

**О ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО  
ВОЗБУЖДЕНИЮ ИЗОМЕРА  $^{235m}\text{U}$  (76,8 эВ) В ПЛАЗМЕ**

E.B.Ткаля

*Институт проблем безопасности развития атомной энергии АН СССР  
113191, Москва*

Поступила в редакцию 22 марта 1991 г.

В работе показывается, что обнаруженное экспериментально в <sup>1,2</sup> образование низколежащего (76,8 эВ) изомера  $^{235}\text{U}$  в плазме, создаваемой электронным пучком, могло произойти через возбуждение расположенных выше состояний в результате неупругого рассеяния электронов пучка на ядрах урана.

В 1989 г. в ИАЭ им. И.В.Курчатова на установке Тритон была проведена серия успешных экспериментов <sup>1,2</sup> по возбуждению низколежащего изомерного состояния  $1/2^+$  (76,8 эВ)  $^{235m}\text{U}$  в плазме, создававшейся электронным пучком на поверхности высокообогащенного (до 99,99%) металлического урана. Измеренная эффективность возбуждения  $\varsigma$ , по определению равная отношению числа образовавшихся изомеров  $N^*$  к полному числу  $N$  ядер  $^{235}\text{U}$ , находившихся в сгустке плазмы, составила примерно  $10^{-12}$ .

Для плазмы экспериментов <sup>1,2</sup>, имевшей характеристики: время жизни  $\tau = 30$  нс, параметр  $n_e \tau = 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$  ( $n_e$  — плотность электронов), температура  $T = 20$  эВ, объем  $V = 10^{-4} \div 10^{-5} \text{ см}^3$ , полученное значение  $\varsigma$  является очень большим. Ни один из известных механизмов возбуждения ядер фотонами или электронами плазмы, таких как обратная внутренняя электронная конверсия (ОВЭК) <sup>3</sup>, неупругое рассеяние электронов на ядрах <sup>4</sup>, прямое фотопоглощение равновесного теплового излучения плазмы <sup>5</sup>, обратный электронный мостик <sup>6</sup>, возбуждение ядер в атомных переходах (анализ - в <sup>7</sup>) и другие, не позволяет объяснить наблюдавшийся в <sup>1,2</sup> выход изомерных ядер. Самую большую эффективность из перечисленных механизмов дает ОВЭК. В плазме с указанными выше параметрами ее величина, определяемая из соотношения  $\varsigma_{\text{ОВЭК}} \approx n_e \sigma v_e$ , (здесь  $\sigma$  — сечение возбуждения состояния 76,8 эВ при ОВЭК) составляет  $10^{14} \div 10^{15}$ , что существенно меньше наблюдавшейся в <sup>1,2</sup>.

Настройющим фактором является также неудачная попытка обнаружить эффект возбуждения  $^{235m}\text{U}$  в плазме, создававшейся излучением CO<sub>2</sub>-лазера на поверхности керамики из двуокиси урана с 6% содержанием изотопа  $^{235}\text{U}$ , о чем сообщалось в <sup>8</sup>.

Поэтому, здесь мы рассмотрим механизм образования изомеров в экспериментах <sup>1,2</sup>, в некотором смысле, альтернативный тем процессам, в которых ключевую роль играет плазма. Электроны пучка в <sup>1,2</sup> имели энергию 500 кэВ. Среди уровней  $^{235}\text{U}$  с энергией < 500 кэВ имеются (см. рис. 1, выполненный по данным работы <sup>9</sup>) три состояния полосы  $K[Nn_z\Lambda] = 5/2[633]$  ( $K$  — ротационное число,  $[Nn_z\Lambda]$  — квантовые числа в модели Нильссона), которые достаточно эффективно возбуждаются при неупругом рассеянии электронов из основного состояния. Экспериментальных данных о величинах матричных элементов  $E1$ -переходов из основного в состояния указанной полосы нет. Однако, интерполяция расчетов, сделанных в <sup>10</sup> для переходов между полосами  $7/2[743]$

и  $5/2[633]$ , на область деформаций, характерную для  $^{235}\text{U}$ , позволяет определить величину приведенной вероятности рассматриваемых ядерных переходов:  $B(E1; 7/2[743] \rightarrow 5/2[633]) \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ фм}^2$ . Как следствие, для сечения возбуждения уровня с энергией 332,842 кэВ находим  $\sigma_{ee'} \approx 3 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$ . По формуле

$$N^* = n_U h \sigma_{ee'} Q \beta, \quad (1)$$

в которой  $n_U$  - плотность, а  $h$  - толщина слоя нанесенных на подложку атомов урана,  $Q$  - полный протекший заряд (ток пучка 150 кА),  $\beta$  - заселяемость состояния 76,8 эВ при распаде возбуждаемого в процессе  $(e, e')$  уровня, можно оценить выход изомерных ядер. Анализ приведенных в <sup>9</sup> данных дает для распада уровня 332,842 кэВ  $\beta \approx 0,28$ . Из (1) получаем  $N^* = 10^3 \div 10^4$ . Так как речь идет об описании довольно грубого эксперимента, можно пренебречь незначительной для данного случая разницей в сечениях возбуждения уровней с  $J^\pi = 5/2^+$ ,  $7/2^+$  и  $9/2^+$  полосы  $5/2[633]$  и заселяемости изомера при их распадах. Учет всех трех состояний даст множитель типа 3 к полученной выше величине.

Рассмотрим теперь полосу  $5/2[622]$ . В  $E1$ -перехода из основного состояния на уровни с энергиями 129, 171 и 225 кэВ правила отбора по асимптотическим квантовым числам нарушаются сильнее. Согласно <sup>10</sup>,  $B(E1; 7/2[743] \rightarrow 5/2[622]) \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ фм}^2$ . Однако, с учетом того, что  $\beta$  для состояний полосы  $5/2[622]$  несколько больше, чем уровней полосы  $5/2[633]$ , суммарный выход изомера при возбуждении в неупругом электронном рассеянии трех показанных на рисунке состояний полосы  $5/2[622]$  также составляет  $10^3 \div 10^4$  ядер.

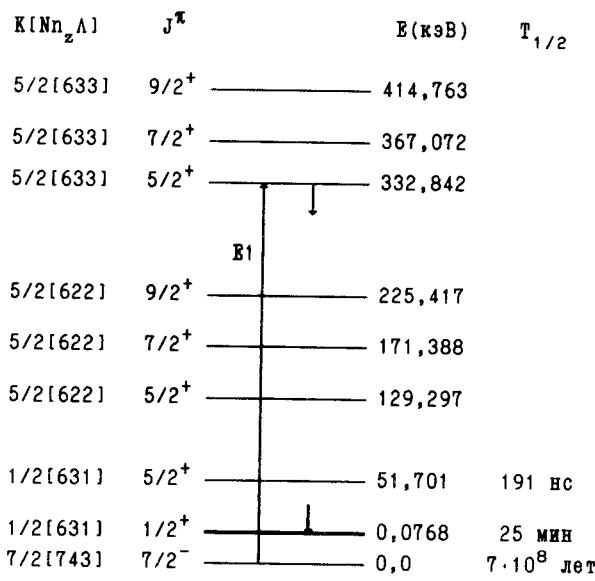


Рис. 1. Фрагмент схемы уровней ядра  $^{235}\text{U}$  с одним из возможных переходов

Итак, полученная оценка  $N^* \approx 10^4$  хорошо согласуется с результатами экспериментальных измерений <sup>1,2</sup>. На первый взгляд тестом мог бы служить эксперимент с энергией электронов пучка чуть ниже 129 кэВ. Однако, вполне вероятно, что для ответа на вопрос о механизме образования изомеров нужно будет использовать пучок с энергией электронов меньше 51 кэВ. Если  $K$ -запрещенные второго порядка переходы в состояния полосы  $1/2[631]$  ослаблены не более, чем в  $10^4$  раз (что не выходит за рамки принятых

феноменологических значений), измеренное число изомеров может образоваться и при переходе, например, через состояние  $5/2^+$  (51,701 кэВ).

И последнее. При анализе экспериментальных результатов в  $^{1,2}$  и здесь сделано предположение, что время разлета плазмы больше длительности импульса с ускорителя. Оценки показывают, что это действительно так, и время разгрузки составляет порядка  $10^{-6}$  с. Это, в принципе, важно и для предложенной модели, так как на эффект может отрицательно повлиять разлет плазмы в бок (отметим, что в геометрии экспериментов  $^{1,2}$ , его практически не было). Что касается температуры, то в экспериментальных схемах типа реализованной в  $1,2$  она должна быть достаточной для разлета плазмы вдоль оси пучка после окончания импульса ускорителя. Иначе, образовавшиеся изомеры не попадут на детектирующую систему.

В заключение подчеркнем, что сильноточные ускорители, используемые для создания горячей плотной плазмы, могут служить, с учетом изложенного выше механизма, инструментом при исследовании низколежащих изомерных состояний ядер по образцу работ  $^{1,2}$ . В качестве примера можно предложить стабильное ядро  $^{201}\text{Hg}$ , для которого до сих пор неизвестно время жизни первого возбужденного состояния с энергией 1,561 кэВ.

Автор благодарит Арутюняна Р.В., Корнило В.А. и Доршакова С.А. за полезные обсуждения.

### Литература

1. Арутюнян Р.В. и др. ЯФ, 1991, 53, 36.
2. Арутюнян Р.В. и др. Препринт ИАЭ-5087/6. М., 1990.
3. Гольданский В.И., Намиот В.А. ЯФ, 1981, 33, 319.
4. Гречухин Д.П., Солдатов А.А. Препринт ИАЭ-2976. М., 1978.
5. Арутюнян Р.В., Большов Л.А. ДАН СССР, 1989, 305, 839.
6. Ткаля Е.В. ДАН СССР, 1990, 315, 1473.
7. Ткаля Е.В. Препринт ИБРАЭ-12. М., 1991.
8. Арутюнян Р.В. и др. Препринт ИАЭ-4829/2. М., 1989.
9. Schmorak M.R. Nucl. Data Sheet., 1983, 40, 1.
10. Бегжанов Р.Б., Беленъкий В.М. Вероятности электромагнитных переходов в нечетных деформированных ядрах. Ташкент, "ФАН", 1970.