на фотокатод из него выбиваются фотоэлектроны, и усиленный ФЭУ ток попадает на анод фотоумножителя. Дальнейшая схема может либо измерять среднюю силу анодного тока ФЭУ (токовый режим работы), либо регистрировать отдельные импульсы света (счетный режим работы).

Люминесцентный метод основан на явлении, заключающемся в том, что под действием ионизирующего излучения образуются свободные электроны и дырки, которые локализуются в центрах захвата, благодаря чему происходит накопление поглощенной энергии. Для освобождения последней требуется воздействовать на люминофор либо светом определенного участка спектра (*фотолюминесценция*), либо теплом (*термолюминесценция*). Мерой энергии, поглощенной в люминофоре, может быть свечение люминофора, изменение оптической плотности или окраски, изменение интенсивности самостоятельной люминесценции (гашение).

Как правило, решение конкретных задач требует оптимизации детектирующих систем. Довольно часто в науке и технике возникает задача регистрации жесткого электромагнитного (гамма или рентгеновского) излучения. В том случае, когда поток квантов не слишком велик, для регистрации используются пропорциональные счетчики, полупроводниковые или сцинтилляционные детекторы, работающие в режиме регистрации отдельных квантов (счетный режим).

Характерной чертой перечисленных детекторов является то, что амплитуда выходного сигнала пропорциональна энергии, выделившейся в детекторе при регистрации отдельного кванта.

Основные процессы взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, приводящие к выделению энергии:

- фотоэлектрическое поглощение (фотоэффект);
- рождение электрон-позитронных пар;
- комптоновское рассеяние.

Сцинтилляционные детекторы электромагнитного излучения

Детекторы этого типа состоят из сцинтиллятора и фотоприемника. В сцинтилляторе (рабочем веществе детектора) при регистрации кванта возникает короткая световая вспышка, которая и регистрируется фотоприемником. Важнейшими характеристиками сцинтиллятора являются конверсионная эффективность и время высвечивания:

Конверсионная эффективность η определяет ту часть поглощенной в сцинтилляторе энергии заряженной частицы, которая преобразуется в энергию световых фотонов. Если в сцинтилляторе поглощается за некоторый интервал времени энергия $E_{\text{сц}}$, и за то же время испускаются световые фотоны с общей энергией E_{ϕ} , то эффективность сцинтиллятора

$$\eta = \frac{E_{\phi}}{E_{\text{сц}}}$$

Конверсионная эффективность зависит от вида и энергии заряженных частиц, вызывающих сцинтилляцию, и от типа сцинтиллятора. От этой характеристики зависит, в основном, энергетическое разрешение. Конверсионная эффективность наиболее распространенного сцинтилляционного кристалла NaI(Tl) составляет 8–13 % и условно принята за 1. Разброс в величине конверсионной эффективности связан с качеством кристаллов.

Время высвечивания – временной интервал, в течение которого интенсивность вспышки затухает в e раз. Эта характеристика сцинтиллятора определяет предельно достижимую скорость счета.

Использование в сцинтилляционных детекторах ФЭУ обусловлено в первую очередь тем, что интенсивность световой вспышки невелика и для преобразования ее в электрический сигнал необходимо устройство с большим коэффициентом усиления и низким уровнем шума. Длительность токового сигнала на выходе ФЭУ определяется длительностью световой вспышки и в зависимости от выбранного сцинтиллятора варьируется в диапазоне от нескольких наносекунд до нескольких микросекунд.

Экспериментальная установка

Эксперименты по созданию плазмы и нагреву электронов в ППР были выполнены на плазмохимической установке «Оратория-10», схема которой приведена на рис. 1. Установка «Оратория-10» позволяет выполнять исследования неравновесной плазмы с плотностью $10^{10}–10^{13} \text{ см}^{-3}$, полученной в пучково-плазменном разряде. Рабочая вакуумная камера (1) диаметром 0.5 м. и длиной 1 м сделана из нержавеющей стали. Вся камера помещена в магнитное поле, создаваемое катушками (2). Магнитная система типа «зеркальная магнитная ловушка» позволяет получать магнитное поле с максимальной напряженностью 600 Э в середине ловушки и пробочным отношением $R \sim 3.5$. Индукция магнитного поля может варьироваться от 300 до 600 Гс. Максимальная индукция магнитного поля – приблизительно 800–900 Гс может достигаться на коротких временных интервалах (10–15 минут). Электронный пучок цилиндрической формы максимального диаметра до 4 см

сформирован посредством электронной пушки (3) с током пучка до 2 А и энергией до 6 кэВ. Электронный пучок, сформированный электронной пушкой, вводится в рабочую камеру (1) по оси магнитного поля через систему диафрагм (5) с небольшими отверстиями. С другой стороны рабочей камеры пучок попадает на мишень – приемник (4). Система дифференциальной откачки используется для обеспечения необходимых высоковакуумных условий для работоспособности электронной пушки. Диаметры отверстий в диафрагмах примерно равны диаметру электронного пучка. Необходимые вакуумные условия в камере установки обеспечиваются паромасляными диффузионными насосами (6) с возможностью охлаждения азотных ловушек жидким азотом. Остаточное давление газа составляет не больше чем 3×10^{-7} Торр с использованием азотных ловушек и не более чем 5×10^{-6} Торр без использования азота. Максимальное рабочее давление в камере $\sim 10^{-3}$ Торр. Высокоэнергетичные электроны, нагретые пучково-плазменными колебаниями, взаимодействуют в пучке, производя рентгеновские кванты в кулоновском рассеивании и в столкновениях электронов со стенками. Рентгеновские кванты достигают сцинтилляционного датчика (7), проходя через тонкую бериллиевую диафрагму и отверстие в свинцовом коллиматоре. Рентгеновские кванты регистрируются датчиком (7) на основе кристалла NaI(Ta). ФЭУ позволяет нам измерить сигнал, а 1024-канальный амплитудный анализатор (АИ-1024) используется для получения спектра рентгеновского излучения (поскольку в нашем случае энергия горячих электронов конвертируется в энергию рентгеновских квантов, анализатор импульсов используется для того, чтобы распределить импульсы от этих квантов по каналам в соответствии с энергией). Рабочий газ вводится в рабочую камеру через входное отверстие пьезоэлектрического клапана (9).

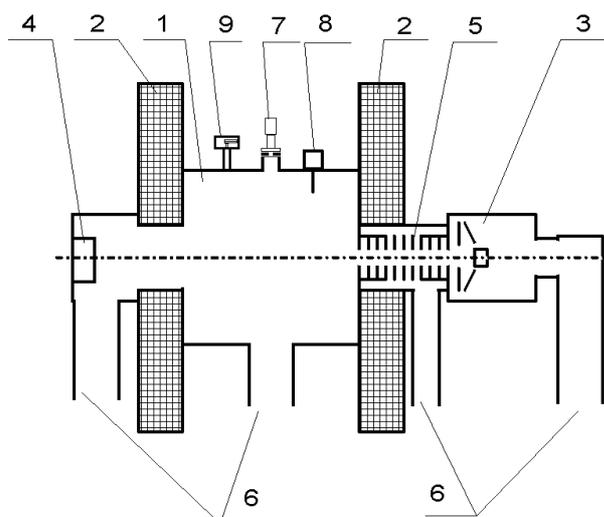


Рис. 1. Схема установки «Оратория-10»: 1 – вакуумная камера; 2 – магнитные катушки; 3 – электронная пушка; 4 – приемник электронного пучка; 5 – диафрагмы; 6 – вакуумные насосы; 7 – рентгеновская диагностика; 8 – электронные зонды; 9 – натекатель.

Исследование нагрева электронов в плазме ППР с помощью сцинтилляционного метода

Целью настоящих экспериментальных исследований было изучение процессов нагрева электронов в пучково-плазменном разряде. В качестве основного метода исследования был выбран метод измерения спектрального состава и интенсивности рентгеновского излучения, генерируемого в пучково-плазменном разряде.

Измерения проводились при различных значениях параметров электронного пучка (энергии электронов и тока пучка), величины магнитного поля, начального давления и со-

става плазмообразующего газа. В наших исследованиях мы использовали два плазмообразующих газа: аргон и водород.

Эксперименты проводились следующим образом. Начальное давление остаточного газа в рабочей камере приблизительно $5 \cdot 10^{-6}$ Торр. Номинальный ток в магнитных катушках приблизительно 200 А соответствует величине магнитного поля приблизительно в 600 Гс в центре магнитной ловушки. Электронный пучок инжектируется в рабочую камеру по оси магнитного поля. Ток пучка порядка 1 А, энергия электронов пучка – 3–4 кэВ. Газ подается в рабочую камеру через пьезоэлектрический натекаль. Регистрируется спектр рентгеновского излучения с использованием сцинтилляционного детектора и анализатора спектра.

Эксперименты по изучению рентгеновского излучения были выполнены в соответствии с вышеупомянутой последовательностью при различных параметрах разряда: величине магнитного поля, энергии, токе электронного пучка и давлении плазмообразующего газа.

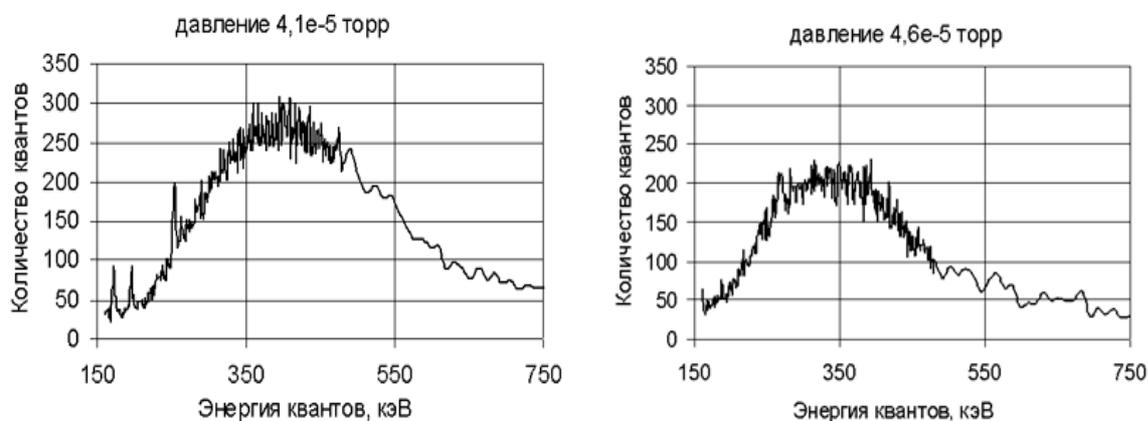


Рис. 2. Спектры рентгеновского излучения в плазме аргона при различных значениях начального давления газа в камере

Т. о., в случае аргоновой плазмы максимум распределения рентгеновских квантов по энергиям лежит около 350–370 кэВ

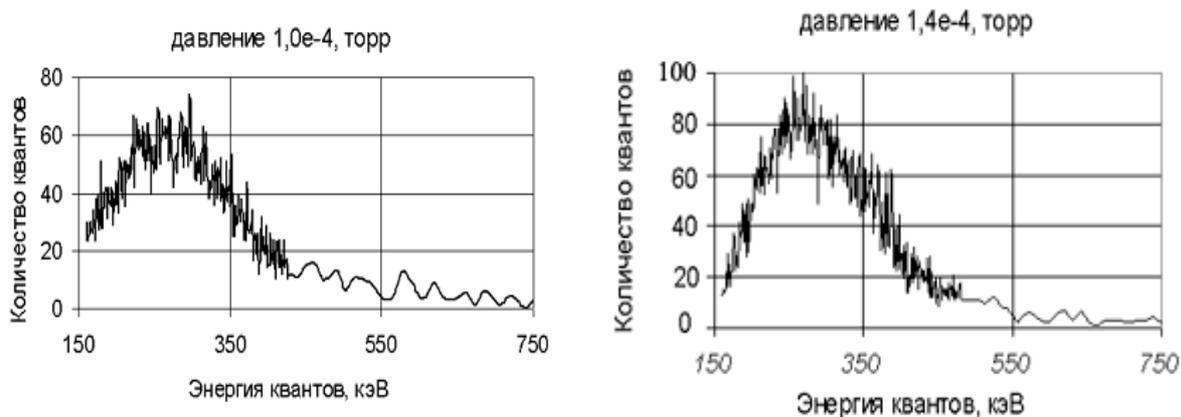


Рис. 3. Спектр рентгеновского излучения водорода при различных значениях начального давления газа

Для изучения влияния наличия мишени (W) на состав спектра были получены результаты, демонстрирующие увеличение энергии рентгеновских квантов при наличии мишени.

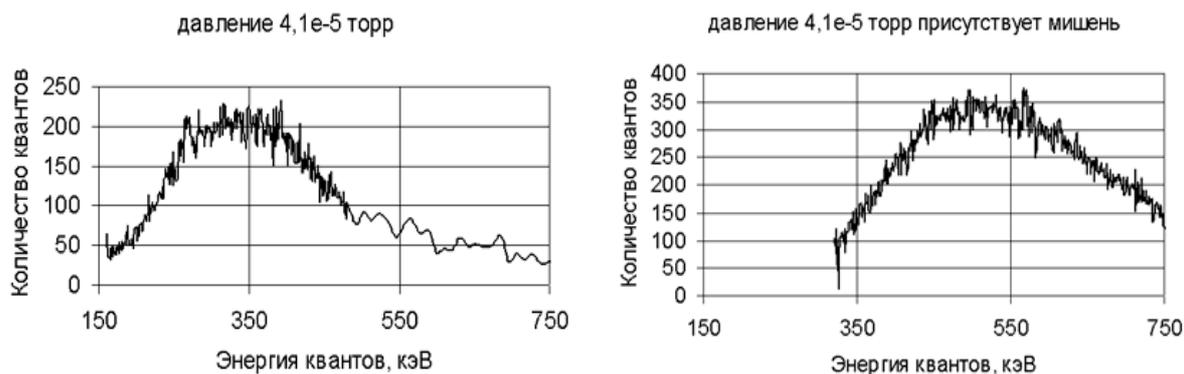


Рис. 4. Спектр рентгеновского излучения в аргоне с мишенью и без нее

Таким образом, из приведенных графиков можно увидеть, что присутствие в рабочей камере мишени из вольфрама влечет увеличение интегральной интенсивности рентгеновского излучения и увеличение энергии квантов.

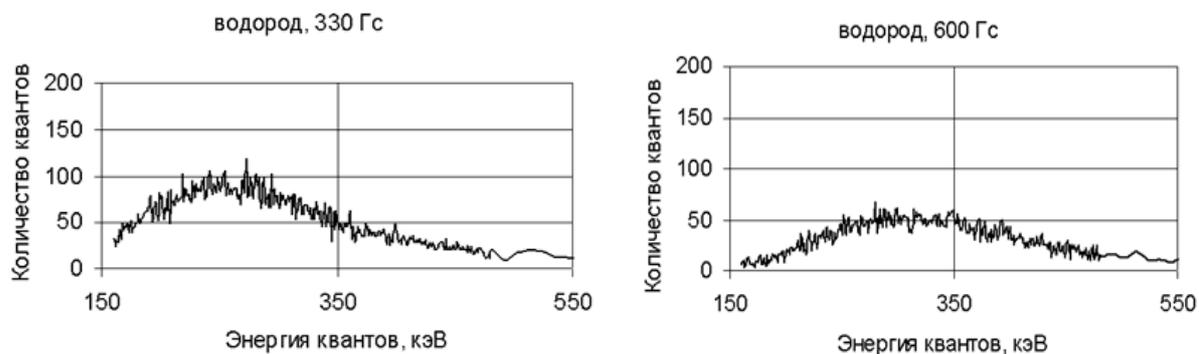


Рис. 5. Спектры рентгеновского излучения в водородной плазме при различных значениях величины магнитного поля

Можно увидеть, что максимум распределения по энергиям в эксперименте с водородной плазмой лежит около 230–250 кэВ при магнитном поле $H = 330$ Гс и около 270–300 кэВ при $H = 600$ Гс. Т. е. при увеличении магнитного поля максимум распределения рентгеновских квантов смещается в область более высоких энергий.

Однако измерение спектров при варьировании величины магнитного поля показало, что энергия горячих электронов увеличивается при увеличении величины магнитного поля лишь до определенного значения. Последующее увеличение магнитного поля уменьшает энергию рентгеновских квантов. Это может означать, что при увеличении величины магнитного поля до определенного значения горячие электроны набирают дополнительную энергию за счет уменьшения скорости поперечной диффузии, а следовательно увеличивается время удержания плазмы в ловушке. При дальнейшем увеличении магнитного поля увеличиваются потери за счет ухода горячих электронов в конус потерь.

Выводы

Произведя измерения, мы получили новые результаты: интегральная интенсивность наиболее высока в экспериментах с водородной плазмой, а максимум распределения энергии квантов находится в области больших энергий, когда в качестве рабочего газа использовался аргон.

Мы получили довольно высокую энергию горячих электронов, которая составляет приблизительно 250–350 кэВ в максимуме распределения энергий.

Эмиссия рентгена присутствует в плазме водорода при силе магнитного поля приблизительно 300–330 Гс.

Энергия горячих электронов и их количество зависят от вида рабочего газа.

Выполненные эксперименты демонстрируют возможность получения горячих электронов в плазме ППР. Температура горячих электронов в плазме намного выше, чем температура электронов в пучке.

Необходимо принять во внимание, что присутствие полученного рентгена в устройствах с ППР указывает на существование плазменно-пучковых неустойчивостей в разряде.

Чтобы сравнить полученные экспериментальные результаты с результатами экспериментов, выполненных ранее, интересно продолжить изучение нагрева электронов ППР при импульсном введении пучка при тех же параметрах, что и в непрерывном режиме. Еще одно направление дальнейших исследований – генерация высокотемпературных электронов при адиабатическом сжатии плазмы, содержащей горячие электроны. Существование горячих электронов в экспериментах с водородной плазмой при индукции магнитного поля приблизительно 300 Гс позволяет нам принять возможность получения электронов довольно высокой энергии при адиабатическом сжатии плазмы.

Заключение

Исследование генерации высокоэнергетического рентгеновского излучения в пучково-плазменном разряде в зеркальной магнитной ловушке проводилось при поддержке INTAS (грант 97-0094) и Федеральной программы «Интеграция науки и высшего образования» (гранты ИО602/1378 и Я0068/2137).

Литература:

1. Gaudin C. Emission de rayons X dans un plasma ECR (Electron Cyclotron Resonance) en vue d'applications médicales: These présentée devant l'Université Paul Sabatier de Toulouse en vue l'obtention du doctorat de l'Université Paul Sabatier Spécialités: Physique des Plasmas et Physique Radiologique. 1999.
2. Берковский А. Г., Гаванин В. А., Зайдель И. Н. Вакуумные фотоэлектронные приборы. М.: Радио и связь, 1988.
3. Radioisotops for Aerospace. Proceed. 1 S1. 1966. Symp. V.2 N.Y.,.
4. Гребенщиков В. В. Детекторы ионизирующего излучения. С-Пб.: АВТЭКС.
5. Alexeff, Neidigh R. V., Peed W. F., Shipley E. D., Harris E. G. Hot-electron plasma by beam-plasma interaction // Phys. Rev. Letters. 1963. V. 10, № 7. P. 273–276.
6. Alexeff, Jones W. D., Neidigh R. V., Peed W. F., Stirling W. L. // Conf. on plasma physics and controlled nucl. fusion research. Culham. CN-21/102. 1965.
7. Тарумов Э. З., Бакшаев Ю. Л., Борзенко В. Л., Пенькина В. С., Розанова В. И. // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. С. 49.
8. Блинов П. И., Закатов Л. П., Плахов А. Г., Чикин Р. В., Шапкин В. В. // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. С. 670.
9. Закатов Л. П., Плахов А. Г., Рютов Д. Д., Шапкин В. В. Исследование высокотемпературной электронной компоненты, образующейся в системе плазма–пучок // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. № 4. С. 1088–1098.
10. Иванов А. А. Физика сильнонеравновесной плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 350 с.
11. Atamanov V. M., Biman T. A., Elizarov L. I., Ivanov Al. A., Pereslavitsev A. V., Shubin N. N. Hot electrons in beam-plasma discharge // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения». 2000. № 1. С. 46–49.