

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР В ГОРЯЧЕЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ: К ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ С ^{201}Hg

А.В.Андреев, В.М.Гордиенко, А.М.Дыхне*, А.Б.Савельев, Е.В.Ткаля¹⁾

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия*

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

Поступила в редакцию 31 июля 1997 г.

Показано, что в плазме, создаваемой на поверхности образца из природной смеси изотопов ртути сверхкоротким лазерным импульсом с энергией ≈ 1 мДж, длительностью ≈ 200 фс и интенсивностью $\approx 10^{16}$ Вт·см $^{-2}$ можно возбудить, $\sim 10^4 \div 10^5$ ядер ^{201}Hg на низколежащий изомерный уровень $1/2^-(1.561$ кэВ) и определить его время жизни. Рассмотрены возможные механизмы возбуждения ядра ^{201}Hg фотонами и электронами плотной горячей плазмы и оценены сечения процессов. Предложены схемы для регистрации эффекта.

PACS: 21.10.Tg, 23.20.Js, 42.62.Hk, 52.50.Jm

Двадцать лет назад были опубликованы результаты первого и, как казалось, успешного эксперимента [1] по возбуждению атомных ядер в горячей плазме. Речь шла о заселении самого низколежащего из известных к концу семидесятых годов состояния в ядрах, а именно, уровня $1/2^+(76.8$ эВ, 25 мин) в ^{235}U . Плазма создавалась на поверхности образца из природного урана, содержащего 0.72% изотопа ^{235}U , импульсным излучением CO_2 -лазера (энергия в импульсе 1 Дж, длительность 100 нс, интенсивность 10^{11} Вт·см $^{-2}$) и имела, по оценкам авторов, электронную плотность $n_e \approx 10^{12}$ см $^{-3}$ и температуру T в несколько десятков электрон-вольт.

Теоретические расчеты, призванные объяснить экспериментальные результаты [1], базировались на предложенной в [2] модели процесса возбуждения ядер в атомных переходах (в англоязычной литературе — процесс NEET от Nuclear Excitation by Electron Transition). На ошибки, допущенные в [2] при оценке вероятности NEET, указывалось еще в работе [3]. Детально теория NEET развита в [4], где, в частности, выполнены и расчеты для $E3$ -перехода из основного состояния на низколежащий изомерный уровень ^{235}U . В результате было установлено, что использовавшаяся в [1,2] вероятность NEET завышена не менее, чем на 6 порядков, и не может обеспечить наблюдавшегося выхода изомерных ядер.

Не подтвердились и экспериментальные результаты [1]. В аналогичном эксперименте [5] группы из ИАЭ им. И.В.Курчатова, работавшей с мишенью с 6%-ным обогащением ^{235}U , сначала были достигнуты, а затем и превышены параметры плазмы работы [1]. Ожидался выход возбужденных ядер на порядок больший, чем в [1]. Однако образования изомера ^{235m}U зафиксировано не было. Положительный результат на ^{235}U был получен только в 1990 г. в работе [6], где плазма формировалась электронным пучком сильного точного импульсного ускорителя "ТРИТОН", и, как выяснилось позже, отношения к

¹⁾ e-mail: tkalya@p5-lnr.msu.su

возбуждению низколежащего уровня ^{235}U не имела [7]. Образование изомеров ^{235m}U ($1/2^+$, 76.8 эВ, 25 мин) произошло при неупругом рассеянии 500 кэВ электронов пучка на ядрах ^{235}U через вышележащие с энергиями от 50 до 415 кэВ состояния ^{235}U с последующим заселением изомерного уровня $1/2^+$ (76.8 эВ, 25 мин) [7].

На сегодняшний день других экспериментальных данных, связанных с процессом возбуждения ядер в плазме, нет. Проблема, между тем, представляет значительный интерес. Во-первых, для исследования свойств низколежащих изомеров ядер (до сих пор у ряда долгоживущих и даже стабильных нуклидов неизвестны некоторые характеристики первых возбужденных уровней); во-вторых, для изучения различных процессов на стыке ядерной физики и физики плазмы (примеры — рассмотренная в [8,9] самоподдерживающаяся волна γ -свечения в плазме с изомерными ядрами или многофотонное возбуждение ядер [10]); в-третьих, высокотемпературная плотная плазма может использоваться при создании инверсной населенности в системе ядер для γ -лазера. Здесь подойдут как ядра с низколежащим, в пределах 10 кэВ, уровнем, так и ядра, у которых вблизи высоколежащего изомерного состояния имеется короткоживущий уровень [8,9,11]. И, наконец, ядра с указанными особенностями в спектрах могут использоваться для диагностики плазмы в областях параметров, где традиционные методы диагностики не работают (это, например, высокие температуры и твердотельные плотности [8,9,11-13]).

Для решения перечисленных задач ключевой проблемой является получение возбужденных ядер в плазме. На наш взгляд, выбор ^{235}U для первых экспериментов не является оптимальным. Высокая мультипольность изомерного перехода сводит на нет преимущества, связанные с относительно малой энергией изомерного состояния. Сейчас не представляет особых трудностей получение с помощью сверхкоротких лазерных импульсов приповерхностной горячей плазмы с температурой в несколько сотен электрон-вольт и твердотельной плотностью электронов [14,15]. Различные схемы возбуждения ядерных переходов и стимулирование ядерных реакций в лазерной плазме при интенсивности воздействия на мишень до $I_L \simeq 10^{19} - 10^{20}$ Вт · см $^{-2}$ рассматривались также в работах [16-18]. Следует отметить, что получение таких интенсивностей связано с использованием исключительно дорогостоящих лазерных систем, что существенно ограничивает область возможных приложений. В то же время, установлено, что при воздействии на твердотельную мишень субпикосекундного лазерного импульса с $I_L \simeq 10^{16} - 10^{17}$ Вт · см $^{-2}$ образуется горячая сильно ионизованная плазма с температурой электронов $\simeq 1$ кэВ, твердотельной концентрацией ядер и электронов и высокой интенсивностью рентгеновского свечения. Поэтому в качестве ядра для возбуждения следует выбрать нуклид с энергией изомерного перехода порядка 1 кэВ и минимальной мультипольностью.

Рассмотрим в этом контексте ядро ^{201}Hg . Его первый возбужденный уровень $1/2^-$ (1.561 кэВ) с неизвестным временем жизни [19] связан с основным состоянием $3/2^-$ (0.0) $M1$ - и $E2$ -переходами. Для предварительных расчетов наиболее вероятных величин сечений возбуждения возьмем данные для приведенной вероятности основного $M1$ -перехода из работы [20]: $B_{W.u.}(M1; 1/2^- \rightarrow 3/2^-) \simeq 0.24 \div 0.024$ единиц Вайскопфа. Эта оценка была получена сравнением свойств аналогичных $M1$ -переходов в соседних A -нечетных

ядрах. Там же показано, что вкладом $E2$ -перехода можно пренебречь в очень широком диапазоне факторов ослабления для $M1$ - и $E2$ -переходов.

Основным каналом распада изомера $^{201m}\text{Hg}(1/2^-, 1.561 \text{ кэВ})$ является внутренняя электронная конверсия. Коэффициент конверсии α_{M1} легко рассчитывается [20] и составляет $\sim 2.1 \cdot 10^4$. Соответственно, наиболее вероятный интервал для времени жизни возбужденных ядер $T_{1/2}^{is}$ есть $1 \div 10$ нс. Электронная конверсия примерно на 74% происходит на атомной $4S_{1/2}$ (или N_I -) подоболочке. Поэтому регистрировать можно характеристическое рентгеновское $N_I N_{II}$ - и $N_I N_{III}$ -излучение ртути с энергией в районе 123 и 230 эВ.

Оценим сечения возбуждения ядер ртути фотонами и электронами плазмы в процессах прямого фотовозбуждения (σ_γ), неупругого рассеяния электронов на ядрах ($\sigma_{ee'}$) и обратной внутренней электронной конверсии ($\sigma_{ОВЭК}$). Начнем с процесса первого порядка — фотовозбуждения ядер излучением плазмы с распределением плотности фотонов по энергиям $n(\omega)$, характерная ширина которого существенно превышает полную ширину ядерного состояния $\Gamma_{N^*}^{tot} = \ln 2/T_{1/2}^{is} \simeq 4 \cdot 10^{-7} \div 4 \cdot 10^{-8}$ эВ. Сечение имеет вид

$$\sigma_\gamma(\omega) = \frac{\lambda^2}{4} \Gamma_N^{rad}(\omega; gr \rightarrow is) \delta(\omega_N - \omega),$$

где $\lambda = 2\pi/\omega$, ω_N — энергия ядерного перехода (система единиц $\hbar = c = 1$), $\Gamma_N^{rad}(\omega_N; gr \rightarrow is) \simeq 2 \cdot 10^{-11} \div 2 \cdot 10^{-12}$ эВ — радиационная ширина ядерного перехода из основного состояния $|gr\rangle$ в изомерное $|is\rangle$. Для плазмы с планковским распределением плотности фотонов по энергиям

$$n(\omega) = \frac{2}{\pi} \frac{\omega^2}{e^{\omega/T} - 1}$$

легко оценить эффективность возбуждения ζ как отношение числа N^* ядер, возбужденных за время существования плазмы τ , к полному числу ядер N в области взаимодействия:

$$\zeta_\gamma \simeq \tau \xi \int_0^\infty n(\omega) \sigma_\gamma(\omega) d\omega \simeq 10^{-8} \div 10^{-9}.$$

Здесь $\xi = 13.18\%$ — количество изотопа с атомным номером $A = 201$ в природной смеси изотопов ртути. Для лазерной плазмы, полученной в экспериментах [21], $T \approx 500 - 800$ эВ, а $\tau \approx 1 - 5$ пс. Если спектр фотонов сильно неравновесный, то возможны значительные отклонения от приведенной оценки. В частности, доля фотонов с энергиями в диапазоне $1 \div 2$ кэВ в спектре плазмы HgTe [21] ($I_L \approx 10^{16}$ Вт \cdot см $^{-2}$, $\tau \approx 200$ фс, $\lambda_L = 600$ нм) выше примерно на два порядка. Соответственно, для ζ_γ можно ожидать значений $\simeq 10^{-6} \div 10^{-7}$.

Сечение процесса ОВЭК на свободную атомную оболочку $|i\rangle$ с точностью до статистического фактора, учитывающего разные спины начальных и конечных состояний, рассчитывается по формуле

$$\sigma_{ОВЭК}(E_e; |i\rangle) \simeq \frac{\lambda_e^2}{4} \Gamma_{N^*}^{conv}(\omega_N; |i\rangle) \delta(\omega_N - (E_e - E_{|i\rangle})).$$

λ_e — длина волны электрона непрерывного спектра с энергией E_e , $E_{|i\rangle}$ — энергия связи на оболочке $|i\rangle$ ($E_{|i\rangle} < 0$), $\Gamma_{N^*}^{conv}(\omega_N; |i\rangle)$ — вероятность конверсии с указанной оболочки. Как показывает расчет, конверсионная ширина $\Gamma_{N^*}^{conv}$,

практически совпадающая в нашем случае с полной шириной ядерного уровня $\Gamma_{N^*}^{tot}$, "распределена" по атомным оболочкам примерно следующим образом: $4S_{1/2}$ — 74%, $4P_{1/2}$ — 8%, $5S_{1/2}$ — 15%, $5P_{1/2}$ — 1.5%. В плазме установки [21] средняя плотность электронов n_e составляла $\approx 10^{25}$ см $^{-3}$, а степень ионизации z достигала ≈ 30 . При максвелловском распределении электронов по энергиям $dn_e(E_e)/dE_e = n_e f(E_e)$, где функция $f(E_e)$ имеет вид

$$f(E_e) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E_e}{T}} e^{-E_e/T} \frac{1}{T},$$

эффективность возбуждения в процессе ОВЭК,

$$\zeta_{ОВЭК}(i) \approx \tau \xi n_e \int_0^{\infty} f(E_e) \sigma_{ОВЭК}(E_e; i) v_e dE_e,$$

оказывается примерно равной $3 \cdot 10^{-6} \div 3 \cdot 10^{-7}$ для перехода на $4S_{1/2}$ -подоболочку и $3 \cdot 10^{-7} \div 3 \cdot 10^{-8}$ — для перехода на подоболочку $5S_{1/2}$. (Заметим, что процесс ОВЭК на $4S_{1/2}$ подоболочку в рассматриваемой нами плазме реализован, по-видимому, не будет вследствие недостаточной степени ионизации плазмы.)

В отличие от рассмотренных механизмов, возбуждение при неупругом рассеянии электронов плазмы на ядрах — процесс нерезонансный. В нем участвуют все электроны спектра с энергиями выше энергии ядерного перехода. Для определения сечения рассчитывалось самосогласованное поле ядра и электронной оболочки ионов разной кратности методом Хартри-Фока-Слетера. В этом поле находились релятивистские волновые функции рассеивающихся электронов. Сечение для ^{201}Hg слабо зависит от степени ионизации и падает от значения $\sigma_{e,e'} \approx 1.4 \cdot 10^{-29}$ см 2 при энергии падающих электронов $E_e = 1.6$ кэВ до величины $\approx 4.7 \cdot 10^{-30}$ см 2 при $E_e = 5.1$ кэВ и далее до $\approx 2.6 \cdot 10^{-30}$ см 2 при $E_e = 9.6$ кэВ. Усреднение по максвелловскому распределению при $T = 800$ эВ дало для скорости реакции: $\langle \sigma_{e,e'} v_e \rangle \approx 0.8 \cdot 10^{-20}$ см $^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Оценка эффективности возбуждения по формуле $\zeta_{e,e'} \approx n_e \tau \langle \sigma_{e,e'} v_e \rangle \xi$ дает диапазон $\zeta_{e,e'} \approx 2 \cdot 10^{-8} \div 2 \cdot 10^{-9}$.

Следует отметить, что существенное влияние на соотношение эффективностей различных каналов возбуждения в случае фемтосекундной плазмы окажет нестационарность протекающих в ней процессов. В то же время, сравнение всех механизмов возбуждения показывает, что вполне можно рассчитывать на эффективность на уровне $\zeta \approx 10^{-7}$. В плазме [21] число атомов достигает значений $N \approx 10^{11} \div 10^{12}$. Поэтому за один лазерный импульс с энергией ≈ 1 мДж может быть возбуждено $N^* \approx 10^4 \div 10^5$ изомерных ядер $^{201m}\text{Hg}(1/2^-, 1.561 \text{ кэВ})$. Учитывая, что время жизни изомеров должно на два-три порядка превысить время существования плазмы, регистрация рентгеновского излучения, сопровождающего конверсионный распад, будет осуществляться без фона. Принимая также во внимание оставленный в запасе один порядок по эффективности (диапазон для ζ_γ в условиях эксперимента [21] должен составить $10^{-6} \div 10^{-7}$), можно сделать вывод о полной реалистичности обнаружения эффекта возбуждения низколежащих изомеров в плазме в ближайшем будущем.

Авторы благодарят Н.И.Коротеева за полезные обсуждения.

Настоящая работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 96-02-16200а и 97-02-17013а), грантом Государственной

научно-технической программы "Физика квантовых и волновых процессов" и грантом поддержки Ведущих научных школ 96-15-96481.

1. Y.Isawa and C.Yamanaka. *Phys. Lett.* **B88**, 59 (1979).
2. M.Morita. *Progr. Theor. Phys.* **49** 1574 (1973).
3. Д.П.Гречухин, А.А.Солдатов, Препринт ИАЭ-2706, М.: ИАЭ, 1976.
4. Е.В.Ткаля. *ЖЭТФ* **102**, 379 (1992).
5. R.V.Arutunyan, V.Yu.Baranov, L.A.Bol'shov et al. in: *Proc. Int. Symp. Short Wavelength Lasers and their Applications*, USSR, Samarkand, 1990, New York: Nova Science Publishers, Inc., 1991, p.127.
6. Р.В.Арутюнян, Л.А.Большов, В.Д.Вихарев и др., *ЯФ* **53**, 36 (1991).
7. Е.В.Ткаля, *Письма в ЖЭТФ* **53**, 441 (1991).
8. Р.В.Арутюнян, Л.А.Большов, Е.В.Ткаля, *ДАН СССР* **299**, 99 (1988).
9. Р.В.Арутюнян, Л.А.Большов, В.Ф.Стрижов, Е.В.Ткаля. *КЭ* **17**, 496 (1990).
10. Е.В.Ткаля, *ДАН* **318**, 1158 (1991).
11. А.В.Андреев, *Вестник МГУ, сер.физика и астрономия* **35**, 28 (1994).
12. Р.В.Арутюнян, Л.А.Большов, Е.В.Ткаля, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 354 (1987).
13. А.В.Андреев, В.М.Гордиенко, А.Б.Савельев, Препринт физ. ф-та МГУ 1/1997.
14. Б.Лютер-Девис, Е.Г.Гамалий, Ванг Янжи и др., *КЭ* **19**, 317 (1992).
15. V.T.Platonenko, *Laser Physics* **2**, 852 (1992).
16. P.Gibbon and R.Forster, *Plasma Physics Control. Fusion* **38**, 769 (1996).
17. А.Б.Боровский, А.Л.Галкин, *Лазерная физика: рентгеновские лазеры, сверхкороткие импульсы, мощные лазерные системы*, М.: ИздАТ, 1996.
18. M.Yu.Romanovsky. in: *Dynamik evolution, strukturen. Nichtlinear Dynamik und statistik komplexer strukturen*. Eds. J. Freund, Berlin: Verlag Dr.Koster, 1996, p.136.
19. M.R.Scmogac, *Nucl. Data Sheet.* **49**, 733 (1986).
20. В.Ф.Стрижов, Е.В.Ткаля, *ДАН* **325**, 284 (1992).
21. А.В.Савел'ев, А.В.Андреев, В.М.Гордиенко and P.М.Микеев, in: *Abstracts of Ultrafast Processes in Spectroscopy 97*, Estonia, Tartu, 1997.