

УСИЛЕНИЕ dd -РЕАКЦИИ И ГЕНЕРАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СИЛЬНОТОЧНОМ ИМПУЛЬСНОМ ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ В ДЕЙТЕРИИ С Тi-КАТОДОМ ПРИ НАПРЯЖЕНИЯХ 0.8–2.45 кВ

А. Г. Липсон^{*a,b}, А. С. Русецкий^c, А. Б. Карабут^d, Дж. Майли^a

^a University of Illinois at Urbana-Champaign, Department of Nuclear, Plasma and Radiological Engineering
Urbana IL 61801, USA

^b Институт физической химии Российской академии наук
119915, Москва, Россия

^c Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

^d НПО «Луч»
142100, Московская обл., Подольск, Россия

Поступила в редакцию 10 декабря 2004 г.

Исследованы выходы dd -реакции (протонов с энергией 3 МэВ) и мягких рентгеновских квантов, испускаемых с поверхности Тi-катода, в процессе импульсно-периодического тлеющего разряда в дейтерии при напряжениях 0.8–2.45 кВ и плотностях тока 300–600 мА/см². Анализ выхода dd -протонов в зависимости от ускоряющего напряжения позволил оценить потенциал экранирования дейтронов, U_e , в диапазоне энергий $0.8 < E_d < 2.45$ кэВ ($U_e = 610 \pm 150$ эВ). Полученные данные свидетельствуют о значительном усилении выхода dd -реакции в Тi по сравнению как с теоретическими оценками, опирающимися на экстраполяцию известного сечения dd -реакции при $E_d \geq 5$ кэВ к низким энергиям дейтронов (приближение Боша–Халле), так и с экспериментами на ускорителе при энергиях дейтронов $E_{lab} \geq 2.5$ кэВ и плотностях тока 50–500 мкА/см². Обнаружена интенсивная эмиссия мягких рентгеновских квантов (10^{13} – 10^{14} с⁻¹·см⁻²) со средней энергией 1.2–1.5 кэВ. Интенсивность эмиссии рентгеновских квантов, а также усиление выхода dd -реакции сильно зависят от скорости диффузии дейтерия в тонком приповерхностном слое Тi-катода.

PACS: 25.45.-z, 27.60.+j, 27.80.+w, 52.80.Hc

1. ВВЕДЕНИЕ

Проведенные недавно эксперименты при относительно низких энергиях бомбардирующих частиц [1–10] показали присутствие непренебрежимых эффектов экранирования в металлических мишенях, в частности, при их бомбардировке дейтронами. Изучение реакций синтеза легких ядер в металлических мишенях указывает на экспоненциальный рост усиления выхода dd -реакций (или астрофизического фактора S) с уменьшением

энергии частиц. Даже для газовых дейтериевых мишеней при уменьшении энергии дейтронов до $E_{lab} = 3$ кэВ вычисленный потенциал экранирования $U_e = 25 \pm 5$ эВ значительно выше, чем адиабатический предел dd -реакции в молекуле дейтерия ($U_{ad} = 14.0$ эВ) [1].

Для большинства металлов и некоторых оксидов [6–10] экспериментальное усиление dd -реакции и потенциал экранирования значительно выше, чем измеренные для газовых мишеней и предсказанные путем экстраполяции сечения до низких энергий дейтронов [10]. Так, в работе [8] при бомбардировке PdO-мишени дейтронами с энергиями $E_{lab} \geq 2.5$ кэВ

*E-mail: lipson@uinc.edu

экспериментальный выход реакции $d(d,p)t$ соответствует потенциалу экранирования $U_e = 600$ эВ, что приводит к усилению выхода dd -реакции в 50 раз по сравнению с предсказываемым при использовании стандартного сечения dd -реакции, рассчитанного путем экстраполяции сечения при высоких энергиях дейтронов ($E_d \geq 5$ кэВ) к низким ($E_{lab} = 2.5$ кэВ) (приближение Боша–Халле [11]).

В работах Ф. Райола и др. [6–8] выходы dd -реакции и потенциалы экранирования, выведенные из астрофизического фактора, изучались систематически для более чем 40 элементов Периодической системы, включая металлы и неметаллы. Было обнаружено, что большинство изученных металлов имеют «высокий» потенциал экранирования $U_e \geq 100$ эВ, за исключением металлов 4 группы (Ti, Zr, Hf) и 11 группы (Cu, Ag, Au), а также полупроводниковых и диэлектрических мишеней. Авторы не нашли каких-либо специфических экспериментальных условий и свойств мишеней (включая плотность тока ускорителя, кристаллическую и электронную структуру, зарядовое число, а также подвижность дейтерия в мишени), которые влияют на усиление dd -реакции и рост потенциала экранирования. Следует отметить, что ускоритель, использованный в [6, 7], позволял достигать токов дейтронов лишь от 1 до 54 мкА, и поэтому измерения выходов dd -реакции были возможны лишь при относительно высокой энергии ($E \geq 5$ кэВ).

Дж. Касаги и др. [9, 10], используя высокопоточный низкоэнергетический ускоритель (ток пучка в диапазоне 60–400 мкА), измерял выходы реакции $d(d,p)t$ в некоторых металлах и оксидах металлов при энергиях $E_{lab} \geq 2.5$ кэВ. Было обнаружено, что величина потенциала экранирования при данной интенсивности пучка сильно зависит от подвижности дейтерия в металлах. В случае металлов с малой подвижностью дейтерия и высокой энергией активации диффузии дейтронов (Ti, Au) потенциалы экранирования были низкими, соответственно 65 ± 15 эВ и 70 ± 10 эВ. Эти значения U_e лишь в 2 раза выше величины для газовой (D_2) мишени. Напротив, для мишеней с высокой подвижностью дейтерия, таких как Pd и PdO потенциалы экранирования (соответственно $U_e = 310$ и 600 эВ) оказались достаточно высокими [10].

В противоположность экспериментам [6–10] с металлическими мишенями и слаботочными ускорителями, В. Быстрицкий и др. [12–14] исследовали выход реакции $d(d,n)He^3$ из мишени дейтерированного полиэтилена (CD_n) с использованием техники Z-пинча [12]. Для дейтронов с энергиями

$3.6 < E_{lab} < 7.8$ кэВ измеренный выход нейтронов и оцененная величина S -фактора в пределах ошибки измерений показали отсутствие усиления dd -реакции. Сечение реакции $d(d,n)He^3$ в мишени из полиэтилена CD_n было сравнимо с сечением, описываемым экстраполяцией Боша–Халле при данных энергиях дейтронов [14]. Отметим, что в [13, 14] применялась диэлектрическая мишень с низкой подвижностью дейтерия, а разброс по энергиям бомбардирующих дейтронов был очень велик по сравнению с ускорительными экспериментами [6–10].

Отметим, что до настоящего времени при использовании ускорителей с малым разбросом энергии дейтронов ($< 1.0\%$) изучение выхода dd -реакции в металлических мишенях было возможно лишь при $E_{lab} \geq 2.5$ кэВ. Дальнейшее уменьшение ускоряющего напряжения приводит к неразрешимым проблемам поддержания высокой плотности тока пучка, что делает невозможным измерения выходов dd -реакции за приемлемое время эксперимента из-за исчезающе малого выхода. В то же время исследование поведения выхода/сечения dd -реакции при низких энергиях дейтронов (ниже 1 кэВ) представляет большой интерес в рамках изучения как астрофизических процессов эволюции звезд [15], так и управляемых термоядерных реакций, в частности, сечений взаимодействия горячей дейтериевой плазмы со стенкой реактора [16].

Между тем существует альтернативная возможность изучения выхода dd -реакции при энергиях, не превышающих 1 кэВ, с использованием высокопоточного импульсного разряда в дейтерии. Эксперименты, проведенные ранее, показали [17], что импульсный тлеющий разряд способен генерировать ионы с энергиями 0.8–2.5 кэВ и плотностями тока 300–600 мА/см² при давлении дейтерия в диапазоне 1–10 мм рт. ст. Плотность тока, используемая при бомбардировке поверхности катода (мишени) в тлеющем разряде, почти на 3 порядка величины выше, чем достигаемая с использованием ускорителей. Предварительные оценки показывают, что высокопоточная бомбардировка дейтерием катода в тлеющем разряде позволит детектировать продукты dd -реакции даже при $E \leq 1$ кэВ за время экспозиции, не превышающее несколько десятков часов (в предположении экспоненциального роста коэффициента усиления dd -реакции при низких энергиях). Более того, такая бомбардировка может инициировать эмиссию рентгеновских квантов (сопровождающую инициирование dd -реакции в решетке металлов с высокой растворимостью водорода [18]), которая еще никогда не была зарегистрирована в экспериментах

на ускорителях вследствие недостаточного тока пучка дейтронов.

В настоящей работе представлены результаты систематического изучения выходов dd -реакции и рентгеновской эмиссии в процессе бомбардировки Тi-катода дейтронами очень низких энергий ($0.8 \leq E \leq 2.45$ кэВ) в сильноточном импульсном тлеющем разряде. Результаты измерения выхода из толстой мишени (Тi-катода) позволили получить необычно высокое усиление dd -реакции (при $E_d = 1$ кэВ скорость dd -реакции на 9 порядков превышает аналогичную величину, рассчитанную путем стандартной экстраполяции сечения dd -реакции [11] к низким энергиям дейтронов), описываемое потенциалом экранирования $U_e = 610 \pm 150$ эВ.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Детектирование заряженных частиц от dd -реакции и сопровождающих их рентгеновских квантов проводилось в вакуумной камере в процессе тлеющего разряда при различных напряжениях и токах. Принципиальная схема установки и соответствующих детекторов показана на рис. 1а, б. Расстояние между подвижным Мо-анодом и заменяемым Тi-катодом (толщина — 0.01 см, площадь — 0.64 см²) составляло 4–5 мм. Катод был изготовлен из холоднокатаной Тi-фольги (чистота 99.99%). Чтобы избежать перегрева электродов и таким образом снизить скорость их распыления, полые держатели катода и анода постоянно охлаждались изнутри потоком дистиллированной воды. Для предотвращения образования дугового разряда при высокой плотности тока держатели катода и анода были изолированы тефлоном.

Прямоугольные импульсы тока и напряжения длительностью 200–400 мкс генерировались с частотой 3 Гц и имели малое время нарастания (меньше 1 мкс). Параметры импульсов непрерывно измерялись двухканальным запоминающим осциллографом с частотой 100 МГц. Используемый источник питания позволял получить устойчивый режим тлеющего разряда в диапазоне давлений дейтерия 2–9 ммрт.ст. Было обнаружено, что непрерывное выравнивание давления в процессе тлеющего разряда приводит к исчезновению неконтролируемых всплесков тока и напряжения, т.е. к их стабилизации. В этих условиях квазистабильного тлеющего разряда средняя энергия дейтрона в лабораторной системе ($E_{lab} = eV$, где e — заряд электрона) бу-

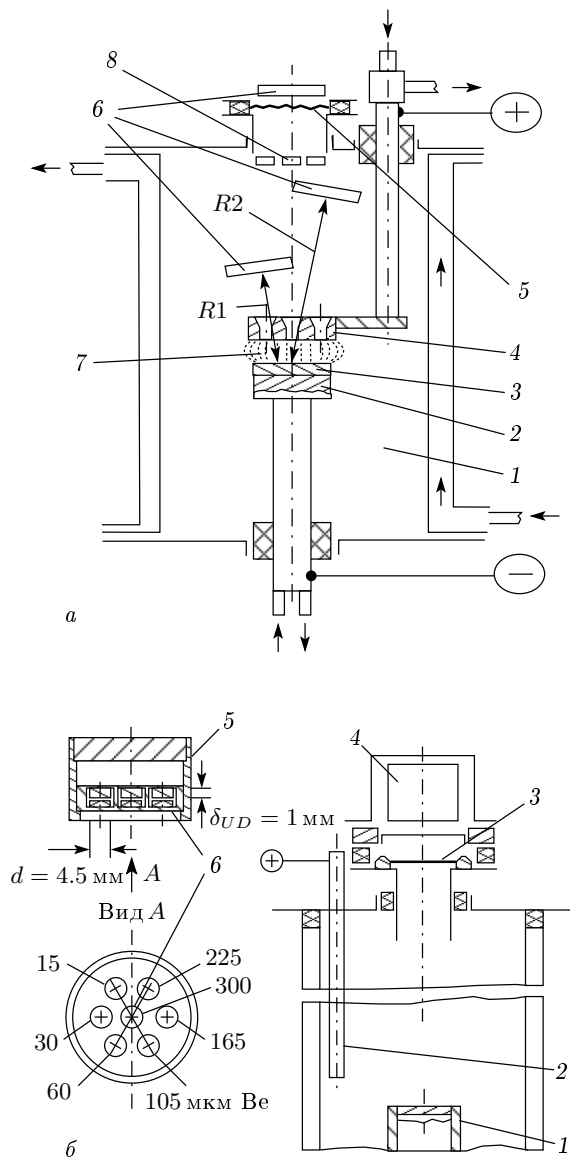


Рис. 1. а) Схема установки тлеющего разряда: 1 — вакуумная камера; 2 — держатель катода; 3 — катод; 4 — анод; 5 — Ве-окно; 6 — детекторы CR-39; 7 — область тлеющего разряда; 8 — ТЛД-детекторы с Ве-фильтрами толщиной 15–300 мкм. б) Схема эксперимента с открытым катодом: вид А — ТЛД-детекторы с Ве-фильтрами различной толщины, 1 — катод, 2 — анод, 3 — Ве-фильтры, 4 — ТЛД-детекторы или камера-обскура; 5 — металлический держатель детекторов; 6 — Ве-фильтры толщиной 15–300 мкм

дет достаточно точно соответствовать приложенному напряжению. Действительно, благодаря низкой степени ионизации дейтерия в этом типе разряда (меньше 10^{-5}), взаимодействие ионов плазмы ма-

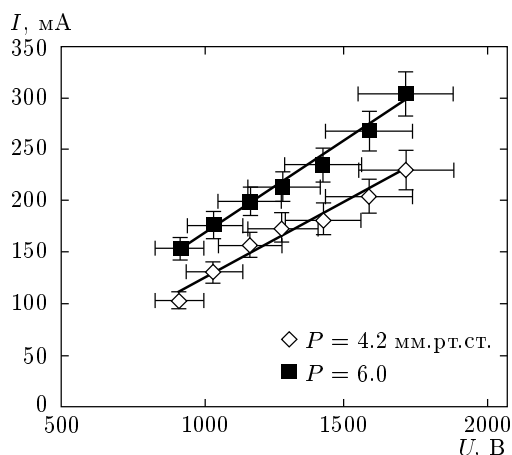


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики тлеющего разряда с Ti-катодом при давлениях дейтерия 4.2 и 6.0 мм рт. ст.

ло, что позволяет пренебречь «эффектами максвеллизации», генерирующими дейтроны высокой энергии на «хвосте» распределения [19], а средняя энергия дейтрона будет близка к номинальному напряжению разряда. При этом разброс средней энергии дейтрона (что является аналогом энергетического «разброса» ускорителя) в нашем случае не превышает $\pm 15\%$ от номинального напряжения разряда и в основном определяется остаточными нестабильностями давления в разрядной камере.

Измерение вольт-амперных характеристик разряда при постоянном давлении демонстрирует их линейность, указывающую на пропорциональность тока и напряжения [19, 20] в диапазонах 100–300 мА и 800–2000 В соответственно (рис. 2). Наличие данной пропорциональности, в свою очередь, убеждает в отсутствии эффектов «дуги» в тлеющем разряде, способных привести к искажению спектра дейтронов. В дальнейшем для достижения максимального выхода dd -реакции выбирался максимальный ток при соответствующем давлении, чтобы поддерживать заданное напряжение согласно вольт-амперной характеристике.

Измерения температуры с помощью термисторов, прикрепленных к обратной стороне катода, показали увеличение температуры на 50–100 К в процессе разряда [21]. Однако эти оценки температуры не являются корректными в отношении приповерхностного слоя катода, поскольку эксперименты обнаруживают следы оплавления на всей поверхности катода даже при минимальной приложенной плотности электрической мощности (100 Вт/см²). В

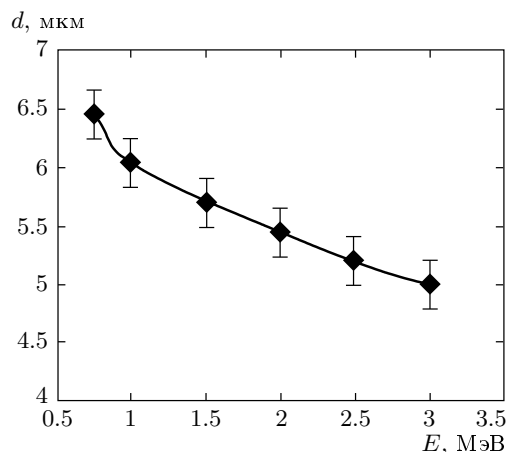


Рис. 3. Калибровочная зависимость диаметров треков протонов в детекторе CR-39 от их энергии

этой связи, ниже мы будем принимать максимальную температуру катода в приповерхностном слое (сравним с пробегом дейтрона в процессе бомбардировки) равной температуре плавления титана.

Во избежание воздействия электромагнитных наводок, генерируемых разрядом и способных существенно исказить измеряемые выходы при малых энергиях, в настоящей работе не использовались поверхностно-барьерные Si-детекторы, обычно применяемые для таких целей [6–10].

Детектирование продуктов dd -реакции осуществлялось с помощью пластиковых трековых детекторов CR-39, не чувствительных к воздействию электромагнитных полей. С этой целью в аноде было просверлено 7 отверстий. Трековые детекторы CR-39 помещались в разрядной камере за анодом (рис. 1а) на расстоянии 3 см от поверхности катода. Измерения в аналогичных условиях разряда с водородом вместо дейтерия были использованы в качестве фоновых.

Трековые детекторы CR-39 (производство Fukuvi Chemical Industry, Япония) применялись для детектирования заряженных частиц от $d(d,p)t$ реакции. Эти детекторы были калиброваны (рис. 3) с помощью стандартных α -источников ($E_\alpha = 2.0$ – 7.7 МэВ), пучка циклотрона ($E_\alpha = 8.0$ – 30.0 МэВ) и протонного пучка ускорителя Ван де Граафа ($E_p = 0.5$ – 3.0 МэВ) в НИИЯФ МГУ. После экспозиции детекторы подвергались травлению в 6М растворе NaOH при 70 °С в течение 7 ч. Исследование полученных треков и измерение их диаметров проводилось с помощью оптического микроскопа, снабженного цифровой

видеокамерой.

Чтобы избежать действия плазмы разряда и частиц распыляемого катода на поверхность детектора, он экранировался 11 мкм Al-фольгой. Эта фольга пропускала протоны с энергией 3 МэВ и задерживала тритоны с энергией 1 МэВ от реакции $d(d, p)t$. Измерения показали, что треки протонов с энергией 3 МэВ, прошедших через фольгу, имеют диаметры около 5.2 мкм. Для детектора CR-39, расположенного на расстоянии 3 см от катода, эффективность определяется в основном геометрическим фактором. С учетом полной площади отверстий, просверленных в аноде, геометрическая эффективность регистрации протонов с энергией 3 МэВ была оценена как $\epsilon_p = 5.6 \times 10^{-3}$.

Для оценки средней энергии и интенсивности рентгеновских квантов, испущенных с поверхности катода, применялись термолюминесцентные детекторы (ТЛД) Al_2O_3 с набором Ве-фильтров толщиной 15–300 мкм ($2.8\text{--}55.5 \text{ мг/см}^2$). Эти детекторы регистрировали поглощенную дозу радиации. Семь ТЛД диаметром 5 мм каждый размещались на расстоянии 7 см от анода вне зоны разряда. В отдельном эксперименте для получения информации о пространственном расположении источника рентгеновских квантов в разряде анод сдвигался на расстояние 20 мм по отношению к катоду. В этом случае ТЛД или камера-обскура располагались непосредственно перед катодом (рис. 1б). Калибровка ТЛД проводилась с помощью стандартного γ -источника Cs^{137} . Для считывания ТЛД и построения зарядовых кривых применялся прибор на базе пикопроцессора фирмы Harshow Co.

Временные корреляции рентгеновской эмиссии и импульсов тока изучались с помощью пластического сцинтиллятора (РММА) диаметром 17 мм фотоэлектронного умножителя ФЭУ-85. Эти эксперименты проводились при давлении 4.2 Торр и токе 250 мА. Камера-обскура, установленная напротив катода, служила для получения позитивного изображения зоны генерации рентгеновских лучей на рентгеновской пленке.

Эксперименты по детектированию заряженных частиц проводились при напряжениях 0.8–2.45 кВ и токах разряда 240–450 мА. Длительность каждого эксперимента с определенным напряжением разряда составляла около 7 ч. Предварительные измерения с трековыми детекторами CR-39, покрытыми Al-фольгой и PE-пленкой показали статистически значимое число треков протонов, зависящее от напряжения и тока разряда. Типичные распределения диаметров треков заряженных частиц при трех раз-

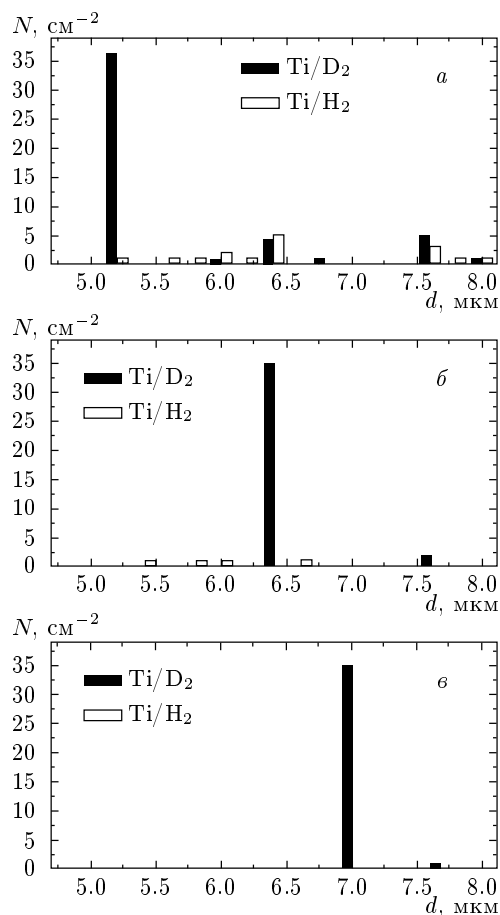


Рис. 4. Распределения диаметров треков, полученные в тлеющем разряде в дейтерии и водороде при давлении 6 ммрт.ст., $U = 1.25 \text{ кВ}$, $I = 240 \text{ мА}$ (время экспозиции 7 ч), расстояние катод-детектор $R = 3 \text{ см}$: *а* — детектор CR-39 покрыт Al-фольгой (11 мкм). Положение пика при $d = 5.2 \text{ мкм}$ соответствует протонам с $E_p = 3 \text{ МэВ}$ (потери энергии в такой фольге составляют $\Delta E = 0.2 \pm 0.1 \text{ МэВ}$); *б* — детектор CR-39 покрыт Al-фольгой (11 мкм) и PE-пленкой (60 мкм). Положение пика при $d = 6.4 \text{ мкм}$ соответствует протонам с $E_p = 3 \text{ МэВ}$ (потери энергии в покрытии составляют $\Delta E = 1.1 \pm 0.2 \text{ МэВ}$); *в* — детектор CR-39 покрыт Al-фольгой (33 мкм) и PE-пленкой (60 мкм). Положение пика при $d = 6.8 \text{ мкм}$ соответствует протонам с $E_p = 3 \text{ МэВ}$ (потери энергии в покрытии составляют $\Delta E = 2.5 \pm 0.2 \text{ МэВ}$)

личных толщинах покрытий детектора для тлеющего разряда в дейтерии и водороде при $U = 1.25 \text{ кВ}$ и $I = 240 \text{ мА}$ представлены на рис. 4. Как видно на рис. 4, диаметры треков сильно зависят от толщины покрытия в соответствии с ростом потерь энергии для протонов с энергией 3 МэВ [22], генериру-

емых в процессе тлеющего разряда. При толщине покрытия 11 мкм Al положение пика локализуется при $d = 5.2$ мкм ($E_p = 2.85$ МэВ) (рис. 4а). С увеличением толщины покрытия до значений 33 мкм для Al- и 60 мкм для PE-пленки этот пик смещается до $d = 6.8$ мкм (рис. 4в). В тлеющем разряде с Ti-катодом в водороде при тех же условиях (напряжение, ток и давление) что и в дейтерии, в диапазоне диаметров, соответствующем протонам с энергией 3 МэВ, треков не наблюдалось.

Для вычисления выхода протонов из толстой мишени (Ti-анода), бомбардируемой дейтронами с энергией E_d , мы использовали формулу [3]

$$Y_t(E_d) = \int_0^{E_d} N_D(x) \sigma_{lab}(E) \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE, \quad (1)$$

где $N_D(x)$, $\sigma_{lab}(E)$ и dE/dx — соответственно плотность дейтронов в Ti-аноде, сечение dd -реакции и тормозная способность дейтронов в Ti. Параметризация Боша–Халле использовалась для экстраполяции сечения при низких энергиях [11]. Тормозная способность дейтронов в Ti предполагалась пропорциональной скорости дейтронов, что подтверждается данными для различных мишеней при низкой энергии дейтронов вплоть до $E_d = 1.0$ кэВ [23, 24].

Выходы протонов с энергией 3 МэВ, полученные при различных напряжениях в диапазоне 0.8–2.45 кВ, были нормированы к выходу при максимальном напряжении $U = 2.45$ кВ, с учетом мощности разряда и эффективной температуры на поверхности мишени, влияющих на изменение концентрации дейтерия в Ti ($N_D(x)$). В этом случае эффективная концентрация дейтерия в Ti определяется как: $N_D(ef) = k(W, T)N_D(x)$, где T и W — температура и мощность на поверхности мишени. При этом коэффициент k может быть записан как [21]

$$k(W, T) = \exp \left(-\frac{\varepsilon_d \Delta T}{k_B T_m T_0} \frac{W_m}{W_x} \right), \quad (2)$$

где k_B — постоянная Больцмана, $\varepsilon_d = 0.04$ эВ — энергия активации выхода дейтрона с поверхности Ti в процессе разряда; $T_m = 1941$ К — температура плавления Ti, $T_0 = 290$ К — начальная температура мишени, $\Delta T = T_m - T_0$, $W_m = 906.5$ Вт — максимальная мощность разряда при $E_d = eU_m = 2.45$ кэВ, $I_m = 370$ мА; W_x — значение мощности при других (меньших) значениях тока и напряжения. Величина ε_d была определена из данных для ускорительных экспериментов [9] путем аппроксимации выхо-

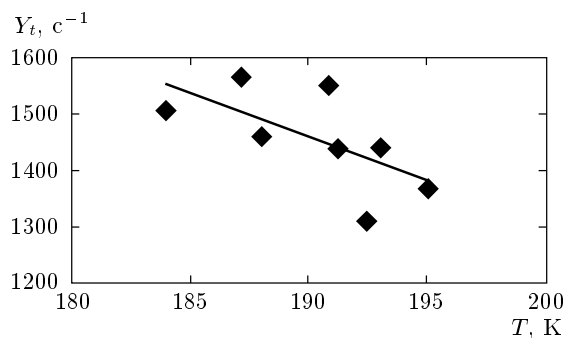


Рис. 5. Нормированный выход протонов из Ti-мишени в зависимости от ее температуры при облучении дейтронами на ускорителе [9] при энергии $E_d = 10.0$ кэВ и токе $I = 60$ –100 мкА. Сплошная кривая — функция Аррениуса

дов протонов с энергией 3 МэВ в Ti-мишени функцией Аррениуса [25] в диапазоне температур 180–195 К при $E_d = 10$ кэВ (т.е. без какого-либо усиления dd -реакции). Тангенс угла наклона кривой выхода к температурной шкале соответствует энергии активации выхода дейтерия с поверхности мишени (рис. 5).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения с трековыми детекторами CR-39, покрытыми 11 мкм Al, показали статистически значимое число треков протонов с энергией 3 МэВ, за-

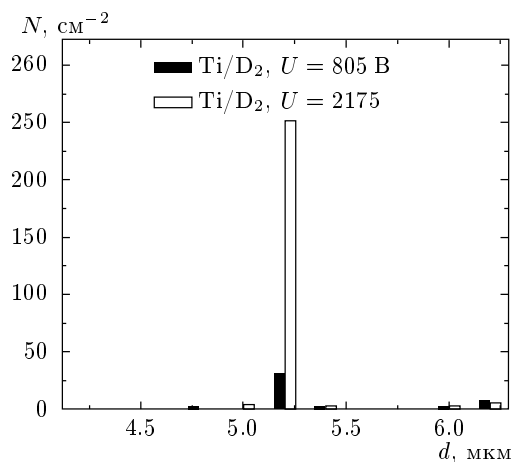


Рис. 6. Распределение диаметров треков протонов с энергией 3 МэВ, зарегистрированных детектором CR-39 при двух различных напряжениях разряда $U_1 = 805$ В и $U_2 = 2175$ В ($I = 250$ мА, время экспозиции 7 ч)

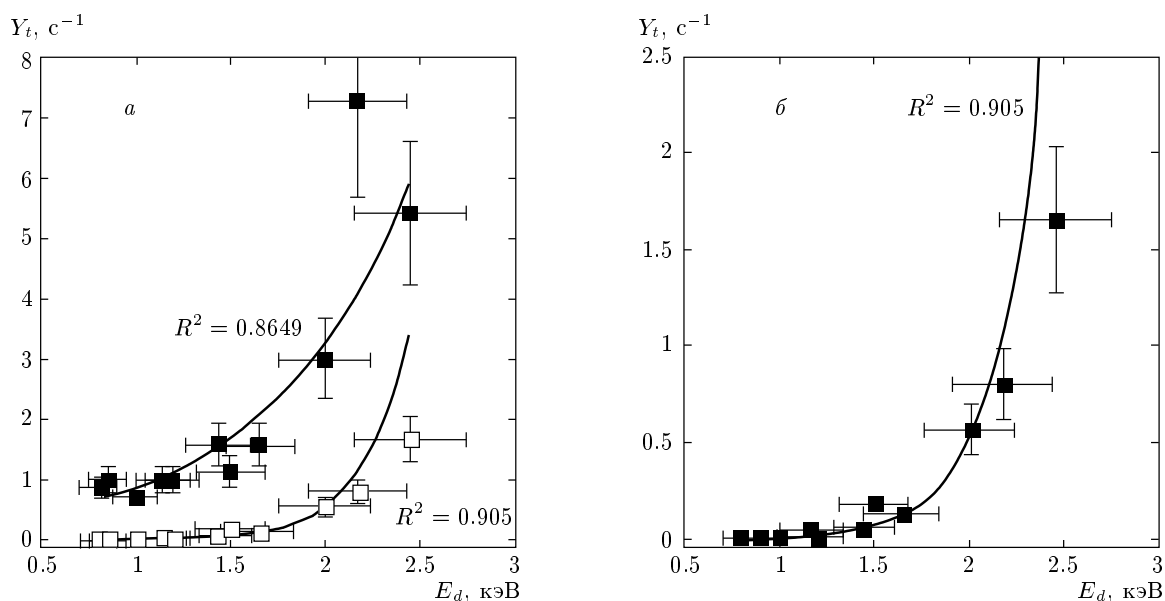


Рис. 7. Выход протонов с энергией 3 МэВ из Тi-катода до (а) и после (б) нормировки на концентрацию дейтерия (т.е. нормировочный коэффициент k , определяемый формулой (2))

висящее от напряжения и тока разряда. Типичные распределения диаметров треков заряженных частиц для тлеющего разряда в дейтерии при двух различных напряжениях 2175 и 805 В и одного значения тока $I = 250$ мА представлены на рис. 6. Положение пика dd -протонов (3 МэВ) при $d = 5.2$ мкм находится в хорошем согласии с данными калибровки (рис. 2) и предыдущими измерениями при $U = 1.25$ кВ (рис. 4). Полные данные включают число треков, полученное при различных значениях тока и напряжения с учетом поправочного коэффициента k , определяемого формулой (2) (см. табл. 1). Как показано в табл. 1, выход dd -протонов с убыванием энергии от 2.45 до 0.8 кэВ уменьшается на 3 порядка величины с учетом нормировочного коэффициента k . Без учета коэффициента k выход уменьшался лишь на один порядок величины (см. столбец 4 в табл. 1). Это связано с тем, что концентрация дейтерия в Тi при низких напряжениях (и малой мощности разряда) намного выше, чем при $U = 2.45$ кВ, поскольку эффективная температура в приповерхностном слое катода пропорциональна мощности разряда.

На рис. 7 представлены экспериментальные выходы реакции $d(d, p)t$ в зависимости от энергии дейтронов в диапазоне 0.8–2.45 кэВ до и после нормирования на коэффициент k . Зависимость выхода от напряжения разряда до нормировки (рис. 7а) имеет более выраженный экспоненциальный характер,

чем это ожидается в соответствии с поведением сечения при низких энергиях. Ход экспоненциальной кривой сглаживается после процедуры нормировки выхода на коэффициент k . Этот результат еще раз подчеркивает необходимость нормировки, которая способна учесть влияние случайных столкновений дейтронов (обусловленных неопределенностью концентрации дейтерия), которые приводят к отклонению выхода от экспоненциальной зависимости.

На рис. 8 представлены результаты нормировки выхода dd -протонов Y_x при низких энергиях на значение данного выхода при $E_d = 2.45$ кэВ. Здесь же для сравнения представлен стандартный выход реакции $d(d, p)t$ (сплошная кривая), вычисленный согласно экстраполяции Боша–Халле [9, 10]. Даже с учетом полной ошибки измерений, включающей систематическую ошибку измерений и нестабильность тлеющего разряда ($\pm 10\%$ для тока и напряжения), экспериментальная зависимость $Y_p/Y(2.45)$ лежит значительно выше кривой Боша–Халле. Этот факт явно указывает на большое усиление dd -реакции в приповерхностном слое мишени при низких энергиях. Для прямой оценки коэффициента (фактора) усиления dd -реакции ($f(E)$) и вычисления электронного потенциала экранирования U_e в диапазоне энергий 0.8 ± 2.45 кэВ, использовалась формула [3]:

$$f(E) = \frac{Y_p(E)}{Y_b(E)} = \exp \left[\pi \eta(E) \frac{U_e}{E} \right], \quad (3)$$

Таблица 1. Выходы протонов с энергией 3 МэВ при различных напряжениях тлеющего разряда

$\langle U \rangle$, В	$\langle I \rangle$, мА	W_m , Вт	N (5.2 мкм), см ²	$k(W, T)$	$\langle N_p \rangle$, с ⁻¹	$[\langle n/\varepsilon \rangle \pm \sigma]$, с ⁻¹ в 4π ср	Y_p , Кл ⁻¹
805	250	201.3	30	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$2.6 \cdot 10^{-6}$	$(4.7 \pm 1.4) \cdot 10^{-4}$	$1.9 \cdot 10^{-3}$
850	225	191.3	28	$1.6 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-6}$	$(3.3 \pm 1.1) \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$
1000	370	370	35	$3.6 \cdot 10^{-2}$	$5.0 \cdot 10^{-5}$	$(9.0 \pm 1.9) \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$
1145	370	420	54	$5.3 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$(2.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$	$5.3 \cdot 10^{-2}$
1190	240	286	30	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-5}$	$(3.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$
1435	250	359	50	$3.3 \cdot 10^{-2}$	$7.0 \cdot 10^{-5}$	$(1.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$	$5.2 \cdot 10^{-2}$
1500	450	675	71	$1.6 \cdot 10^{-1}$	$4.5 \cdot 10^{-4}$	$(8.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-1}$
1647	300	495	62	$8.3 \cdot 10^{-2}$	$2.1 \cdot 10^{-4}$	$(4.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-1}$
2000	370	740	159	$1.9 \cdot 10^{-1}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$(2.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-1}$	$5.7 \cdot 10^{-1}$
2175	250	544	252	$1.1 \cdot 10^{-1}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$(2.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-1}$	$8.0 \cdot 10^{-1}$
2450	370	906.5	317	$2.7 \cdot 10^{-1}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$	$(6.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-1}$	1.65

Примечание. Здесь $\langle U \rangle$, $\langle I \rangle$ и W_m — соответственно средние напряжение, ток и амплитуда мощности разряда; N — плотность треков протонов с энергией 3 МэВ; $\langle N_p \rangle$ — средняя скорость счета протонов с энергией 3 МэВ; $\langle n/\varepsilon \rangle$ — выход протонов в телесный угол 4π с учетом эффективности регистрации $\varepsilon = 5.6 \cdot 10^{-3}$; Y_p — выход *dd*-протонов на 1 Кл тока дейтронов, попавших на катод.

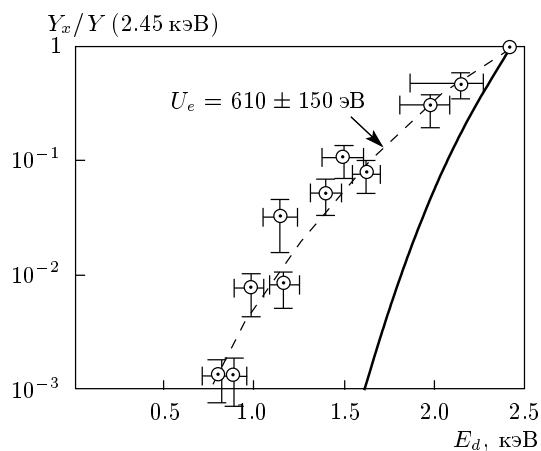


Рис. 8. Экспериментальные выходы протонов с энергией 3 МэВ при энергиях дейтронов $0.8 < E_d < 2.45$ кэВ, нормированные на выход при $E_d = 2.45$ кэВ. Сплошная кривая — аппроксимация Боша–Халле [11]. Штриховая кривая — выход *dd*-реакции при значении потенциала экранирования $U_e = 610$ эВ

где $Y_p(E)$ — экспериментальный выход *dd*-протонов в тлеющем разряде, $Y_b(E)$ — выход при той же энергии, определенный в соответствии с экстрапо-

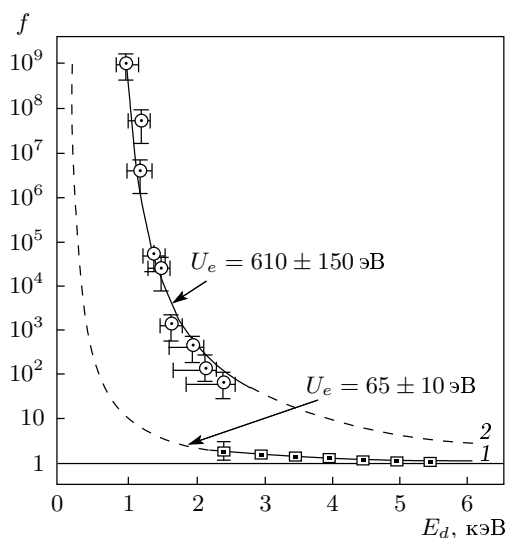


Рис. 9. Коэффициент усиления, вычисленный из формулы (3), для Ti-мишени в эксперименте на ускорителе [10] (кривая 1) и в тлеющем разряде (кривая 2). Сплошная часть кривых соответствует диапазонам энергий дейтронов, где выходы измерялись экспериментально

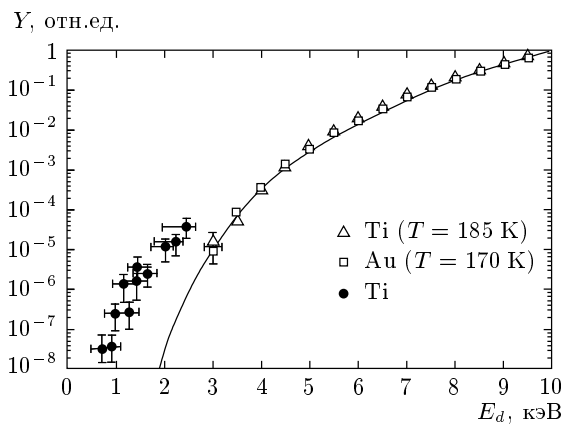


Рис. 10. Выходы из толстой мишени для эксперимента в тлеющем разряде в дейтерии с Ti-катодом ($0.8 < E_d < 2.45$ кэВ) и для эксперимента на ускорителе [9] ($2.5 < E_d < 10.0$ кэВ) с мишенями Ti и Au. Все выходы нормированы на значение, полученное в эксперименте на ускорителе при $E_d = 10$ кэВ

ляцией Боша–Халле, $2\pi\eta = 31.29Z^2(\mu/E)^{1/2}$ — параметр Зоммерфельда (здесь Z — заряд дейтрона в случае бомбардировки D^+ , μ и E — соответственно приведенная масса и энергия дейтрона). Данные, полученные на ускорителе [10] (кривая 1) и в тлеющем разряде с Ti-катодом (мишенью) (кривая 2), показаны на рис. 9. В случае измерений на ускорителе с Ti-мишенью при $2.5 < E_d < 10.0$ кэВ потенциал экранирования был равен $U_e = 65 \pm 10$ эВ [9]. Однако для эксперимента в тлеющем разряде потенциал экранирования, оцененный из данных по усилению (кривая 2), оказывается равным $U_e = 610 \pm 150$ эВ. Так, экспериментальное усиление dd -реакции в тлеющем разряде, взятое в качестве примера при $E_d = 1.0$ кэВ, почти на 9 порядков величины больше, чем предсказанное с использованием стандартной аппроксимации сечения dd -реакции к низким энергиям дейтронов.

На рис. 10 представлены выходы dd -реакции в тлеющем разряде, нормированные на величину выхода, измеренного на ускорителе при $E_d = 10.0$ кэВ (с учетом нормировки выхода dd -протонов на уменьшение эффективной температуры мишени при переходе от тлеющего разряда к ускорителю [9]). Как и на рис. 8, выход dd -реакции в тлеющем разряде оказался намного выше, чем аналогичный выход на ускорителе, экстраполированный к более низким энергиям и отвечающий потенциалу $U_e = 65$ эВ.

Таким образом, данные по выходам в тлеющем разряде с учетом нормировочных процедур, анало-

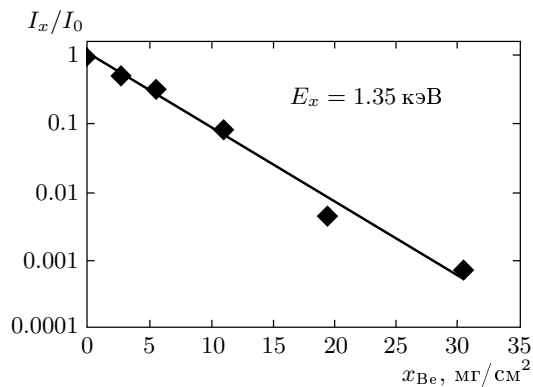


Рис. 11. Оценка энергии рентгеновских квантов (E_x), испущенных с Ti-катада в процессе тлеющего разряда в дейтерии ($U = 1.25$ кВ, $I = 200$ мА, $p = 4.4$ мм рт. ст.). Использовался детектор, включавший ТЛД с Be-фильтрами разной толщины (рис. 1), I_x и I_0 — интенсивность рентгеновского излучения соответственно после и до прохождения фильтра

гичных применяемым в экспериментах на ускорителе [9, 10], демонстрируют значительно более высокое усиление dd -реакции при $E_d < 2.45$ кэВ, чем это могло бы ожидаться не только при теоретической экстраполяции выхода dd -реакции к низким энергиям дейтронов, но и в случае аналогичной экстраполяции выходов, полученных из ускорительных экспериментов при $E_d > 2.5$ кэВ.

Эксперименты показали, что бомбардировка дейтронами катада в сильноточном импульсно-периодическом тлеющем разряде сопровождается интенсивной эмиссией мягких рентгеновских квантов. В экспериментах с применением ТЛД в тлеющем разряде с Ti-катодом при $I = 200$ мА и $U = 1.25$ кВ детектировалась эмиссия рентгеновских квантов со средней энергией $E_x = 1.1$ – 1.4 кэВ и интенсивностью $I_x = 10^{13}$ фотонов/с в телесный угол 4π ср (рис. 11). Важно отметить, что средняя энергия этих квантов близка к энергии бомбардирующих дейтронов.

Для того чтобы установить геометрическое положение источника рентгеновских лучей в разряде, применялась конструкция анода, позволявшая смещать его относительно катада (рис. 1б). Используя тлеющий разряд с «плазменным анодом» (т. е. когда анод сдвинут на расстояние 20 мм по отношению к катаду), когда катодная область полностью открыта для наблюдения камерой-обскурой, мы обнаружили, что основная часть рентгеновских квантов (бо-

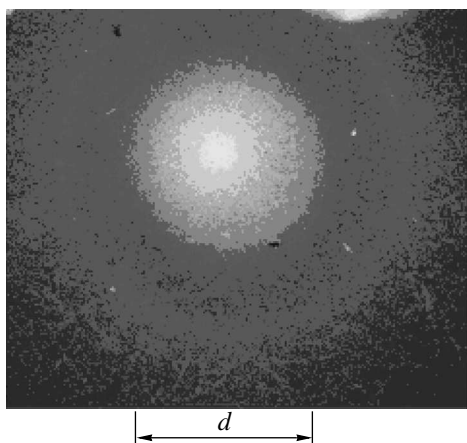


Рис. 12. Изображение Ti-катода на рентгеновской пленке, полученное с помощью камеры-обскуры. Входное отверстие диаметром 0.3 мм закрыто Ве-фольгой толщиной 15 мкм. Условия разряда — $I = 150$ мА, $U = 1250$ В, $p = 5.3$ мм рт. ст., время экспозиции составляет 1000 с

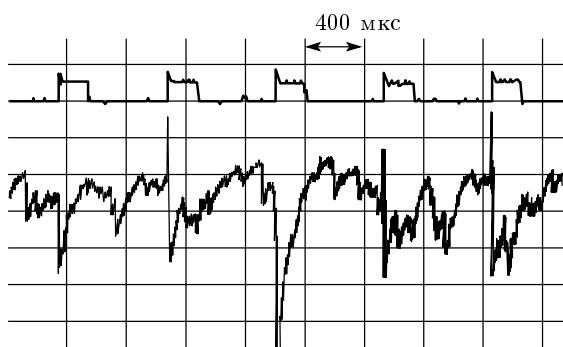


Рис. 13. Синхронизированное измерение импульсов рентгеновской эмиссии (с помощью пластического сцинтиллятора с ФЭУ, внизу) и тока (длительность $\Delta\tau = 400$ мкс, сверху) в тлеющем разряде в дейтерии ($U = 1.4$ кВ, $I = 250$ мА, $p = 4.2$ мм рт. ст.)

лее 90%) испускается непосредственно с поверхности катода. Позитивное изображение открытого катода на рентгеновской пленке (рис. 12) представлено ярким пятном, имеющим размер, соответствующий диаметру катодной области.

Эксперименты показали также, что рентгеновские импульсы строго коррелированы с импульсами тока после установления стационарного режима разряда. Рост напряжения и тока разряда приводит к существенно нелинейному росту выхода рентгеновских квантов (рис. 13). Начало сигнала от рентгеновских квантов, зарегистрированных детектором с

пластическим сцинтиллятором и ФЭУ, обычно совпадает с началом импульса тока. Затем сигнал достигает максимума за время в несколько мкс и медленно убывает в течение примерно 200 мкс.

Было обнаружено, что энергия рентгеновских квантов, оцененная с помощью набора ТЛД и Ве-фильтров, слабо растет с ростом напряжения разряда в диапазоне 1.2–2.0 кВ. Эти эксперименты были проведены при постоянном значении тока 200 мА. Чтобы обеспечить изменение напряжения при неизменном токе, давление дейтерия варьировалось в диапазоне 2–9 мм рт. ст. Было обнаружено, что при $U < 1.6$ кВ энергия рентгеновских квантов $E_x = 1.22 \pm 0.15$ кэВ и почти не зависит от напряжения разряда. С ростом напряжения энергия квантов растет и достигает значения $E_x = 1.43 \pm 0.17$ кэВ.

Обоснованность утверждения о том, что с помощью ТЛД и набора Ве-фильтров осуществлялось детектирование именно рентгеновских квантов (а не других видов ионизирующих излучений), может быть подтверждена простым рассмотрением возможных видов эмиссии, возникающих в процессе тлеющего разряда. Используемые ТЛД чувствительны к рентгеновским и гамма-квантам и электронам в диапазоне энергий от нескольких кэВ до нескольких сот кэВ. Принимая во внимание напряжение разряда, трудно предположить возможность ускорения электронов до энергии $E > 10$ кэВ. С другой стороны, электроны с $E < 10$ кэВ полностью поглощаются в слое Ве толщиной 15 мкм. В нашем случае излучение, детектируемое ТЛД, существенно уменьшается (в 10 раз) лишь при толщине Ве $h > 100$ мкм (рис. 10). Таким образом, может быть установлено, что излучение, детектируемое ТЛД, представляет собой рентгеновские кванты, ослабляющиеся в Ве согласно известному закону поглощения.

Измерение дозы, поглощенной ТЛД при различных токах (100–270 мА) и напряжениях (1.0–1.8 кВ) при постоянном давлении дейтерия 6 и 4.2 мм рт. ст., указывает на экспоненциальный рост I_x с ростом эффективной мощности разряда $P^* = UIQ$ (где Q — скважность импульсов тока) (рис. 14). Выход рентгеновских квантов при постоянном давлении подчиняется закону

$$I_x = I_0 \exp[(\varepsilon/k_B T_m) P_x^*/P_0^*], \quad (4)$$

где $I_0 = 0.98$ Гр для $p = 6.0$ мм рт. ст. и $I_0 = 0.725$ Гр для $p = 4.2$ мм рт. ст., $\varepsilon = 0.04$ эВ — энергия активации выхода дейтрона с поверхности титана (рис. 5, формула (1)); $T_m = 1941$ К — температура плавления

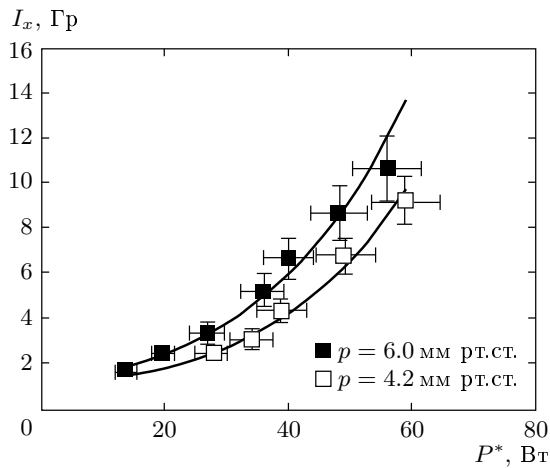


Рис. 14. Полная доза рентгеновских квантов, испущенных с Ti-катода и зарегистрированных ТЛД, расположенным на расстоянии 7 см от катода за время 6000 с (с учетом эффективности регистрации), в зависимости от эффективной мощности разряда $P^* = UJQ$ ($Q = 0.15$ — скважность импульса тока) при двух значениях давления $p_1 = 6.0$ мм рт. ст. и $p_2 = 4.2$ мм рт. ст.

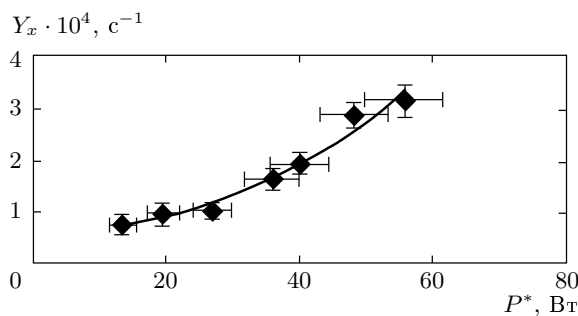


Рис. 15. Выход рентгеновских квантов на один дейтрон при давлении $p = 4.2$ мм рт. ст. в зависимости от эффективной мощности разряда P^*

ния Ti, $P_0^* \approx 6.0$ Вт — минимальная (пороговая) эффективная мощность разряда.

Вместе с тем эффективность генерации рентгеновских квантов на один имплантированный дейтрон (или число рентгеновских квантов в зависимости от тока разряда) также подчиняется экспоненциальной зависимости с теми же параметрами ϵ , T_m и P_0^* (рис. 15). Таким образом, выход рентгеновских квантов сильно зависит от концентрации дейтерия на поверхности титана при температуре плавления и имеет тенденцию к росту с увеличением эффективной температуры катода ($T_{eff} \propto P^*$).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Таким образом, эксперименты показали, что в процессе сильноточного тлеющего разряда в дейтерии при напряжении 0.8–2.45 кВ происходит значительное усиление выхода dd -реакции на Ti-катоде, сопровождаемое интенсивной эмиссией рентгеновских квантов. В отличие от экспериментов на ускорителе, проведенных при значительно более низких токах и более высоких энергиях дейтронов [6–10] и показавших усиление dd -реакции на Ti, соответствующее потенциалу экранирования $U_e \leq 65$ эВ, в настоящей работе было получено гораздо более высокое значение U_e для Ti.

Рассмотрим возможные источники ошибок в процессе эксперимента с тлеющим разрядом, которые могли бы привести к переоценке потенциала экранирования и усиления выхода dd -реакции в Ti-мишени.

Как было показано в ранних работах на ускорителях [1, 3], стандартная процедура оценки потенциала экранирования, включающая нормализацию выходов из толстой мишени при различных энергиях дейтронов на значение выхода при максимальной энергии и сравнение их с предсказаниями экстраполяции Боша–Халле, может исключить ошибки в определении коэффициента усиления, вытекающие из неопределенности концентрации дейтерия и абсолютного выхода dd -реакции.

Тормозная способность дейтронов в Ti в наших измерениях предполагалась пропорциональной их скорости v_d , что справедливо, по крайней мере, при энергии $E_d \geq 1.0$ кэВ, согласно недавним результатам для некоторых металлов и полупроводников [23, 24]. Существующие данные позволяют предположить, что при $E_d \geq 0.5$ кэВ пропорциональная зависимость тормозной способности от скорости дейтрона не будет сильно искажена. В то же время измерения тормозной способности при низкой энергии дейтронов $E_d \leq 1.0$ кэВ, которые могут показать отклонение от закона $dE/dx \sim v_d$, были бы крайне желательны.

В настоящей работе ток дейтронного пучка определялся осциллографически и приравнивался, по сути, току разряда без использования цилиндра Фарадея. Существенно, однако, что это определение тока пучка не может привести к переоценке выхода dd -реакции. Действительно, вторичная электронная эмиссия с катода, вызываемая бомбардировкой дейтронами, могла бы лишь уменьшить полный заряд, детектируемый цилиндром Фарадея на катоде, приводя к занижению действительного значения тока

дейтронов. В свою очередь, уменьшение тока дейтронов на мишени может привести лишь к увеличению абсолютного выхода dd -реакции и, таким образом, к переоценке относительного выхода. Именно поэтому оценки выхода dd -реакции в табл. 1 могут рассматриваться только как наиболее консервативные.

Каналирование дейтронов, влияющее на увеличение вероятности столкновений дейтронов, было подробно рассмотрено в [6, 7]. Не вдаваясь в детали данного рассмотрения, мы лишь укажем, что явление каналирования не является главной причиной увеличения сечения dd -реакции вследствие случайной ориентации поликристаллов в мишени, а также из-за радиационных повреждений кристаллической структуры, особенно в случае интенсивного потока бомбардирующих дейтронов и высокой температуры мишени. Влиянием молекулярной компоненты (D_2^+/D_3^+) тлеющего разряда на усиление выхода dd -реакции в Ti в первом приближении также можно пренебречь, поскольку недавние работы с использованием пучков ионов D^+ и D_3^+ показывают аналогичные эффекты усиления в обоих случаях [6].

С другой стороны, значительные неопределенности тока/напряжения разряда, а также температуры на поверхности катода (по сравнению с экспериментами на ускорителе) могут действительно рассматриваться как основные источники ошибок при оценке усиления выхода dd -реакции в процессе тлеющего разряда.

Действительно, колебания тока/напряжения в нашем эксперименте могли достигать около 15 % при постоянном давлении дейтерия. Эти эффекты увеличивают экспериментальную ошибку в определении выхода из толстой мишени и коэффициента усиления. Так что конечный потенциал экранирования, полученный из формулы (3), оказывается равен $U_e = 610 \pm 150$ эВ, где ошибка его определения $\delta U_e = \pm 150$ эВ составляет около 25 % от полного значения U_e и включает поправки на нестабильность тока и напряжения. Между тем в отсутствие существенного разброса в энергии дейтронов в экспериментах на ускорителе ошибка в вычислении потенциала экранирования не превышает 15 %. Следует подчеркнуть, что при низкой энергии дейтронов $E_d < 5$ кэВ ошибка определения потенциала экранирования определяется в основном систематической ошибкой детектирования, поскольку вследствие малого тока пучка скорость счета продуктов dd -реакции становится достаточно низкой. Напротив, в экспериментах в тлеющем разряде скорость счета продуктов dd -реакции (3 МэВ-ных протонов)

даже при $E_d \leq 1.0$ кэВ все еще выше статистической ошибки измерений из-за большого тока дейтронов на катоде. В любом случае полученные нами экспериментальные выходы dd -протонов с Ti-катода остаются намного выше экстраполяции стандартного выхода. С уменьшением энергии дейтронов разница между экспериментальным и стандартным выходом увеличивается, значительно превышая все экспериментальные неопределенности, включая ошибки детектирования, а также поправки на нестабильность тока и напряжения.

С целью варьирования энергии дейтронов, эксперименты проводились при различных напряжениях и токах (давлениях дейтерия), а значит, и при различных мощностях разряда. Чтобы учесть влияние мощности, вызывающее нагрев приповерхностного слоя катода (сравнимого с пробегом дейтронов) и приводящее к изменению концентрации дейтерия, мы ввели коэффициент $k(W, T)$ (формула (2)), принимая во внимание нормировку на максимальную мощность при температуре плавления Ti. Отметим, что коэффициент $k(T) = \varepsilon_d \Delta T / k_B T_m T_0$ примерно равен 0.3 и почти не растет с изменением мощности. Правомочность подобного подхода опирается на тот факт, что энергия активации выхода дейтрона с поверхности Ti (рис. 5) определялась из данных, полученных на ускорителе при низких температурах (170–190 К), и может рассматриваться как максимальное значение, поскольку энергия активации D в Ti имеет тенденцию к уменьшению с ростом температуры [26]. Таким образом, коррекция концентрации дейтронов в Ti с учетом приложенной мощности может считаться обоснованной. В отсутствие такой коррекции экспериментальные выходы dd -реакции при низкой энергии дейтронов были бы неоправданно завышены. Поэтому величина усиления выхода, полученная из формулы (3) с учетом процедуры нормировки на эффективную температуру катода (в соответствии с формулой (1)), может рассматриваться как консервативная оценка абсолютного выхода dd -реакции.

Отметим, что существует также дополнительный фактор, влияющий на усиление dd -реакции, который связан с колебаниями атомов мишени и влияние которого растет с ростом температуры [24]. Однако, используя результаты, приведенные в [25], легко показать, что, например, при $E_d = 1.0$ кэВ в случае тлеющего разряда с разбросом энергии $\Delta E \approx 100$ эВ и соответствующими энергиями теплового ($E_{th} \sim 7.0 k_B T$) и колебательного ($E_{vib} \sim 0.1$ эВ [22]) движения атомов мишени соответствующая поправка усиления не превышает

ет $\pm 10\%$. Эта поправка к коэффициенту усиления dd -реакции $f(E)$, способная увеличить его экспериментальную величину, должна рассматриваться как предельная, в то время как при $E_d = 1.0$ кэВ реальная величина $f(E)$ составляет примерно 10^9 в соответствии с формулой (3). Следовательно, как больший энергетический разброс, так и более высокая температура в нашем эксперименте не могут существенно повлиять на величину усиления выхода, полученную из формулы (3).

В заключение анализа оценок корректности данных, полученных в тлеющем разряде, отметим, что вклад выхода реакции $d(d,p)t$ за счет возможного образования трещин в дейтериде металлов был бы по крайней мере на 2 порядка ниже [27], чем зарегистрированный в наших экспериментах (без учета поправочного коэффициента, учитывающего диффузионные процессы) даже при минимальном напряжении разряда (табл. 1).

Таким образом, несмотря на неопределенности, связанные с очевидной нестабильностью сильноточного тлеющего разряда по сравнению с ускорителем дейтронов, данные по значительному усилению выхода dd -реакции, полученные в настоящей работе, включая соответствующий потенциал экранирования, могут представляться достаточно обоснованными, как с точки зрения совокупности возможных ошибок, так и с позиции тривиальных объяснений усиления dd -реакции.

Как установлено выше, аномальное усиление dd -реакции на Ti-катоде, зарегистрированное в процессе тлеющего разряда, сопровождается интенсивной эмиссией рентгеновских квантов с поверхности катода. Подобная эмиссия никогда ранее не наблюдалась в экспериментах на ускорителях с низкой энергией, возможно из-за малых токов пучка и значительно меньшей мощности, инжектированной в металлические мишени, по сравнению с тлеющим разрядом.

Не претендуя на детальное описание процессов, протекающих на поверхности Ti при сильноточной бомбардировке дейтронами, рассмотрим кратко качественную модель, которая способна обеспечить одновременное усиление dd -реакции и интенсивную эмиссию мягких рентгеновских квантов с катода. Поскольку механизм экранирования в металлах при низких энергиях бомбардирующих частиц в рамках обычного экранирования валентных электронов [28, 29] еще до конца не ясен, общепринятого подхода к объяснению усиления, соответствующего потенциалу экранирования $U_e > 100$ эВ (т. е. намного выше адиабатического предела), просто не суще-

ствует. Кроме того, наличие высокого потенциала экранирования при высоких температурах мишени при одновременной эмиссии рентгеновских квантов не может быть также объяснено наличием классического дебаевского экранирования в применении к квазисвободным валентным электронам или динамического экранирования дейтронов в решетке металла [8, 30]. В этой связи можно лишь предположить, что электроны внутренних оболочек принимают участие в экранировании [31].

Для иллюстрации данной гипотезы потенциалы экранирования в некоторых металлических мишенях при их бомбардировке дейтронами приведены в табл. 2. Эти данные в основном получены в ускорительных экспериментах [6–10], но также включают результат, полученный в настоящей работе. При этом экспериментальные значения потенциалов экранирования сопоставлены с энергиями ближайших внутренних электронных оболочек соответствующих металлов. Как видно в табл. 2, величины потенциалов экранирования, полученные в различных лабораториях, действительно оказываются близки (в пределах 1–2 стандартных отклонений) к энергиям внутренних электронных оболочек атомов мишени.

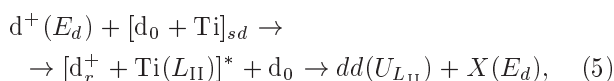
Корреляция потенциалов экранирования дейтронов, U_e , и энергетических уровней валентных оболочек атомов мишени предполагает связь между механизмами экранирования и генерации рентгеновских квантов. Одно из объяснений сильного экранирования дейтронов в Ti предусматривает, что бомбардирующие дейтроны когерентно взаимодействуют с потоком дейтерия, диффундирующего в приповерхностном слое Ti [26, 30, 32]. Высокая подвижность дейтерия является результатом высокой плотности тока дейтронов и, как следствие, высокой температуры во внешнем слое мишени, сравнимом с пробегом дейтрона. Дейтроны, диффундирующие в d -металлах с высоким сродством к водороду, должны испытывать взаимодействие с d -валентными орбиталями атомов металла, т. е. sd -гибридизацию валентных электронов дейтерия и титана на внешних электронных оболочках [30]. Мы предполагаем для простоты, что взаимодействие налетающего дейтрона с валентной d -оболочкой Ti, связанной с s -орбиталью другого (диффундирующего с энергией $k_B T$ или фактически покоящегося по отношению к налетающему) дейтрона, происходит неупруго. При этом энергия налетающего дейтрона передается линейной комбинации волновых функций, отвечающих набору состояний диффундирующего дейтрона, связанного с d -орбиталью Ti, что привело бы

Таблица 2. Потенциалы экранирования и соответствующие энергии электронных уровней некоторых металлов

Мишень/Ссылка	$E_{d,lab}$, кэВ	ΔI , мА	T , К	U_e , эВ	Электронные уровни	E (уровня), эВ
Ti [7]	5–30	0.054	263	≤ 30	Ti (M_{II}/M_{III})	32.6
Ti [10]	2.5–10.0	0.06–0.25	186	65 ± 15	Ti (M_I)	58.3
Ti*	0.8–2.45	225–450	> 1000	610 ± 150	Ti (L_{II})	461
Au [7]	5–30	0.054	263	61 ± 20	Au (O_{II})	71
Au [10]	2.5–10.0	0.06–0.25	180	70 ± 10	Au (O_{II})	71
Pd [7]	5–30	0.054	263	800 ± 70	Pd (M_I)	670
Pd [10]	2.5–10.0	0.06–0.30	313	310 ± 30	Pd (M_V)	334
PdO [10]	2.5–10.0	0.06–0.30	193	600 ± 20	Pd (M_{II})	560

Примечание. * — эксперимент в тлеющем разряде.

к отличной от нуля вероятности заселения дейтроном отдачи внутренней (L_{II}) оболочки атома титана и временному переходу (L_{II})-электрона в состояние с низкой энергией [33]. В результате между покоящимся дейтроном, связанным с валентной d -оболочкой атома Ti, и дейтроном отдачи, находящимся в его внутренней оболочке L_{II} ($E(L_{II}) = 462$ эВ), в течение короткого времени ($\tau \approx \hbar/E_d \approx 10^{-18}$ с [34, 35]) реализуются условия для сильного экранирования, а энергия, переданная L_{II} -электрону дейтроном отдачи, будет излучена в форме рентгеновского кванта [35]. Энергия такого кванта была бы приблизительно равна энергии налетающего дейтрона, если взаимодействие имело бы абсолютно неупругий характер. Процессы одновременного экранирования и испускания рентгеновского кванта с участием L_{II} оболочки Ti могут быть представлены следующей схемой:



где $d^+(E_d)$ — налетающий дейтрон с энергией E_d ; $[d_0 + Ti]_{sd}$ — диффундирующий или покоящийся дейтрон с энергией kT (k — постоянная Больцмана), связанный с валентной d -оболочкой атома Ti (sd -гибридизация); $[d_r^+ + Ti(L_{II})]^*$ — связанное возбужденное состояние дейтрона отдачи d_r^+ и L_{II} -электрона в атоме Ti; $dd(U_{L_{II}})$ — протекание dd -реакции между d_r^+ и d_0 с потенциалом экранирования $U_e = U_{L_{II}} = 462$ эВ; $X(E_d)$ — испускание рентгеновского кванта с энергией E_d .

В процессе тлеющего разряда и концентрация, и подвижность дейтерия в приповерхностном слое Ti намного выше, чем при бомбардировке на ускорителе, что обусловлено высокой плотностью тока дейтронов в разряде. Таким образом, вероятность нахождения диффундирующего дейтрона вблизи валентной орбитали в тлеющем разряде также будет высокой. При этом возрастает вероятность квазиупругого соударения диффундирующего дейтрона с налетающим, что позволяет ему в результате проникнуть во внутреннюю (L_{II}) оболочку Ti. В случае ускорительных экспериментов более низкие концентрация и подвижность дейтронов в мишени приводят к преобладанию упругих соударений, т. е. к уменьшению энергии, передаваемой дейтрону, взаимодействующему с валентной орбиталью Ti. В результате дейтроны отдачи имели бы значительно меньшую эффективную кинетическую энергию, чем энергия налетающего дейтрона, и не смогли бы проникнуть в L -оболочку. Если такие дейтроны достигают M -оболочки Ti, то их экранирование будет происходить с более низким потенциалом экранирования ($U_e \sim 30$ – 65 эВ), что и наблюдается в экспериментах на ускорителе (табл. 2).

Предложенный подход для объяснения одновременного экранирования дейтронов и эмиссии рентгеновских квантов в процессе тлеющего разряда согласуется с зависимостью выхода квантов от эффективной мощности разряда P^* (рис. 15). Выход квантов с энергией 1.25 ± 0.25 кэВ в диапазоне напряжений 900–1700 В экспоненциально растет с ростом эффективной мощности. Так как эффективная тем-

пература в приповерхностном слое титана пропорциональна мощности разряда, подвижность дейтерия в этом слое также пропорциональна P^* . Таким образом, рост интенсивности эмиссии рентгеновских квантов с увеличением подвижности дейтерия в приповерхностном слое катода (мишени) находится в соответствии с представленной формулой (5) моделью.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами впервые исследованы выходы dd -реакции (протонов с энергией 3 МэВ) и мягких рентгеновских квантов, испускаемых с поверхности Ti-катода в процессе импульсно-периодического тлеющего разряда в дейтерии при напряжениях 0.8–2.45 кВ и плотностях тока 300–600 мА/см². Анализ выхода dd -протонов в зависимости от ускоряющего напряжения позволил оценить потенциал экранирования дейтронов U_e в диапазоне энергий $0.8 < E_d < 2.45$ кэВ ($U_e = 610 \pm 150$ эВ). Полученные данные свидетельствуют о значительном усилении выхода dd -реакции в Ti по сравнению как с теоретическими оценками, опирающимися на экстраполяцию известного сечения dd -реакции при $E_d \geq 5$ кэВ к низким энергиям дейтронов (приближение Боша–Халле), так и с экспериментами на ускорителе при энергиях дейтронов $E_{lab} \geq 2.5$ кэВ и плотностях тока 50–500 мкА/см². Обнаружена интенсивная эмиссия мягких рентгеновских квантов (10^{13} – 10^{14} с⁻¹·см⁻²) со средней энергией 1.2–1.5 кэВ.

Вне зависимости от действительного механизма усиления dd -реакции на Ti-катоде, сопровождаемого эмиссией мягких рентгеновских квантов, мы показали, что сильноточный импульсный тлеющий разряд дает уникальную возможность для изучения экранирования дейтронов при малых энергиях, а также атомных процессов в твердых телах в условиях больших плотностей переданной энергии. В дальнейшем, с целью увеличения точности данных, связанных с расчетами выходов dd -реакции в тлеющем разряде, планируется провести измерение энергетических распределений и зарядового состояния ионов дейтерия с использованием методов диагностики низкотемпературной плазмы. Кроме того, будут также осуществлены прямые измерения концентрации дейтерия в катоде путем измерений *in-situ* электрического сопротивления катода в процессе его бомбардировки дейтронами.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта правительства США (AF ERC RP50053).

В заключение авторы выражают свою признательность В. В. Кушину и А. И. Перькову (МИФИ) за помощь в постановке экспериментов. Авторы благодарны Дж. Касаги и Г. Хублеру за интерес к работе и ценные замечания, а также Е. Л. Фейнбергу и А. Н. Лебедеву (ФИАН) за полезные обсуждения проблем, затронутых в статье.

ЛИТЕРАТУРА

1. U. Greife, F. Gorris, M. Junker et al., Z. Phys. A **465**, 150 (1995).
2. M. Junker, A. D'Alessandro, S. Zavatarelli et al., Phys. Rev. C **57**, 2700 (1998).
3. H. Yuki, T. Sato, J. Kasagi et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **23**, 23 (1997).
4. M. Aliotta, F. Raiola, G. Gyurky et al., Nucl. Phys. A **690**, 790 (2001).
5. K. Czerski, A. Huke, A. Biller et al., Europhys. Lett. **54**, 449 (2001).
6. F. Raiola, P. Migliardi, G. Gyurky et al., Eur. Phys. J. A **13**, 377 (2002).
7. F. Raiola, P. Migliardi, L. Gang et al., Phys. Lett. B **547**, 193 (2002).
8. F. Riola et al., Europhys. J. A **19**, 283 (2004).
9. H. Yuki, J. Kasagi, A. G. Lipson et al., JETP Lett. **68**, 785 (1998).
10. J. Kasagi, H. Yuki, T. Baba et al., J. Phys. Soc. Jpn. **71**, 2881 (2002).
11. H. S. Bosch and G. M. Halle, Nucl. Fusion **32**, 611 (1992).
12. V. M. Grebenyuk, S. S. Parzhitski, P. M. Penkov et al., Laser and Particle Beams **18**, 325 (2000).
13. V. M. Bystritskii, V. M. Bystritsky, S. A. Chaikovsky et al., Physics of Atomic Nuclei **64**, 855 (2001).
14. V. M. Bystritsky, V. V. Gerasimov, A. R. Krylov et al., Physics of Atomic Nuclei **66**, 1683 (2003).
15. K. Krieger, Science **304**, 1226 (2004).
16. D. Reiter, Edge Plasma Physics Overview, Trans. Fusion Tech. **33**, 249 (1998).

17. A. B. Karabut, Ya. A. Kucherov, and I. B. Savvatimova, *Phys. Lett. A* **170**, 265 (1992).
18. V. Violante, A. Torre, G. Silvaggi, and G. H. Miley, *Fusion Tech.* **39**, 266 (2001).
19. E. P. Velikhov, A. S. Kovalev, and A. T. Rakhimov, *Physical Phenomena in a Gas Discharge Plasma*, Nauka, Moscow (1987).
20. F. G. Baksht and V. G. Yuriev, *Sov. Tech. Phys.* **49**, 905 (1979).
21. A. G. Lipson, A. B. Karabut, and A. S. Roussetski, *Proc. Italian Phys. Soc.* **70**, 335 (2001).
22. H. H. Anderson and J. F. Ziegler, *Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements*, Pergamon, New York (1977).
23. K. Eder, D. Semard, P. Bauer et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4112 (1997).
24. S. P. Moller, A. Csete, T. Ichioka et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 193201 (2002).
25. L. Schlapbach, I. Anderson, and J. P. Burger, in *Material Science and Tech.*, Vol. 3B Part II, ed. by K. H. Jurgen Buschow, Weinheim, New York (1994).
26. Y. Fukai and H. Sugimoto, *Adv. Phys.* **34**, 263 (1985).
27. A. G. Lipson, B. F. Lyakhov, N. Asami et al., *Fusion Technology* **38**, 257 (2000).
28. C. Bonomo, G. Fiorentini, Z. Fulop et al., *Nuclear Phys. A* **719**, 37C (2003).
29. G. Fiorentini, C. Rolf, F. L. Villante, and B. Ricci, *Phys. Rev. C* **67**, 014603 (2003).
30. S. Ichimaru, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 255 (1993).
31. K. P. Shina and P. L. Hagelstein, *Proc. Italian Phys. Soc.* **70**, 369 (2001).
32. D. Pines, *Elementary Excitations in Solids*, J. Wiley, New York (1963).
33. P. B. Corkum, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994 (1993).
34. M. Drescher, M. Hentschei, R. Klenberger et al., *Nature* **419**, 803 (2002).
35. J. Seres, E. Seres, A. J. Verhoff et al., *Nature* **433**, 596 (2005).