

УДК 539125.5

ГАЗОВЫЙ НЕЙТРОННЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ ТЕРМОМЕТРИИ ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

© 2021 г. С. Г. Лебедев^{а, *}, В. Э. Янц^а

^аИнститут ядерных исследований РАН, Москва, 117312 Россия

*e-mail: lebedev@inr.ru

Поступила в редакцию 17.04.2020 г.

После доработки 27.06.2020 г.

Принята к публикации 30.06.2020 г.

Рассматривается проблема измерения температуры ионов T_i в дейтериево-тритиевой плазме. Для измерения T_i предлагается использовать пропорциональный газовый счетчик, работающий в токовом режиме. Когда нейтроны взаимодействуют с газовой средой счетчика, образуются альфа-частицы и остаточные ядра, которые производят треки ионизации. Среди треков выбираются только те, которые создают тормозной пик ионизации при остановке в результате эффекта Брэгга. Чтобы получить распределение энергии нейтронов, необходимо выбрать треки ионизации, характеризующиеся двумя тормозными пиками: один от альфа-частицы, а другой от остаточного ядра. Подобный выбор позволяет исключить так называемый “стеночный эффект”, т.е. события, которые не полностью укладываются в объеме счетчика. Показано, что детектор нейтронов такого типа позволяет получить энергетическое разрешение около 10^{-3} .

Ключевые слова: нейтронные детекторы, термометрия, термоядерная плазма, газовый пропорциональный счетчик, ядерные реакции, эффект Брэгга.

DOI: 10.31857/S1028096021030092

ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных проблем управляемого термоядерного синтеза, например, в проекте ITER [1], является проблема измерения температуры ионов в дейтериево-тритиевой (D–T)-плазме [2]. Измерение температуры необходимо для оперативного (в режиме реального времени) контроля процесса нагрева плазмы внешними источниками энергии. Требования к методу измерения очень строгие: они должны характеризоваться разрешением около 50–100 миллисекунд с точностью $\Delta T/T \sim 0.1$.

Прямая информация о температуре плазмы содержится в ширине на половине высоты нейтронного спектра D–T-реакции в горячей плазме. Было показано [3], что в случае Максвелловской плазмы спектр нейтронов имеет гауссову форму. В этом случае ширина на половине высоты энергетического распределения нейтронного импульса ΔE_n связана с температурой ионов плазмы T_i соотношением [3]:

$$\Delta E_n = 178\sqrt{T_i}, \quad (1)$$

где ΔE_n и T_i измеряются в кэВ. Расширение спектра имеет доплеровский характер и связано с тепловым движением центра масс дейтерия и трития в лабораторной системе координат. Таким обра-

зом, измеряя ширину гауссова распределения нейтронного спектра, можно получить температуру ионов плазмы. Перед помещением детектора в термоядерную плазму его необходимо испытать в нейтронном генераторе с монохроматическим потоком нейтронов, где должно быть измерено уширение 14 МэВ-ной моно-линии ΔE_G . Значение ΔE_G можно рассматривать как распределение энергии детектора. Ожидается, что это уширение будет небольшим по сравнению с уширением термоядерной плазмы ΔE_n из-за высокой температуры последней.

Методы диагностики плазмы можно разделить на два класса: активные и пассивные. При активных методах обнаружения в плазму вводятся зонды и датчики, а также лазерное излучение и излучение частиц. Таким образом, данные методы изначально предполагают взаимодействие с исследуемой структурой и, как следствие, изменение исходного состояния плазмы. Наиболее известным активным методом измерения ионной температуры термоядерной плазмы является Charge Exchange Recombination Spectroscopy (CXRS) [4], которая связана с инъекцией пучка нейтральных атомов в плазму. Некоторые из ионов плазмы будут взаимодействовать с электронами пучка, образовавшимися в процессе перезарядки, и впо-

следствии будут излучать видимый свет благодаря электронным переходам в повторно нейтрализованном атоме. Данный метод позволяет измерять распределение ионной температуры по сечению плазменного шнура. Разброс по длине волны света позволяет измерить распределение скорости ионов и, следовательно, температуру ионов. Наличие в камере смеси, содержащей тритий, требует, чтобы оборудование в данном случае находилось в вакуумной камере, исключая попадание трития во внешнюю среду.

Пассивная диагностика плазмы включает анализ нейтронных потоков, испускаемых самой плазмой. Такие методы можно назвать неразрушающей диагностикой. Наиболее активно используемыми типами нейтронной диагностики являются детекторы на протонах отдачи, камеры деления, алмазные детекторы, газовые счетчики и кремниевые детекторы. Ранее для термометрии термоядерной реакции был предложен радиохимический нейтронный детектор [5–7]. В этом детекторе при облучении нейтронами образуется радиоактивный газ, а затем измеряются его активность и спектр нейтронов. Основным недостатком этого способа является временная задержка сигнала из-за переноса радиоактивного газа из активной зоны в удаленный пропорциональный счетчик.

Наиболее близким к рассматриваемому предложению по физической сущности и достигаемому результату является способ измерения температуры ионов T_i в D–T-плазме при использовании алмазного нейтронного детектора [8] (применяется реакция $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + {}^9\text{Be} - 5.7016 \text{ МэВ}$). Этот метод основан на регистрации нейтронов из D–T-плазмы с помощью кристалла алмаза, использовании сигналов детектора для получения энергетического спектра нейтронов, определения ширины на половине высоты спектрального распределения и расчета температуры ионов T_i . При эффективном сборе заряда в алмазном детекторе можно достичь энергетического разрешения порядка 0.15% при энергии нейтронов 14 МэВ [8]. Тогда уширение ΔE_n будет измерено с точностью около 1.5%, а температура T_i – с точностью до 3–4%. В реальности возникают два требования: высокой загрузки по скорости счета $\sim 10^6 \text{ с}^{-1}$ (для обеспечения приемлемой статистики за 50 мс) и большого рабочего ресурса (десятки и сотни дней). Указанные проблемы ограничивают работоспособность твердотельных детекторов из-за накопления структурных дефектов в чипе и, следовательно, ловушек заряда. Недостатками алмазного детектора, описанного выше, являются также его высокая стоимость, ограниченный срок службы используемого кристалла, наличие каналов ядерных реакций, отличных от канала ${}^{12}\text{C}(n, \alpha){}^9\text{Be}$, используемого для регистрации нейтронов, что

снижает надежность результатов, а также неполный сбор заряда.

Предложенный метод [9] для измерения температуры ионов T_i в D–T-плазме предполагает использование пропорционального газового счетчика в качестве регистратора нейтронных событий. Газовое усиление пропорционального счетчика позволяет увеличить количество свободных зарядов в объеме детектора за счет того, что первичные электроны на своем пути к аноду в сильных электрических полях приобретают энергию достаточную для ударной ионизации нейтральных атомов рабочей среды детектора. Возникшие при этом новые электроны в свою очередь успевают приобрести энергию достаточную для ионизации ударом. Таким образом, к аноду будет двигаться нарастающая электронная лавина. Это “самоусиление” электронного тока (коэффициент газового усиления) может достигать 10^3 – 10^4 . В названии “пропорциональный счетчик” отражено то, что в этом приборе амплитуда импульса тока (или полный собранный заряд) остается пропорциональной энергии, затраченной заряженной частицей на первичную ионизацию среды детектора.

Цель данной работы состоит в описании принципа функционирования газового нейтронного детектора для термометрии термоядерной плазмы. Как будет показано, главными достоинствами рассматриваемого детектора являются его помехоустойчивость, высокое энергетическое разрешение, а также низкая стоимость и длительный срок службы.

ОПИСАНИЕ ГАЗОВОГО НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА

Описанный метод измерения температуры ионов T_i в D–T-плазме основан на регистрации нейтронов D–T-плазмы газовым пропорциональным счетчиком. Электрические сигналы от счетчика используются для получения энергетического спектра нейтронов в форме гауссовского распределения. Затем измеряется его ширина на половине высоты спектра, которая преобразуется в температуру ионов T_i в соответствии с приведенным выше соотношением (1). Газовый пропорциональный счетчик заполнен смесью тормозного и спектрометрического газов. Ядерные (n, α)-реакции происходят в спектрометрическом газе при облучении нейтронами. В то же время сигналы тока от счетчика используются для формирования энергетического спектра нейтронов, причем выбираются только те токовые сигналы, форма которых характеризуется двумя пиками. Пики образованы полностью ионизированными ядрами: α -частицей и тяжелым ядром, полученными в результате ядерной реакции (n, α)-нейтронов с

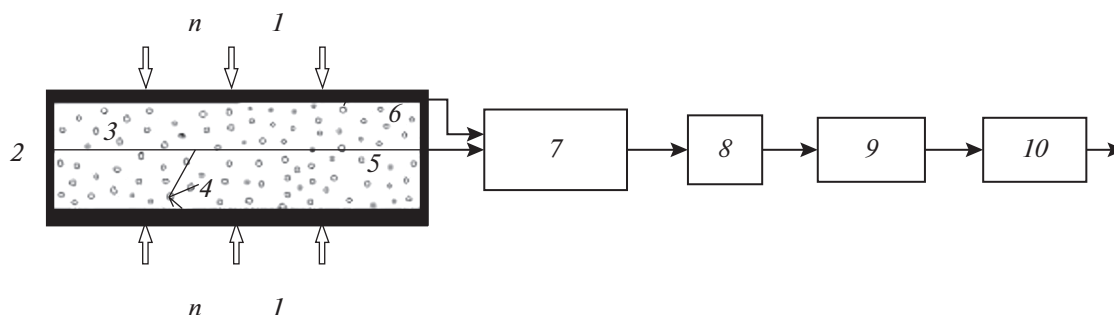
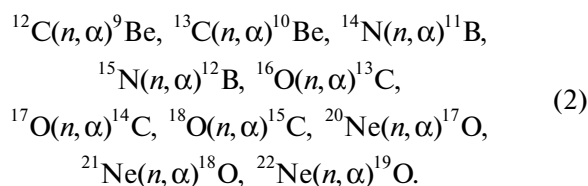


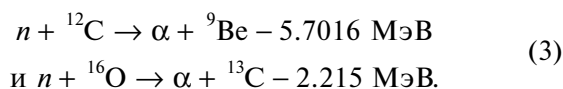
Рис. 1. Схема установки для измерения температуры плазмы D–T. Обозначения: 1 – нейтронный поток, 2 – пропорциональный детектор, 3 – спектрометрический газ, 4 – треки ядер-продуктов, 5 – анод детектора, 6 – катод детектора, 7 – токовый предусилитель, 8 – дигитайзер или цифровой осциллограф, 9 – on-line анализатор, 10 – интегратор.

ядрами спектрометрического газа, которые были полностью замедлены в объеме счетчика. На рис. 1 показана схема термометра D–T-плазмы, в котором для обнаружения нейтронов используется газовый пропорциональный счетчик.

Газовый пропорциональный счетчик, используемый в нейтронном детекторе, заполняется смесью тормозного газа (например, Хе) и спектрометрического газа, для которого возможны (n, α) -реакции с его изотопными компонентами под действием облучения термоядерными нейтронами. Конструкция счетчика аналогична таковой, разработанной ранее в Институте ядерных исследований РАН для экспериментов SAGE [10] по регистрации потока солнечных нейтрино. Различные спектрометрические газы (CO_2 , N_2 , Ne и др., а также их смеси) могут использоваться в газовых детекторах и, соответственно, для регистрации нейтронов могут использоваться следующие реакции:



Хотя энергия образования заряженной пары в тормозном газе Хе больше, чем в алмазе, но при использовании, например, азота (N_2) в качестве спектрометрического газа, этот недостаток полностью компенсируется низким порогом (n, α) -реакция на азоте (0.169 МэВ). В указанном случае нейтронный импульс появится в окрестности энергии нейтронов 14 МэВ. При использовании CO_2 необходимо учитывать реакции на всех изотопах углерода и кислорода. Из пяти возможных ядерных реакций только две могут внести существенный вклад в полученный сигнал:



Это означает, что два импульса появятся около 8 и 12 МэВ. Очевидно, эти импульсы могут быть эффективно разделены. Каждый из этих импульсов позволяет независимо определять температуру плазмы. Три другие возможные ядерные реакции могут быть исключены из-за малой распространенности соответствующих изотопов ^{13}C , ^{17}O и ^{18}O .

Обычно основной трудностью использования газовых пропорциональных детекторов для прецизионной нейтронной спектроскопии является так называемый “стеночный эффект” [11]. Если следы продуктов ядерной реакции находятся за пределами чувствительного объема счетчика (“падают в стенку”), то в амплитудном распределении детектора появляется так называемый “хвост” с левой стороны спектра зарядовых сигналов. При таком искажении распределения Гаусса точные измерения температурного уширения невозможны. Для решения проблемы стеночного эффекта предлагается использовать особенность реакций (2), заключающуюся в том, что в конечном состоянии появляются два сильно ионизованных ядра продукта – α -частица и тяжелое ядро (например, ^9Be в реакции с ^{12}C). Если эти ядра полностью поглощаются в объеме газа счетчика, то на концах треков альфа-частицы и ядра при их торможении образуются области с повышенной плотностью ионизации (эффект Брэгга). Если проекции треков относительно поля таковы, что электроны от этих ионизационных уплотнений попадают на анод детектора с некоторой разницей во времени (десятки наносекунд), то в текущем сигнале детектора появятся два характерных пика (рис. 2). Наличие таких двух пиков в токовом сигнале является признаком того, что энергия ядер продукта полностью поглощается в чувствительном объеме счетчика. Наличие газового усиления необходимо как для подавления вклада в ток первичной ионной компоненты, так и для подавления фона в условиях сильных электромагнитных помех. Выбрав для формирования

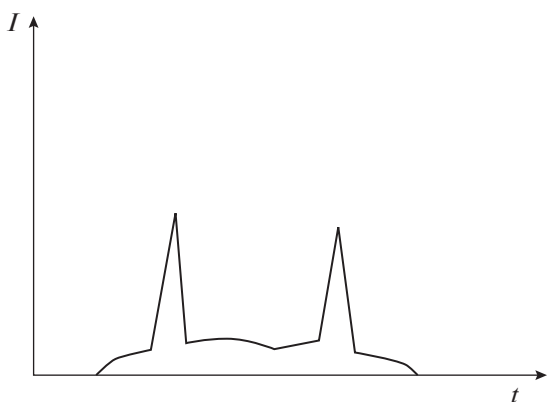


Рис. 2. Форма импульса тока в счетчике.

распределения заряда только сигналы, характеризующиеся двумя пиками тока, и отбросив все остальные, можно получить распределение, очищенное от “стеночного эффекта”. Это будет истинное зарядовое распределение, которое соответствует энергетическому распределению нейтронов. В то же время некоторая потеря эффективности, связанная с таким типом отбора, не является критической, и оптимизация эффективности может быть достигнута путем вариации размера детектора и давления газа.

Процесс измерения температуры ионов в D–T-плазме происходит следующим образом (рис. 1). Нейтроны I регистрируются газовым пропорциональным детектором 2. Для примера в качестве спектрометрического газа 3 рассмотрим CO_2 и конкретное ядро-мишень ^{12}C , на котором идет реакция $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$. Разлетаясь от точки ядерной реакции нейтрона с ядром ^{12}C , продукты реакции ^4He и ^9Be производят треки ионизации 4 в газовой среде детектора и тормозятся с образованием электронного облака высокой плотности (Брегговское уплотнение) в конце своего пробега. Электроны первичной ионизации трека дрейфуют к аноду 5 по силовым линиям электрического поля, ионы дрейфуют к катоду 6. При этом во внешней цепи индуцируется ток, связанный с движением зарядов. Точковый сигнал от протяженной первичной ионизации является суперпозицией вкладов от каждого элемента трека 4 и представляет собой достаточно гладкую функцию (рис. 2). При поступлении в область ударной ионизации Брегговских уплотнений за счет большой плотности и малого расстояния от анода в форме токового сигнала (рис. 2) появляются два характерных всплеска (Брегговские пики). Разделение во времени происходит из-за разницы расстояний от уплотнений до анода 5. Полная длительность токового сигнала зависит от плотности и состава газа, напряжения на детекторе, его размеров и составляет несколько микросекунд. Сиг-

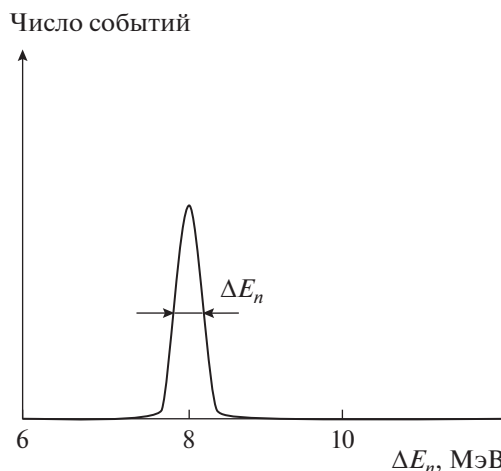


Рис. 3. Распределение заряда сигналов детектора.

налы с детектора 2 поступают на вход токового предусилителя 7 и далее оцифровываются дигитайзером или цифровым осциллографом 8. Затем они анализируются в on-line анализаторе 9, где происходит идентификация треков 4, которые полностью потеряли энергию в газовом наполнении детектора 2 и характеризуются наличием двух Брегговских токовых всплесков в общем токовом сигнале. Анализ сигналов может заключаться в поиске событий появления двух всплесков тока выше уровня дискриминации, устанавливаемого выше наибольшей амплитуды тока для гладкой части сигнала. Отобранные сигналы из анализатора 9 поступают на интегратор 10, где происходит интегрирование токового сигнала (вычисление площади, т.е. вычисление заряда в каждом сигнале) и далее на компьютер для формирования распределения по зарядам, ширина на половине высоты которого после калибровки соответствует таковой для нейтронного спектра. Нейтронный спектр для реакции $n + ^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + ^9\text{Be} - 5.7016 \text{ МэВ}$ изображен на рис. 3. Полученная ширина спектра нейтронов ΔE_n используется для определения температуры ионов плазмы T_i (рис. 4). Для реальной D–T-плазмы ширина нейтронного импульса будет большей из-за высокой температуры, и распределение будет более широким. Варьируя параметры детектора, состав смеси и напряжение на детекторе (от которого зависит газовое усиление) можно добиться наименьшей ширины спектра зарядовых импульсов и наилучшего разрешения.

Газовый пропорциональный счетчик нейтронов является кварцевой герметичной конструкцией. Катод-детектор представляет собой пирографитовый слой, полученный разложением изобутана при температуре $\sim 950^\circ\text{C}$. Толщина пирографитового слоя составляет $\sim 0.1 \text{ мкм}$. После осаждения слоя избыток пирографита удаляется

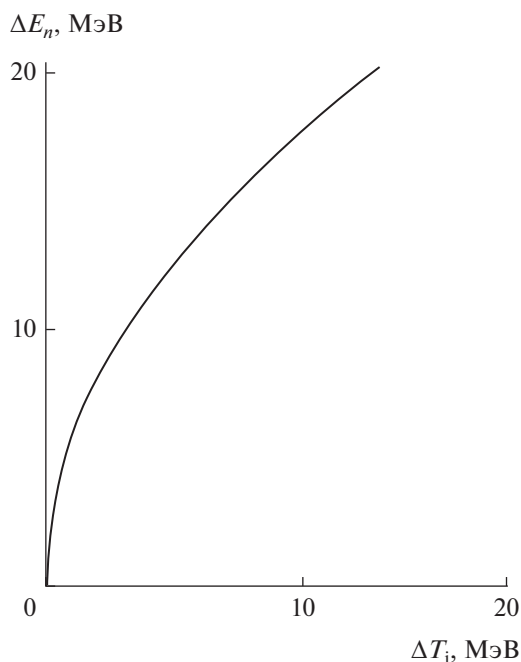


Рис. 4. Зависимость температуры ионов плазмы D–T от ширины нейтронного импульса.

сжиганием в потоке кислорода. Контакт с катодом обеспечивается через боковую капиллярную ветвь с внутренним покрытием из пирографита. Молибденовая фольга толщиной 10 мкм и шириной 1 мм, сваренная в кварцевое стекло, обеспечивает электрический контакт с внутренним покрытием. Подобная фольга действует как выходной контакт анода. Сам анод представляет собой вольфрамовую проволоку диаметром 20 мкм. Размеры детектора следующие: длина около 250 мм, внутренний диаметр около 18 мм. Для заполнения счетчика используются газы Хе и CO₂ при давлении 2 атм. Сигналы от детектора поступают на предварительный усилитель тока ($\Delta f = 800$ МГц), а затем на цифровой осциллограф с дискретизацией 2 нс. Оцифрованный онлайн-сигнал анализируется на наличие двух пиков и, если таковые имеются, сигнал записывается и интегрируется. Из интегралов таких сигналов составляется распределение по зарядам, которое соответствует распределению по энергии, в котором ΔE_n и T_i определяется каждые 50–100 миллисекунд.

Программа онлайн-анализа работает по принципу распознавания образов. Первоначально формируется банк эталонных сигналов Брэгга на основе визуального отбора. Кроме того, программа выбирает на основе банка стандартов характерные особенности пиков Брэгга, из которых затем выбираются подходящие сигналы в счетчике.

Детектор содержит около $100 \text{ см}^3 \text{ CO}_2$ или 1.6×10^{21} атомов углерода. Согласно данным ENDF/

V-VII [12] сечение реакции (n, α) при 14 МэВ составляет около 80 мб. Тогда скорость счета нейтронов будет $N = (1.6 \times 10^{21}) \times (8 \times 10^{-26}) \approx 0.0001$ отсчетов/нейтрон/см² · с. При потоке нейтронов $\sim 10^6$ нейтрон/см² · с скорость счета составит $\sim 100 \text{ с}^{-1}$. При энергии реакции ~ 6 МэВ для ионизации остается 8 МэВ. Данной энергии достаточно для образования $\sim 4 \times 10^5$ пар ионов при энергии создания пары ~ 20 эВ. При этом энергетическое разрешение составит величину $\sim 10^{-3}$.

В настоящее время все компоненты детектора: счетчик и регистрирующая аппаратура имеются в наличии и готовы для измерений. Главный компонент детектора – пропорциональный газовый счетчик изготовлен в нескольких вариантах и постоянно используется в наших экспериментах [5–7, 10]. Для проведения тестовых экспериментов по моделированию условий применения детектора в термоядерном реакторе необходим моноэнергетический нейтронный генератор, доступ к которому у нас в настоящий момент отсутствует.

ОБСУЖДЕНИЕ

Такие условия ИТЭР, как высокие потоки нейтронов и гамма-излучения, значительно ограничивают работоспособность нейтронных детекторов при измерениях ионной температуры. Недостаток органических сцинтилляторов, таких как стильбен и подобные ему детекторы нейтронов, основанные на регистрации протонов отдачи, состоит в негауссовом распределении функции отклика на моноэнергетической линии, что вызывает проблемы при измерении ионной температуры. Камеры деления подвержены влиянию гамма-фона, а также электрическим и механическим помехам [13]. Алмазный детектор имеет небольшую радиационную стойкость: максимально допустимый флуенс (до которого он сохраняет свои спектрометрические свойства) составляет всего лишь 5×10^{14} нейтронов/см² [14], что соответствует длительности всего лишь 100 разрядов ИТЭР или нескольким часам работы. Другим недостатком алмазного детектора является его низкая эффективность детектирования из-за малого активного объема. Кремниевые детекторы имеют даже более низкую радиационную стойкость, чем алмазные. Кварцевый газовый пропорциональный счетчик обладает уникальной радиационной стойкостью, соответствующей флуэнсу 6×10^{19} нейтронов/см² [15], что позволяет использовать данный тип детектора для контроля температуры термоядерной плазмы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, использование описанного способа измерения температуры ионов D–T

плазмы обеспечивает повышение достоверности результатов, повышение возможностей и эффективности измерений за счет значительного снижения стоимости детектора и увеличения срока его эксплуатации, а также открывает возможность его использования в условиях сильных электромагнитных помех. Использование процедуры отбора треков с двумя Брегговскими пиками позволяет исключить “стеночный эффект”. Показано, что детектор нейтронов такого типа позволяет получить энергетическое разрешение на уровне 10^{-3} . Газовый нейтронный детектор на основе эффекта Брегга имеет скорость обработки сигнала на уровне 50 мс, что позволяет использовать его в качестве управляющего монитора в термоядерном реакторе ИТЭР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Perkins F.W., Post D.E., Uckan N.A., Azumi M., Campbell D.J., Ivanov N. // Nuclear Fusion. 1999. V. 39. P. 2137.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/39/12/301>
2. Voronchev V.T., Kukulkin V.I., Nakao Y. // Phys. Rev. E. 2001. V. 63. P. 026413.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.63.026413>
3. Brysk H. // Plasma Physics. 1973. V. 15 P. 611.
<https://doi.org/10.1088/0032-1028/15/7/001>
4. Boileau A., Von Hellermann M., Horton L.D., Spence J., Summers H.P. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1989. V. 31. P. 779.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/31/5/006>
5. Abdurashitov D.N., Koptelov E.A., Lebedev S.G., Yants V.E. // Instruments and Experimental Techniques. 2004. V. 47. P. 294.
<https://doi.org/10.1023/B:INET.0000032894.46264.19>
6. Lebedev S.G., Akulinichev S.V., Ilijin A.S., Yants V.E. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2006. V. 561. P. 90.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.12.192>
7. Lebedev S.G., Yants V.E. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2019. V. 916. P. 83.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.10.199>
8. Kumar A., Kumar A., Topkar A., Das D. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2017. V. 858. P. 12.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.03.033>
9. Лебедев С.Г., Янц В.Э. РФ Патент 2673783 С1, 2018.
10. Abdurashitov J.N., Gavrin V.N., Girin S.V., Gorbachev V.V., Ibragimova T.V., Kalikhov A.V., Khairnasov N.G., Knodel T.V., Kornoukhov V.N., Mirmov I.N., Shikhin A.A., Veretenkin E.P., Vermul V.M., Yants V.E., Zatsepin G.T. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 4708.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.4708>
11. Järvinen M.L., Sipilä H. // Advances in X-ray Analysis. 1983. V. 27. P. 539.
<https://doi.org/10.1154/S037603080001750X>
12. Vasiliev A., Kolbe E., Ferroukhi H., Zimmermann M. // Annals of Nuclear Energy. 2008. V. 35. P. 2432.
<https://doi.org/10.1016/j.anucene.2008.07.009>
13. Lebedev S.G., Yants V.E. // J. Instrumentation. 2019. V. 14. P. 26.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/06/P06002>
14. Kozlov S.F., Stuck R., Hage-Ali M., Siffert P. // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1975. V. 22. P. 160.
<https://doi.org/10.1109/TNS.1975.4327634>
15. Orłinski D.V., Vukolov K.Yu. // J. Plasma Devices and Operations. 1999. V. 7. P. 195.
<https://doi.org/10.1080/10519999908228778>

Gaseous Neutron Detector for Thermonuclear Plasma Thermometry

S. G. Lebedev^{1,*}, V. E. Yants¹

¹Institute for Nuclear Research RAS, Moscow, 117312 Russia

*e-mail: lebedev@inr.ru

Paper is devoted to the task on how to measure the ion's temperature T_i in deuterium–tritium plasma. For T_i metering it is suggested to employ a proportional gaseous counter working in the current regime. When neutrons interact with the gas environment of the counter, alpha particles and residual nuclei are formed that produce ionization tracks. Among the tracks, only those are selected that create a brake peak of ionization at a stop, the so-called Bragg's effect. To produce the neutron energy distribution, it is necessary to select ionization tracks characterized by two brake peaks, one from the alpha particle, and the other from the residual nucleus. Such kind of selection allows to eliminate the so-called “wall effect”, that is, events that do not fully belong to the counter volume. It was shown that such kind neutron detector allows an energy resolution of about 10^{-3} .

Keywords: neutron detectors, thermometry, fusion plasma, gaseous proportional counter, nuclear reactions, Bragg's effect.