

## ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

621.378.325+539[.186.22+.144.3]

## ЛАЗЕРНЫЙ СВЕТ, АТОМЫ И ЯДРА

В. С. Летохов

Связи атомной и ядерной физики.— Лазерная спектроскопия нестабильных ядер.— Лазерное детектирование очень редких ядер.— Лазерная ориентация и сепарация ядер.— Смешанные ядерно-оптические  $\gamma$ -переходы.— Другие области.

## ВВЕДЕНИЕ

В исследовании строения вещества вглубь отчетливо прослеживаются три этапа<sup>1</sup>, которые составляют предмет соответствующих разделов физики: 1) атомная физика — строение электронной оболочки атомов и структура молекул; 2) ядерная физика — строение ядра как системы нуклонов; 3) физика высоких энергий — строение нуклонов и других элементарных частиц. Между этими, казалось бы, далекими друг от друга областями имеются поразительно глубокие аналогии<sup>2</sup>, которые стали особенно очевидными в последние годы, когда был достигнут громадный прогресс в физике элементарных частиц (электрослабое взаимодействие, квантовая хромодинамика).

Соответственно трем областям энергий квантовых переходов в атоме, ядре и нуклоне существуют три типа спектроскопии<sup>1,2</sup>, которые постепенно возникли и развивались за последние столетия: 1) оптическая спектроскопия квантовых переходов в атомах и молекулах; 2) ядерная спектроскопия квантовых переходов в ядре и, наконец, 3) спектроскопия элементарных частиц и межкваркового взаимодействия (чармоний и т. д.). Эти три спектроскопии занимают области энергий (энергии взаимодействия электронов в атоме, нуклонов в ядре, кварков в нуклоне), отличающиеся друг от друга на 4–6 порядков (рис. 1). Поэтому эти три раздела физики и три

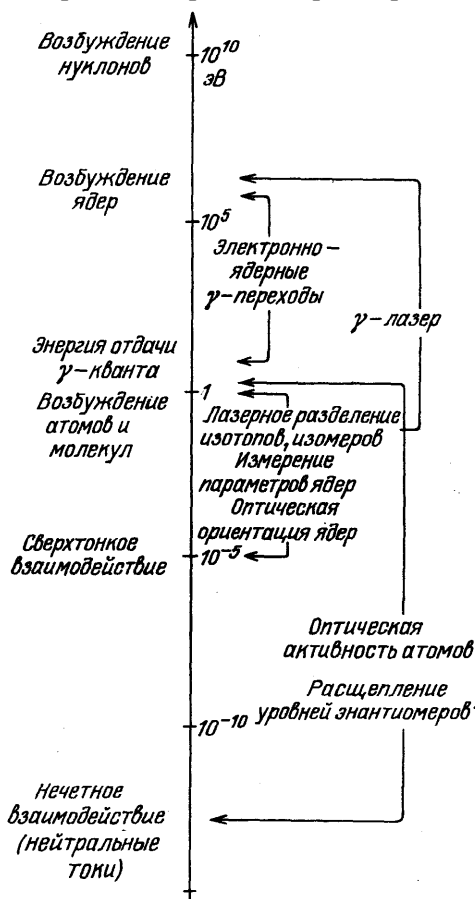


Рис. 1. Шкала энергий, на которой показаны области энергий возбуждения атома, ядра, нуклона, а также энергии взаимодействия, связывающих атомную физику с ядерной физикой и физикой элементарных частиц.

Справа показаны также различные эффекты, основанные на таких взаимодействиях

спектроскопии можно в первом приближении рассматривать совершенно независимо друг от друга. Однако существует несколько эффектов, связывающих, скажем, электронную оболочку атома с характеристиками ядра и даже с взаимодействиями внутри нуклона. Именно на них основана связь атомной физики и оптической спектроскопии с ядерной физикой и даже с физикой элементарных частиц.

### 1. СВЯЗИ АТОМНОЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Рассмотрим ядро, окруженное электронной оболочкой атома или иона, которое может также входить в состав молекулы или молекулярного иона. Все обсуждаемые эффекты основаны на том, что лазерный свет может взаимодействовать с электронной оболочкой атома (а в некоторых случаях воздействовать и на колебания молекулы), а уже через связь ее с ядром получать информацию о характеристиках ядра и фундаментальных взаимодействиях в нем, обнаруживать ядра, влиять на процессы с их участием и т. д.

Первое и очевидное взаимодействие ядра с электронной оболочкой — *кулоновское* взаимодействие, обеспечивающее их постоянную близость. Это взаимодействие чувствительно к заряду ядра  $Z$ , что проявляется в оптическом спектре атома. На этом основана возможность детектирования ядер заданного элемента любым из методов оптической спектроскопии. Эта потенциальная возможность не использовалась в ядерной физике, но с развитием ультрачувствительных методов лазерного детектирования одиночных атомов<sup>3,4</sup> она становится весьма перспективной для ядерной физики.

Энергия взаимодействия оптического электрона с ядром зависит в небольшой степени от магнитного момента  $\mu$  и квадрупольного момента  $Q$  ядра (*сверхтонкое взаимодействие*), что проявляется в сверхтонкой структуре оптических спектральных линий<sup>5</sup>. Это уже давно используется для систематических измерений моментов стабильных ядер по атомным спектрам<sup>6</sup>. Сверхтонкое взаимодействие позволяет также за счет возбуждения оптического электрона кругополяризованным светом осуществлять ориентацию ядер (оптическая накачка)<sup>7</sup>. На этом основано получение поляризованных ядер в парах и пучках атомов для ядерно-физических экспериментов.

Изменение числа нейтронов  $N$  в ядре (*изотопия*) также проявляется в атомных и особенно молекулярных спектрах как за счет небольшого изменения действия электрического поля ядра на электрон, так и за счет изменения массы ядра. Полевой изотопический эффект дает информацию о вариациях зарядового радиуса  $\delta \langle r \rangle$  ядра при изменении числа нейтронов  $N$ . Кроме того, изменение числа  $N$  и возбуждение ядра изменяет его моменты и поэтому отчетливо проявляется в сверхтонкой структуре.

Сверхтонкое взаимодействие и изотопические эффекты связывают друг с другом области энергий, отстоящие на 5–6 порядков ( $10^{-4}$ – $10^{-5}$  и 1–10 эВ). Возможна и еще более слабая связь. Например, возбуждение ядра в изомерное состояние ( $10^{-5}$ – $10^{-6}$  эВ) изменяет его массу на  $(0,1–1)m_e$ , а это должно проявиться в массовом изомерном сдвиге на ничтожную величину  $10^{-10}$  эВ.

Методы лазерной спектроскопии высокого разрешения, в том числе методы лазерной спектроскопии без доплеровского уширения<sup>8</sup> в сочетании с методами, обладающими ультравысокой чувствительностью, представляют большую ценность для исследования характеристик ядер, особенно короткоживущих нестабильных ядер, доступных в очень небольшом количестве. Успех методов оптической спектроскопии с лазерным возбуждением в изучении, детектировании и т. д. ядер с точки зрения ядерной физики основан на двух особенностях: 1) высоком сечении резонансного возбуждения оптических переходов электронной оболочки ( $\sigma_{\text{опт}} \approx \lambda^2/2\pi \approx 10^{-10} \text{ см}^2 = 10^{14} \text{ барна}$ ) и 2) высокой интенсивности потока фотонов в лазерном луче даже умеренной интенсивности (1 Вт/см<sup>2</sup> соответствует потоку  $I \approx 10^{19}$  фот/см<sup>2</sup> с). Это озна-

чает высокую скорость резонансного фотовозбуждения  $W_{\text{возб}} = \sigma_{\text{опт}} I \approx 10^9 \text{ с}^{-1}$  атомов в пучке при заданных значениях заряда ядра  $Z$  и числа нейтронов  $N$ . Более того, возможности лазерных методов простираются гораздо дальше: возможно не только изотопически-селективное, но и изомерно-селективное возбуждение атомов, что дает возможность как детектировать, так и сепарировать и изотопные и изомерные ядра лазерным излучением<sup>9</sup>.

В оптических спектрах атомов и молекул проявляются также, правда в исключительно слабой степени, фундаментальные взаимодействия элементарных частиц, составляющих ядро. В частности, нарушение четности при *слабых взаимодействиях*, сохраняющих заряд ядра, проявляется в атомных и молекулярных спектрах<sup>10</sup>: возникновение оптической активности в изотропной среде<sup>11</sup> и расщепление уровней энергии левых и правых молекул<sup>12</sup>. Эти эффекты очень слабо, но связывают друг с другом далеко отстоящие области энергий (от 1 эВ до  $10^{-10}$ — $10^{-15}$  эВ) (см. рис. 1).

Ядро и электронная оболочка движутся как единое целое и это проявляется в *кинематических эффектах*, связывающих оптические спектры с характеристиками ядра. Во-первых, ядро и электронная оболочка имеют одинаковый относительный сдвиг частоты из-за *доплер-эффекта*. С помощью лазерного света можно возбуждать или даже ионизовать атомы с определенной скоростью. На этом основана возможность селекции ядер с определенной скоростью движения (измерение скорости, монохроматизация) по оптическому переходу электронной оболочки. Во-вторых, *эффект отдачи* при поглощении или испускании  $\gamma$ -кванта ядром должен изменять не только трансляционную энергию ядра, но и внутреннюю энергию окружающей его электронной оболочки (или даже колебательную энергию молекулы с таким ядром). На этом основано существование электронных и колебательных спутников  $\gamma$ -линий испускания или поглощения ядра<sup>13</sup>. Другими словами, должны существовать ядерно-электронные и ядерно-колебательные  $\gamma$ -переходы ядер, напоминающие электронно-колебательные переходы молекул. С помощью лазерного возбуждения можно таким методом влиять на эту структуру и даже форму линии  $\gamma$ -перехода. Так осуществляется связь области энергий возбуждения атомов и молекул (0,1—10 эВ) с областью энергий возбуждения ядер ( $10^4$ — $10^6$  эВ) (см. рис. 1).

Наконец, нельзя исключать слабого влияния интенсивного лазерного поля на скорость внутриядерных процессов, в частности на скорость процесса  $\beta$ -распада<sup>14</sup>, который наиболее чувствителен к электрическому полю. Хотя эти эффекты находятся за пределами экспериментальных возможностей сегодня, но в перспективе это дает принципиальную возможность взаимосвязи «физики высоких интенсивностей» и «физики высоких энергий».

Ниже кратко обсуждаются основные физические идеи, результаты и потенциальные возможности исследования ядер с помощью лазерного света. Для более детального изучения и ссылок на оригинальные работы читатель может обратиться к обзорам на эту тему<sup>15-17</sup> и трудам международных конференций<sup>18,19</sup>.

## 2. ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР

Методы атомной спектроскопии позволяют изучать такие характеристики ядер, как спин, магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты, а также вариации среднеквадратичного зарядового радиуса цепочек изотопов. Эти характеристики ядер проявляются в сверхтонкой структуре и изотопических сдвигах оптических спектральных переходов.

Энергия компоненты сверхтонкой структуры с полным угловым моментом  $F = I + J$ , обусловленная взаимодействием электронной оболочки с ядром, дается выражением<sup>5,6</sup>:

$$W_F = \frac{1}{2} KA + \frac{(3/4) K(K+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} B, \quad (1)$$

где  $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$ . Эта энергия зависит от ядерного спина  $I$ , константы магнитного дипольного взаимодействия

$$A = \mu_I H_e(0) (IJ)^{-1} \quad (2)$$

и константы электрического квадрупольного взаимодействия

$$B = eQ_s \frac{\partial^2 V(0)}{\partial z^2} = eQ_s \Phi_{JJ}(0). \quad (3)$$

Ядерные моменты  $\mu_I$  и  $Q_s$  могут быть получены путем измерения сверхтонкой структуры (СТС) спектральных линий, которые дают значения констант  $A$  и  $B$ , с помощью эмпирических или теоретических величин для магнитного сверхтонкого поля  $H_e(0)$  и градиента электрического поля  $\Phi_{JJ}(0)$  на ядре.

Изотопический сдвиг  $\delta\nu_{AA'}$  центра тяжести СТС мультиплета оптического перехода связан с изменением среднеквадратичного зарядового радиуса  $\delta\langle r^2 \rangle^{AA'}$  между изотопами  $A$  и  $A'$  соотношением

$$\delta\nu_{AA'} = f\Delta \langle r^2 \rangle^{AA'} + M \frac{A' - A}{A'A}, \quad (4)$$

где электронный фактор  $f$  в полевом изотопическом сдвиге пропорционален изменению электронной плотности на ядре между состояниями электронного перехода  $\Delta |\Psi(0)|^2$ :

$$f = \frac{2}{3} \pi Z e^2 \Delta |\Psi(0)|^2, \quad (5)$$

где  $\Delta(0)$  — амплитуда волновой функции электрона на ядре, которую получают из вычислений. Второй член в (4) представляет собой массовый изотопический сдвиг из-за изменения ядерной энергии отдачи. Для простых ( $s \rightarrow s$  или  $s^2 \rightarrow sp$ ) электронных переходов в тяжелых атомах второй член мал по сравнению с первым.

Оптические спектральные методы давно успешно используются для определения  $I$ ,  $\mu$ ,  $Q$  и  $\Delta\langle r^2 \rangle$  стабильных изотопов, доступных экспериментаторам в достаточном количестве<sup>6</sup>. Принципиальной особенностью последнего десятилетия является переход к систематическим измерениям нестабильных, в том числе короткоживущих, изотопов, лежащих на крыльях области  $\beta$ -стабильности (рис. 2). Такие изотопы получают в ядерных реакциях при облучении мишени ускоренными протонами и ионами или нейтронами (реакции скалывания, фрагментации и деления ядер; см. рис. 2). Образованные в мишени новые ядра могут быть выпарены из мишени, сепарированы по массам магнитным масс-сепаратором, а затем нейтрализованы, например, при имплантации в фольгу и последующем высвобождении в виде потока нейтральных атомов при нагреве фольги, как это показано упрощенно на рис. 3. Возможны два режима исследований с радиоактивными изотопами: а) «off-line» режим, т.е. режим накопления изотопов с последующим их высвобождением для измерения, который применим к сравнительно долгоживущим изотопам (часы, дни, недели), и б) «on-line» режим, который применим к короткоживущим изотопам с временем жизни до долей сек, ограничиваемым временем тепловой диффузии образованного ядра из мишени. К настоящему времени создано несколько масс-сепараторов для исследования короткоживущих изотопов методами лазерной спектроскопии высокой чувствительности и высокого разрешения<sup>20,21</sup>.

Первая установка для получения и систематического исследования свойств короткоживущих изотопов с масс-сепаратором была создана в 1977 г. в ЦЕРН—установка ISOLDE (Isotope Separation On-line Detection)<sup>21</sup>. На ней получают потоки сепарированных радиоактивных ядер в области  $10^8$ — $10^5$  атомов/с, что вполне достаточно для измерения СТС и ИС с помощью методов лазерной спектроскопии, имеющих высокое спектральное разрешение и высокую чувствительность<sup>17</sup>. Для экспериментов с радиоактивными изо-

топами на ISOLDE использовались многие высокочувствительные методы линейной и нелинейной лазерной спектроскопии (см. обзор<sup>3</sup>), и были получены очень интересные результаты. Уже первые эксперименты<sup>22</sup> с изотопами Hg в резонансной ячейке, в которых СТС и ИС исследовались методом возбуждения флуоресценции излучением перестраиваемого лазера, привели к наблюдению неожиданного эффекта — резкого изменения формы легких изотопов ядер Hg. Эксперименты с радиоактивными атомами в ячейках (а не пучках атомов, ионов) могут иметь высокую чувствительность и спектральное разрешение в сочетании с разнообразными методами нелинейной лазерной спектроскопии без доплеровского уширения<sup>23,24</sup> (см.<sup>8</sup>).

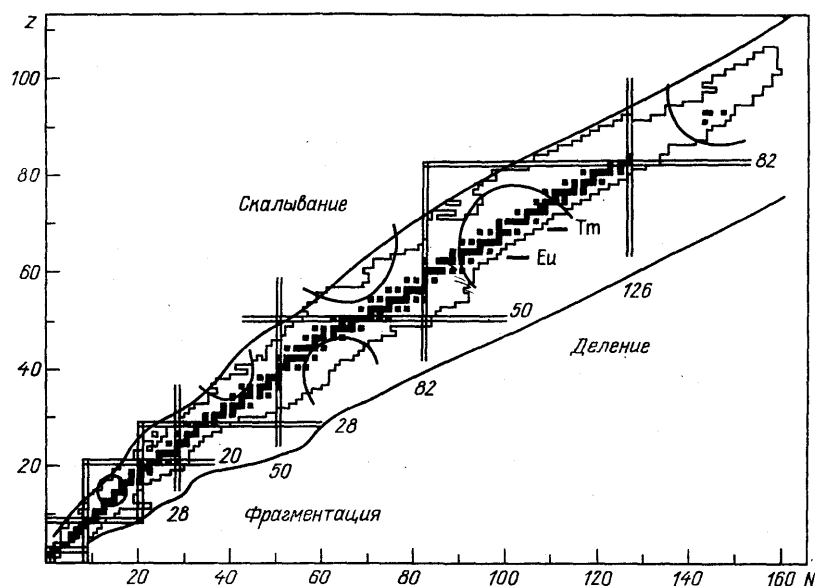


Рис. 2. Диаграмма нуклидов ( $Z$  — число протонов,  $N$  — число нейтронов в ядре), на которой показаны стабильные ядра (темные области) и области радиоактивных ядер, а также области магических ядер (очерчены линиями).

На диаграмме указаны также основные ядерные реакции, в которых получают радиоактивные изотопы

Осуществлены успешные эксперименты с пучками радиоактивных изотопов щелочных элементов с помощью метода магнитного отклонения (в анализаторе Штерна — Герлаха) атомов, ориентированных при резонансном взаимодействии с лазерным излучением<sup>25,26</sup> (см. обзор<sup>3</sup>). Высокое спектральное разрешение в экспериментах такого типа достигается за счет использования коллимированного атомного пучка и поперечного облучения направленным лазерным лучом. В результате систематических измерений этим методом на установке ISOLDE получены интересные данные об ИС, спинах, СТС и деформациях ядер длинных цепочек радиоактивных изотопов Na, K, Rb, Cs, Fr при потоках изотопов на выходе масс-сепаратора  $10^5$ — $10^{10}$  атом/с<sup>27,28</sup>.

Высокое спектральное разрешение и хорошая чувствительность достигаются в методе коллинеарной лазерной спектроскопии пучка ускоренных атомов, когда при коллинеарном возбуждении за счет группировки атомов по скорости устраняется доплеровское уширение, а лазерное возбуждение флуоресценции обеспечивает хорошую чувствительность<sup>29</sup>. Таким методом получены интересные данные о деформациях ядер для цепочек радиоактивных нейтроно-дефицитных изотопов ряда редкоземельных элементов (Gd, Dy, Er, Yb) и изотопов радия<sup>30,31</sup>.

В СССР в Ленинградском институте ядерной физики им. Б. П. Константинова АН СССР совместно с Институтом спектроскопии АН СССР создан

лазерно-ядерный измерительный комплекс, включающий масс-сепаратор радиоактивных атомов (ИРИС) и лазерный фотоионизационный спектрометр<sup>32,33</sup>, использующий исключительно чувствительный метод резонансной ступенчатой ионизации атомов лазерным излучением (см.<sup>4</sup>). Ионы исследуемых изотопов образовывались в танталовой мишени масс-сепаратора при облучении ее протонами с энергией 1 ГэВ. Эти ионы направлялись в нагреваемый танталовый тигель на выходе масс-сепаратора (рис. 3). Из тигля в обратном направлении испускался коллимированный атомный пучок изотопов, который пересекался под прямым углом тремя совмещенными пучками лазеров на красителях. Для увеличения эффективности использования лазерного

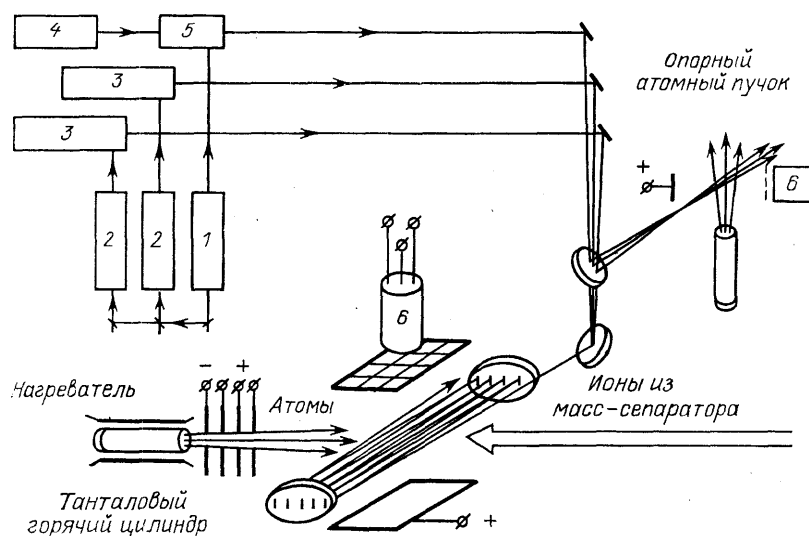


Рис. 3. Лазерный фотоионизационный спектрометр лазерно-ядерного комплекса ЛИЯФ—ИСАН (протонный ускоритель, мишень и масс-сепаратор изотопов не показаны).

Спектрометр основан на методе трехступенчатой резонансной ионизации атомов излучением трех лазеров на красителях (3—5, 4—узкополосный непрерывный лазер с импульсным усилителем на красителе (5), накачиваемый импульсами лазеров на парах меди (1,2) с частотой повторения импульсов 10 кГц; 6—вторичные электронные умножители (из работы<sup>33</sup>).

излучения атомный пучок пересекался лазерными лучами многократно благодаря последовательным отражениям от двух плоских зеркал. Частоты трехцветного лазерного излучения были равны частотам трех последовательных атомных переходов. В результате трехступенчатого возбуждения атом оказывался в автоионизационном состоянии. Фотоионы, возникающие в результате автоионизации этого состояния, регистрировались вторичным электронным умножителем. Оптический спектр снимался при измерении зависимости числа фотоионов от частоты перестраиваемого лазерного излучения на первой ступени возбуждения. Особенностью установки является применение для возбуждения лазеров на красителях с высокой частотой повторения импульсов (10 кГц), накачиваемых излучением импульсно-периодических лазеров на парах меди. Столь высокая частота повторения лазерных импульсов необходима для «перехвата» максимального числа редких атомов, быстро пересекающих область лазерного облучения. При спектральном разрешении около 100 МГц, определяемом шириной спектральной линии атомного пучка, чувствительность фотоионизационного метода позволяла измерять спектры изотопов, нарабатываемых в мишени со скоростью вплоть до  $3 \cdot 10^3$  ядер/с. Обычно измерения проводились при потоках масс-сепарированных ионов  $10^4$ — $10^5$  изотоп/с.

Таким методом в экспериментах ЛИЯФ—ИСАН были исследованы ИС и СТС линий цепочек изотопов Nd ( $A = 132, 134$ — $142$ ), Sm ( $A = 138$ — $145$ ,

147, 149, 150, 152, 154), Eu ( $A = 138-151$ ), Ho ( $A = 152-165$ ) и Tm ( $A = 156-172$ )<sup>34/</sup>. В результате получены значения вариации средних квадратов зарядовых радиусов ядер этих изотопов, их электромагнитных моментов (за исключением четно-четных изотопов и изотопов Eu), уточнены спины некоторых ядер, выявлены особенности в изотопическом поведении зарядовых радиусов ядер  $\Delta \langle r^2 \rangle$  редкоземельных элементов в областях  $N < 82$  и  $88 < N < 94$ , т. е. по обе стороны от магического числа  $N = 82$ . На рис. 4 приведены значения  $\Delta \langle r^2 \rangle$  для изотопов исследованных элементов. Для изотопических цепочек Nd, Sm и Eu отчетливо виден оболочечный эффект —

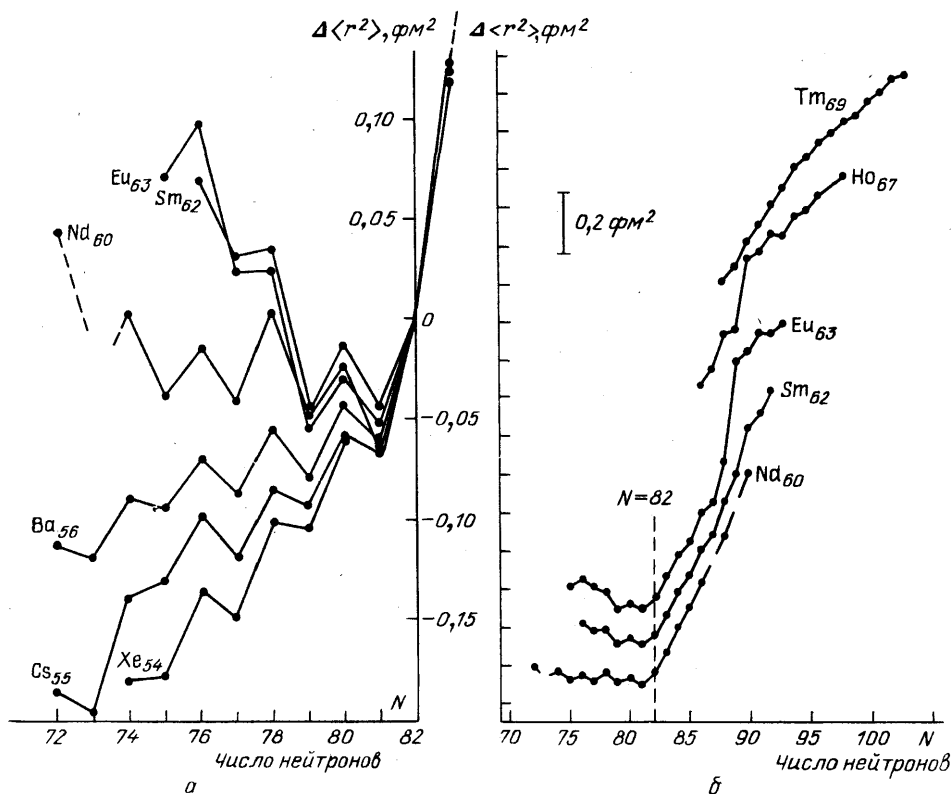


Рис. 4. Зависимость изменения среднего квадрата зарядового радиуса ядра  $\Delta \langle r^2 \rangle$  от числа нейтронов.  
 а-в области  $N < 82$  для Sm, Eu, Nd (данные 34) и Ba, Cs, Xe (данные 35). б-в области  $N > 82$  для Nd, Sm, Ho и Tm (данные 34)

разная скорость изменения радиусов по обе стороны от  $N = 82$ . На рис. 4, а представлены изотопические вариации  $\Delta \langle r^2 \rangle$  при  $N < 82$  как для Eu, Nd, Sm, так и для исследованных ранее на других установках изотопов Ba, Cs, Xe<sup>35</sup>. Отчетливо прослеживается резкая Z-зависимость  $\delta \langle r^2 \rangle$ , что связано, по-видимому, с различной скоростью нарастания деформации вдоль каждой из изотопических цепочек при уменьшении  $N$ .

Следующим шагом в развитии методов лазерной спектроскопии для задач ядерной физики является сочетание высокой разрешающей способностью метода коллинеарной спектроскопии быстрых атомов в пучке с методом лазерной резонансной фотоионизации, что является целью совместной программы экспериментов Троицк — Майнц — ЦЕРН<sup>36</sup>. Это позволит еще больше продвинуться в исследовании свойств короткоживущих экзотических ядер с необычным соотношением числа протонов и нейтронов, лежащих далеко от полосы стабильности (см. рис. 2)<sup>37,38</sup>, и поэтому доступных в ничтожных количествах.

Отметим также принципиальную возможность измерения энергии возбужденного ядра  $E_{\text{яд}}$  путем измерения ничтожного массового «изомерного» сдвига частоты спектральной линии за счет утяжеления возбужденного ядра<sup>39</sup> на величину  $\Delta M = E_{\text{яд}}/c^2$ . Для атомов эта величина исключительно мала, но для колебательных переходов молекул это величина вполне наблюдаема. Например, в двухатомной молекуле АВ возбуждение ядра атома А приведет к изменению частоты колебаний  $\nu_0$  на величину

$$\frac{\Delta \nu_{\text{из}}}{\nu_0} = - \frac{E_{\text{яд}}}{2c^2} \frac{M_{\text{В}}}{M_{\text{А}}(M_{\text{А}} + M_{\text{В}})}, \quad (6)$$

где  $M_{\text{А(В)}}$  — масса атома А (В) с невозбужденными ядрами. При  $E_{\text{яд}} = 0,3 \text{ МэВ}$  для атома с  $A \approx 100$  изомерный сдвиг в колебательном спектре  $\nu_{\text{из}}/\nu_0 \approx 2 \cdot 10^{-6}$ , т. е. одного порядка с доплеровской шириной вращательно-колебательной линии молекулы при нормальной температуре. С развитием методов лазерного охлаждения и локализации не только атомов (см.<sup>40</sup>), но и молекул, вероятно, станут возможными прецизионные измерения частот колебательно-вращательных переходов молекул с радиоактивными атомами. При условии точного измерения и интерпретации СТС таких переходов, обусловленной спином возбужденного ядра, можно будет получать данные о массовом «изомерном» сдвиге, т.е. оптически измерять дефект массы возбужденного ядра  $\Delta M$  и, следовательно, его энергию возбуждения. Возможно, это позволит установить более точное соотношение между шкалами энергии и длины волны оптического и  $\gamma$ -диапазонов.

### 3. ЛАЗЕРНОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ОЧЕНЬ РЕДКИХ ЯДЕР

Точное измерение структуры и положения оптических спектральных переходов с помощью соотношений (1) — (5) дает информацию о характеристиках ядра в основном или изомерном состоянии. Но для многих задач ядерной физики и ее приложений необходимо детектировать сами ядра, т. е. определять ультранизкие концентрации вплоть до одиночных частиц, в частности, атомы редких элементов (короткоживущих, трансурановых, сверхтяжелых и т. д.), редких изотопов, ядерных изомеров (энергии, формы, плотности) и т. д. Лазерные методы детектирования одиночных атомов<sup>3</sup>, особенно метод резонансной фотоионизации<sup>4</sup>, представляются очень эффективными для этих задач. Рассмотрим для иллюстрации несколько примеров.

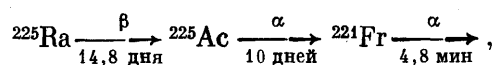
#### 3.1. Л а з е р н о е д е т е к т и р о в а н и е р е д к и х а т о м о в

Рассмотрим его на примере атома франция. Этот элемент (изотоп  $^{223}\text{Fr}$ ) был открыт в 1939 году при распаде по слабому каналу U. Содержание этого наиболее долгоживущего изотопа (период полураспада — 22 мин) в 1 г естественного урана составляет всего  $6 \cdot 10^{-18}$  г. На установке ISOLDE в ЦЕРН можно получать атомы Fr при облучении урановой или ториевой мишени протонным пучком. В экспериментах французских ученых на этой установке были проведены первые спектральные исследования Fr<sup>41</sup> и определены длины волн переходов из основного состояния в четыре низколежащих состояния<sup>42</sup> упомянутым методом магнитного отклонения атомов в пучке, ориентированных путем резонансного лазерного возбуждения.

В Институте спектроскопии АН СССР было осуществлено детектирование<sup>43</sup> и спектральные исследования ридберговских состояний<sup>44 221</sup> Fr методом лазерной резонансной фотоионизации при потоках Fr в  $10^5$  раз меньших, чем в экспериментах на установке ISOLDE в ЦЕРН. Эксперименты с атомами Fr проводились на образце, содержащем около  $10^9$  атомов  $^{225}\text{Ra}$ , имплантированных на глубину до  $100 \text{ \AA}$  в танталовую фольгу. Образец был получен путем сбора ядер отдачи  $^{225}\text{Ra}$ , образующихся в результате радиоактивного распада  $^{229}\text{Th}$ , нанесенного в виде тонкого слоя на танталовую фоль-



гу. Радиоактивный распад атомов  $^{226}\text{Ra}$  порождал цепочку элементов



одним из которых был  $^{221}\text{Fr}$ . Стационарное количество  $^{221}\text{Fr}$  в образце не превышало  $3 \cdot 10^5$  атомов, а скорость его наработки была не более  $10^3 \text{ с}^{-1}$ . Поскольку этот эксперимент, вероятно, является наиболее высокочувствительным во всей истории оптической спектроскопии и реально давшим новые спектроскопические данные, уместно подчеркнуть его особенности.

Схема эксперимента по лазерному детектированию атома показана на рис. 5. Как и на лазерно-ядерном комплексе ЛИЯФ—ИСАН (см. рис. 3),

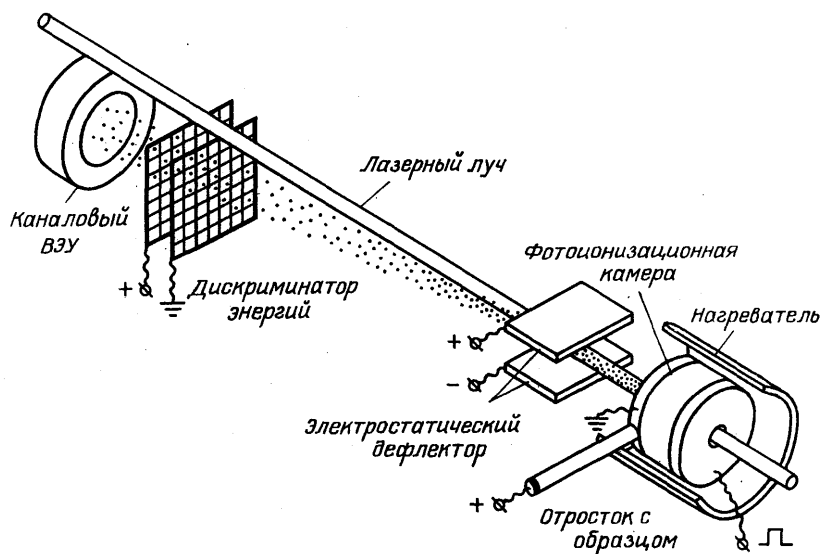


Рис. 5. Схема эксперимента по фотоионизационному детектированию и спектроскопии очень редких атомов Fr (из работы<sup>43</sup>)

использовались лазеры на красителях с, высокой частотой повторения импульсов. Резонансная ионизация осуществлялась по двухступенчатой схеме с возбуждением ридберговского состояния, которое ионизовалось импульсом электрического поля. Однако, в отличие от экспериментов ЛИЯФ—ИСАН, резонансная ионизация детектируемых атомов осуществлялась не в пучке, а внутри нагретой полости. Через отверстие внутрь полости можно было подавать двухцветное лазерное излучение, которое осуществляло резонансное возбуждение атомов Fr в ридберговские состояния. Импульс электрического поля обеспечивал ионизацию возбужденных атомов и выталкивание образуемых ионов через отверстие во времяпролетный анализатор масс ионов и их детектор. Существенно, что атомы Fr, блуждающие внутри полости, многократно пересекают область облучения, что увеличивает вероятность перехвата их лазерным лучом, и, следовательно, эффективность их ионизации. Идентификация атомов Fr осуществлялась по резонансному пику фотоионов на длине волны 718,0 нм при перестройке частоты лазера на первой ступени и настройке время-пролетного масс-анализатора на пик  $^{221}\text{Fr}$ . Определение спектра ридберговских состояний осуществлялось при перестройке длины волны лазерного излучения в области 510—520 нм при фиксированной длине волны на первой ступени.

Проведенные успешно эксперименты<sup>43,44</sup> подтвердили предложение<sup>45</sup> использовать метод резонансной фотоионизации для детектирования и исследования одиночных атомов редких радиоактивных элементов. Стало ясно, что

имеется альтернативный путь спектроскопии элементов, которыми природа не обеспечивает нас в достаточном для оптических исследований количестве. Вместо использования дорогостоящей ускорительной техники для генерации больших потоков таких элементов<sup>41,42</sup> можно использовать слаборадиоактивные источники (с активностью менее  $10^{-6}$  Ку) таких элементов в сочетании с ультрачувствительной фотоионизационной лазерной спектроскопией, доступной сегодня каждой физической лаборатории. На этом пути можно детектировать редкие радиоактивные атомы, в том числе Fr, даже в естественных условиях.

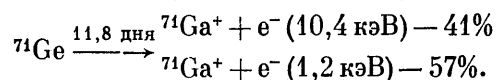
### 3.2. Лазерное детектирование редких изотопов в радиохимическом детекторе нейтрино

Естественной областью применения лазерных методов обнаружения одиночных атомов являются многочисленные задачи экспериментальной ядерной физики и физики элементарных частиц, в которых необходимо обнаруживать крайне редкие атомы в окружении других элементов. Например, обсуждалась возможность применения лазерной резонансной фотоионизации для детектирования одиночных атомов с возбужденным (изомерным) ядром и сверхтяжелых (трансурановых) атомов<sup>45</sup>, сверхплотных ядер<sup>46</sup>, ядерных изомеров формы, в частности,  $^{240}\text{Am}$ <sup>47</sup>, ядер, образуемых при захвате нейтрино<sup>48</sup>, и т. д. Все эксперименты такого типа еще находятся в стадии обсуждения и попыток реализации. Следовательно, можно ожидать значительного прогресса в разработке лазерных методов детектирования одиночных атомов именно в связи с этими интересными применениями. Поэтому здесь ограничимся кратким обсуждением одного из наиболее очевидных и интенсивно разрабатываемых применений — в радиохимических детекторах солнечных нейтрино для счета одиночных атомов.

Наиболее известен Cl — Ag-детектор нейтрино, чувствительный к нейтринно высоких энергий, которые составляют сравнительно малую долю общего потока нейтрино от Солнца. Этот тип радиохимического детектора нейтрино осуществлен в очень точных экспериментах с 600 тоннами  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  в шахте на глубине 1,6 км<sup>49,50</sup>. Возникающие в мишени единичные атомы  $^{37}\text{Ag}$  распадаются за счет  $\beta$ -процесса с периодом полураспада 35 дней, так что в стационарном режиме в 400 м<sup>3</sup> мишени содержится всего 18 атомов  $^{37}\text{Ag}$ . В течение 20 часов можно было экстрагировать все эти атомы и собрать в миниатюрном пропорциональном счетчике, содержащем чистый аргон с несколькими атомами  $^{37}\text{Ag}$ . При  $\beta$ -распаде  $^{37}\text{Ag}$  образуются оже-электроны с энергией 2,8 кэВ, которые регистрируются пропорциональным счетчиком с очень низким уровнем фона. Полная эффективность извлечения и детектирования атомов  $^{37}\text{Ag}$  составляла 40—50 %. Это самый чувствительный радиохимический эксперимент, который когда-либо осуществлялся. Измеренная скорость наработки  $^{37}\text{Ag}$  в мишени составила  $0,39 \pm 0,05$  атома в день, что примерно в три-четыре раза меньше предсказания стандартной солнечной модели<sup>51</sup>. Это расхождение получило название «аномалии солнечных нейтрино» и послужило толчком к разработке как новых теоретических моделей (см. например, <sup>52</sup>), так и других радиохимических детекторов.

Предложен Ga-детектор нейтрино низких энергий<sup>53</sup>, основанный на реакции  $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$ , в которой участвуют 39,6 %  $^{71}\text{Ga}$ , содержащегося в естественной изотопной смеси  $^{69}\text{Ga}$  и  $^{71}\text{Ga}$ . В 50 тоннах Ga происходит один захват  $\nu_e$  в день. Период полураспада  $^{71}\text{Ge}$  11,8 дней, так что стационарная концентрация  $^{71}\text{Ge}$  в 50 тоннах Ga составляет всего 17 атомов. Радиохимический Ga — Ge-детектор может действовать по тому же принципу, что и Cl — Ag-детектор: 1) химическая экстракция  $^{71}\text{Ge}$ ; 2) регистрация событий радиоактивного распада  $^{71}\text{Ge}$  в пропорциональном счетчике Дэвиса<sup>54</sup>. Радиоак-

тивный распад происходит по двум каналам с испусканием оже-электронов:



Распады по первому каналу вполне можно зарегистрировать в счетчике Дэвиса, но распады по второму каналу с образованием электронов низкой энергии регистрировать гораздо сложнее из-за фона. Если ими пренебрегать, то для получения заданного отношения сигнал/шум необходимо в 2,5 раза увеличивать размер Ga-мишени, что весьма дорого. Предложен другой путь преодоления этой трудности, основанный на дискриминации событий с образованием электронов низкой энергии путем одновременного лазерного детектирования появления атома Ga<sup>55</sup>. Предполагается, что экстрагированный Ge может быть полностью очищен от Ga исходной мишени.

Разрабатывается радиохимический <sup>81</sup>Bг — <sup>81</sup>Kr-детектор солнечных нейтрино с пороговой энергией 470 кэВ, который наиболее чувствителен к потоку нейтрино от <sup>7</sup>Ве<sup>56</sup>. В этом случае образуется изотоп <sup>81</sup>Kr с очень большим периодом полураспада (2·10<sup>5</sup> лет), для детектирования которого непригодны пропорциональные счетчики. Естественным выходом здесь является применение метода лазерной резонансной фотоионизации для счета одиночных атомов <sup>81</sup>Kr<sup>57</sup>. При тех же размерах мишени, что и в случае Cl — Ar-детектора, ожидается получение около двух атомов <sup>81</sup>Kr в день для соединений СНВг<sub>3</sub>, СН<sub>2</sub>Вг<sub>2</sub> и т.д. За период облучения в полгода можно наработать несколько сот атомов <sup>81</sup>Kr, которые можно извлечь тем же методом, как и в Cl — Ar-детекторе. Лазерное детектирование изотопов <sup>81</sup>Kr можно осуществить комбинацией резонансной фотоионизации атомов Kr (Z-селективность) с масс-сепарацией фотоионов (А-селективность). На основании предварительных экспериментов, включая фотоионизационное детектирование 10<sup>3</sup> атомов Kr<sup>58</sup>, сделан вывод об осуществимости лазерно-радиохимического <sup>81</sup>Bг — <sup>81</sup>Kr детектора солнечных нейтрино<sup>59</sup>.

Обсуждается также возможность георадиохимического детектирования потока солнечных нейтрино от <sup>8</sup>В с помощью реакции <sup>97,98</sup>Мо (ν, e<sup>-</sup>) <sup>97,98</sup>Tс<sup>60</sup>. Образующиеся изотопы <sup>97</sup>Tс и <sup>98</sup>Tс имеют большой период полураспада (2,6 × 10<sup>6</sup> лет и 4,2·10<sup>6</sup> лет соответственно) и для детектирования их также можно использовать метод высокоселективной лазерной ступенчатой фотоионизации<sup>61</sup>.

### 3.3. Лазерное детектирование редких космогенных изотопов

Существует довольно много редких долгоживущих радиоактивных изотопов космогенного происхождения, в частности, образующихся за счет ядерных реакций под действием космических лучей, в верхней атмосфере. Они включают такие изотопы, как: <sup>10</sup>Ве, образующийся за счет ядерных реакций галактических космических лучей с ядрами N и O; <sup>14</sup>С, образующийся в реакции вторичных нейтронов с N; <sup>26</sup>Al, образующийся при расщеплении ядра Ag. Эти изотопы образуются в верхней атмосфере, осаждаются и аккумулируются на поверхности Земли и на дне океанов. Среди таких радиоизотопов наиболее известен радиоуглерод <sup>14</sup>С, который используется для датирования объектов органического происхождения<sup>62</sup>. Для датирования объектов и событий в интервале времени 5000—50 000 лет (период полураспада <sup>14</sup>С 5730 лет) необходимо детектировать <sup>14</sup>С с относительной концентрацией в интервале 10<sup>-12</sup>—10<sup>-15</sup>.

В настоящее время существует два универсальных метода детектирования космогенных радиоактивных изотопов в малых концентрациях. Первый, наиболее распространенный метод, состоит в измерении удельной радиоактивности образца и сравнении с удельной активностью пробы нулевого возраста. Ядерный метод имеет присущий ему недостаток — долгоживущие

изотопы наблюдаются по крайне редким событиям их радиоактивного распада. Поэтому для наблюдения сигнала в приемлемое время (несколько дней) принципиально необходимо иметь в образце большое число редких радиоактивных изотопов. Второй метод состоит в использовании ускорителей в качестве ультрачувствительных масс-спектрометров<sup>63</sup>. При использовании этого метода, не связанного с детектированием событий радиоактивного распада, необходимы образцы значительно меньших размеров, но имеются трудности с наличием обильных изотопов и изобар. Недостатки обоих известных методов открывают интересное поле деятельности для лазерных методов,

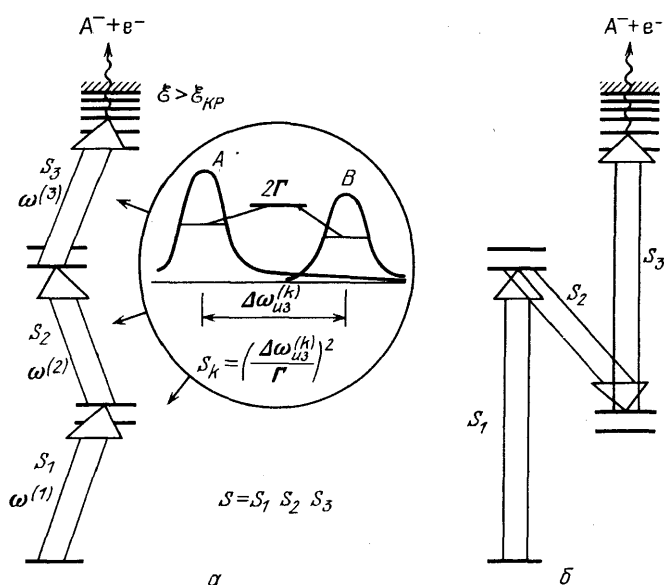


Рис. 6. Умножение селективности в процессе многоступенчатого возбуждения редкого изотопного атома А при изотопически селективном возбуждении на каждой ступени.

а—Последовательное возбуждение вверх. б—Последовательное возбуждение и девозбуждение под действием лазерного излучения

так как ставят перед ними весьма сложную, но принципиально вполне разрешимую задачу — обнаружить несколько редких изотопных атомов на фоне  $10^{10} - 10^{20}$  основных изотопов того же атома<sup>64-66</sup>.

Для высокоселективного детектирования редких изотопных атомов принципиально можно использовать все методы лазерной спектроскопии, обладающие предельной чувствительностью на уровне одиночных атомов<sup>3</sup>. Основная трудность здесь состоит в достижении максимальной селективности детектирования  $S$ , т.е. способности обнаруживать небольшое число ( $N_A$ ) редких изотопных атомов А в присутствии гораздо большего числа ( $N_B$ ) основных или фоновых атомов В:

$$S = N_B N_A^{-1}. \quad (7)$$

Селективность возникает за счет небольшого изотопического сдвига  $\Delta \nu_{из} = \nu_A - \nu_B$  спектральной линии одного или нескольких последовательных резонансных переходов атома из основного в возбужденные состояния. Конечная ширина спектральной линии приводит к естественному ограничению селективности из-за перекрытия крыльев близких спектральных линий атомов А и В. Однако характер ограничения существенно различен для разных методов.

Наиболее перспективны методы, основанные на многоступенчатом резонансном возбуждении редкого изотопного атома в многочастотном лазерном поле, когда используется изотопический сдвиг на нескольких последовательных резонансных переходах. В этом случае можно получить перемножение селективностей  $S_k$  на каждой ступени возбуждения и ионизации<sup>67</sup>. Идею этого метода поясняет рис. 6. Например, в случае трехступенчатого возбуж-

дения с использованием изотопического сдвига на каждой ступени полная селективность оптического возбуждения может достигать значений (см. <sup>68</sup>)

$$S_{\text{опт}} = S_1 S_2 S_3. \quad (8)$$

При вполне умеренных значениях  $S_k \approx (\Delta\nu_{\text{из}}^{(k)}/\Gamma_k^{-1})^2 \approx 10^4 - 10^6$ , где  $\Delta\nu_{\text{из}}^{(k)}$  — изотопический сдвиг и  $\Gamma_k$  — однородная полуширина  $k$ -го перехода, полная селективность ионизации может достигать исключительно высоких значений:  $S_{\text{опт}} \approx 10^{12} - 10^{15}$ . Практическая реализация идеи умножения селективности сталкивается с той трудностью, что для наиболее интересных долгоживущих изотопов трудно подобрать последовательность нескольких переходов наверх с заметными изотопическими сдвигами, так как заметный сдвиг имеет только основное состояние атома.

Универсальный путь преодоления этой трудности и превращения метода ступенчатой ионизации в реальный метод детектирования редких изотопов предложен в <sup>69</sup>. Идея метода основана на коллинеарной ступенчатой фотоионизации пучка ускоренных атомов. При ускорении атомов в виде ионов при заданной разности потенциалов с последующей нейтрализацией атомов при перезарядке происходит группировка продольных скоростей атомов, что приводит к устранению доплеровского уширения при коллинеарном возбуждении <sup>29</sup>. Наряду со сжатием доплеровской ширины происходит доплеровский сдвиг всех спектральных переходов ускоренных атомов, зависящий от массы иона. В результате возникает искусственный «массовый» изотопический сдвиг на любом спектральном переходе атома

$$\frac{\Delta\nu_{\text{из}}}{\nu_0} = \frac{1}{2} (2eU)^{1/2} \left( \frac{1}{M_1^{1/2}} - \frac{1}{M_2^{1/2}} \right), \quad (9)$$

где  $M_i$  — массы изотопов. Этот сдвиг при  $U = 10$  кВ примерно на порядок больше обычного массового изотопического сдвига.

Сделаны первые шаги на пути создания такого лазерного ионизационного детектора редких изотопов на примере двухступенчатой коллинеарной ионизации атомов <sup>40</sup>K (0,012 %) в пучке ускоренных атомов K <sup>70</sup>, когда была достигнута селективность ионизации на одной ступени  $S \approx 10^5$ . Предстоит дальнейшая разработка этого метода с использованием перемножения селективностей на двух и более ступенях и переход к гораздо более редким космическим изотопам.

#### 4. ЛАЗЕРНАЯ ОРИЕНТАЦИЯ И СЕПАРАЦИЯ ЯДЕР

Существует большое поле применения лазерного селективного возбуждения атомов для получения ядер в определенных состояниях для ядерно-физических экспериментов: оптическая ориентация (поляризация) ядер в пучках и мишенях, лазерная монохроматизация (селекция по скоростям) протонов в пучке, лазерное разделение изотопных и изомерных ядер и т. д. Эти применения основаны на существовании сверхтонкого взаимодействия ядер и электронов, изотопических сдвигов электронных уровней, доплер-эффекта в спектрах поглощения. Хотя все они находятся в стадии разработки, быстрый прогресс лазерной техники делает вполне реальным реализацию этих новых возможностей в ядерно-физических экспериментах в ближайшие годы. Рассмотрим их кратко.

##### 4.1. Л а з е р н а я о р и е н т а ц и я я д е р

Ориентация (или поляризация) атомных ядер циркулярно-поляризованным оптическим излучением известна со времени пионерской работы Каствлера <sup>71</sup>. Для этого необходимо, чтобы монохроматическое поляризованное

излучение поглощалось на определенном переходе сверхтонкой структуры. Тогда взаимодействие момента электрона со спином ядра приводит к тому, что момент поглощаемого фотона распределяется между электроном и ядром и в результате в ансамбле атомов возникает ориентация ядер в выбранном направлении (рис. 7).

Оптическая ориентация ядер успешно использовалась и до появления лазеров в ядернофизических экспериментах по наблюдению анизотропии  $\beta$ -распада <sup>72</sup> и  $\gamma$ -распада <sup>73</sup> ориентированных ядер (метод RADOP — Radioactive Detection in Optical Pumping). С помощью излучения перестраиваемых лазеров возможности оптической ориентации ядер существенно расширились. Метод стал применимым к любому атому с ядром, имеющим ядерный

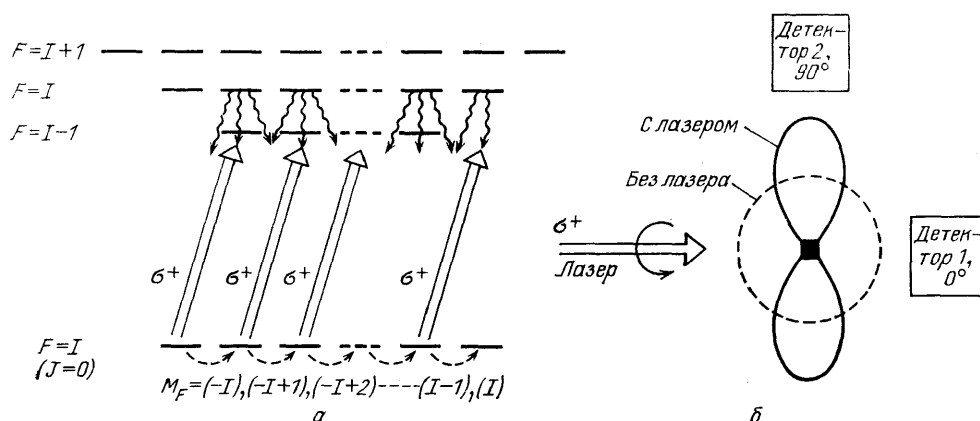


Рис. 7. Лазерная оптическая ориентация ядер.

а—Оптическая накачка атомного перехода  $J=0 \rightarrow J=1$  с ядерным спином  $I=1$ , ведущая к заселению подуровня  $m_I=I$  при поглощении круго-поляризованного излучения (переходы  $\sigma^+$ ), б—Возникновение анизотропии углового распределения  $\gamma$ -излучения на E2-переходе ориентированных ядер

спин  $I > 0$ , в том числе к короткоживущим ядрам как в пучке, так и в плотной газовой мишени.

Лазерная ориентация возбужденных ядер в атомном паре исследовалась в ряде работ<sup>74,75</sup>. Особенностью этого метода является возможность экспериментов с короткоживущими ядрами (с временем жизни до мкс), которые невозможно изучать в пучке. Успешно осуществлены эксперименты по наблюдению анизотропии  $\gamma$ -распада делящегося изомера <sup>24m</sup>Na (время жизни 20 мс)<sup>75, 76</sup> и изомера <sup>134m</sup>Ba (время жизни 26 мкс)<sup>75,76</sup>.

Осуществлен эксперимент с лазерно-ориентированными ядрами в пучке для случая спонтанно делящегося изомера <sup>240m</sup>Am (время жизни около  $10^{-3}$  с), в котором оптический резонанс со спектральным переходом атома с изомерным ядром детектировался по возникновению анизотропии фрагментов деления ориентированных ядер<sup>77,78</sup>. Таким методом был измерен громадный изомерный сдвиг (около 0,5 Å) спектральной линии <sup>240m</sup>Am и получены интересные данные о сильной деформации ядра этого изомера.

Большой интерес представляют методы получения поляризованных ядер в пучках и мишенях для исследования ядерных реакций, чувствительных к ориентации спина налетающей частицы и ядра мишени. Для этих целей также применяется метод лазерной ориентации ядер лития и натрия при резонансном возбуждении поляризованным лазерным излучением<sup>79</sup>, который представляет интерес для использования в ускорителях тяжелых ионов. Однако еще больший интерес представляет применение лазерного света для получения поляризованных пучков быстрых протонов.

#### 4.2. Поляризация и монохроматизация пучка быстрых протонов

Здесь есть несколько возможностей, использующих как косвенную поляризацию протонов при взаимодействии с поляризованной газовой мишенью, так и прямую лазерную поляризацию атомов водорода с последующей их ионизацией (см. <sup>80</sup>).

Идея получения интенсивного пучка быстрых поляризованных протонов при перезарядке неполяризованных протонов на атомах щелочных элементов, оптически ориентированных по спину электрона лазерным излучением <sup>81</sup>,

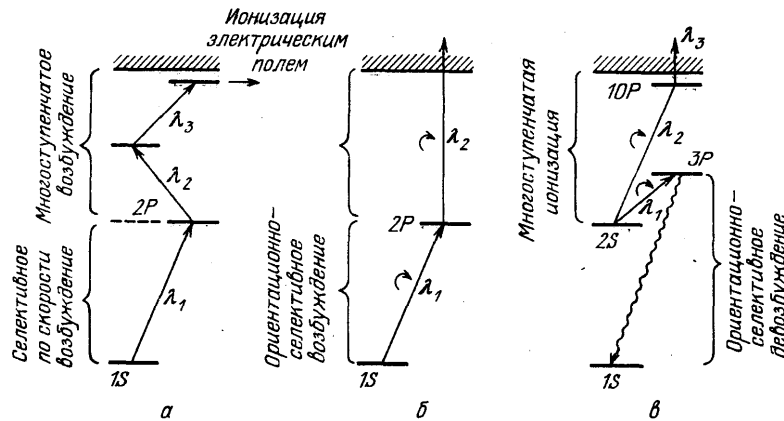


Рис. 8. Упрощение схемы управления скоростью (а) и поляризацией (б, в) пучка протонов, основанное на многоступенчатой селективной фотоионизации атомов водорода

восходит к работе Завойского <sup>82</sup> об обмене электронной и ядерной поляризации при перезарядке быстрых протонов на поляризованной мишени. Проведены успешные эксперименты по созданию и исследованию лазерной ориентации натриевой перезарядной мишени, обеспечивающей как высокую степень поляризации протонов (90 %), так и высокую эффективность перезарядки <sup>80,83</sup>.

Предложены также методы получения поляризованных и высокомонохроматических пучков быстрых протонов, основанные на ориентационно-селективном и(или) селективной по скорости многоступенчатой ионизации быстрых атомов водорода лазерным излучением <sup>84</sup>. Рис. 8 дает упрощенную иллюстрацию возможных методов монохроматизации <sup>85</sup> и поляризации <sup>86</sup> быстрых протонов.

Во-первых, монохроматическим лазерным излучением можно возбуждать атомы водорода с определенной проекцией скорости на выбранное направление (рис. 8, а). При релятивистской скорости атомов водорода навстречу лазерному лучу возбуждение перехода  $L_{\alpha}$  ( $\lambda_0 = 1215 \text{ \AA}$ ) можно осуществить лазерным излучением видимого диапазона. Путем многоступенчатой фотоионизации атомов через высоколежащие состояния каждый возбужденный атом водорода можно ионизовать с квантовым выходом около единицы, т. е. получить пучок протонов с точно определенной в очень узком интервале скоростью движения или энергией. В этом состоит существо идеи лазерной монохроматизации протонного пучка <sup>85</sup>. Для реализации этого подхода необходимо, разумеется, конвертировать начальный пучок релятивистских протонов в атомы водорода. Современный уровень перестраиваемых лазеров принципиально позволяет на существующих ускорителях достигнуть степень монохроматизации около  $10^5$ . При сужении спектра энергий протонного пучка его интенсивность пропорционально падает, так как лазерный монохроматор — своеобразная реализация «демона Максвел-

ла», селективирующего атомы водорода с определенной скоростью движения. Однако снижение интенсивности пучка при его монохроматизации не приводит к потери остальной, неионизованной, части распределения энергий пучка, которая может использоваться в ускорителе обычным путем. Отметим, что, перестраивая длину волны лазерного излучения  $\lambda_1$  на резонансном  $1S - 2P$ -переходе, можно выделять любой узкий энергетический интервал внутри спектральной ширины ускоренных атомов водорода. Точное измерение  $\lambda_1$  может обеспечить одновременное абсолютное измерение энергии высокомонохроматичных протонов.

Во-вторых, циркулярно-поляризованным лазерным излучением можно возбуждать атомы на определенном переходе сверхтонкой структуры (спин-селективное или ориентационно-селективное возбуждение), а затем фотоионизовать селективно-возбужденные атомы (рис. 8, б). Если осуществлять поляризацию протонов на входе ускорителя, когда атомы водорода имеют нерелятивистскую скорость, то необходимо лазерное ВУФ-излучение на  $\lambda(L_\alpha) = 1215 \text{ \AA}$ . Сделаны расчеты степени поляризации протонов при возбуждении через различные компоненты СТС водорода<sup>88,89</sup> и выполнены первые модельные эксперименты<sup>90</sup>. Правда, этот метод из-за доплеровского уширения трудно использовать для получения интенсивных широкоапертурных пучков на входе ускорителя. Поэтому предложена другая схема, основанная на ионизации атомов водорода из метастабильного  $2S$ -состояния (рис. 8, в). В этой схеме сначала с помощью лазерного излучения в видимой области на линии  $H_\alpha$  осуществляется ориентация ядер путем селективного девозбуждения атомов из некоторых подуровней СТС, а затем проводится многоступенчатая ионизация ориентированных метастабильных атомов<sup>86</sup>. Основная трудность в практической реализации этой схемы состоит в получении атомов  $H$  в метастабильном  $2S$ -состоянии при достаточной концентрации. Если осуществлять поляризацию ускоренных протонов, то можно использовать релятивистский доплер-эффект и поляризовать релятивистские атомы  $H$  на переходе  $1S - 2P$  лазерным излучением в видимой области<sup>87</sup>, т. е. по схеме монохроматизации релятивистских атомов водорода<sup>85</sup>.

Таким образом, есть основания надеяться на разработку эффективных методов получения поляризованных монохроматичных пучков быстрых протонов для ускорителей. Успех этих методов зависит сегодня главным образом от прогресса в разработке перестраиваемых лазеров с параметрами, пригодными для одновременной работы с современными ускорителями (большая длительность импульсов, высокая частота их повторения, требуемая длина волны и т. д.).

#### 4.3. Лазерное разделение изотопов и ядерных изомеров

Хорошо разработанные методы лазерного разделения изотопов<sup>9,91,92</sup> вполне пригодны для получения моноизотопных пучков и мишеней для ядерно-физических экспериментов, в частности, на ускорителях тяжелых ионов при синтезе и поиске сверхтяжелых элементов. Особенно ценны они для редких изотопов, разделение которых на существующих электромагнитных сепараторах обходится очень дорого.

В некоторых ядерных экспериментах необходимо иметь чистое вещество, состоящее из ядерных изомеров. Селективная лазерная фотоионизация смеси атомов, имеющих ядра в основном и возбужденном состояниях, является практически единственным способом их разделения. Это возможно за счет различия СТС атомных переходов с возбужденными и невозбужденными ядрами<sup>93</sup>. Лазерное разделение изомерных ядер обсуждалось еще в<sup>94</sup>, в частности, в связи с получением среды с инверсией населенностей ядерных уровней для  $\gamma$ -лазера<sup>95,96</sup> (см. обзоры<sup>97,98</sup>). Селективная лазерная фотоионизация



ядерных изомеров впервые наблюдалась в «on-line» экспериментах по исследованию СТО и ИС атомных линий цепочки радиоактивных изотопов  $\text{Eu}^{33,99}$ . Недавно были впервые разделены  $^{106}$  (при использовании техники лазерной селективной фотоионизации атомов в «on-line» экспериментах с протонным ускорителем и масс-сепаратором радиоактивных изотопов) ядерные изомеры самария-141g, 141m и туллия-164g и 164m. Схема эксперимента аналогична показанной на рис. 3. Фотоионы возбужденным ядром  $^{141\text{m}}\text{Sm}$  или  $^{164\text{m}}\text{Tm}$ , возникавшие в процессе изомерно-селективной трехступенчатой фотоионизации, вытягивались электрическим полем из области взаимодействия излучения с атомным пучком и осаждались на катод каналового вторичного электронного умножителя. На рис. 9 приведен спектр фотоионизации (при перестройке длины волны лазера на первой ступени  $\lambda_1 = 6004,18 \text{ \AA}$ ) смеси изомеров  $^{141}\text{Sm}$  и результат его расшифровки. Видно, что в фотоионизационном спектре есть хорошо разрешенные линии, принадлежащие  $^{141\text{m}}\text{Sm}$ . Это значит, что при отстройке частоты лазера первой ступени в области 1—4 ГГц в направлении, перпендикулярном атомному пучку, возникает лоток фотоионов с изомерными ядрами. Созданная установка позволяет исследовать и разделять изомеры с временем жизни порядка времени лых высвобождения из мишени (до 1 с). Установка такого же типа, состоящая из масс-сепаратора, лазерного спектрометра и фотоионизационной камеры, может быть создана и на других источниках изомерных ядер, в частности, на пучках ионов высокой энергии или на ядерном реакторе.

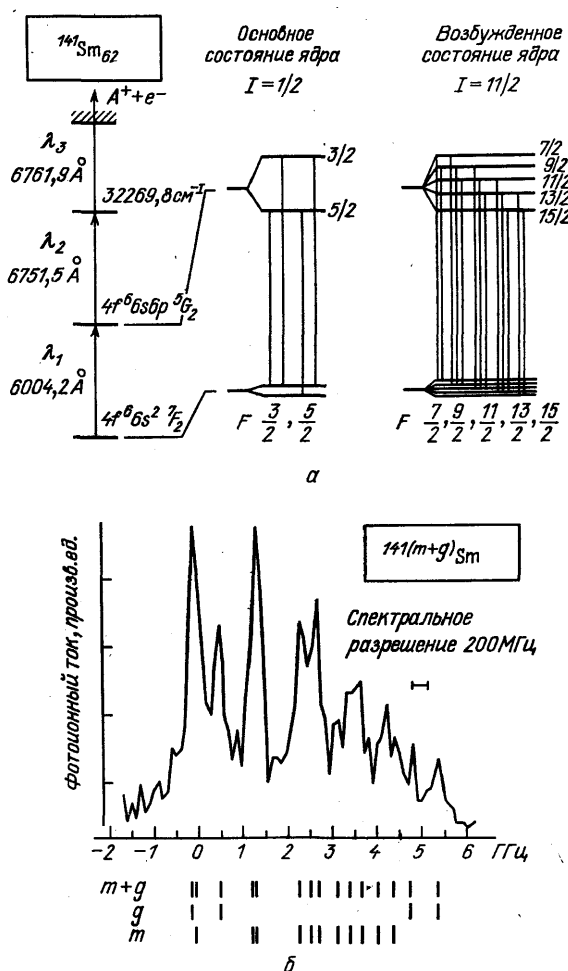


Рис. 9. Фотоионизационный спектр (внизу) перехода  $4f^6 6s^2 F_2 \rightarrow 4f^6 6s 6p^5 G_2^0$  на  $\lambda_1 = 6004,18 \text{ \AA}$  для изотопа  $^{141}\text{Sm}$  в основном (g) и возбужденном (m) ядерном состоянии, полученный методом трехступенчатой резонансной фотоионизации атомов (вверху).

Внизу показаны положения линий атомов  $^{141}\text{Sm}$  с невозбужденным (g) и изомерным (m) ядрами (из работы  $^{100}$ )

### 5. СМЕШАННЫЕ ЯДЕРНО-ОПТИЧЕСКИЕ $\gamma$ -ПЕРЕХОДЫ

Обратимся теперь к обратным эффектам — к проявлению атомно-молекулярной структуры в ядерных эффектах — на простом примере спектра  $\gamma$ -переходов не «голового» ядра, а ядра, окруженного электронной оболочкой, или ядра в молекуле. Чтобы понять существо дела, рассмотрим иерархию квантовых уровней ядра в атоме (молекуле), приведенную на рис. 10, которая является развитием рис. 1. На рис. 10 показаны квантовые переходы

ядра (ядерная спектроскопия), оптические переходы атома или молекулы (оптическая спектроскопия) и СВЧ-переходы между компонентами СТС (микроволновая спектроскопия). Сверхтонкое взаимодействие приводит к «смешиванию» оптических и «микроволновых» переходов и возникновению

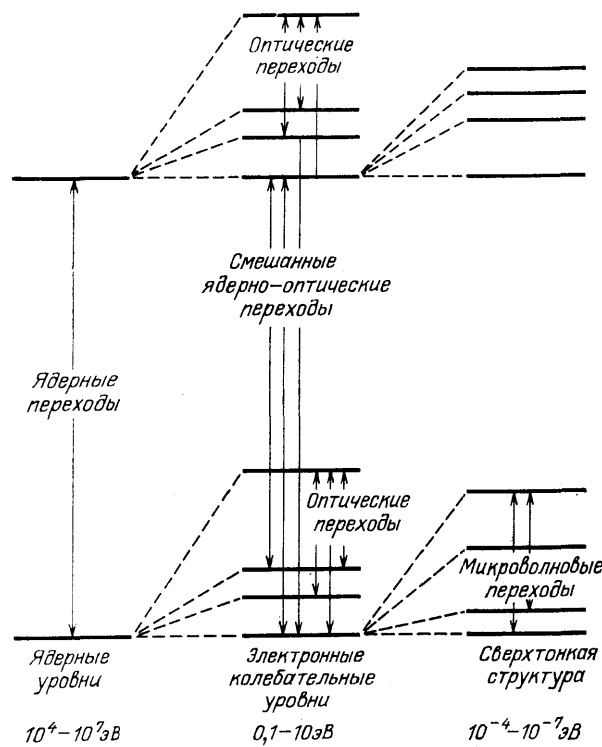


Рис. 10. Иерархия ядерных, оптических и сверхтонких переходов в атоме и возникновение смешанных ядерно-оптических переходов

СТС у оптических спектральных линий, что было предметом обсуждения в предыдущих разделах. Точно так же возможно «смешивание» ядерных и оптических переходов и возникновение оптической структуры у  $\gamma$ -линий ядер. Однако механизм взаимодействия здесь совершенно иной, чисто кинематический, — отдача ядру при излучении  $\gamma$ -кванта и инерция электронной оболочки или остальных атомов в молекуле.

В «голом» ядре  $\gamma$ -линии испускания и поглощения смещены друг относительно друга на величину удвоенной энергии отдачи:

$$2R = \frac{E_0^2}{Mc^2}, \quad (10)$$

где  $M$  — масса ядра,  $E_0$  — энергия ядерного перехода (пусть  $E_0 \ll Mc^2$ ). Сдвиг частоты линии испускания или поглощения вызван изменением энергии  $\gamma$ -кванта за

счет отдачи. Когда ядро находится в атоме или молекуле, законы сохранения импульса и энергии допускают изменение не только трансляционного состояния ядра, но и внутреннего (электронного, колебательного и вращательного) состояния квантовой системы. Энергия поглощенного или испускаемого  $\gamma$ -кванта описывается соотношением

$$\hbar\omega_{\gamma}^{\pm} = E_0 \pm R + \hbar\mathbf{k}_{\gamma}\mathbf{v}_0 \pm (\mathcal{E}_f - \mathcal{E}_i), \quad (11)$$

где  $\mathbf{v}_0$  — скорость движения атома (молекулы),  $\mathcal{E}_i$  и  $\mathcal{E}_f$  — соответственно начальная и конечная внутренние энергии, знаки «+» и «—» соответствуют поглощению или испусканию  $\gamma$ -кванта, соответственно. Первый член соответствует несмещенной частоте перехода (мёссбауэровская линия ядра в кристалле), вторая — смещенной линии за счет изменения трансляционного состояния частицы при отдаче, третий член — доплеровскому сдвигу линии и, наконец, последний — сдвигу спектральной линии, вызванному изменением внутреннего состояния атома (молекулы) из-за отдачи. Именно этот член описывает так называемые смешанные ядерно-оптические переходы.

На рис. 11 показан спектр  $\gamma$ -переходов в поглощении или испускании ядра в первоначально возбужденном атоме или молекуле ( $\mathcal{E}_i > 0$ ). При испускании  $\gamma$ -кванта часть энергии возбуждения ядра может быть передана внутреннему состоянию частицы ( $\mathcal{E}_f > \mathcal{E}_i$ ), и тогда возникает спутник, смещенный в «красную» сторону относительно энергии перехода  $E_0 - R$ , при

котором внутреннее состояние частицы не изменяется. Аналогично энергия возбуждения атома (молекулы) вместе с энергией возбуждения ядра могут быть переданы  $\gamma$ -кванту, и тогда возникает «голубой» относительно  $E_0 - R$  спутник  $\gamma$ -линии. Схожая картина возникает и при поглощении  $\gamma$ -кванта.

Лазерным излучением можно изменять заселенность атомных или молекулярных состояний и таким образом изменять спектр смешанных  $\gamma$ -переходов двояким образом: изменять интенсивность существующих спутников и индуцировать новые спутники, смещенные в длинноволновую область относительно  $\gamma$ -линии поглощения  $E_0 + R$  и в коротковолновую сторону

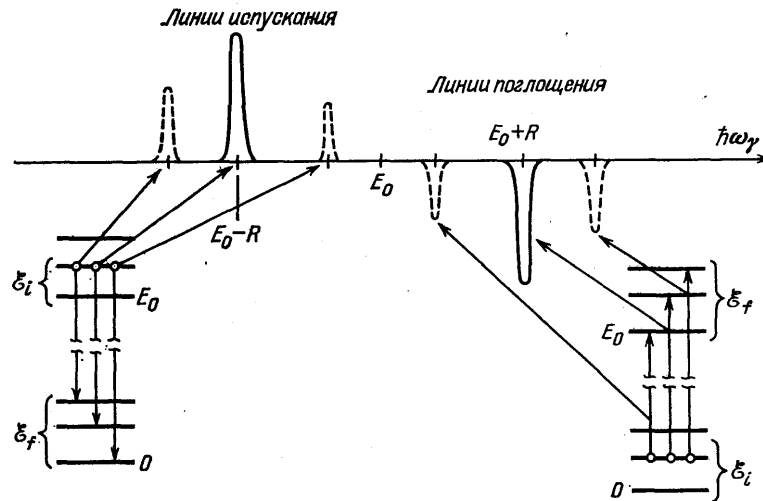


Рис. 11. Спектр  $\gamma$ -переходов ядра в возбужденном атоме (или молекуле). Слева—линии  $\gamma$ -испускания, справа—линии  $\gamma$ -поглощения

относительно  $\gamma$ -линии испускания  $E_0 - R$ <sup>13,101</sup>. Так как возбуждение атомов и молекул может быть селективным по скорости (при возбуждении в узком интервале доплеровски уширенной линии поглощения), то принципиально это позволяет получать узкие резонансы на доплеровски уширенных  $\gamma$ -линиях<sup>102,103</sup>.

Для ядра в молекуле существуют спутники<sup>13</sup> за счет изменения электронного, колебательного и вращательного состояний. Вероятность электронно-ядерных переходов в молекуле очень мала, так как содержит малый параметр  $(m_e/M)^2$ , где  $m_e$  — масса электрона,  $M$  — масса молекулы<sup>104</sup>. Заметим, что это позволяет утверждать, что диссоциация молекулы при испускании или поглощении  $\gamma$ -кванта (эффект Сцилларда — Чалмерса) с подавляющей вероятностью происходит не за счет возбуждения электронных состояний молекул, а за счет прямого разрыва связи молекулы в основном электронном состоянии. Если  $\gamma$ -активное ядро находится вне центра масс молекулы, то возникают интенсивные вращательные спутники  $\gamma$ -перехода, но смещение их мало по сравнению с  $R$  и доплеровской шириной. Более благоприятна ситуация для колебательных спутников, так как на возбуждение колебаний молекулы при  $\gamma$ -переходе затрачивается средняя энергия<sup>106</sup>.

$$E_{\text{кол}} \approx \frac{1}{2} R \frac{M - M_\gamma}{M_\gamma}, \quad (12)$$

где  $M_\gamma$  — масса  $\gamma$ -активного ядра,  $M$  — масса всей молекулы. При  $M_\gamma \ll M$  могут возникнуть колебательные спутники  $\gamma$ -перехода гораздо больше смещенные, чем в случае отдачи «голому» ядру. Во всех случаях экспериментальное наблюдение такого типа спутников  $\gamma$ -перехода ядра в молекуле требует довольно интенсивных источников  $\gamma$ -излучения из-за низкого сечения ядерного перехода, а также осложнено доплеровским уширением.

Для ядра в атоме возникают электронные спутники<sup>13</sup>, но интенсивность их так же, как и для молекул, мала из-за малого параметра  $m_e/M$ . Из простейших качественных соображений можно ожидать некоторого ускорения «разрядки» изомерного ядра за счет передачи части углового момента ядра электронной оболочке, т. е. за счет радиационного распада метастабильного возбужденного состояния ядра, сопровождающегося электронно-ядерным переходом. Однако расчет дает малую величину этого эффекта<sup>106</sup>. Поэтому экспериментально электронные спутники  $\gamma$ -переходов также обнаружить весьма трудно. Иная ситуация возникает для ядра в многозарядном ионе<sup>107</sup>, так как механизм возникновения спутников в нейтральном атоме и многозарядном ионе существенно различен. В случае атома (рыхлая электронная оболочка) происходит «встряхивание» оболочки при взаимодействии  $\gamma$ -кванта с ядром. В случае многозарядного иона (жесткая электронная оболочка) включается механизм непосредственного взаимодействия  $\gamma$ -кванта с электронами. Этот механизм существенен для дипольных ядерных переходов и превалирует при энергиях  $\gamma$ -кванта менее  $4Z^*$  кэВ, где  $Z^*$  — эффективный заряд ядра для оптического электрона иона. Интенсивность электронных спутников определяется малым параметром  $\mu_p^{2\lambda}$ , где  $\lambda$  — мультипольность ядерного перехода,  $\mu_p \approx Z/2$  — относительная масса протона (а не электрона!),  $Z$  — заряд ядра. Более того, сдвиги электронных спутников в многозарядном ионе значительно больше, чем в нейтральном атоме, так как соответственно гораздо больше энергии электронных переходов в многозарядном ионе. Это означает, что электронные спутники, соответствующие линиям испускания и поглощения  $\gamma$ -кванта ядром, в многозарядном ионе не только велики, но и не перекрываются доплеровским контуром  $\gamma$ -линии<sup>107</sup>. Это делает вполне возможным их экспериментальное наблюдение в высокотемпературной плазме. Возможно, что электронно-ядерные спутники представляют интерес для проблемы  $\gamma$ -лазера, так как на них легче получить инверсию заселенностей, чем на чисто ядерных переходах.

## 6. ДРУГИЕ ОБЛАСТИ

Этот краткий обзор интересной области исследований, лежащей на границе атомной и ядерной физики, ставшей особенно активной в последние годы благодаря лазерам и, вероятно, стимулирующей прогресс самих лазеров, особенно в коротковолновой области, разумеется, не охватывает всех ее проблем. На это есть две причины. Во-первых, мне хотелось сконцентрироваться на группе наиболее взаимосвязанных друг с другом вопросов, которые легче обсуждать в краткой форме. Во-вторых, именно эти вопросы мы активно разрабатываем в Институте спектроскопии АН СССР в содружестве с другими Институтами и лабораториями. Однако в заключение целесообразно перечислить и другие важные направления исследований, в которых лазерный свет уже используется или может быть использован в ядерной физике и физике элементарных частиц.

1) Проявление слабого взаимодействия электронов с ядрами в атомах и молекулах в нарушении четности из-за нейтральных токов. Эта проблема рассмотрена в монографии<sup>10</sup>. Для атомов существует несколько эффектов из-за нарушения четности. Во-первых, атомные пары обладают слабой оптической активностью<sup>11</sup>, которая обнаружена в серии известных экспериментов по вращению плоскости поляризации лазерного луча вблизи резонансных линий поглощения атомов<sup>108,109</sup>. Во-вторых, возможно смешивание  $nS_{1/2}$ - и  $nP_{1/2}$ -состояний атома, которое наблюдается, например, в возникновении слабой поляризации флуоресценции возбужденного атома<sup>110</sup>. Этот эффект также наблюдался в экспериментах с тяжелым атомом Cs<sup>111</sup>. В молекулах нарушение четности должно приводить к ничтожному расщеплению уровней левых и правых молекул<sup>12</sup>, величина которого лежит за пределами возможностей эксперимента сегодня. Правда, быстрый прогресс

методов глубокого охлаждения и пленения атомов (и в будущем, возможно, молекул) лазерным излучением может открыть совершенно новые возможности и для таких чрезвычайно тонких экспериментов.

2) Сверхтонкие расщепления уровней энергии мюонных атомов и молекул лежат в оптической области спектра и, следовательно, могут быть исследованы с помощью лазеров. Единственным пока примером в этом направлении является измерение разности энергий  $2S_{1/2} - 2P_{1/2}^{112,113}$  (лэмбовский сдвиг) в мюонном гелии  $^4\text{He}\mu$ , лежащей в области  $811,7 \text{ нм}^{112,113}$ . В этом эксперименте удалось проверить с точностью  $10^{-3}$  вклад в это расщепление эффекта поляризации вакуума. Планируется повторение этого эксперимента на новом уровне лазерной техники<sup>114</sup>. Другая важная величина, которую было бы интересно измерить с помощью ИК лазерного излучения, — это сверхтонкое расщепление в мюонном водороде<sup>115</sup>. Нельзя исключить, что лазерным излучением можно влиять на скорость образования мезомолекул (см., например,<sup>116</sup>). Создание интенсивных источников мезонов в физических центрах с хорошо развитыми лазерно-физическими исследованиями приведет к постановке новых экспериментов в этой области.

3) Наконец, совсем впереди лежит область силового воздействия лазерным излучением на внутриядерные процессы. Конечно, первый кандидат здесь — процесс  $\beta$ -распада, который сам по себе слегка чувствителен к химическому окружению. Рассмотрена, например, возможность влияния ионизации радиоактивных атомов мощным лазерным излучением на скорость процессов внутренней конверсии и К-захвата<sup>117</sup>. Однако прямое воздействие сильного лазерного поля на голое ядро, как показывают строгие расчеты<sup>118</sup>, требует очень сильных полей, которые пока еще недостижимы. Похоже, что даже для запрещенного  $\beta$ -распада эффект сильного лазерного поля экспериментально не наблюдаем<sup>118,119</sup>.

Институт спектроскопии АН СССР,  
г. Троицк (Московская обл.)

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Weisskopf V. F. // Phys. Today. 1970. No. 8. P. 17; перевод: // УФН. 1971. Т. 104. С. 131.
2. Weisskopf V. F. // Physics in the Twentieth Century: Selected Essays. — Cambridge, USA: The MIT Press, 1972; перевод: Вайскопф В. Физика в двадцатом столетии. — М.: Атомиздат, 1977.
3. Балыкин В. И., Бекон Г. И., Летохов В. С., Мишин В. И. // УФН. 1980. Т. 132. С. 293.
4. Летохов В. В. Лазерная фотоионизационная спектроскопия. — М.: Наука, 1987.
5. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. — М.: Наука, 1963.
6. Korfermann H. L. Nuclear Moments. — New York: Academic Press, 1958.
7. Harper W. // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 44. P. 169.
8. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. — М.: Наука, 1975.
9. Летохов В. С. Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах. — М.: Физматгиз, 1983.
10. Хриплович И. Б. // Несохранение четности в атомных явлениях. — М.: Наука, 1981.
11. Зельдович Я. Б. // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 964.
12. Letokhov V. S. // Phys. Lett. Ser. A. 1975. V. 53. P. 275; Lett. Nuovo Cimento. 1977. V. 20. P. 107.
13. Letokhov V. S. // Phys. Lett. Ser. A. 1974. V. 46. P. 257, 481.
14. Никишов А. И., Ритус В. И. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 1768; 1966. Т. 50. С. 255; 1983. Т. 85. С. 24.
15. Murnick D. E., Feld M. S. // Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. 1979. V. 29. P. 411.
16. Летохов В. С. // Вестн. АН СССР. 1979. № 4. С. 38.
17. Otten E.-W. // Nucl. Phys. Ser. A. 1981. V. 354. P. 471.
18. Lasers in Nuclear Physics: Proc. of the Conference Oak Ridge, Tennessee, April 21—23, 1982/Eds C. E. Bemis, Jr., H. K. Carter. — Chur: Harwood Acad. Publ., 1982.
19. Hyperfine Interact. 1985. V. 24—26.

20. Ravn H. L.//Phys. Rep. 1979. V. 54. P. 201.
21. Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications/Eds H. L. Ravn, E. Kugler, S. Sundell.— Amsterdam: North-Holland, 1981.
22. Kühl T., Dabkiewicz P., Duke C., Ffischer H., Kluge H.-J., Kremmling H., Otten E. W.//Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 180.
23. Kluge H.//<sup>18</sup>— P. 137.
24. Kluge H.//Hyperfine Interact. 1985. V. 24—26. P. 69.
25. Duong H. T., Vialle J. L.//Opt. Commun. 1974. V. 15. P. 813.
26. Huber G., Touchard F., Büttgenbach S., Thibault C., Klapisch R., Liberman S., Pinard J., Duong H. T., Juncar P., Vialle J. L., Jacquinet P., Pesnelle A.//Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 459.
27. Thibault C., Touchard F.//<sup>18</sup>— P. 113.
28. Thibault C.//Hyperfine Interact. 1985. V. 24—26. P. 95.
29. Anton K.-R., Kaufman S. L., Klempt W., Moruzzi G., Neugart R., Otten E.-W., Schinzler B.//Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 642.
30. Neugart R.//Hyperfine Interact. 1985. V. 24—26. P. 231.
31. Neugart R.//Ibidem. P. 159.
32. Алхазов Г. Д., Барзах А. Е., Берлович Э. Е., Денисов В. П., Дернятин А. Г., Иванов В. С., Жерихин А. Н., Компанец О. Н., Летохов В. С., Мишин В. И.//Письма ЖЭТФ, 1983. Т. 37. С. 231.
33. Алхазов Г. Д., Барзах А. Е., Берлович Э. Е., Денисов В. П., Дернятин А. Г., Иванов В. С., Летохов В. С., Мишин В. И., Федосеев В. Н.//Ibidem. 1984. Т. 40. С. 95.
34. Алхазов Г. Д., Барзах А. Е., Буянов Н. Б., Денисов В. П., Иванов В. С., Летохов В. С., Мишин В. И., Секацкий С. К., Федосеев В. Н., Чубуков И. В.//Препринт ЛИЯФ АН СССР. № 1283.— Ленинград, 1987.
35. Otten E. W.//International School — Seminar on Heavy-Ion Physics.— Dubna: JINR.— 1983. P. 158.
36. Collaboration «Mainz — CERN — Troitsk». CERN Project ISOLDE-IS82: Multiphoton Ionization Detection in Collinear Laser Spectroscopy of ISOLDE Beams.— Geneva: CERN, 1982.
37. Hamilton J. H., Hansen P. G., Zganjar E. F.//Rep. Prog. Phys. 1985. V. 48. P. 631.
38. Карнаухов В. А., Петров Л. А. Ядра, удаленные от линии бетастабильности.— М.: Энергоатомиздат, 1981.
39. Letokhov V. S.//Phys. Lett. Ser. A. 1972. V. 41. P. 333.
40. Миногоин В. Г., Летохов В. С.//Давление лазерного излучения на атомы.— М.: Наука, 1986.
41. Liberman S., Pinard J., Duong H. T., Juncar P., Pillet P., Vialle J.-L., Jacquinet P., Touchard F., Büttgenbach S., Thibault C., de Saint-Simon M., Klapisch R., Pesnelle A., Huber G.//Phys. Rev. Ser. A. 1980. V. 22. P. 2732.
42. Touchard F., Bendali N., Büttgenbach S. et al.//Laser Spectroscopy of Francium Atoms: 7th Intern. Conference on Atomic Masses and Fundamental Constants.— Darmstadt-Scheim, FRG, 1984.
43. Андреев С. В., Летохов В. С., Мишин В. И.//Письма ЖЭТФ, 1986. Т. 43. С. 570.
44. Andreyev S. V., Letokhov V. S., Mishin V. I.//Phys. Rev. Lett. 1987.
45. Letokhov V. S.//Tunable Lasers and Applications/Eds A. Mooradian, T. Jaeger, P. Stokseth.— Berlin; Heidelberg; New York; Springer-Verlag, 1976. — P. 122.
46. Letokhov V. S.//Comm. At. and Mol. Phys. 1977. V. 7. P. 93.
47. Balykin V. I., Bekov G. I., Letokhov V. S., Mishin V. I.//Proc. of the Sixth Intern. Conference on Atomic Physics.— August 1978.— Riga, USSR: Plenum Press; Zinatne, 1978.— P. 565.
48. Hurst G. S., Payne H. G., Kramer S. D., Young J. P.//Rev. Mod. Phys. 1979. V. 51. P. 767.
49. Davis R., Harmer D. S., Hoffman H. C.//Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. P. 1205.
50. Davis R., Jr.//Proc. of an Informal Conference on the Status and Future of Solar Neutrino Research/Ed. G. Friedlander.— Brookhaven Nat. Lab., N.Y., Report No. 50879, 1978.
51. Bachall J. N., Cleveland B. T., Davis R., Dostrovsky I., Evans J. C., Frati W., Friedlander G., Zande K., Rowley J. K., Stoener R. W., Weneser J.//Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 1351.
52. Михеев С. П., Смирнов А. Ю.//ЯФ. 1985. Т. 42. С. 1441.  
Bethe H. A.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 1305.
53. Кузьмин В. А.//ЖЭТФ. 1965. Т. 49. С. 1532.
54. Zatsepin G. T.//<sup>50</sup>.
55. Letokhov V. S., Mishin V. I., et al.//Opt. Commun. 1982. V. 41. P. 331.

56. Scott R. D.//Nature, 1976. V. 264. P. 729.
57. Hurst G. S., Payne M. G., Kramer S. D., Chen C. H.//Phys. Today. 1980. V. 33, No. 9. P. 24.
58. Chen C. H., Kramer S. D., Allman S. L., Hurst G. S.//Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. P. 640.
59. Hurst G. S., Chen C. H., Kramer S. D., Cleveland B. T., Davis R. Jr., Rowley R. K., Gabbard F., Schima F. J.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 1116.
60. Cowan G. A., Haxton W. C.//Science. 1982. V. 216. P. 51.
61. Cowan G. A., Daniels K. S., Haxton W. C., Rakop D. V., Treher E. N., Wolfsberg K.//Resonance Ionization Spectroscopy//Eds. G. S. Hurst, M. G. Payne.— Bristol; Boston: The Institute of Physics, 1984. — P. 263.
62. Libby W. F. Tritium and Radiocarbon/Eds R. Berger, L. M. Libby.— Santa Monica: Geo Science, 1980.— (Collected Papers. V. 1.).
63. Litherland A. E., Buekens R. P., Kilins L. R., Ruckledge J. C., Gave H. E., Elmore D., Purser K. H.//Nucl. Instrum. and Meth. 1981. V. 186. P. 463.
64. Letokhov V. S.//Comm. Atom. and Molec. Phys. 1981. V. 10. P. 257.
65. Keller R. A., Bomse D. S., Cremers D. A.//Laser Focus. 1981. No. 10. P. 75.
66. Balykin V. I., Kudriavtzev Yu. A., Letokhov V. S., Makarov A. A., Minogin V. G.//Laser Spectroscopy VI.— Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1983.— P. 103.
67. Letokhov V. S., Mishin V. I.//Opt. Commun. 1979. V. 29. P. 168.
68. Макаров А. А.//ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 1192.
69. Kudriavtzev Yu. A., Letokhov V. S.//Appl. Phys. Ser. B. 1982. V. 29. P. 219.
70. Кудрявцев Ю. А., Летохов В. С., Петрунин В. В.//Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 23.
71. Kastler A.//J. de Phys. 1950. Т. 11. P. 255.
72. Sugimoto K., Mizobuchi A., Minamisu o//Hyperfine Interactions on Excited Nuclei/Eds. G. Goldring, B. Kalish.— New York: Gordon and Breach, 1971.— V. 1. P. 325.
73. Huber G., Bonn J., Kluge H.-J., Otten E.-W.//Zs. Phys. Kl. A. 1976. Bd 276. S. 187.
74. Burns M., Pappas P., Feld M., Murnick D. E.//Nucl. Instrum. and Meth. 1977. V. 141. P. 429.
75. Feld M. S., Murnick D. E. Laser Spectroscopy IV.— Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1979.—P. 549.
76. Murnick D. E.//Hyperfine Interact. 1985. V. 24—26. P. 1.
77. Bemis C. E., Jr., Beene J. R., Young J. P., Kramer S. P.//Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 1854; 1980. V. 44. P. 500 (erratum).
78. Beene J. R., Bemis C. E., Young J. P., Kramer S. D.//Hyperfine Interact. 1981. V. 9. P. 143.
79. Anderson L. W.//<sup>18</sup>. — P. 313.
80. Зеленский А. Н. Автореферат диссертации ... канд. физ.-мат. наук.— М.: ИЯИ АН СССР, 1985.
81. Anderson L. W.//Nucl. Instrum. and Meth. 1979. V. 167. P. 363.
82. Завойский Е. К.//ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 408.
83. Anderson L. W. et al.//Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 609.
84. Letokhov V. S.//Comm. Atom. and Molec. Phys. 1979. V. 8. P. 103.
85. Letokhov V. S., Minogin V. G.//Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 775.
86. Летохов В. С., Лобашев В. М., Миногин В. Г., Мишин В. И.//Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 305.
87. Зеленский А. Н., Кохановский С. А., Лобашев В. М., Соболевский Н. М.//Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 36. С. 357.
88. Федоров М. В.//Opt. Commun. 1978. V. 26. P. 183.
89. Делоне Н. Б., Зон Б. А., Федоров М. В.//ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 565.
90. Zacharias H., Rottke H., Welge K. H.//<sup>18</sup>. — P. 365.
91. Letokhov V. S.//Nature. 1979. V. 277. P. 605.
92. Летохов В. С.//АЭ. 1987. Т. 63. С. 252.
93. Mellisinos A. C., Davis S. P.//Phys. Rev. 1959. V. 115. P. 130.
94. Letokhov V. S.//Opt. Commun. 1973. V. 7. P. 59.
95. Летохов В. С.//ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 1555.
96. Гольдманский В. И., Каран Ю. М.//ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 90.
97. Baldwin G. C., Khokhlov R. V.//Phys. Today, 1975. No. 8. P. 32.
98. Baldwin G. C., Salem J. C., Gol'danskii V. I.//Rev. Mod. Phys. 1981. V. 53. P. 687.
99. Fedoseyev V. N., Letokhov V. S., Mishin V. I., Alkhazov G. D., Barzakh A. E., Denisov V. P., Deryatin A. G., Ivanov V. S.//Opt. Commun. 1984. V. 52. P. 24.

100. Mishin V. I., Sekatskii S. K., Fedoseyev V. N., Buyanov N. B., Letokhov V. S., Barzakh A. E., Denisov V. P., Deryatin A. G., Ivanov V. S., Chubukov I. Ya., Alkhazov G. D. // Opt. Commun. 1987. V 61. P. 383.
101. Letokhov V. S. // Laser Spectroscopy. — Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1975. — P. 18. — (Lecture Notes in Physics. V. 43).
102. Летохов В. С. // Письма ЖЭТФ. 1972. Т. 16. С. 428; Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 729.
103. Letokhov V. S. // Phys. Rev. Ser. A. 1975. V. 12. P. 1954.
104. Летохов В. С., Миногоин В. Г. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. С. 1569.
105. Летохов В. С., Миногоин В. Г. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 794.
106. Иванов Л. Н., Летохов В. С. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. С. 1748.
107. Иванов Л. Н., Летохов В. С. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 396.
108. Барков Л. М., Золотарев М. С. // Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 379; Т. 28. С. 544.
109. Forston E. N., Wilets L. // Adv. Atom. and Molec. Phys. 1980. V. 16. P. 319.
110. Bouchiat M. A., Bouchiat C. C. // Phys. Lett. Ser. A. 1974. V. 48. P. 111.
111. Bouchiat M. A., Guena J., Hunter L., Pottier L. // Ibidem. 1982. V. 117. P. 358.
112. Zavattini E. // Exotic Atoms/Eds G. Fiorentini, G. Torelli. — Frascati, 1977. — P. 43.
113. Carboni G. et al. // Nucl. Phys. Ser. A. 1977. V. 278. P. 381.
114. Egelhof P., Universitat Mainz (частное сообщение).
115. Смирла В. П., Фильченков В. В. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 124.
116. Виницкий С. И., Пономарев Л. И., Пузынин И. В., Пузынина Т. П., Сомов Л. И., Файфман М. П. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 849.
117. Гольданский В. И., Летохов В. С. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. С. 513.
118. Becker W., Schlicker R. R., Scully M. O. // Nucl. Phys. Ser. A. 1984. V. 426. P. 125; Phys. Rev. Ser. C. 1984. V. 29. P. 1124.