

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР ТАНТАЛА-181 В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

А.В.Андреев, Р.В.Волков, В.М.Гордиенко, А.М.Дыхне⁺, П.М.Михеев,
А.Б.Савельев¹⁾, Е.В.Ткаля, О.В.Чутко, А.А.Шашков

Международный лазерный центр, физический факультет и НИИ ядерной физики
Московского государственного университета им.М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия

+ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований
142092 Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 25 января 1999 г.

Наблюдается эффект возбуждения ядер в лазерной плазме. Зарегистрированы гамма-кванты радиационного распада изомерного уровня $9/2^-$ (6.238 кэВ) ^{181}Ta в высокотемпературной фемтосекундной лазерной плазме Та.

PACS: 25.20.-x, 29.30.Kv, 52.25.Nr , 52.40.Nk, 52.50.Jm, 52.70.La

1. Возможность наблюдения возбуждения низколежащих ядерных уровней в плазме, создаваемой при облучении твердотельной мишени интенсивным лазерным импульсом, обсуждается на протяжении более 20 лет [1–8]. Интерес представляет как собственно процесс возбуждения ядер, так и диагностика и спектроскопия не только низколежащих ядерных уровней, но и плазмы. Основными механизмами, ответственными за возбуждение таких уровней (с энергией менее 20 кэВ) в лазерной плазме, считаются фотовозбуждение собственным рентгеновским излучением плазмы [2], неупругое рассеяние электронов плазмы [5], обратная внутренняя конверсия [1] и некоторые другие [5, 6]. Экспериментальные попытки по наблюдению возбуждения ядер в плазме немногочисленны [3, 4] и до настоящего времени не увенчались успехом [5]. Трудности связаны с низкой эффективностью процесса возбуждения при использовании лазерных импульсов наносекундной длительности вследствие низкой температуры электронов плазмы и ее малой плотности.

В настоящей работе сообщается об экспериментальном наблюдении возбуждения ядер в плотной высокотемпературной плазме фемтосекундного импульса на примере низколежащего изомерного уровня $9/2^-$ (6.238 кэВ) ^{181}Ta .

2. На возможность эффективного возбуждения при использовании субпикосекундного лазерного импульса сверхсильного светового поля при интенсивности на мишени порядка $10^{16} \text{ Вт}/\text{см}^2$ было впервые указано в нашей работе [7] для случая возбуждения уровня с энергией 1.561 кэВ изотопа ^{201}Hg . Дальнейший анализ показал, что распад возбужденного уровня ^{201}Hg проходит через процесс внутренней электронной конверсии с последующим снятием возбуждения в электронной подсистеме через процессы Костера-Кронига и Оже. Таким образом, экспериментальное наблюдение эффекта оказывается возможным лишь по выходу электронов и УФ излучения.

1) e-mail:savelev@femto.ilc.msu.su

Более простым оказывается подход, связанный с использованием стабильных изотопов с энергией первого уровня выше 5 кэВ, обладающих меньшими значениями коэффициента внутренней электронной конверсии и, как следствие, высокой вероятностью распада ядерного возбуждения через испускание гамма-кванта [8]. Существенное превышение типичных времен жизни таких изомерных уровней над временем рентгеновского свечения плазмы (последнее не превышает 2–3 пс в области энергий квантов выше 5 кэВ) позволяет зарегистрировать гамма-свечение с использованием времяразрешающих методов.

В качестве объекта исследования нами был выбран стабильный изотоп ^{181}Ta . Мы исходили из следующих соображений: 1) 100%-го содержания изотопа в естественном образце; 2) относительно небольшой энергии первого возбуждаемого уровня в 6.238 кэВ; 3) времени жизни ~ 6 мкс, позволяющего легко реализовать времяразрешающую методику с использованием стандартного сцинтилляционного детектора с $\text{NaI}(\text{Tl})$; 4) возможности проведения сравнительных экспериментов с образцом W (природная смесь стабильных изотопов W позволяет получать плазму, по своим характеристикам практически не отличающуюся от плазмы Ta).

Предварительные оценки эффективности различных каналов возбуждения уровня $9/2^-$ (6.238 кэВ) изотопа ^{181}Ta приведены в [8]. Рассмотрено, в частности, возбуждение за счет горячей электронной компоненты с температурой электронов 3–10 кэВ, которая достигается в фемтосекундной плазме при интенсивности лазерного излучения в $10^{16} - 10^{17}$ Вт/см 2 . Последовательно учитываются нестационарность плазмы и доплеровское уширение ядерного уровня. Эти оценки свидетельствуют о реалистичности регистрации эффекта в режиме счета одиночных гамма-квантов.

3. Схема эксперимента представлена на рис.1. Излучение фемтосекундного лазера на красителе (длина волны 600 нм, длительность импульсов 200 фс) фокусировалось на мишень M объективом L, обеспечивающем при фокусировке F/6 интенсивность $1 - 5 \cdot 10^{16}$ Вт/см 2 . Регистрация рентгеновского излучения и гамма-квантов из плазмы производилась через выходные окна кюветы, в виде бериллиевых фольг толщиной 100 мкм, с помощью двух сцинтилляционных $\text{NaI}(\text{Tl})$ рентгеновских детекторов D1, D2 с ФЭУ-119. Сигнал с детектора D2 поступал на зарядо-чувствительный усилитель и регистрировался с помощью аналого-цифрового преобразователя, обеспечивая в каждом лазерном выстреле информацию о полном выходе рентгеновского излучения из плазмы в диапазоне $E > 3$ кэВ. Сигнал с детектора D1 либо поступал по аналогичному каналу на другой вход АЦП (в этом случае детектор снабжался также дополнительными рентгеновскими фильтрами f), либо, через нагрузку в 50 Ом, регистрировался цифровым осциллографом с временным разрешением 10 нс. Полное временное разрешение этого канала определялось характерным временем высвечивания сцинтиллятора $\text{NaI}(\text{Tl})$, составляющим 255 нс [9]. Телесный угол регистрации, обеспечиваемый этим детектором, составлял 0.07 ср (расстояние от мишени до D1 около 5 см).

Радиоактивный источник S (образец ^{55}Fe , излучающий рентгеновские Mn $K_{\alpha 1,2}$ кванты с энергией 5.9 кэВ) служил для калибровки детекторов D1, 2. В предположении о линейной зависимости сигнала на выходе сцинтилляционного детектора от энергии рентгеновских квантов, для гамма-кванта с энергией 6.238 кэВ мы определили среднее значение амплитуды выходного сигнала в 2.0 мВ с полушириной по полувысоте распределения 0.8 мВ.

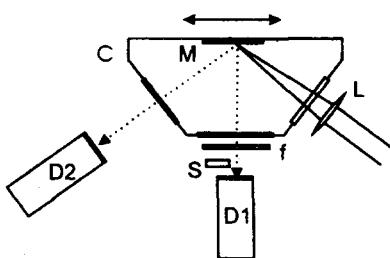


Рис.1. Схема эксперимента (C – вакуумная камера)

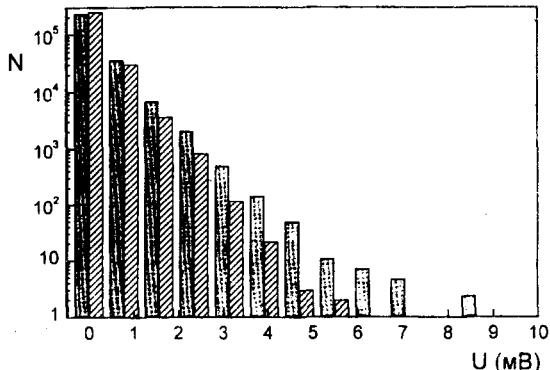


Рис.2. Распределение числа импульсов N от амплитуды импульсов U . Светлые колонки – мишень W с источником Fe-55 , темные – без источника

4. Типичная экспериментальная реализация в режиме временного разрешения имеет следующие основные особенности, характерные для обоих типов мишеней: (i) импульс с амплитудой ~ 5 В, определяемый рентгеновским излучением плазмы и спадающий до уровня менее 5 мВ при задержке относительно момента зажигания плазмы на время $t \sim 3$ мкс; (ii) "шумовую" компоненту с амплитудой ~ 2 мВ при $t \sim 3$ мкс, существенно превышающую собственные шумы детектора (< 0.2 мВ) и плавно спадающую с характерным временем ~ 100 мкс. Наличие импульса большой амплитуды препятствует проведению анализа для времен задержек $t < 3$ мкс, которые в дальнейшем исключены из рассмотрения. "Шумовой" сигнал связан с медленными компонентами послесвечения сцинтиллятора [9].

Для оценки вероятности регистрации гамма-кванта на фоне "шумового" сигнала был проведен контрольный эксперимент с мишенью W , в котором на детектор $D1$ попадали, помимо рентгеновского излучения плазмы, рентгеновские кванты источника S . Амплитудное распределение импульсов, полученное по 100 реализациям, представлено на рис.2. Исходя из активности источника S , мы могли зарегистрировать 1350 рентгеновских квантов, однако существенная их часть дает импульсы с амплитудой менее 1 мВ и не регистрируется на фоне "шума". Превышение числа "событий" (импульсов с амплитудой больше 3 мВ) при наличии источника S составляет около 700. Таким образом, вероятность регистрации рентгеновского кванта с энергией 5.9 кэВ как события превышает в наших экспериментах 50%. Следует отметить, что для гамма-квантов с энергией 6.238 кэВ эта вероятность должна быть выше.

5. Эксперимент проводился с двумя мишенями – Та и W . Кроме того, часть реализаций была получена с дополнительным фильтром f на детекторе $D2$ в виде алюминиевой фольги толщиной 300 мкм ($\text{Ta} + f$). Такой фильтр ослабляет излучение с энергией 6 кэВ в 1000 раз при уменьшении полного сигнала на детекторе примерно в 3 раза. Поэтому реализации, полученные в этом случае, не должны содержать гамма-квантов от изомерного перехода с уровня $9/2^-$ (6.238 кэВ) в основное состояние ядра ^{181}Ta .

Для выравнивания уровня "шумов" в случае мишеней Та и W к обработке были предъявлены только реализации, соответствующие фиксированному диапазону зна-

чений интегрального выхода рентгеновского излучения, измеряемого детектором $D2$, а в случае мишени $Ta + f$ выбирались реализации со значением интегрального выхода, в 3 раза превышающим интегральный выход на мишенях Ta и W . Реализации со значением интегрального выхода, меньшим нижней границы диапазона, соответствовали интенсивности лазерного излучения менее 10^{16} Вт/см 2 и, как правило, не содержали событий. Средний уровень "шумов" для реализаций со значением интегрального выхода выше верхней границы диапазона (интенсивность выше $4 \cdot 10^{16}$ Вт/см 2) превышал 3 мВ, что не позволяло проводить обработку. Таким образом, нами были найдены параметры эксперимента (интенсивность лазерного излучения, геометрия, характеристики детектора), оптимальные для регистрации одиночных гамма-квантов.

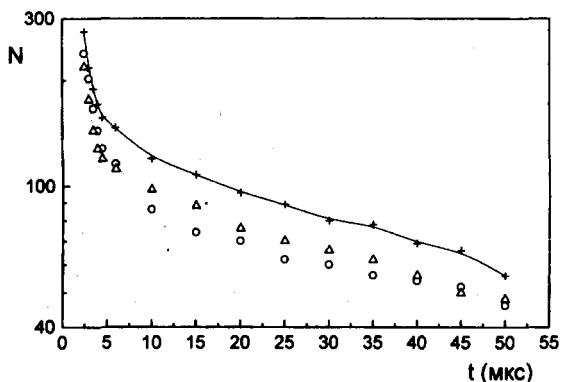


Рис.3. Интегральное число событий N в интервале времен задержек от t до 100 мкс как функция t : + – мишень Ta , Δ – мишень W , \circ – мишень $Ta + f$

Всего к обработке было предъявлено по 100 реализаций для каждого типа мишеней. Анализ результатов, приведенных на рис.3, показывает, что во всем диапазоне времен от 3 до 100 мкс наблюдается достоверное превышение числа событий для мишени Ta над аналогичной величиной для W . Введение фильтра уменьшает число событий на мишени Ta до значений, характерных для мишени W . Во всем интервале времен от 3 до 100 мкс общее число событий на мишени Ta превышает число событий на мишени W на 49 единиц. Следовательно, в среднем в каждой второй реализации мы наблюдаем гамма-квант, связанный с распадом изомерного уровня $9/2^-$ (6.238 кэВ) ^{181}Ta . С учетом телесного угла регистрации детектора $D1$ и 50%-ой вероятности обнаружения гамма-кванта по нашей методике полное число радиационных распадов за одну реализацию составляет ~ 200 . Следует отметить, что общее число возбужденных ядер в плазме, с учетом конверсионного канала распада (коэффициент внутренней конверсии данного уровня в нейтральном атоме составляет 70.5) и ограниченности интервала временных задержек ($t > 3$ мкс), должно быть значительно выше.

6. Важной особенностью полученных данных (см. рис.3) является наблюдение гамма-распадов ядер на временах, превышающих в десятки раз полное время жизни возбужденного уровня ^{181}Ta в нейтральном атоме (6.04 мкс). Это может быть связано с уменьшением вероятности внутренней электронной конверсии за счет ионизации всех верхних атомных оболочек вплоть до M -оболочки включительно (время, соответствующее радиационной ширине возбужденного уровня $9/2^-$ (6.238 кэВ) ^{181}Ta , составляет ~ 430 мкс). Оценки, полученные решением уравнений нестационарной

кинетики ионизации [10], показывают, что при температуре электронов ~ 1 кэВ и твердотельной плотности ионов кратность ионизации плазмы достигает величины $Z \sim 60$ за 1 пс (напомним, что заряд ядра Та-73). Таким образом, у части возбужденных ядер Та возможно отсутствие электронов на всех электронных оболочках, вплоть до $3S_{1/2}$. Электронная рекомбинация таких ядер, вылетевших из плазменного объема за счет гидродинамического разлета, будет медленной из-за низкой электронной плотности и частично будет происходить на стенках кюветы. Время пролета ионов Та до стенки оценивается, исходя из скорости гидродинамического разлета плазмы, в 1-100 мкс. Все это указывает на принципиальную возможность диагностики степени ионизации горячей плотной плазмы по форме кривой распада возбужденных ядер.

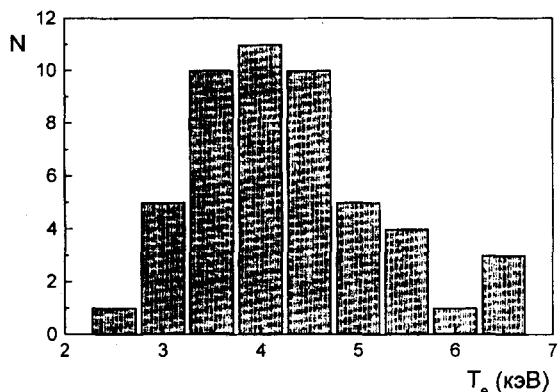


Рис.4. Гистограмма распределения температуры горячих электронов T_e для 50 лазерных вспышек

Эксперименты и оценки, приведенные в [8], показывают, что основная часть собственного рентгеновского излучения плазмы в области энергий квантов больше 3 кэВ связана с горячей электронной компонентой. Для оценки вероятности фотовозбуждения ядерного уровня с энергией ~ 6 кэВ в плазме необходимы, таким образом, данные о температуре горячих электронов. С этой целью проводился дополнительный эксперимент, в котором оба детектора одновременно измеряли полный выход жесткого рентгеновского излучения из плазмы Та. При этом перед входным окном детектора $D1$ помещались полосовые рентгеновские фильтры (подробнее см. [8]). Результаты представлены на рис.4. Средняя температура горячих электронов составила 4 ± 1 кэВ, что, согласно нашим оценкам, должно приводить к фотовозбуждению примерно $10^2 - 10^3$ ядер за каждую лазерную вспышку в плазменном слое толщиной 0.1 мкм и диаметром 5 мкм. Следует отметить, что реальный объем, в котором возбуждаются ядра, существенно превышает размер плазменного слоя. Действительно, глубина кратера на поверхности мишени (соответствующая нагреваемому слою) составляет ~ 1 мкм. Кроме того, длина свободного пробега рентгеновских квантов с энергией 6 кэВ в металлическом Та – около 2 мкм. Вероятно, поэтому, что и в неиспаряющейся части tantalовой мишени может возбуждаться определенное количество ядер.

Выполненные нами оценки не противоречат экспериментальным результатам. Однако для более полного описания процессов возбуждения ядер в плазме необходим последовательный учет таких факторов, как реальная кинетика нестационарной плотной сильно ионизованной горячей плазмы, взаимодействие ядер с индуцируе-

мыми в плазме магнитными полями, напряженность которых достигает десятков мегагаус и др.

Полученные нами данные открывают новые перспективы в ядерной спектроскопии низколежащих изомерных уровней, для диагностики горячей плотной плазмы по продуктам и кинетике ядерного распада, а также при решении проблемы инверсной населенности на изомерных уровнях с целью создания гамма-лазера и пр.

Авторы с глубокой благодарностью вспоминают о Николае Ивановиче Коротееве, неоднократное обсуждение с которым во многом стимулировало выполнение настоящей работы.

Авторы выражают также признательность Ю.В.Пономареву и В.П.Петухову за плодотворные дискуссии по работе и помочь при калибровке аппаратуры.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований #97-02-17013а, #98-02-16070а, #96-02-19146а, программой "Российские Университеты" и грантами поддержки ведущих научных школ #96-15-96460 и #96-15-96481.

-
1. В.И.Гольданский, В.А.Намиот, Письма в ЖЭТФ **23**, 495 (1976).
 2. V.S.Letokhov and E.A.Yukov, Laser Phys. **4**, 382 (1994).
 3. Y.Izawa and C.Yamanaka, Phys. Lett. **B88**, 59 (1979).
 4. Р.В.Арутюнян, Л.А.Большов, В.Д.Вихарев и др., Ядерная физика **53**, 36 (1991).
 5. Е.В.Ткаля, Письма в ЖЭТФ **53**, 441 (1991).
 6. R.V.Artyukyan, L.A.Bolshov, V.F.Strizhov, and E.V.Tkalya, Sov. Tech. Rev. B. Thermal Phys. **4**, Pt.2, 1 (1992).
 7. А.В.Андреев, В.М.Гордиенко, А.М.Дыхне и др., Письма в ЖЭТФ **68**, 312 (1997).
 8. А.В.Андреев, Р.В.Волков, В.М.Гордиенко и др., Квантовая электроника **26**, 55 (1999).
 9. М.Н.Медведев, Сцинтилляционные детекторы, М.: Атомиздат, 1977.
 10. Р.В.Волков, В.М.Гордиенко, М.С.Джиджоев и др., Квантовая электроника **24**, 1114 (1997).