

РАЗРАБОТКА НА ОСНОВЕ БЫСТРЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ И СПЕКТРА ПОТОКОВ БЫСТРЫХ ИОНОВ (ПРОТОНОВ) В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ИЗУЧЕНИЮ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХМОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

А. В. Борщевский

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, Нижегородская область, пр. Мира, 37, 607188, Россия

Введение

Основой диагностики плазмы является регистрация с пространственным, временным и энергетическим разрешением потоков квантов и корпускул. Диагностика плотной высокотемпературной плазмы традиционно делится на активную (просвечивание излучением внешних источников) и пассивную (по собственному излучению плазмы). Целью диагностики плазмы, как правило, является проверка и построение физической и математической моделей процессов, происходящих в ней.

В диагностике плазменных объектов из-за экстремально высоких параметров плазмы (значительные величины концентрации, температуры и градиента плотности при малых размерах) эмиссия заряженных частиц является одним из важнейших источников информации о процессах, протекающих в плазме, и определения ее важнейших параметров. Кроме того, в термоядерных исследованиях корпускулярную эмиссию необходимо учитывать при расчете энергобаланса.

В то же время предпринимается ряд попыток практического использования эмиссии высокотемпературной плотной плазмы, например, в качестве источника ионов для ускорителей частиц, в качестве малогабаритных источников ионов при исследованиях взаимодействия ионов с поверхностью, для радиографии в качестве быстрых точечных источников рентгеновского излучения и т. д. [1]. Таким образом, исследование эмиссионных характеристик высокотемпературной плотной плазмы является актуальной задачей для исследования свойств вещества, построения и проверки физической и математической моделей плазмы, и создания источников ионных пучков.

Методика

На установках «Искра 5» и «ПЕТАВАТТ» проводятся эксперименты по взаимодействию ла-

зерного излучения высокой интенсивности ($> 1 \times 10^{15}$ Вт/см²) с исследуемыми объектами, в которых изучаются процессы ускорения заряженных частиц. В исследованиях для регистрации ионов (протонов) использовались методики: спектрометр Томсона, трековый детектор и времяпролётная методика. Первые две методики не позволяют в режиме серии выстрелов без разгерметизации вакуумной камеры получить результаты регистрации, поэтому результаты получались усреднёнными за всю серию. К тому же спектрометр Томсона из-за наличия входной диафрагмы диаметром $\sim 0,1$ мм обладает малой чувствительностью, а восстановление спектра при регистрации трековым детектором носит грубый характер. Из-за необходимости регистрации спектра в каждом эксперименте серии было решено развить регистрацию времяпролётным методом.

Времяпролётный метод часто применяется для измерения кинетической энергии частиц. В экспериментах генерация частиц сопровождается рентгеновским излучением. Поэтому измерять энергетический спектр ионов времяпролётным методом можно, используя один детектор с подходящим временным разрешением. Детектор, находящийся от источника излучения, сначала регистрирует рентгеновское излучение, и, только потом частицы с уменьшающейся энергией в соответствии рис. 1.

В случае больших энергий ЛИ (~ 100 Дж) и малых интенсивностей ($< 1 \times 10^{14}$ Вт/см²) как в экспериментах на установке «Искра 5», а также при измерениях под большими углами к нормали к поверхности мишени поток ионов (протонов) может давать вклад в сигнал детектора ниже, чем от рентгеновского излучения. К тому же, дополнительный фоновый сигнал могут вносить электроны с низкой энергией (< 100 кэВ). Поэтому было решено модернизировать времяпролётную методику, спрятав детектор от интенсивного рентгеновского излучения и электронного потока.

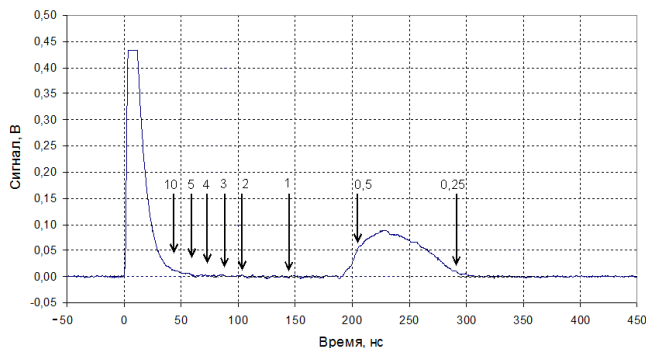


Рис. 1. Характерная осциллограмма времяпролётной методики. Стрелки указывают время прилёта протона с энергией указанной над стрелкой [МэВ] при пролёте на базе 2 м

Для реализации идеи отделения ионных потоков от электронных и рентгеновских излучений была предложена схема с магнитным отклонением, представленная на рис. 2.

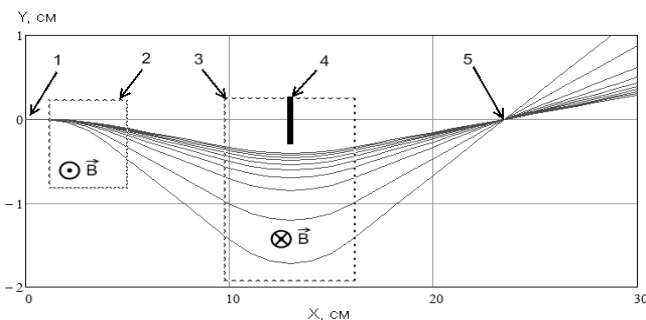


Рис. 2. Схема магнитного отклонения ионных потоков: 1 – место входа ионов; 2 – границы первого магнита; 3 – границы второго магнита; 4 – диафрагма; 5 – место установки детектора. Линиями показаны траектории движения протонов с энергиями 0,5 и от 1 до 10 МэВ с шагом 1 МэВ

Работоспособность схемы отклонения проверена по упрощённой математической модели, построенной в декартовой системе координат, где вектор магнитной индукции \vec{B} направлен либо сонаправлен либо противоположен оси OZ. Модель содержит две области однородного магнитного поля с границами, очерченными линиями параллельными оси OY, за пределами которых $\vec{B} = \vec{0}$. Величина магнитного поля задавалась отдельно, как и ширина каждой области. В модели ионы с разной энергией направлялись из одной точки в направлении вдоль оси OX (летели слева направо). Как показало моделирование, ионы,

пройдя схему отклонения, собираются вновь в одной точке, если векторы \vec{B} первой и второй области антиколлинеарны.

Частицы под воздействием силы Лоренца отклоняются от своего прямолинейного движения в первой области магнитного поля, а второй, из-за воздействия всё той же силы, поворачиваются в обратном направлении, фокусируясь в точке; в ней устанавливается детектор. В месте, где траектория движения ионов находится на максимальном расстоянии от линии прямого распространения ($Y = \text{const} = 0$), устанавливается диафрагма для защиты от прямопроходящего рентгеновского излучения. Диафрагму необходимо сделать полупрозрачной для рентгеновского излучения с целью получения реперной точки на осциллограмме, избежав насыщения детектора. Электронные потоки в данной схеме будут поворачивать в противоположном направлении и, таким образом, захватываться стенками прибора.

Диаграмму направленности потоков ионов можно восстановить, используя несколько таких приборов, установленных под различными углами к исследуемому образцу, например, как показано на рис. 3.

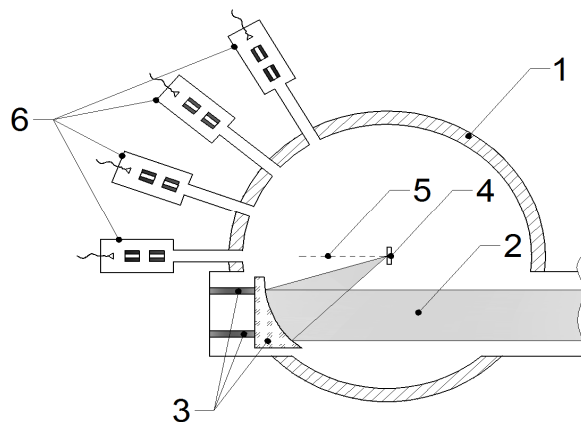


Рис. 3. Схема измерения диаграммы направленности ионных потоков: 1 – камера; 2 – лазерное излучение; 3 – система фокусировки; 4 – мишень; 5 – нормаль к мишени; 6 – методика измерения спектров ионов на полупроводниковых детекторах

Моделирование схемы отклонения

Расчет магнитного поля проводился методом конечных элементов при помощи программы FlexPDE [2]. При моделировании использовалось поле с напряжённостью $\sim 1,3$ Тл, поскольку в наличии имелись магниты из сплава NdFeB с габаритными размерами $30 \times 30 \times 10$ мм и остаточной

намагниченностью $\sim 1,3$ Тл. Величина намагниченности определялась с помощью магнитометра «Ш1-8»; толщина щупа прибора 5 мм, что и определило размер области пролёта ионов между полюсами магнитов. Размер диафрагмы диктовался габаритами детектора, который должен быть расположен в тени от рентгеновского излучения. В методике используется полупроводниковый диод марки ФДУК-8УВС с размером чувствительной зоны $\varnothing 3,3$ мм и временным разрешением 8 нс, либо диод ФДУК-1УВС с размером чувствительной зоны $\varnothing 1,2$ мм и временным разрешением 2 нс [3]. Поэтому конфигурация расположения областей магнитного поля и их протяжённость подбирались таким образом, чтобы детектор находился в тени от диафрагмы и конструкция имела минимальные габариты.

Моделировалась конструкция магнитопроводов, целью которой являлось увеличение однородности поля в области пролёта ионов и минимизация краевых эффектов.

На рис. 4 представлен результат моделирования и подбора наиболее удачной схемы конструкции магнитной системы.

Полностью устранить все неоднородности магнитного поля в ходе разработки отклоняющей системы не удалось, поэтому рассчитывалось движение ионов. Для этого данные магнитного поля методики экспортировались в файл, а затем при помощи созданной программы ParticleFly2 (используется метод Рунге – Кутты 4-го порядка) для расчёта движения электронов и ионов в пространственно-неоднородном магнитном поле наблюдалось поведение частиц. Это позволило подобрать наиболее удачное расположение детектора, выбрать более точно размер диафрагмы и оценить потери частиц в ходе пролёта через магнитные поля.

Чувствительность детектора

Кремневые диоды марки ФДУК по паспорту [4] имеют мертвый слой на поверхности 10 нм и толщину базы 350 мкм. Энергия ионизации кремния 3,75 эВ [5]. Заряд соответствующего электрического импульса пропорционален энергии, потерянной частицей или γ -квантом в детекторе, если детектор собрал все образовавшиеся в нем носители. Для анализа количества энергии теряемой в базе от вида энергии и иона проводилось моделирование в среде SRIM [6]. Расчётная модель для численных экспериментов схематически представлена на рис. 5.

Материал во всех слоях детектора состоял из природного кремния. Для обеспечения достаточной статистики расчётного эксперимента число протонов и альфа-частиц составляло 10 000. Последние из-за схожей магнитной жёсткости с протонами используются для натурной проверки магнитной системы. Задавалась энергия протонов 500 кэВ, 1 и 5 МэВ; альфа-частиц 1 и 5 МэВ.

Из результатов моделирования следует, что основную часть энергии ионы теряют в базе (чувствительном слое) детектора. Потери энергии в мёртвом слое детектора составляют менее 0,5 %. Попадание протонов в подложку с энергией 5 МэВ и ниже не наблюдалось. Приведенные результаты моделирования позволяют утверждать, что следует ожидать сигналы пропорциональные энергии ионов. В дальнейших расчётах следует принимать, что от иона с энергией 1 МэВ при ионизации кремния 3,75 эВ на пару генерирует заряд $q_0 = 4,3 \times 10^{-14}$ Кл, что соответствует сигналу на осциллографе при временном разрешении системы 8 нс – $U_0 = 2,7 \times 10^{-4}$ В.

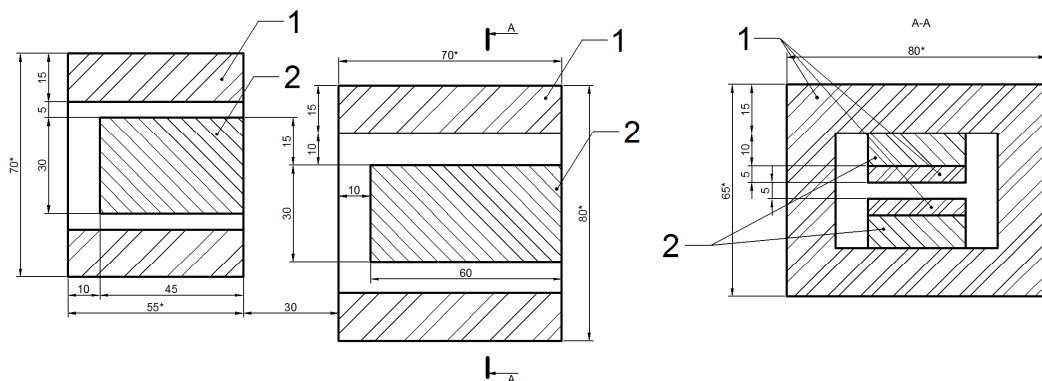


Рис. 4. Схема магнитной системы: 1 – магнитопровод из стали; 2 – магнит. Размеры приведены в миллиметрах

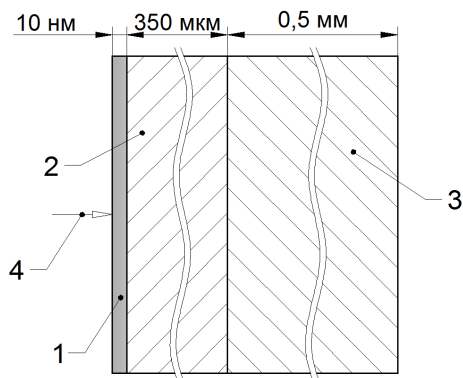


Рис. 5. Модель для численного моделирования в SRIM: 1 – мёртвый слой; 2 – база; 3 – подложка; 4 – поток ионов

Восстановление энергетического спектра

Связь между кинетической энергией исследуемой частицы T и временем t пролёта частицы базы l имеет вид [7]:

$$T = \frac{ml^2}{2t^2}, \quad (1)$$

Погрешность измерения энергии составит:

$$\Delta T = \sqrt{\left(\frac{2ml}{2t^2} \Delta l\right)^2 + \left(\frac{ml^2}{t^3} \Delta t\right)^2}, \quad (2)$$

где Δl – погрешность измерения пролётной базы; Δt – погрешность измерения времени. В качестве погрешности временных измерений, можно взять разрешение системы, в нашем случае равное 8 нс. Погрешность измерения длины пролётной базы составила не более 1 см. Таким образом, при длине пролётной базы 2 м следует ожидать энергетического разрешения $\Delta T/T$ от 0,08 до 0,24, для протонов с энергиями от 0,5 до 5 МэВ соответственно.

Определение ионного выхода в данном на-

правлении можно определить по формуле:

$$Y(t) \left[\frac{\text{шт}}{\text{стер} \cdot \text{МэВ}} \right] = \frac{N(t)}{d\Omega \cdot k(T, m) \cdot \Delta T(T)}, \quad (3)$$

где $N(t)$ – количество ионов, прилетевших в детектор; $d\Omega$ – телесный угол занимаемый детектором; $k(T, m)$ – коэффициент изменения плотности потока (зависит от энергии и массы иона). Количество ионов возможно определить как:

$$N(t) = \frac{q(t)}{q_0(T)}, \quad (4)$$

где $q(t)$ – заряд, снимаемый с детектора в эксперименте; $q_0(T)$ – заряд, генерируемый одним ионом в зависимости от его энергии. Заряд, снимаемый с детектора соответственно равен:

$$q(t) = \frac{I(t)}{dt} = \frac{U(t) \cdot 10^{B/20}}{R \cdot \Delta t}, \quad (5)$$

где $U(t)$ – показания осциллографа; B – ослабление аттенюатора [дБл]; R – импеданс кабельной линии 50 Ом; Δt – временное разрешение системы. В итоге, формулу для восстановления значения ионного выхода можно переписать в виде, зависящем только от измеряемых величин:

$$Y(t) = \frac{U(t) \cdot 10^{B/20}}{q_0(t) \cdot d\Omega \cdot k(t) \cdot \Delta T(t) \cdot R \cdot \Delta t}, \quad (6)$$

Поскольку значение энергии иона T связано однозначно с временем его прилёта t , то в формуле 6 в качестве аргумента везде используется время t .

Геометрия прибора

Основываясь на результатах моделирования было выдано техническое задание на разработку конструкции методики. На основании ТЗ была выполнена конструкторская документация. Схема конструкции методики представлена на рис. 6.

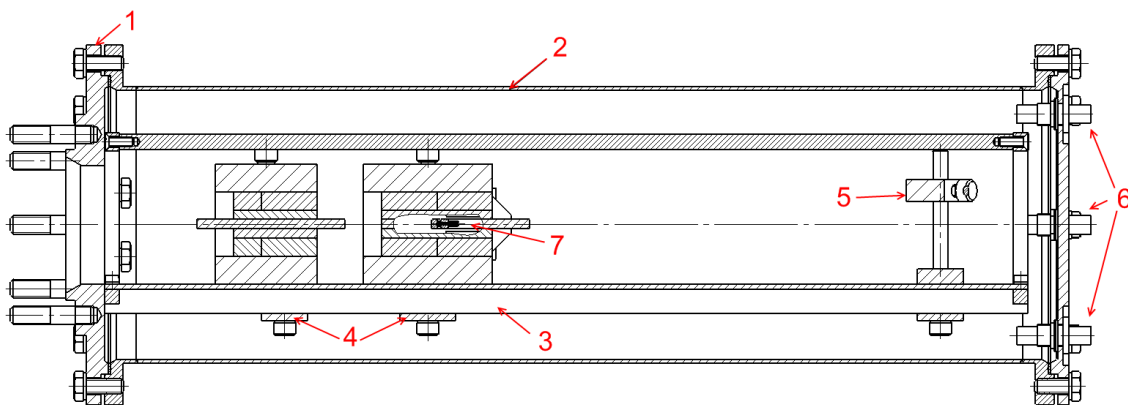


Рис. 6. Схема конструкции методики: 1 – переходной фланец; 2 – кожух; 3 – рельс; 4 – магнитопроводы; 5 – держатель детектора; 6 – проходной разъем; 7 – диафрагма на кронштейне

Данная конструкция крепится при помощи фланца 1 к трубе с вакуумным разъёмом Ду-58. По трубе частицы из камеры взаимодействия попадают в магнитную схему. К рельсу 3 при помощи винтов прикреплены магнитопроводы 4 и держатель детектора 5, между которыми можно изменять расстояние, перемещая вдоль рельса. Данные элементы конструкции находятся в вакуумируемом объёме герметичного кожуха 2. Держатель позволяет изменять высоту детектора над плоскостью рельса, а также выставлять наклон детектора по горизонту. На задней крышке герметичного корпуса для вывода сигнала с детектора расположены четыре разъёма марки СРГ-50. Для защиты детектора от прямопроходящего рентгеновского излучения в длинный магнитопровод устанавливается съёмная из немагнитного материала диафрагма 7 на кронштейне. Данная конструкция позволяет точно юстировать систему в процессе эксплуатации.

Электрическая схема детектора

Регистрация сигнала с детектора осуществляется при помощи специально разработанной электрической схемы, показанной на рис. 7.

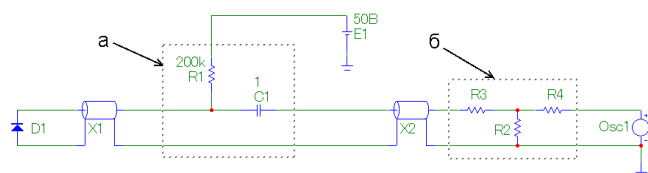


Рис. 7. Электрическая схема: D1 – детектор; X1 и X2 – кабели марки РК50; E1 – источник питания; Osci – осциллограф; а – разделительный конденсатор с ограничивающим резистором; б – ослабитель

В представленной схеме ослабитель (б), установленный перед входом осциллографа, необходим для предотвращения повреждения осциллографа в случае превышения сигнала с детектора величины 5 В (для предотвращения отражений в электрической схеме необходимо работать при входном импедансе осциллографа 50 Ом). Поскольку питающее напряжение для детекторов ФДУК-8УВС составляет 50 В (может быть поднято до 200 В), то номинал ослабителя равен 20 дБ. Предлагается использовать ослабители фирмы «Haber+Suhner» мощностью до 1 Вт и полосой пропускания до 4 ГГц.

На диод D1 подаётся обратное напряжение через ограничивающий резистор R1 номиналом от

200 кОм до 1 МОм. Резистор необходим для предотвращения теплового повреждения диода D1 источником E1. Для отделения постоянной составляющей в схему введён разделительный конденсатор C1 ёмкостью 1 мкФ. Ёмкость подбиралась таким образом, чтобы при максимально возможном сигнале (50 В) длительностью 1 мкс конденсатор терял не более 5 % своего заряда.

Разделительный конденсатор и резистор для согласования импеданса конструктивно собраны в переходном разъёме BNC(вилка)-BNC(вилка). Конденсатор и резистор устанавливаются на небольшую плату для придания жёсткости конструкции.

Заключение

Методика имеет следующие технические характеристики:

1. Число каналов в настоящее время – 4 шт.
2. Спектральный диапазон (по протонам) – от 0,5 до 5 МэВ. Энергетическое разрешение $\Delta T/T$ при пролётной базе 2 м и временном разрешении детектора 8 нс составляет от 8 % до 24 %, соответственно.
3. Пороговая чувствительность (уровень сигнала 10 мВ) прибора составляет от 4×10^6 до 4×10^5 ионов/см²/МэВ на расстоянии установки детектора для энергий от 0,5 до 5 МэВ, соответственно.

Разработан алгоритм восстановления спектрального распределения ионов.

Список литературы

1. Perry M. D. et. al. Laser Driven Radiography, LLNL, UCRL-ID-129314, 1997.
2. FlexPDE 5.0.18 3D Professional Version (A Flexible Solution System for Partial Differential Equations), 1996-2007 PDE Solution Inc.
3. Паспорт на диод ФДУК-8УВ (№ 14N0002), ЗАО "ТЕХНОЭКСАН", С.-Пб.: 2014.
4. Паспорт на диод ФДУК-100УВ (№ 14N0001), ЗАО "ТЕХНОЭКСАН", С.-Пб.: 2014.
5. Практикум по ядерной физике. Под ред. В. О. Сергеева. Физический учебно-научный центр СПбГУ, С.-Пб.: 2006.
6. www.SRIM/Tutorials/Tutorials.htm.
7. Абрамов И. А., Казанский Ю. А., Матушевич Е. С. Основы методов экспериментальной физики. М.: Атомиздат, 1977.