

339.1
В.85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Всесоюзная школа по теоретической ядерной физике

5 сессия

Конспект лекций на тему:

«НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРИИ
ЯДРА»

Часть I

Д. Ф. ЗАРЕЦКИЙ

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР
В МЕЗОАТОМНЫХ ПЕРЕХОДАХ

МОСКВА — 1974

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
С С С Р

Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

Всесоюзная школа по теоретической ядерной физике
5 сессия

Конспект лекций на тему:

"НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРИИ ЯДРА"

Часть I

Д.Ф.ЗАРЕЦКИЙ

"ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР В МЕЗОАТОМНЫХ ПЕРЕХОДАХ"



Москва - 1974 г.

587766

587765 - 587769

О Г Л А В Л Е Н И Е

	<u>Стр.</u>
ВВЕДЕНИЕ	—
Глава I. ВОЗБУЖДЕНИЕ НИЗКОЛЕЖАЩИХ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ В МЕЗОАТОМАХ	—
§ 1. Возбуждение вращательных уровней	—
§ 2. Возбуждение невращательных низколежа- щих уровней	—
§ 3. Изомерный сдвиг и сверхтонкое расщеп- ление ядерных уровней в мезоатоме	—
§ 4. В ы в о д ы	—
Глава II. БЕЗРАДИАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МЕЗОАТОМАХ	—
§ 1. Оценка вероятности возбуждения уров- ней составного ядра	—
§ 2. Теория безрадиационного возбуждения	—
§ 3. В ы в о д ы	—
Глава III. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В МЕЗОАТОМАХ И ИХ ОСОБЕН- НОСТИ	—
§ 1. Деление	—
§ 2. Излучение нейтронов и γ -квантов	—
§ 3. В ы в о д ы	—
ЛИТЕРАТУРА	—

ВВЕДЕНИЕ

Отрицательные мезоны образуют мезоатомы. Поскольку мезоны в сотни раз тяжелее электронов, то энергии мезоатомных переходов во столько же раз больше энергий соответствующих электронных переходов. Поэтому энергии мезорентгеновских квантов оказываются порядка и даже больше энергий возбуждения низайших уровней ядер. Из-за большой массы мезонов мезоатомные орбиты находятся достаточно близко к ядру. Поэтому электромагнитное (кулоновское) или сильное взаимодействие может приводить к возбуждению ядерных уровней в процессе мезоатомных переходов. Этот процесс аналогичен возбуждению уровней ядра-мишени в результате неупругого кулоновского или ядерного рассеяния мезонов на ядре. Однако, в отличие от неупругого рассеяния, возбуждение ядер в мезоатомных переходах возможно только при условии резонанса между мезонными и ядерными переходами.

Наиболее четко явление возбуждения ядер в мезоатомных переходах обнаруживается в μ -мезоатомах. Как известно, мюоны взаимодействуют с ядром только электромагнитными и слабыми силами, а захват мюона ядром происходит только за счет слабого взаимодействия. Поэтому мюоны в отличие от пионов и каонов, могут проникать до самых глубоких орбит включая К-орбиту. До настоящего времени наблюдалось два основных типа возбуждения ядер в μ -мезоатомах:

а/ возбуждение низколежащих ядерных уровней из-за случайного резонанса между мезонным и ядерным переходами;

б/ возбуждение уровней основного ядра, связанное с передачей всей энергии мезонного перехода ядру (безрадиационное возбуждение).

Возбуждение низколежащих ядерных уровней происходит за счет взаимодействия мезона с электрическими мультипольными моментами ядра и в частности с квадрупольным моментом. Поэтому в мезоатомных переходах наиболее интенсивно возбуждаются вращательные уровни тяжелых деформированных ядер, у которых приведенные квадрупольные моменты достигают 10 бари.

Эффект возбуждения вращательных уровней в μ -мезоатомных 2 р состояниях, рассматривался в теоретических работах Л.Валетса /1/ и Б.Якобсона /2/. Экспериментально этот эффект, повидимому, впервые был обнаружен в работе Г.Е.Беловицкого и др. в μ -мезоатомах урана /3/. Впоследствии эффект возбуждения уровней в μ -мезоатомах изучался в целом ряде работ. В основном, в США и в CERN /4,5/.

Наблюдалось также возбуждение других коллективных уровней ядер, например, колебательных /6/ и даже одночастичных /7/. Вероятность возбуждения вращательных уровней достигает величины около 0,5 на один мезоатом. Вероятность возбуждения низколежащих уровней другой природы оказывается порядка нескольких процентов.

Изучение возбуждения и распада низколежащих ядерных уровней в μ -мезоатомах привело к появлению нового направления в ядерной спектроскопии, которое сейчас интенсивно развивается. В гл. I будет показано каким образом распад ядерных уровней в μ -мезоатомах отличается от распада свободного ядра и какую информацию о свойствах низколежащих ядерных уровней и структуре ядра можно получить, изучая этот распад.

Возможность возбуждения уровней составного ядра в самых тяжелых мезоатомах в случае 2р-1S - переходов была рассмотре-

на автором в 1958 г.^{/8/}. В 1959 г. эффект безрадиационного возбуждения был впервые обнаружен экспериментально М.Я.Бала-
цем, Л.Н.Кондратьевым, П.Н.Лебедевым, Л.Г.Лансбергом, Ю.В.Обу-
ховым, Б.М.Понтекоров^{/9/}. Они обнаружили, что в мезоатоме ура-
на заметная доля $2p - 1s$ переходов не сопровождается излуече-
нием мезорентгеновского кванта. Поскольку в этом случае Оже-
эффект и рождение пары (e^+ , e^-) маловероятны, то практически
все $2p - 1s$ -переходы, которые не сопровождаются излучением
мезорентгеновского кванта, должны приводить к возбуждению яд-
ра с энергией, равной энергии перехода. В самых тяжелых мезо-
атомах энергия $2p - 1s$ -перехода превышает 6 мев, поэтому уро-
ни составного ядра, возбужденные в $2p - 1s$ -переходе, могут
распадаться по различным каналам: радиационному, нейтронному,
делительному. Распад ядер, возбужденных в результате безрадиа-
ционных переходов, также наблюдался экспериментально. В част-
ности, деление в мезоатомах урана и плутония изучалось различ-
ными группами экспериментаторов ^{/10,11,12/}. Недавно наблюдал-
ся нейтронный распад ядер, возбужденных в результате безрадиа-
ционных переходов^{/13/}.

В этой же работе^{/13/} регистрировались также γ -кванты,
которые возникали после распада уровней составного ядра по
радиационному каналу.

Разумеется, деление, нейтронный и радиационный распады
наблюдаются и после захвата мюона ядром с К-орбиты за счет сла-
бого взаимодействия. Однако время жизни мюона на К-орбите даже
в самых тяжелых мезоатомах остается на уровне, примерно равном
 10^{-7} см. Поэтому ядерные реакции, которые сопровождают захват
мюона ядром, сдвинуты по времени относительно ядерных реакций,

возникающих практически мгновенно после процесса безрадиационного возбуждения (мгновенные ядерные реакции).

Мгновенные ядерные реакции протекают в присутствии мюона на К-орбите. Поэтому эти реакции обладают рядом особенностей по сравнению с распадом свободного ядра с той же энергией возбуждения.

В гл. II излагается подход к описанию явления безрадиационного возбуждения.

В гл. III отмечаются особенности распада уровней составного ядра, возбужденных в результате безрадиационных переходов. В частности будет рассмотрено мгновенное деление и его особенности по сравнению с делением свободного ядра. Рассматриваются также кратко особенности связанные с нейтронным и радиационным распадом уровней составного ядра в присутствии мезона на К-орбите.

Глава I.

ВОЗБУЖДЕНИЕ НИЗКОЛЕЖАЩИХ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ В МЕЗО- АТОМАХ

В тяжелых мезоатомах ядро нельзя считать точечным. Действительно, боровский радиус мезоатома с $Z \sim 100$ не превышает 10^{-12} см. Того же масштаба оказывается и радиус ядра. Расчеты показывают, что уже в мезоатоме свинца мезон с вероятностью, близкой к половине, находится внутри объема, занятого ядром. По этой причине как энергии связи мюона на К-орбите, так и энергии переходов существенно отличаются от тех значений, которые известны для водородоподобных атомов. Например, если бы ядро было точечным, то энергия связи в мезоатоме свинца была бы около 20 мев , а на самом деле эта энергия оказывается близкой к 10 мев . По этой же причине энергия перехода $2p-1s$, равная в мезоатоме свинца $5,9 \text{ мев}$, почти в два раза меньше того значения, которое следовало бы ожидать для точечного ядра. Учет конечных размеров ядра приводит также к уменьшению роли релятивистских эффектов. Поэтому для описания движения мезона в мезоатоме мы будем пользоваться нерелятивистским уравнением Шредингера.

Гамильтониан системы мезон + ядро представим в виде:

$$\hat{H} = \hat{H}_\mu + \hat{H}_a + \hat{H}_{int} \quad (I)$$

где $\hat{H}_a$ — гамильтониан ядра; $\hat{H}_\mu = \hat{T}_\mu + \hat{V}_\mu$ — гамильтониан, который описывает движение мезона в сферически-симметричном кулоновском поле ядра; $\hat{H}_{int}$ — гамильтониан взаимодействия мюона с ядром.

$$\hat{H}_{int} = -e^2 \sum_i \frac{1}{|\vec{r}_\mu - \vec{r}_i|} - \hat{V}_\mu \quad (2)$$

где e - заряд, $\vec{r}_i, \vec{r}_\mu$ - соответственно координаты протона и мюона. Суммирование в (2) производится по всем протонам в ядре.

Если предположить, что весь заряд ядра Z равномерно распределен внутри сферы с радиусом R , то потенциал $\hat{V}_\mu$ равен:

$$\hat{V}_\mu \equiv V(\vec{r}_\mu) = \begin{cases} ze^2(2R_0)^{-1} \left[\left(\frac{r_\mu}{R_0} \right)^2 - 3 \right] & r_\mu \leq R_0 \\ -ze^2(r_\mu)^{-1} & r_\mu \geq R_0 \end{cases} \quad (3)$$

Гамильтониан H_{int} можно разложить по сферическим гармоникам:

$$V(r_\mu) + \hat{H}_{int} = -4\pi e^2 \begin{cases} \sum_{\lambda, i, m} \frac{1}{2\lambda+1} r_\mu^{-(\lambda+1)} Y_{\lambda m}(\theta_\mu, \varphi_\mu) r_i^\lambda Y_{\lambda m}^*(\theta_i, \varphi_i) & r_\mu \geq r_i \\ \sum_{\lambda, i, m} \frac{1}{2\lambda+1} r_i^{-(\lambda+1)} Y_{\lambda m}^*(\theta_i, \varphi_i) r_\mu^\lambda Y_{\lambda m}(\theta_\mu, \varphi_\mu) & r_\mu \leq r_i \end{cases}$$

В суммах по мультиполям λ в (4) учтено то обстоятельство, что мюон может находиться как внутри ($r_\mu \leq r_i$), так и вне ($r_\mu \geq r_i$) ядра.

В соответствии с гамильтонианом (I) базисная система функций состоит из волновых функций мезона в поле конечного сферически-симметричного ядра и волновых функций основного и возбужденных состояний ядра. Иными словами волновая функция состояния системы мюон + ядро с полным моментом F его проекцией M_F равна:

$$|IM, ne j; FM_F\rangle = \sum_m (Ijm m | FM_F) \cdot |IM\rangle \cdot |ne j m\rangle \quad (5)$$

где $|IM\rangle$ - волновая функция ядерного уровня с моментом I

и его проекцией M ; n, ℓ, j, m - соответственно главное квантовое число, орбитальный, полный момент и проекция полного момента для мезона; первый сомножитель в сумме (5) - коэффициент Клебша-Гордона.

Задача о возбуждении ядерных уровней в мезоатоме ставится следующим образом. В процессе каскадных переходов мезон может пройти через какие-то два состояния, разность энергий которых близка к разности энергий между основным и возбужденным состоянием ядра.

В частности таким состоянием могут быть компоненты тонкой структуры $2 P 1/2$ и $2 P 3/2$. Действительно, энергетическое расщепление между этими компонентами в тяжелых мезоатомах оказывается порядка $150 + 200 \text{ мев}$. Такого же масштаба может быть энергия первых возбужденных уровней ядра (например, вращательных). В этом случае волновые функции и энергии уровней системы мезон + ядро находятся из решения секулярного уравнения на базисе волновых функций (5) с использованием Гамильтониана разложения (4).

Если разница спинов между основным и возбужденным состоянием ядра соответствует $E2$ -переходу, то из разложения (4) в секулярном уравнении остается только слагаемое с $\lambda = 2$.

§ I.

Возбуждение вращательных уровней

Рассмотрим подробнее задачу о возбуждении вращательных уровней в мезоатоме. В этом случае волновая функция для вращательных уровней аксиально-симметричного четно-четного ядра имеет вид:

$$|IMK\rangle = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{2I+1}{1+\delta_{K,0}} \right]^{1/2} \times \left\{ D_{MK}^I(\theta', \varphi') + (-1)^I D_{MK}^I(\theta', \varphi') \right\} \cdot \chi_K(\vec{r}_i) \quad (6)$$

где K - проекция полного момента ядра на ось симметрии;

D_{MK}^I - собственная функция, которая описывает вращение ядра (θ, φ - углы Эйлера);

χ_K - волновая функция в системе координат, связанной с главными осями ядра.

Возбуждение вращательных уровней соответствует электрическому квадрупольному переходу. Поэтому в этом случае в разложении (4) следует ограничиться только слагаемым с $\lambda = 2$. В системе координат, жестко связанной с осями ядра, можно ввести внутренний квадрупольный момент ядра Q_0 , который, по определению, равен:

$$Q_0 = 2\sqrt{\frac{4\pi}{5}} \int \rho_p(\vec{r}) r^2 Y_{20}(\theta) d\vec{r}, \quad (7)$$

где $\rho_p(\vec{r})$ - плотность протонов в точке $\vec{r}$.

В результате для вращательных уровней ядра с волновой функцией (6) $\hat{H}_{int}$ можно представлять в виде:

$$\hat{H}_{int} = -\frac{1}{2} e^2 \frac{4\pi}{5} Q_0 f(z_\mu) \sum_m Y_{2m}^*(\theta', \varphi') Y_{2m}(\theta_\mu, \varphi_\mu) \quad (8)$$

где $f(z_\mu)$ - формфактор, который определяется соотношением:

$$Q_0 f(z_\mu) = 2\sqrt{\frac{4\pi}{5}} \left[\frac{1}{z_\mu^3} \int_0^{z_\mu} \rho(\vec{r}) r^2 Y_{20} d\vec{r} + z_\mu^2 \int_{z_\mu}^\infty \rho(\vec{r}) r^{-3} Y_{20} d\vec{r} \right] \quad (9)$$

Для точечного ядра этот формфактор был бы равен z_μ^{-3} .

Матричные элементы от оператора (8) на базисе волновых функций (5) и (6) оказываются равными /14/:

$$\begin{aligned} \langle I_2, K, j_2(\ell_2); F | \hat{H}_{int} | I, K, j_1(\ell_1); F \rangle = \frac{1}{2} e^2 Q_0 \langle j_2 \| f(z_\mu) \| j_1 \rangle \times \\ \times (-1)^{I_1+j_1-j_2+F+2K+1/2} \left[(2I_2+1)(2j_1+1) 5^{-1} \right]^{1/2} \times \\ \times W(I_2 j_2 I_1 j_1; F2) \times (2I_2 0 K | I, K) (j_2 j_1 \frac{1}{2} - \frac{1}{2} | 20) \end{aligned} \quad (10)$$

$j_2(\ell_2), j_1(\ell_1)$ - спины верхнего и нижнего мезоатомного уровня, I_2 и I_1 - моменты вращательных уровней, W - Коэффициент Рака.

Таким образом, задавшись распределением заряда по объему ядра $\rho_p(\vec{r})$ и вычислив матричные элементы $\hat{H}_{int}$ согласно (10), можно решить соответствующее секулярное уравнение и найти энергии и волновые функции системы мезон + ядро. Изменяя энергии уровней системы мезон + ядро и сравнивая с результатом, который следует из решения секулярного уравнения, можно сделать вывод о том, какое из выбранных распределений $\rho_p(\vec{r})$ наилучшим образом описывает экспериментальные данные.

Для того, чтобы понять какие состояния системы мезон + ядро образуются в результате возбуждения вращательных уровней, рассмотрим заключительную стадию каскада $3d - 2p - 1S$ - переходы. Предположим для простоты, что при прохождении мюоном $3d$ -состояния вращательные уровни ядра не возбуждаются. Тогда состояния системы мезон + ядро, которые возбуждаются при прохождении мюоном $2p^{3/2}$ и $2p^{1/2}$ - состояний, должны иметь полный момент либо равный $3/2$, либо $1/2$. Будем предполагать, что возбуждается ротационный спектр четно-четного ядра с $K=0$. В этом случае первый вращательный уровень будет иметь спин $I=2$, а волновые функции системы со спином $3/2$ и $1/2$ представляют суперпозиции:

$$\begin{aligned}
 |3/2, M_F\rangle &= C_{0,3/2}^{3/2} \cdot (0\ 3/2\ 0m | 3/2\ M_F) D_{00}^0 \varphi_{3/2m}(\vec{r}_\mu) \chi_0(z_i) + C_{2,3/2}^{3/2} \times \sum_m (2\ 3/2\ Mm | 3/2\ M_F) \times \\
 &\times D_{20}^2 \varphi_{3/2m}(\vec{r}_\mu) \chi_0(z_i) + C_{2,3/2}^{3/2} \sum_m (2\ 1/2\ Mm | 3/2\ M_F) D_{20}^2 \varphi_{1/2m}(\vec{r}_\mu) \chi_0(z_i); \quad (11) \\
 |1/2, M_F\rangle &= C_{0,1/2}^{1/2} (0\ 1/2\ 0m | 1/2\ M_F) D_{00}^0 \varphi_{3/2m}(\vec{r}_\mu) \chi_0(z_i) + C_{2,1/2}^{1/2} \sum_m (2\ 3/2\ Mm | 1/2\ M_F) D_{20}^2 \times \\
 |1/2, M_F\rangle &= C_{0,1/2}^{1/2} (0\ 1/2\ 0m | 1/2\ M_F) D_{00}^0 \varphi_{3/2m}(\vec{r}_\mu) \chi_0(z_i) + C_{2,1/2}^{1/2} \sum_m (2\ 1/2\ Mm | 1/2\ M_F) \times \varphi_{3/2m}(\vec{r}_\mu) \chi_0(z_i).
 \end{aligned}$$

где φ_{im} -- волновые функции мезона в мезоатоме, а коэффициенты C_{IJ}^F -- находятся из решения соответствующего секулярного уравнения.

Таким образом в случае сферического ядра, когда ядро не возбуждается, в спектре мезорентгеновского излучения, наблюдаются только компоненты тонкого расщепления $2P_{3/2}$ и $2P_{1/2}$.

В мезоатомах с деформированными ядрами мезорентгеновский спектр становится существенно сложнее. Вместо двух состояний, в этом случае появляется, по крайней мере, пять уровней (три со спином $F=3/2$ и два со спином $F=1/2$).

Поскольку ширина для излучения мезорентгеновского кванта, соответствующего $2p \rightarrow 1s$ -- переходу, гораздо больше ширины распада вращательного уровня, то все пять указанных состояний переходят либо в основное состояние системы мезон + ядро, либо в состояние с возбужденным вращательным уровнем. В итоге мезорентгеновская K_α -серия будет насчитывать, по крайней мере, десять линий. Энергетическое расстояние между ними и интенсивность, очевидно, определяются величиной тонкого расщепления ($E_{2p_{3/2}} - E_{2p_{1/2}}$), энергией вращательного уровня и величиной матричных элементов (10). Поскольку все эти величины порядка 100 кеv для мезоатомов с сильно деформированными ядрами, то энергетическое расщепление между компонентами K_α -серии ока-

зывается того же порядка и поэтому легко обнаруживается с помощью современных полупроводниковых детекторов. Схематически расщепление K_{∞} -серии показано на рис. I.

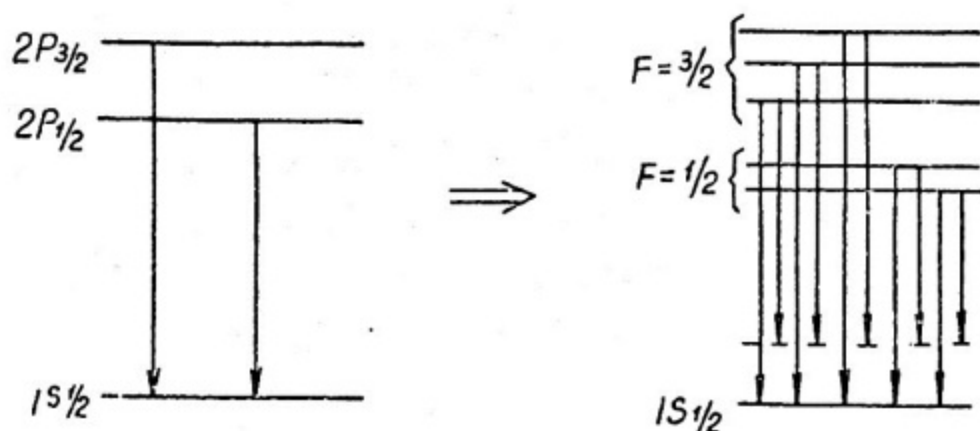


Рис. I.

Пунктиром на рис. I обозначен уровень системы мезон + ядро, соответствующий мезону на К-орбите и ядру в первом возбужденном вращательном состоянии.

Изучение тонкой структуры переходов $2p - 1S$ и $3d - 2p$ дает весьма ценную информацию о свойствах ядра. Если производить расчет фактора $f(\tau_{\mu})$, задавшись распределением заряда по объему ядра в виде:

$$\rho_p(r) = \frac{Z}{1 + \exp\left[4 \ln 3 \frac{r-R}{t}\right]} \quad (12)$$

то из сравнения расчетных данных с экспериментом можно сделать вывод о величине Q_0 , радиусе ядра R и толщине поверхностного слоя t . Полученные таким образом величины оказываются в хорошем согласии с соответствующими данными, найденными из других экспериментов: кулоновского возбуждения и рассеяния

быстрых электронов на ядрах /15/.

Выше предполагалось, что квадрупольное взаимодействие мезона с ядром существенно только в $2p$ - состояниях. Если это так, то в четно-четных ядрах может возбуждаться только уровень 2^+ . Однако в самых тяжелых мезоатомах типа Th и U квадрупольное взаимодействие оказывается существенным также и в $3d$ - состояниях. Действительно, в этом случае тонкое расщепление $E_{3d5/2} - E_{3d3/2}$ оказывается порядка 60 кеv , а энергия возбуждения первого вращательного уровня равна всего лишь $\approx 45 \text{ кеv}$. Поскольку матричные элементы типа (10) в 3 - состояниях достигают величины десятков кеv , то вероятность возбуждения первого вращательного уровня за счет смешивания $3d 5/2$ и $3d 3/2$ - состояний может быть вполне заметной.

В результате мюон, попав в $3d$ - состояние может заставить перейти ядро в первое вращательное состояние 00 слином 2^+ .

В этом случае переход мюона в $2p$ - состояние может сопровождаться возбуждением следующего вращательного уровня 4^+ . Разумеется, предыдущие соображения относительно возбуждения 2^+ - состояния при $2p - 1s$ - переходах остаются в силе. В итоге структура K_{α} -серии в самых тяжелых мезоатомах с учетом возбуждения уровня 4^+ становится еще более сложной. Это усложнение спектра в мезоатомах Th и U наблюдалось экспериментально /14/. На этом основании можно сделать вывод, что уровень 4^+ действительно возбуждается в самых тяжелых мезоатомах.

Расчет вероятности возбуждения уровня 4^+ был выполнен по указанной выше схеме для случая мезоатома U^{238} в работе /16/.

Результаты расчета приведены в табл. № I.

Таблица I.

Q_0 барн	$E_{3d5/2} - E_{3d3/2}$ кев	$E_{2p3/2} - E_{2p1/2}$	E_{2^+} кев	E_{4^+} кев	W_{2^+}	W_{4^+}
10	63	226	44	145	0,56	0,05

Из табл. I видно, что вероятность возбуждения W_{2^+} первого вращательного уровня с энергией $E_{2^+} = 45 \text{ кев}$ оказывается близкой к 0,5 на один мезоатом, а соответствующая вероятность возбуждения второго вращательного уровня W_{4^+} с энергией $E_{4^+} = 145 \text{ кев}$ достигает 5%.

Возбуждение уровней 2^+ и 4^+ можно наблюдать непосредственно, регистрируя ядерные γ -кванты, которые возникают вследствие распада, или косвенно, анализируя тонкую структуру мезорентгеновских линий $2p - 1s$ и $3d - 2p$ - переходов.

Возбуждение вращательных низколежащих ядерных уровней

В недеформированных ядрах низколежащие ядерные уровни не соответствуют вращательному спектру. Эти уровни могут быть вибрационными или, вблизи замкнутых оболочек, одночастичными, или дырочными.

Вероятность возбуждения вибрационных уровней зависит от приведенных квадрупольных моментов для перехода из основного состояния в первое возбужденное 2^+ , а также от величины квадрупольного момента возбужденного состояния $Q_{2^+}^0$.

Вероятности возбуждения первого вибрационного уровня в ^{90}Zr с энергией 187kev при попадании мезона в $2p$ - состояние оценивалась в $1/16$. В этой работе предполагалось, что $Q_{2^+}^0 \ll Q_0$ и должно быть, если уровень 2^+ действительно вибрационный. В результате оказалось, что вероятность возбуждения на один мезон ^{90}Zr равна $0,24$. Измерения, произведенные в *CERN*, дают для этого мезоатома вероятность возбуждения уровня 2^+ , близкую к расчетной ($\approx 0,2$).

В тех случаях, когда вибрационный уровень лежит выше, чем осевой, вероятность его возбуждения составляет несколько процентов (например, в мезоатомах Hg^{198} и Hg^{200} /6/).

Измерения квадрупольного расщепления мезорентгеновской L - серии в мезоатомах с ядрами, имеющими вибрационные 2^+ - состояния, представляют интерес в частности потому, что они дают возможность найти величину отношения $\frac{Q_{2^+}^0}{Q_0}$. Поскольку величина Q_0 известна, как правило, из данных по кулоновскому возбуждению, то эксперименты с мезоатомами дают в принципе возможность определять величину квадрупольного момента для первых 2^+ - состояний.

Возбуждение одночастичных (дырочных) состояний в мезоатомах с ядрами близкими к магическим, можно наблюдать, если энергия мезоатомного перехода близка к энергии, соответствующего ядерного возбуждения (случайное вырождение). Возбуждения такого типа недавно наблюдались в мезоатомах Bi^{209} и Te^{205} /7/.

Ядро Bi^{209} с точки зрения модели оболочек представляет собой дважды магический остров Pb^{208} , к которому прибавлен один протон в состоянии $1h_{9/2}$ - . Первое возбужденное состояние Pb^{208} хорошо известно. Его энергия возбуждения близка к

2,6 мев, а спин равен 3^- , отсюда следует, что в Bi^{209} должен возникнуть супермультиплет возбужденных состояний, компоненты которого имеют спины в интервале $3/2 \leq I \leq \frac{15}{2}$. Схема уровней ядра Bi^{209} изображена на рис.2.

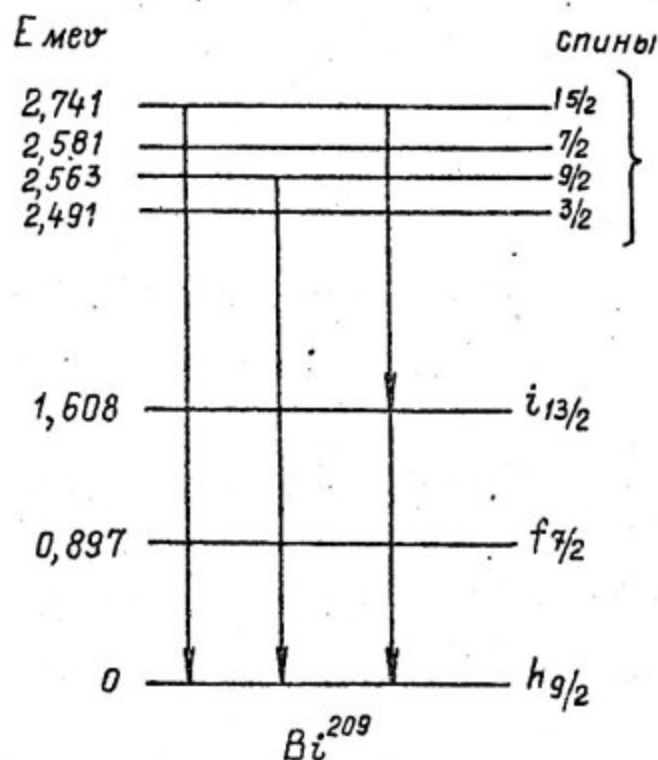


Рис.2.

Почти совпадающими оказываются энергии следующих мезоатомных и ядерных состояний:

$$|1\rangle = |3d_{5/2}, I = 9/2^-\rangle$$

$$|2\rangle = |2p_{1/2}, I = 15/2^+\rangle$$

и

$$|1'\rangle = |3d_{5/2}, I = 9/2^-\rangle$$

$$|2'\rangle = |2p_{3/2}, I = 9/2^+\rangle$$

В первом случае разница в энергиях состояний $|1\rangle |2\rangle$ составляет величину около 2 кеv и во втором - 9 кеv . Матричный элемент, который определяет амплитуду смешивания этих состояний $\langle 1 | \hat{H}_{int} | 2 \rangle$ может быть оценен, т.к. приведенные вероятности для ядерных переходов известны из данных по кулоновскому возбуждению. Для вычисления $\langle 1 | \hat{H}_{int} | 2 \rangle$ в разложении (4) необходимо в первом случае оставить только слагаемое, соответствующее $E3$ переходу, а во втором - $E1$ - переходу. В результате оказывается, что указанный матричный элемент в обоих случаях близок к 2 кеv , а вероятность возбуждения соответствующих компонент супермультиплета составляет величину $3 + 4\%$ на один мезоатомный переход. Наблюдаемые вероятности возбуждения компонент супермультиплета соответствуют этой оценке.

Вероятности возбуждения определялись по интенсивности γ - квантов, которые возникают после распада компонента супермультиплета на более низкие уровни (см. рис.2).

§ 3.

Изомерный сдвиг и сверхтонкое расщепление ядерных уровней в мезоатоме

Выше мы убедились, что переход мезона в $1S$ - состояние, может с заметной вероятностью сопровождаться возбуждением ядра. Поскольку мюон живет в $1S$ - состоянии около 10^{-7} смсек, а уровни ядра, которые возбуждаются в процессе мезоатомных

переходов, имеют время жизни порядка $10^{-8} + 10^{-10}$ сек, то ядро успеет распасться, прежде чем мезоатом закончит свое существование. Энергия излучения ядра в присутствия мезона на К-орбите, вообще говоря, не равна энергии возбуждения данного уровня в свободном ядре. Действительно, энергия ядерного γ -кванта в присутствии мезона на К-орбите равна:

$$E_{\gamma}^* = E_{\gamma} + E_{1s}^* - E_{1s}^0, \quad (13)$$

где E_{1s}^* - энергия связи мюона в мезоатоме с возбужденным ядром, а E_{γ} - энергия соответствующего γ -кванта в свободном ядре. Если возбуждение ядра сопровождается перераспределением заряда по его объему, то изменяется потенциал, в котором движется мезон. Согласно (2) это изменение потенциала

$$\delta \hat{V}_{\mu} = \int \frac{\delta \rho_p(\vec{r})}{|\Sigma_{\mu} - \Sigma|} d\vec{r} \quad (14)$$

где $\delta \rho_p(\vec{r})$ - изменение распределения заряда по объему ядра. Разность энергий мезона на К-орбите в случае возбужденного ядра и в основном состоянии $\delta E_{1s} \equiv E_{1s}^* - E_{1s}^0$ определяется возмущением потенциальной энергии (14):

$$\delta E_{1s} = e \int \varphi_{1s}^2(z_{\mu}) \delta V(z_{\mu}) d\vec{r}_{\mu} \quad (15)$$

Изомерный сдвиг изучался при возбуждении первого вращательного уровня для многих ядер, как в районе редких земель, так и тория и урана /17/. Кроме того, изомерный сдвиг находился для некоторых состояний таллия /7/ и висмута /7/.

Измерения изомерного сдвига для сильно деформированных ядер дал неожиданный результат: он оказался, как правило, отрицательным.

Согласно коллективной модели, при вращении ядра за счет центробежных сил деформация ядра должна слегка возрастать, а следовательно $\langle r^2 \rangle$ для распределения заряда по объему ядра должно увеличиваться. Увеличение деформации ядра во вращательном состоянии приводит к положительному изомерному сдвигу. Таким образом наблюдалось заметное расхождение теорий с экспериментом. Частично это расхождение снимается по следующей причине. Ядерный уровень в присутствии мюона на К-орбите расщепляется на две компоненты $I + 1/2$ и $I - 1/2$ за счет взаимодействия магнитных моментов мезона и ядра. Это расщепление достигает 1 кев. За счет Оже-эффекта на электронных оболочках атома возникает переход из компоненты дублета $I + 1/2$ в компоненту $I - 1/2$. Если время жизни для этого перехода сравнимо с временем жизни ядерного уровня, то указанное перезаселение компонент сверхтонкого расщепления можно воспринять как изомерный сдвиг. В предельном случае $\delta E_{IS} \rightarrow 0$ этот ложный изомерный сдвиг был бы очевидно равен $-\frac{3}{5} \Delta E_{\mu}$ где ΔE_{μ} энергия сверхтонкого расщепления дублета. Этот случай реализуется, если время жизни для перехода между компонентами дублета меньше, чем для ядерного уровня. Оказалось однако, что введение поправки на перезаселение не устраняет отрицательных изомерных сдвигов для ряда сильно-деформированных ядер ^{158}Gd , ^{166}Tm , ^{184}W и т.д.

Большие изомерные сдвиги возникают в мезоатоме Bi^{209} . Например, в переходе $13/2 \rightarrow 9/2^-$ (см. рис. 2) изомерный сдвиг оказался равным 3,4 кев. Расчет по модели независимых частиц (протон в состоянии $^2 13/2$) дает величину, равную 6,18 кев.

Расчет же по модели конечных ферми-систем, выполненный в ФРТ /7/ дает величину $4,25 \text{ ксв}$, которая находится в лучшем согласии с экспериментом по сравнению с моделью независимых частиц.

Магнитное сверхтонкое взаимодействие мюона с ядром аналогично тому, которое хорошо известно для электронов. Однако в отличие от электронных атомов магнитное поле в мезоатомах достигает 10^{13} гаусс (15 - состояние) и имеет значительный градиент по объему ядра.

Поэтому следует ожидать, что величина сверхтонкого расщепления в мезоатомах существенно зависит от распределения намагниченности по объему ядра. Для обычных электронных атомов этот дефект был рассмотрен в теоретической работе О.Бора и В.Вайскопфа /18/. Расчет сверхтонкого расщепления для мезоатомов принципиально не отличается от расчетов для электронных атомов.

Магнитное поле $\vec{H}$, которое возникает в результате движения мезона на К-орбите определяется выражением:

$$\vec{H} = \frac{1}{c} \int \frac{[\vec{j} \vec{R}]}{R^3} d\vec{r}_\mu \quad (16)$$

где c - скорость света, $\vec{R} = \vec{r}_i - \vec{r}_\mu$ - радиус-вектор, $\vec{j}$ - плотность тока, которая создается магнитным моментом мюона:

$$\vec{j} = \text{rot} [\varphi_{is}^2(r_\mu) \cdot \vec{\mu}] \equiv \text{rot} [\rho(r_\mu) \vec{\mu}];$$

$\rho(r_\mu) \equiv \rho_\mu$ - плотность вероятности найти мезон в точке r_μ ;
 $\vec{\mu}$ - магнитный момент мезона.

Воспользовавшись разложением (4), представим $\vec{H}$ в виде:

$$\vec{H} = \frac{1}{c} \int_0^{z_i} [\vec{R} [\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla} \rho_\mu]] z_i^{-3} d\vec{z}_\mu + \frac{1}{c} \int_{z_i}^{\infty} [\vec{R} [\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla} \rho_\mu]] z_\mu^{-3} d\vec{z}_\mu \quad (17)$$

Воспользовавшись известной формулой для двойного векторного произведения $[\vec{A} [\vec{B} \vec{C}]] = \vec{B} (\vec{A} \vec{C}) - \vec{C} (\vec{A} \vec{B})$ и интегрируя в (17) по углам, найдем магнитное поле в точке $\vec{z}_i$

$$\vec{H}(\vec{z}_i) = 8\pi \vec{\mu} c^{-1} z_i^{-3} \int_0^{z_i} \rho_\mu d\vec{z}_\mu z_\mu^2 \quad (18)$$

При $z_i \rightarrow 0$ магнитное поле (18) переходит в известное выражение для точечного ядра /19/.

Оператор взаимодействия, который приводит к сверхтонкому расщеплению, $\hat{H}_{S.F.}$ равен:

$$\hat{H}_{S.F.} = - \sum_i \vec{\mu}_i \cdot \vec{H}(\vec{z}_i) \quad (19)$$

где $\vec{\mu}_i$ магнитный момент нуклонов. Для того чтобы получить выражение для энергии сверхтонкого расщепления, необходимо $\hat{H}_{S.F.}$ усреднить по состоянию ядра. Предположим, что плотность магнитного момента по объему ядра определяется выражением:

$$\vec{M}(\vec{z}) = \vec{\mu}_A f(\vec{z}) \quad (20)$$

где формфактор $f(\vec{z})$ нормирован условием $1 = \int f(\vec{z}) d\vec{z}$, а $\vec{\mu}_A$ магнитный момент ядра.

С учетом выражений (18), (19) и (20) энергия компонент сверхтонкого расщепления очевидно равна:

$$E_{S.F.} = - \frac{8\pi}{c} \vec{\mu}_A \quad (21)$$

Если спин ядра равен $\vec{I}$, а полный момент системы мезон + ядро $-\vec{F}$, то как следует из формулы (21) энергия рас-

щепления компонент сверхтонкого дублета со спинами $I + 1/2$ и $I - 1/2$ определяется формулой:

$$\Delta E_{\text{с.т.}} = \frac{4\pi}{c} (2I+1) g_{\text{я}} g_{\mu} \int \frac{f(\vec{r})}{r^3} d\vec{r} \int_0^r \rho(r_{\mu}) r_{\mu}^3 dr_{\mu} \quad (22)$$

где $g_{\text{я}}$ и g_{μ} гиромагнитные отношения соответственно для ядра и мюона.

Величина сверхтонкого расщепления пропорциональна спин-овому фактору $(2I + 1)$. Кроме того от структуры возбужденного уровня может зависеть формфактор $f(\vec{r})$ и гиромагнитное отношение $g_{\text{я}}$. Если гиромагнитное отношение известно из других экспериментов, то измеряя сверхтонкое расщепление в мезоатомах, можно сделать определенные заключения о величине формфактора $f(\vec{r})$.

Величина сверхтонкого расщепления для коллективных уровней со спином 2^+ в том случае, когда мезон находится на К-орбите была рассчитана в работе /16/. Расчет производился в предположении, что гиромагнитное отношение $g_{\text{я}} \approx \frac{Z}{A}$, а формфактор $f(r)$ постоянен по объему ядра. В этом случае величина сверхтонкого расщепления оказалась близкой к 800 для мезоатомов с $A \approx 180$ /16/. Недавно /20/ величина сверхтонкого расщепления была измерена для двух мезоатомов осмия с точностью $\approx 10\%$. Результаты измерений и сравнение с расчетом для точечного ядра приведены в табл.2.

Таблица 2.

Изотоп	$\Delta E_{S.F.}^{ЭКC}$ Кев	μ_d в яд.магнет	$\Delta E_{S.F.} \text{ в Кев}$ для точеч- ного ядра	$\Delta E_{S.F.} \text{ в Кев}$ для конеч- ного ядра
$O_S^{190}(2^+)$	0,675	0,662	1,118	0,8
$O_S^{192}(2^+)$	0,800	0,797	1,345	0,8

Из этой таблицы видно, что экспериментальная величина сверхтонкого расщепления $\Delta E_{S.F.}^{ЭКC}$ оказывается в удовлетвори-
тельном согласии с расчетной величиной для конечного ядра. Ве-
личина сверхтонкого расщепления для точечного ядра оказыва-
ется больше измеренного значения в $1,5 \pm 2$ раза. Отсюда видно
какую заметную роль играет тот факт, что намагничение распе-
делено по конечному объему ядра. Расчет также показывает, что
если формфактор $f(r)$ оконцентрирован на поверхности ядра,
то величина $\Delta E_{S.F.}$ должна быть на 20-25% меньше того значе-
ния, которое получается с объемным формфактором.

Как было отмечено выше, в тяжелых мезоатомах с деформиро-
ванными ядрами может возбуждаться не только первый вращатель-
ный уровень 2^+ , но также и второй - 4^+ . В связи с этим появ-
ляется возможность измерить сверхтонкое расщепление в обеих
этих состояниях. Если при вращении никакого перераспределения
намагничения по объему ядра не происходит, то сверхтонкое рас-
щепление в состоянии 4^+ в 1,8 раза должно быть больше, чем в
2 - состоянии /фактор $(2 \cdot 1 + 1) \sqrt{}$. Отклонение величины сверхтон-
кого расщепления от $2 \cdot 1 + 1$ - зависимости свидетельствовало бы

о перераспределения намагничения по объему ядра при вращении. Таким образом данные о сверхтонком расщеплении и изомерном сдвиге для вращательных уровней содержат весьма ценную информацию о природе этих уровней. К сожалению, пока отсутствуют какие-либо экспериментальные данные относительно указанных величин для вращательных 4^+ - уровней.

§ 4. ВЫВОДЫ

Эффект возбуждения нижайших ядерных уровней в процессе мезоатомных переходов сейчас достаточно хорошо изучен, как с теоретической точки зрения, так и экспериментально. Изучение этого эффекта дает следующую информацию:

- а/ величины приведенных матричных элементов для квадрупольных переходов;
- б/ квадрупольные моменты первых возбужденных состояний ядер;
- в/ перераспределение заряда при возбуждении ядра (изомерный сдвиг);
- г/ магнитные моменты и распределение намагничения по объему ядра для возбужденных и основных состояний ядер (если ядро нечетно);
- д/ перераспределяется ли намагничение по объему ядра при переходе из основного состояния в возбужденное.

Для получения более полной информации о структуре нижайших возбужденных состояний ядер следовало бы продолжить исследования в следующих направлениях. Во-первых, желательно было бы определить вероятность возбуждения вращательного уровня 4^+ в тяжелых мезоатомах и измерить величину изомерного сдвига и

оверхтонного расщепления для этих уровней. Это же замечание относится к вращательным уровням нечетных ядер.

Во-вторых, было бы желательно иметь систематические и надежные данные о тонкой структуре мезорентгеновских квантов для перехода $4 \rightarrow 3$ и $3 \rightarrow 2$. Изучение тонкой структуры этих переходов в мезоатомах с деформированными ядрами дает возможность сделать заключение о вероятности возбуждения вращательных уровней на более высоких этапах мезорентгеновского каскада.

Как следует из теории, данные позволяют получить более полную информацию о распределении заряда по объему деформированного ядра.

Следует заметить, что величины изомерного сдвига и оверхтонного расщепления нижайших ядерных уровней зависят от природы соответствующих уровней. Однако до сих пор отсутствует исчерпывающий теоретический анализ, который бы показывал, как в рамках современного подхода к описанию вращательных и других ядерных уровней могут быть получены указанные величины и в каком соответствии с экспериментальными данными они находятся.

Глава II.

БЕЗРАДИАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МЕЗОАТОМАХ

В гл. I обсуждался эффект возбуждения ядерных уровней в мезоатомах за счет случайного резонанса между мезонным и ядерным переходами. В принципе, возможна ситуация, когда этот резонанс осуществляется не с одним, а сразу со многими ядерными уровнями. Действительно, рассмотрим переход $2p - 1s$ в самых тяжелых мезоатомах.

Тонкую структуру этого перехода учитывать не будем, т.к. этот эффект не существенен для дальнейших выводов. Энергия

K_{α} серии в самых тяжелых мезоатомах превышает 6 мев , а радиационная ширина Γ_{γ} этого перехода оказывается порядка одного кев . С другой стороны плотность уровней ρ при энергиях возбуждения порядка 6 мев для самых тяжелых ядер настолько велика, что условие $\rho \Gamma_{\gamma} \gg 1$ выполняется с большим запасом. Это означает, что ширина Γ_{γ} -перекрывает много уровней составного ядра, и поэтому в этом случае резонанс осуществляется сразу со многими ядерными уровнями. Разумеется не для всех тяжелых ядер в случае $2p - 1s$ - переходов осуществляется предельный случай $\rho \Gamma_{\gamma} \gg 1$. Например, в случае мезоатома свинца резонанс между мезонным и ядерным переходами маловероятен по той причине, что свинец-ядро магическое и расстояние между уровнями составного ядра велико ($\approx 100 \text{ кеv}$). Поэтому в мезоатомах свинца вероятность $2p - 1s$ переходов с возбуждением уровней составного ядра не должна быть существенной.

Условие $\rho \Gamma_{\gamma} \gg 1$ выполняется для мезоатомов с немагическими ядрами типа Th, U, Pu и т.д., поэтому переходы

с возбуждением уровней составного ядра (безрадиационные переходы) с заметной вероятностью наблюдаются именно в этих мезоатомах.

§ I. Оценка вероятности возбуждения уровней составного ядра

Ограничимся рассмотрением электрических дипольных переходов типа $2p - 1S$ и т.д. в мезоатомах с четно-четными ядрами. В этом случае возбуждение уровней составного ядра в мезоатоме осуществляется за счет оператора:

$$\hat{H}_{int} = -\frac{4}{3} \pi e^2 \sum_{i=1}^Z \sum_m Y_{1m}(\theta_i) Y_{1m}^*(\theta_\mu) \times \begin{cases} r_i r_\mu^{-2} & r_\mu \geq r_i \\ r_\mu r_i^{-2} & r_\mu \leq r_i \end{cases} \quad (1)$$

где $\vec{r}_i, \vec{r}_\mu$ - радиус-векторы для протона и мюона соответственно. Суммирование распространяется по всем протонам ядра и Ze - заряд ядра. Предположим, что мюон сначала находится в $2p$ -состоянии, а ядро не возбуждено. Тогда волновая функция системы мюон+ядро ψ_0 в начальном состоянии равна:

$$\psi_0 = \varphi_0 R_{2p} Y_{1m}(\theta_\mu) \quad (2)$$

где φ_0 - волновая функция ядра в основном состоянии и $R_{2p} Y_{1m}(\theta_\mu)$ - волновая функция мюона в $2p$ -состоянии.

Волновая функция системы мюон+ядро в конечном состоянии ψ_λ равна:

$$\psi_\lambda = \varphi_\lambda^{\lambda} R_{1S} Y_{00} \quad (3)$$

где $\varphi_\lambda^{\lambda}$ - волновая функция уровня составного ядра со спином Γ и проекцией M , а $R_{1S} Y_{00}$ - волновая функция мезона

на К-орбите.

Определим величину Γ_S , которая имеет смысл ширины перехода мюона в мезоатоме с возбуждением уровней составного ядра (ширина для безрадиационных переходов):

$$\Gamma_S = 2\pi |\langle \psi_\lambda | \hat{H}_{int} | \psi_0 \rangle|^2 \rho \quad (\hbar=1) \quad (4)$$

Усреднение в (4) производится по энергетическому интервалу, включающему достаточно много уровней составного ядра $|\lambda\rangle$. Кроме того в (4) произведено усреднение по начальному состоянию системы мюон+ядро. Величина ρ - соответствует плотности уровней составного ядра при энергии возбуждения, равной энергии мезонного перехода. Если ядро чётно-чётное, то уровни составного ядра, которые возбуждаются, имеют спин и чётность 1^- . Поэтому ρ - это плотность уровней составного ядра со спином и чётностью 1^- . Разумеется, величину Γ_S можно ввести только в том случае, если выполняется критерий: $\rho \Gamma_S \gg 1$. С учетом (1), (2), (3) квадрат матричного элемента, входящего в (4), можно записать в виде:

$$|\langle \psi_\lambda | \hat{H}_{int} | \psi_0 \rangle|_{\tau_i}^2 = \frac{4}{9} \pi e^4 |\langle \varphi_{1M}^\lambda | \sum_i \tau_i Y_{1M} f(\tau_i) | \varphi_0 \rangle|^2 \delta_{MM}, \quad (5)$$

где $f(\tau_i) = \tau_i^{-3} \int_0^{\tau_i} \tau^3 R_{1S} R_{2p} d\tau + \int_{\tau_i}^{\infty} R_{1S} R_{2p} d\tau$

Подставляя (5) в (4) и вводя обозначение $q_i = \tau_i Y_{1M}(\theta_i)$ получаем:

$$\Gamma_S = \frac{8}{9} \pi^2 e^4 |\langle \varphi_{1M}^\lambda | \sum_i q_i f(\tau_i) | \varphi_0 \rangle|^2 \rho \quad (6)$$

С другой стороны ширина для электрического дипольного перехода мезона с излучением γ -кванта равна:

$$\Gamma_y = \frac{4}{9} \frac{e^2 \omega^3}{c^3} \left| \int_0^\infty z^3 R_{1s} R_{2p} dz \right|^2 \quad (7)$$

Выражение (7) удобно представить в несколько другой форме. Для этого воспользуемся уравнением движения для мезона, которое справедливо, если потенциал V_μ не зависит от скорости:

$$m_\mu \langle |\vec{z}_\mu| \rangle = - \langle |\vec{\nabla} V_\mu| \rangle \quad (8)$$

m_μ - мюона.

Будем считать, что потенциал V_μ - центрально симметричный:

$$V_\mu = -ze^2 \begin{cases} \frac{1}{z} & z \geq R \\ (2R)^{-1} \left[3 - \left(\frac{z}{R} \right)^2 \right] & z \leq R \end{cases}$$

Тогда с учетом (8) и (9) получим:

$$\left| \int_0^\infty z^3 R_{1s} R_{2p} dz \right| = \frac{ze^2}{m\omega^2} \left| R^{-3} \int_0^R z^3 R_{1s} R_{2p} dz + \int_R^\infty R_{1s} R_{2p} dz \right| = ze^2 (m\omega^2)^{-1} |f(R)| \quad (10)$$

где $f(R)$ - та же самая функция, что и в соотношении (5).

Таким образом отношение безрадиационной и радиационной ширины оказывается равным:

$$\frac{\Gamma_s}{\Gamma_y} = 2\pi^2 \frac{m^2 \omega c^2}{z^2 e^2} \overline{\left| \langle \psi_{1M}^\lambda | \sum_i q_i \frac{f(z_i)}{f(R)} | \psi_0 \rangle \right|^2} \rho \quad (11)$$

В пределе, когда ядро можно считать точечным, ширина Γ_s оказывается пропорциональной квадрату матричного элемента для ядерного электрического перехода. Как известно, аналогичная величина определяет сечение фотовозбуждения ядра. Поэтому естественно попытаться связать величину Γ_s с сечением фотовозбуждения, которое известно из эксперимента.

Сечение электрического дипольного фотовозбуждения ядра определяется выражением /21/:

$$b_1 = 8\pi^3 \omega (3C)^{-1} \left[\overline{|<\hat{Q}_{||}>|^2} + \overline{|<\hat{Q}_{\perp}|>|^2} \right] \quad (12)$$

где $\hat{Q}_{\pm 1} = \sum_i z_i Y_{1\pm 1}(\theta_i)$ а усреднение производится по уровням составного ядра, которые возбуждаются при захвате дипольного γ -кванта. В обозначениях, которые были использованы выше, сечение (12) приобретает вид:

$$b_1 = 16\pi^3 \omega e^2 (3C)^{-1} \left| \langle \varphi_{1M}^\lambda | \sum_i q_i | \varphi_0 \rangle \right|^2 \rho \quad (13)$$

С учетом выражения (13) отношение ширин (11) равно:

$$\frac{\Gamma_S}{\Gamma_\gamma} = 3(8\pi)^{-1} \left(\frac{m_e c^2}{Z e^2} \right)^2 b_1 B \quad (14)$$

где B - фактор, который возник из-за учета конечности размеров ядра:

$$B = \frac{|\langle \varphi_{1M}^\lambda | \sum_i q_i r(r_i) | \varphi_0 \rangle|^2}{|\langle \varphi_{1M}^\lambda | \sum_i q_i f(R) | \varphi_0 \rangle|^2} \quad (15)$$

Таким образом (по крайней мере для точечного ядра) отношение $\frac{\Gamma_S}{\Gamma_\gamma}$ зависит от энергии возбуждения в той же мере как и сечение фотовозбуждения. Чем тяжелее ядро и следовательно, больше энергия $2p$ -перехода, тем ближе максимум гигантского дипольного резонанса к энергии возбуждения и следовательно больше отношение $\frac{\Gamma_S}{\Gamma_\gamma}$. Это отношение должно быть максимальным для переходов типа $3p-1s$ и более высоких. Действительно, в этом случае энергия перехода порядка 10 МэВ практически совпадает с положением максимума гигантского дипольного резонанса в самых тяжелых ядрах.

Перейдем теперь к оценке величины формфактора B . С этой целью представим матричные элементы, которые входят в определение (15), в виде:

$$\langle \lambda | \sum_i q_i f(z_i) | 0 \rangle = \sum_{\lambda', i} \langle \lambda' | q_i | 0 \rangle \langle \lambda | f(z_i) | \lambda' \rangle \quad (16)$$

Матричные элементы $\langle \lambda | f(z_i) | \lambda' \rangle$ не содержат угловых переменных и поэтому соответствуют монопольным возбуждениям. По этой причине они отличны от нуля для диагональных переходов или для переходов через две ядерных оболочки (без изменения четности). Переходы через две ядерные оболочки соответствуют энергиям возбуждения ≈ 20 мев. В этой области возбуждений дипольные матричные элементы $\langle \lambda' | q_i | 0 \rangle$ уже малы и поэтому в сумме (16) для оценки можно ограничиться учетом только диагональных матричных элементов: $\langle \lambda | f(z_i) | \lambda \rangle$.

Согласно (5) функция $f(z_i)$ может быть вычислена, если известны волновые функции начального и конечного состояний мезона в мезоатоме. В работе /22/ дан метод нахождения волновых функций для уравнения Шредингера с потенциалом (9). Воспользовавшись этим методом для нахождения волновых функций соответственно в $2p$ и $1s$ - состояниях получим функцию $f(z_i)$ в аналитическом виде /23/:

$$f(z) = 1 - 0,71 \left(\frac{z}{R} \right)^2 + 0,3 \left(\frac{z}{R} \right)^{7/2} - 0,06 \left(\frac{z}{R} \right)^5 \quad (17)$$

Ограничиваясь в (16) дипольными матричными элементами и предполагая, что плотность ядерного вещества постоянна по объему, получим оценку формфактора B в виде:

$$B \approx \left| 3/f(1) \int_0^1 x^2 f(x) dx \right|^2 \quad (18)$$

где $x = \frac{z}{R}$

С учетом (17) численная величина оказывается порядка $B \approx 1,8$.

Для оценки отношения Γ_s/Γ_γ необходимо еще знать величину сечения фотовозбуждения при энергии, равной энергии 2р-перехода ($\approx 6,3 \text{ MeV}$). Для U^{238} известны экспериментальные данные относительно сечения фотоделения ($\sigma_f \approx 12 \text{ mb}$) ^{/24/}, а также известно отношение делительной ширины к сумме делительной и нейтронной ширины для энергий, близких к указанной величине. Это отношение оказывается около 1/4. Учитывая эти данные и пренебрегая вкладом радиационной ширины, получим оценку сечения фотовозбуждения для U^{238} $\sigma_{238} \approx 50 \text{ mb}$. Предполагая, что все сечение фотовозбуждения связано с электрическими дипольными переходами, с помощью формулы (14) получим оценку величины отношения ширины $\frac{\Gamma_s}{\Gamma_\gamma}$ для урана в случае K_α -серии:

$$\frac{\Gamma_s}{\Gamma_\gamma} \approx 0,7 \quad (19)$$

Оценка указанного отношения для тория дает примерно тот же порядок величины.

Недавно отношение безрадиационной и радиационной ширины другим методом было оценено в работе ^{/25/}. Авторы этой работы получили оценку величины $\frac{\Gamma_s}{\Gamma_\gamma}$, которая всего на 20-30% больше нашей.

Из приведенных оценок следует, что ширина для безрадиационных переходов оказывается порядка радиационной ширины в случае K_α -серии. Поскольку для энергий возбуждения соответствующих K_β -серий (Зр - /s - переходы) сечение фотовозбуждения на порядок больше, то следует ожидать, что вероят-

ность безрадиационных переходов в этом случае будет доминировать над вероятностью излучения мезорентгеновских квантов. К оокалению, $3p$, $4p$ и т.д. состояния заселяются в мезорентгеновском каскаде с малой вероятностью по сравнению с $2p$ - состоянием (порядка нескольких %), и поэтому излучение безрадиационных переходов в этих случаях оказывается непростой задачей.

Полученные выше оценки на первый взгляд могут показаться парадоксальными, т.к. эффект первого порядка по постоянной тонкой структуре оказывается той же величины, что и эффект второго порядка.

На самом деле эффект безрадиационного возбуждения порядка произведения $\frac{e^2}{\hbar c} \cdot \frac{ze^2}{\hbar c}$, и поскольку для самых тяжелых ядер постоянная $\frac{ze^2}{\hbar c} \approx 1$, то вероятности радиационных и безрадиационных переходов могут оказаться сравнимыми.

§ 2. Теория безрадиационного возбуждения

Эффект безрадиационного возбуждения проявляется двояким образом. Во-первых, число γ -квантов $2p-1s$ перехода на один образовавшийся мезоатом становится меньше единицы, т.к. появляется вероятность распада системы мезон+ядро по ядерным каналам. Во-вторых, возникают ядерные реакции: деление, нейтронный распад, излучение ядерных γ -квантов. Эти ядерные реакции являются следствием распада уровней составного ядра, возбужденных в результате безрадиационного перехода. Найдем относительные вероятности распада системы мезон+ядро по радиационному и ядерному каналам.

Гамильтониан системы мезон+ядро имеет вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_\mu + \hat{H}_\pi + \hat{H}_{int} \quad (20)$$

где $\hat{H}_\mu$ - гамильтониан мезона в кулоновском поле конечного ядра;

$\hat{H}_\pi$ - гамильтониан ядра, $\hat{H}_{int}$ - гамильтониан взаимодействия (I).

Рассмотрим сначала случай, когда $\frac{\Gamma_s}{\Gamma_\pi} \gg 1$; $\rho \Gamma_s \gg 1$. В этом предельном случае сначала происходит процесс безрадиационного возбуждения, и только потом система мезон+ядро распадается по различным каналам. В этом квазистационарном пределе, если уровни составного ядра не перекрываются, волновую функцию системы можно искать в виде:

$$\psi_c = C_{c,2p} \varphi_0 \psi_{2p} + \sum_{\lambda} C_{c,\lambda 1s} \varphi_{\lambda} \psi_{1s} \quad (21)$$

где φ_{λ} - волновая функция составного ядра, а ψ_{2p} и ψ_{1s} волновые функции мюона. Коэффициенты разложения C_c удовлетворяют условиям ортогональности и нормировки:

$$\sum_c [|C_{c,2p}|^2 + |C_{c,\lambda 1s}|^2] = 1 \quad (22)$$

Подставляя разложение (21) в уравнение Шредингера (20) получим секулярное уравнение:

$$\left. \begin{aligned} C_{cp} V_{\lambda} &= (E_c - E_{\lambda}) C_{c\lambda s} \\ \sum_{\lambda} C_{\lambda cs} V_{\lambda}^* &= (E_c - E_p) C_{cp} \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

где матричный элемент равен: $V_{\lambda} \equiv \langle \varphi_{\lambda} \psi_{1s} | \hat{H}_{int} | \varphi_0 \psi_{2p} \rangle$,

E_{λ} - энергия возбужденная уровня составного ядра, E_p - энергия мезона в p-состоянии.

Решение секулярного уравнения с учетом нормировки (22) приводит к следующему результату:

$$|C_{cp}|^2 = \left[1 + \sum_{\lambda} |V_{\lambda}|^2 (E_c - E_{\lambda})^{-2} \right]^{-1}; \quad E_c - E_p = \sum_{\lambda} |V_{\lambda}|^2 (E_c - E_{\lambda})^{-1} \quad (24)$$

Ширина распада уровня системы мезон+ядро по радиационному каналу γ_γ^c , очевидно определяется в выражении:

$$\gamma_\gamma^c = |C_{sp}|^2 \Gamma_\gamma \quad (25)$$

В соответствии с (21) ширина для распада того же уровня по ядерному каналу равна ($\hbar = 1$):

$$\gamma_\lambda^c = 2\pi \sum_K \left| \sum_\lambda C_{c\lambda s} \langle \psi_K | \hat{H}_K | \psi_\lambda \rangle \right|^2 \rho_K \quad (26)$$

где ψ_K - волновая функция конечного состояния ядра, ρ_K - энергетическая плотность ядерных состояний после распада, $\hat{H}_K$ - взаимодействие, которое приводит к распаду ядра.

Суммирование в (26) производится по всем конечным состояниям ядра.

Предполагая, что коэффициенты $C_{c,\lambda}$ и $C_{c,\lambda'}$ при произвольных λ и λ' не коррелируют между собой, получим:

$$\gamma_\lambda^c = \sum_K \sum_\lambda |C_{c\lambda s}|^2 \gamma_K^\lambda = \sum |C_{\lambda c s}|^2 \gamma_\lambda^\lambda$$

где γ_K^λ - парциальные ширины, а γ_λ^λ - полная ширина уровней составного ядра.

Фактор $|C_{sp}|^2$ определяет вероятность заселения данного уровня системы мезон+ядро $|c\rangle$ из более высокого состояния, где безрадиационного возбуждения нет и волновая функция является простым произведением волновой функции ядра в основном состоянии и волновой функции мезона на данном уровне мезоатома.

Тогда в соответствии с этим замечанием и с учетом выражений (25) и (27) относительная вероятность распада уровня системы мезон+ядро, например, по ядерному каналу равна:

$$W_{\alpha}^c = |C_{cp}|^2 \frac{\sum_{\lambda} |C_{c\lambda s}|^2 \gamma_{\alpha}^{\lambda}}{|C_{cp}|^2 \Gamma_{\gamma} + \sum_{\lambda} |C_{c\lambda s}|^2 \gamma_{\alpha}^{\lambda}} \quad (28)$$

Коэффициенты $|C_{c\lambda}|^2$ очевидно являются острыми функциями энергетической разности $(E_c - E_p)$ (они существенно меняются на интервале порядка Γ_s). В то же время изменение ширины $\gamma_{\alpha}^{\lambda}$ определяется энергетическими интервалами гораздо большего масштаба. Поэтому с учетом условия нормировки (22) W_{α}^c можно переписать в виде:

$$W_{\alpha}^c = |C_{cp}|^2 (1 - |C_{cp}|^2) \left[|C_{cp}|^2 \frac{\Gamma_{\gamma}}{\langle \gamma_{\alpha}^{\lambda} \rangle_{\text{сред}}} + 1 - |C_{cp}|^2 \right]^{-1} \quad (29)$$

где $\langle \gamma_{\alpha}^{\lambda} \rangle_{\text{сред}}$ - средняя ширина уровней основного ядра на энергетическом интервале порядка Γ_s . Поскольку мезонное р-состояние размещается по $\rho \Gamma_s$ уровням системы мезон+ядро, то величины $|C_{cp}|^2$, которые определяют вероятность найти мезон в данном состоянии системы мезон+ядро, малы как $\frac{1}{\rho \Gamma_s}$, поэтому в выражении (29) ими можно пренебречь по сравнению с единицей. С учетом (24) имеем:

$$W_{\alpha}^c = \left[\frac{\Gamma_{\gamma}}{\langle \gamma_{\alpha}^{\lambda} \rangle_{\text{сред}}} + 1 + \sum_{\lambda} \frac{|V_{\lambda}|^2}{(E_c - E_{\lambda})^2} \right]^{-1} \quad (30)$$

Для того, чтобы представить себе, какой явный вид может иметь выражение (30) воспользуемся следующей моделью. Будем считать, что уровни E_{λ} - эквидистантны, а квадраты матричных элементов $|V_{\lambda}|^2$ одинаковы и равны величине $\overline{|V_{\lambda}|^2}$. Тогда воспользовавшись известными формулами для разложения тригонометрических функций на простейшие дроби, получим:

$$\sum |V_\lambda|^2 (E_c - E_\lambda)^{-1} = \pi |V_\lambda|^2 \rho \operatorname{ctg} \pi \rho \Delta \quad (31)$$

$$\sum_\lambda |V_\lambda|^2 (E_c - E_\lambda)^{-2} = \pi^2 |V_\lambda|^2 \rho^2 \sin^{-2} \pi \rho \Delta$$

Из соотношений (31) следует связь между суммами:

$$\sum_\lambda |V_\lambda|^2 (E_c - E_\lambda)^{-2} = \pi^2 |V_\lambda|^2 \rho^2 + |V_\lambda|^2 \left[\sum_\lambda (E_c - E_\lambda)^{-1} \right]^2 \quad (32)$$

Согласно (24) величина суммы, входящей в правую часть (32) определяется разностью $(E_c - E_p)$. Пользуясь определением (4), получим:

$$W_\alpha^c = \left[\frac{\Gamma_\gamma}{\langle \gamma_\alpha^\lambda \rangle_{\text{сред}}} + 1 + \frac{\pi \rho \Gamma_s}{2} + \frac{(E_c - E_p)^2}{|V_\lambda|^2} \right] \quad (33)$$

С точностью $(\rho \Gamma_s)^{-1} \ll 1$ можно пренебречь единицей в знаменателе (33) и тогда окончательно имеем:

$$W_\alpha^c = \frac{\Gamma_s}{2\pi \rho} \left[\frac{\Gamma_\gamma \Gamma_s}{2\pi \rho \gamma_\alpha} + \frac{\Gamma_s^2}{4} + (E_c - E_p)^2 \right]^{-1}; \quad \gamma_\alpha \equiv \langle \gamma_\alpha^\lambda \rangle_{\text{сред}} \quad (34)$$

Полная вероятность распада системы мезон+ядро по ядерным каналам определяется суммой $\sum W_\alpha^c$, она равна:

$$W_\alpha = \left[1 + \Gamma_\gamma \cdot \left(\frac{\pi \rho \gamma_\alpha}{2} \Gamma_s \right)^{-1} \right]^{-1/2} \quad (35)$$

Выражение (35) совпадает с точностью $\frac{\Gamma_s}{\Gamma_\gamma} \gg 1, \rho \gamma_\alpha \ll 1$ с результатом, полученным в работе /25/ несколько другим способом.

Таким образом вероятность распада системы мезон+ядро по ядерным каналам определяется не только отношением $\frac{\Gamma_s}{\Gamma_\gamma}$, но также и величиной силовой функции $\rho \gamma_\alpha$ для ядерных уровней, которые возбуждаются в процессе безрадиационных переходов. Пост-

кольку полная вероятность распада системы мезон+ядро должна быть равна единице, то вероятность распада по радиационному каналу W_γ определяется из соотношения:

$$W_\gamma = 1 - W_\alpha = 1 - \left[1 + \left(\frac{\pi \rho \gamma_\alpha}{2} \cdot \frac{\Gamma_S}{\Gamma_\gamma} \right)^{-1} \right]^{-1/2} \quad (36)$$

Напомним, что все предыдущие результаты получены в модели эквидистантных уровней. Однако можно думать, что для вычисления средних вероятностей использование этой модели разумно.

В предыдущих рассуждениях нами не было учтено то обстоятельство, что γ - квант может быть излучен не только мезоном при его переходе в $1S$ - состояние, но также и ядром после процесса безрадиационного возбуждения. Если излучение γ - кванта ядром происходит с переходом системы мезон+ядро в основное состояние, то матричные элементы ядерного и мезонного переходов когерентны. В этом случае матричный элемент электрического дипольного перехода состоит из двух слагаемых:

$$M_c(E1) = \langle \psi_s \varphi_0 | \hat{E}1 | \psi_c \rangle = C_{sp} \left[\langle \psi_s \varphi_0 | \hat{E}1 | \psi_p \varphi_0 \rangle + \sum \frac{\langle \psi_p \varphi_0 | \hat{H}_{int} | \psi_s \varphi_\lambda \rangle}{E_c - E_\lambda} \times \langle \psi_s \varphi_\lambda | \hat{E}1 | \psi_s \varphi_0 \rangle \right] \quad (37)$$

где $\hat{E}1$ - оператор электрического дипольного перехода. Матричные элементы $\langle \varphi_\lambda | \hat{E}1 | \varphi_0 \rangle$ и $\langle p | \hat{H}_{int} | s \rangle$ пропорциональны, т.к. в обоих матричных элементах ядерные переходы обусловлены электромагнитным взаимодействием одной и той же симметрии:

$$\langle \psi_s \varphi_0 | \hat{E}1 | \psi_s \varphi_\lambda \rangle = \alpha \langle \psi_s \varphi_\lambda | \hat{H}_{int} | \psi_p \varphi_0 \rangle \quad (38)$$

где $\langle \hat{E}1 \rangle$ - приведенный матричный элемент электрического дипольного перехода. Для простоты рассматриваются мезоатомы с четно-четными ядрами. В этом случае возбуждаются только ядер-

ные уровни со спином 1^- . Подставляя (38) во второе слагаемое (37) и воспользовавшись соотношением (24), убеждаемся, что это слагаемое дает поправку, пропорциональную разности $(E_c - E_p)$, т.е. асимметричную относительно центра линии. Коэффициент асимметрии A был оценен в работе^{/26/} и оказался равным:

$$|A| \cong 2\sqrt{2\pi\rho\chi_\gamma^0} \cdot \sqrt{\frac{\Gamma_s}{\Gamma_\gamma}} \quad (39)$$

где $2\pi\rho\chi_\gamma^0$ - силовая функция для излучения ядерных дипольных γ -квантов из уровней составного ядра в основное состояние. Эта силовая функция связана с ядерным сечением фотозвозбуждения соотношением^{/21/}:

$$2\pi\rho\chi_\gamma^0 = 2(9\pi)^{-1} \cdot G_1(E_p) \cdot (E_p)^2 (\hbar c)^{-1} \quad (40)$$

С учетом соотношений (14) и (40) коэффициент A приводится к виду:

$$|A| \cong G_1 \cdot \pi^{-1} \frac{E_p}{\hbar c} \cdot mc^2 \cdot \left(\frac{B}{3}\right)^{1/2} (Ze^2)^{-1} \quad (41)$$

Оценка по формуле (41) для $2p-1s$ - переходов в мезоатомах урана и тория дает небольшой коэффициент асимметрии порядка 0,1.

Выше был рассмотрен случай, когда $\Gamma_s \gg \Gamma_\gamma$. В другом предельном случае нельзя пользоваться стационарным приближением, а необходимо решать нестационарное уравнение Шредингера.

Решение этого уравнения удобно производить в форме, предложенной Гайтлером^{/27/}. Гамильтониан системы мезон+ядро с учетом взаимодействий, приводящих к ее распаду, имеет вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_x + \hat{H}_\mu^\gamma \quad (42)$$

где $\hat{H}_0$ - гамильтониан системы мезон+ядро вида (20), $\hat{H}_x$ - взаимодействие, проводящее к распаду системы по ядерным каналам; $\hat{H}_\mu^\gamma$ - оператор взаимодействия мюона с электромагнитным полем. Пусть далее $G_0(E)$ - амплитуда начального состояния, когда мезон находится на возбужденном уровне мезоатома, а ядро не возбуждено; $G_\lambda(E)$ - амплитуда перехода системы в состояние, которое соответствует мезону на К-орбите и ядру в возбужденном состоянии $|\lambda\rangle$ с энергией E_λ ; $G_\kappa(E)$ - амплитуда перехода в состояние, когда мезон на К-орбите, а ядро распадается по ядерному каналу с энергией E_κ ; $G_\nu(E)$ амплитуда перехода системы мезон+ядро в основное состояние по радиационному каналу с энергией E_ν .

Система уравнений для амплитуд $G_i(E) (i=0, \lambda, \kappa, \nu)$ выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} G_0 &= 1 + \sum_\nu H_{0/\nu}^\gamma \xi(E-E_\nu) G_\nu + \sum_\lambda (H_{int})_{0/\lambda} \xi(E-E_\lambda) G_\lambda; \quad \xi(x) = \frac{1}{x+i\epsilon} \\ G_\nu &= H_{\nu/0}^\gamma \xi(E-E_0) G_0 + \sum_\lambda (H_x)_{\nu/\lambda} \xi(E-E_\lambda) G_\lambda; \quad G_\kappa = \sum_\lambda (H_x)_{\kappa/\lambda} \xi(E-E_\lambda) G_\lambda \\ G_\lambda &= (H_{int})_{\lambda/0} \xi(E-E_0) G_0 + \sum_\nu (H_x)_{\lambda/\nu} \xi(E-E_\nu) G_\nu + \sum_\kappa (H_x)_{\lambda/\kappa} \xi(E-E_\kappa) G_\kappa \end{aligned} \quad (43)$$

Решение системы уравнений (43) производится таким же образом, как и в случае теории входных состояний [28,29]. В результате имеем:

$$\begin{aligned} G_0(E) &= (E-E_0) X^{-1}(E); \quad G_\lambda(E) = (E-E_\lambda) \cdot Z_\lambda \cdot X^{-1}(E) \\ G_\kappa(E) &= \sum_\lambda (H_x)_{\kappa/\lambda} (\tilde{H}_{int})_{\lambda/0} Z_\lambda \cdot X^{-1}(E) \\ G_\nu(E) &= \left[H_{\nu/0}^\gamma + \sum_\lambda (H_x)_{\nu/\lambda} (\tilde{H}_{int})_{\lambda/0} Z_\lambda \right] X^{-1}(E), \end{aligned} \quad (44)$$

где

$$\begin{aligned} X(E) &= E - E_p + \frac{i}{2} \Gamma_\gamma - \sum_{\lambda} (\bar{H}_{int})_{\lambda/0} (\tilde{H}_{\lambda/0}) Z_{\lambda} \\ Z_{\lambda}(E) &= E - E_{\lambda} + \frac{i}{2} \gamma_{\lambda}^{\lambda} \\ (\bar{H}_{int})_{\lambda/0} &= (H_{int})_{\lambda/0} + \sum_{\gamma} (H_{\lambda})_{\lambda/\gamma} H_{\gamma/0}^{\gamma} \xi(E - E_{\gamma}) \end{aligned}$$

а амплитуда $(\tilde{H}_{int})_{\lambda/0}$ находится из интегрального уравнения:

$$(\tilde{H}_{int})_{\lambda/0} = (\bar{H}_{int})_{\lambda/0} - \frac{i}{2} \sum_{\lambda' \neq \lambda} \gamma_{\lambda\lambda'} (\tilde{H}_{int})_{\lambda'/0} Z_{\lambda'}, \quad (45)$$

где

$$\gamma_{\lambda\lambda'} = 2\pi \sum_K (H_{\lambda})_{\lambda/K} (H_{\lambda'})_{K/\lambda'} \delta(E - E_K) + 2\pi \sum_{\gamma} (H_{\lambda})_{\lambda/\gamma} \delta(E - E_{\gamma})$$

Далее будем использовать гипотезу независимости каналов распада уровней составного ядра (статистическая гипотеза), которая в данном случае формулируется следующим образом:

$$\langle (H_{\lambda})_{K/\lambda} (H_{\lambda'})_{\lambda'/\lambda} \rangle_{cp} \sim \delta_{K\lambda'} \text{ и } \langle (H_{\lambda})_{K/\lambda} (H_{int})_{\lambda/0} \rangle_{cp} \sim \delta_{K0} \quad (46)$$

где усреднение производится по энергетическому интервалу, включающему много уровней составного ядра. Далее будем предполагать, что уровни составного ядра не перекрываются, т.е. $\rho \gamma_{\lambda}^{\lambda} \ll 1$. Тогда, интегрируя уравнение (45), убеждаемся с учетом условий (46), что интегральное слагаемое в правой части мало, если малая скаловая функция $\rho \gamma_{\lambda}^{\lambda}$ для γ квантов, соответствующих переходу в основное состояние ядра и мало отношение $\frac{\gamma_{\lambda}^{\lambda}}{\gamma_{\lambda}}$.

Итак, если радиационный канал соответствующий переходу в основное состояние ядра вымирает, то можно считать, что $(\tilde{H}_{int})_{\lambda/0} \cong (\bar{H}_{int})_{\lambda/0}$ и соотношения (44) упрощаются.

Вероятности распада системы мезон+ядро по ядерному или радиационному каналам соответственно равны [27]:

$$W_{\lambda} = \sum_K |G_K(E_K)|^2; W_{\gamma} = \sum_{\gamma} |G_{\gamma}(E_{\gamma})|^2; W_{\lambda} + W_{\gamma} = 1 \quad (47)$$

Таким образом задача о нахождении вероятностей распада системы мезон+ядро по разным каналам сводится к вычислению амплитуд G_K и G_γ . Эти амплитуды в зависимости от энергии E_K или E_γ имеют полюса, которые соответствуют состояниям системы мезон+ядро. В соответствии с выражениями (44) эти полюса являются комплексными корнями уравнения:

$$E - E_p + \frac{i}{2} \Gamma_\gamma - \sum_{\lambda} (\bar{H}_{int})_{\lambda/0} (H_{int})_{\lambda/0} Z_{\lambda} = 0 \quad (48)$$

В соответствии с определением величина $(\bar{H}_{int})_{\lambda/0}$ комплексна:

$$(\bar{H}_{int})_{\lambda/0} = (H_{int})_{\lambda/0} - i\pi \int (H_a)_{\lambda/\gamma} H_{\gamma/0}^* \rho_{\gamma} d\Omega \quad (49)$$

Интегрирование в (49) производится по углам, интеграл в смысле главного значения можно включить в перенормировку матричного элемента $(H_{int})_{\lambda/0}$ и поэтому мы его не пишем.

Оценим отношение мнимой части $(\bar{H}_{int})_{\lambda/0}$ к действительной

$$\beta^2 \approx \frac{|\int (H_a)_{\lambda/\gamma} H_{\gamma/0}^* \rho_{\gamma} d\Omega|^2}{|(H_{int})_{\lambda/0}|^2} \approx \frac{\gamma_a^0 \Gamma_{\gamma}}{(H_{int})_{\lambda/0}^2} \approx \frac{\rho \gamma_a^0 \Gamma_{\gamma}}{\Gamma_S} \quad (50)$$

Таким образом при выполнении условия $\frac{\rho \gamma_a^0 \Gamma_{\gamma}}{\Gamma_S} \ll 1$ величину $(\bar{H}_{int})_{\lambda/0}$ можно считать действительной.

Поскольку мы рассматриваем случай $\Gamma_S \ll \Gamma_{\gamma}$, то корни уравнения (48) E_c должны лежать вблизи соответствующих E_{λ} . Тогда в согласии с соотношениями (48), (49), (50) получим

$$(E_c = E_c^0 - \frac{i}{2} \gamma_c) :$$

$$E_c^0 - E_{\lambda} = \Gamma_S \cdot (\pi \rho \Gamma_{\gamma})^{-1} \cdot t \cdot (1+t^2)^{-1}; \quad \frac{1}{2}(\gamma_c - \gamma_{\lambda}) = \Gamma_S (\pi \rho \Gamma_{\gamma})^{-1} (1+t^2)^{-1}; \quad t = \frac{2}{\Gamma_{\gamma}} (E_{\lambda} - E_p) \quad (51)$$

Далее, оставляя в амплитуде G_K лишь величины соответствующие вкладу ближайшего к E_λ полюса E_c , с точностью $(\rho\gamma_c)^2 \ll 1$ имеем:

$$G_K = \sum_{\lambda} (H_\lambda)_{K/\lambda} (H_{int})_{\lambda/\rho} (E_\lambda - E_\rho + \frac{i}{2} \Gamma_\gamma)^{-1} (E - E_c + \frac{i}{2} \gamma_c)^{-1} \quad (52)$$

На основании (52), (51) и (47) полная вероятность распада уровня системы мезон+ядро по ядерным каналам в рассматриваемом предельном случае $\Gamma_S \ll \Gamma_\gamma$ равна:

$$W_\alpha^c = \Gamma_S (2\pi\rho)^{-1} \left[(E_c - E_\rho)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\gamma^2 + \frac{\Gamma_S \Gamma_\gamma}{2\pi\rho\gamma_\alpha} \right]^{-1}; \quad W_\alpha \equiv \sum_c W_\alpha^c = \Gamma_S \left(\Gamma_\gamma^2 + \frac{2\Gamma_S \Gamma_\gamma}{\pi\rho\gamma_\alpha} \right)^{-1/2} \quad (53)$$

Сравнивая выражение (53) с выражением для другого предельного случая $\Gamma_S \gg \Gamma_\gamma$ (см. формулу (34)) убеждаемся, что эти формулы переходят одна в другую в результате замены $\frac{\Gamma_\gamma^2}{4}$ на $\frac{\Gamma_S^2}{4}$. Поэтому естественно написать интерполяционную формулу в виде:

$$W_\alpha^c = \Gamma_S (2\pi\rho)^{-1} \left[(E_c - E_\rho)^2 + \frac{1}{4} (\Gamma_S^2 + \Gamma_\gamma^2) + \frac{\Gamma_S \Gamma_\gamma}{2\pi\rho\gamma_\alpha} \right]^{-1}$$

$$W_\alpha = \Gamma_S \left[\Gamma_\gamma^2 + \Gamma_S^2 + 2\Gamma_S \Gamma_\gamma (\pi\rho\gamma_\alpha)^{-1} \right]^{-1/2} \quad (54)$$

В предельном случае перекрывающихся уровней составного ядра результат для вероятностей распада системы мезон+ядро по различным каналам почти очевиден. В этом случае $\rho\gamma_\alpha \gg 1$, и поэтому мезон, перейдя из p в S -состояние не может со сколько-нибудь заметной вероятностью вернуться обратно за время сравнимое со временем жизни составного ядра. В результате полная вероятность распада системы мезон+ядро, в этом случае по ядерным и радиационному каналам равна:

$$W_x = \frac{\Gamma_S}{\Gamma_S + \Gamma_Y}; \quad W_x^Y = \frac{\Gamma_Y}{\Gamma_S + \Gamma_Y} \quad (55)$$

Из полученных в различных предельных случаях выражений для вероятностей следует, что большая величина ширины безрадиационного перехода ($\Gamma_S > \Gamma_Y$) еще не гарантирует, что система мезон+ядро будет преимущественно распадаться по ядерным каналам.

Если уровни составного ядра очень узкие, и расстояние между ними большое, то безрадиационные переходы, в лучшем случае приведут к расщеплению линии $\rho \rightarrow S$ перехода. Однако заметить это расщепление практически невозможно, т.к. оно порядка $\frac{1}{\rho}$.

Ядерные реакции в этом случае будут происходить с малой вероятностью.

§ 3. ВЫВОДЫ

Выше было показано, что в предельном случае очень малых $\rho \gamma_x$, ядерный распад системы мезон+ядро будет практически отсутствовать. Такая ситуация реализуется для $2p-1S$ переходов в изотопах свинца и висмута, которые являются магическими ядрами. Поэтому интенсивность этих переходов в свинце является стандартом, по отношению к которому следует измерять интенсивности соответствующих переходов в других мезоатомах. Эта идея легла в основу экспериментов, которые были проведены в Дубне в 1959-1965 гг. /9/, /30/. Экспериментальные данные по относительной интенсивности мезорентгеновского $2p-1S$ излучения приведены в таблице 3.

Во втором столбце таблицы приводятся данные по относительной интенсивности K_{α} -серии для различных изотопов. Интенсивность K_{α} -серии в свинце принята за единицу. Величины, которые приводятся во втором столбце естественно сопоставить с вероятностью распада системы мезон+ядро по радиационному каналу W_{γ} . Тогда величины, которые содержатся в третьем столбце равные $I - W_{\gamma}$, следует интерпретировать, как полную вероятность распада системы мезон+ядро по ядерным каналам W_d .

Таблица 3.

Элемент	Интенсивность K_{α} -серии по отношению к свинцу	Уменьшение интенсивности K_{α} -серии по отношению к свинцу
W	$I \pm 0,08$	$0,00 \pm 0,08$
Pb	I	0
Bi	$I \pm 0,06$	$0,00 \pm 0,06$
Th	$0,85 \pm 0,07$	$0,15 \pm 0,07$
U^{235}	$0,71 \pm 0,05$	$0,29 \pm 0,05$
U^{238}	$0,77 \pm 0,04$	$0,23 \pm 0,04$
Pu^{239}	$0,59 \pm 0,06$	$0,41 \pm 0,06$

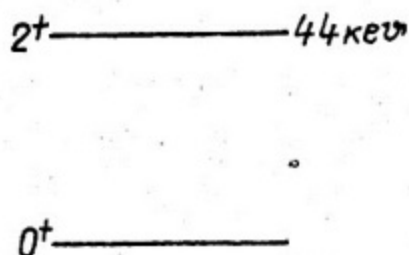
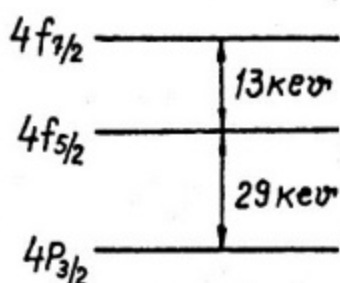
Результаты, приведенные в табл.3, качественно согласуются с теорией. Отсутствие ядерного распада в мезоатоме W связано с тем, что энергия K_{α} -серии в этом случае всего лишь около 5 мев и поэтому нейтронные каналы закрыты, радиационные ширины малы и мала силовая функция $\rho\chi_d$. Разница в вероятностях ядерного распада соседних мезоатомов U^{238} и Pu^{239} объясняется, видимо тем, что энергия K_{α} -серии в

Pu^{239} более, чем на 100 кев превышает соответствующую энергию в мезоатоме Pu^{239} и ядро U^{238} - нечетное. Поэтому большая плотность уровней составного ядра в Pu^{239} даже при одинаковой величине отношения Γ_3/Γ_4 обуславливает увеличение вероятности ядерного распада мезоатома Pu^{239} по сравнению с мезоатомом.

Разумеется, для сравнения теории с экспериментом следовало бы продолжать таблицу № 3 для других элементов и изотопов, производя измерения интенсивности K_α -серии. Следовало бы также измерить интенсивность и K_β -серии. К сожалению, вероятности заселения 3р, 4р и т.д. уровней при образовании мезоатомов малы и измерения соответствующих интенсивностей на существующих пучках мезонов - задача трудная, но не безнадежная.

Высшие Р-уровни могут заселяться при фоторождении мезонов на соответствующих ядрах. Не исключено, что это направление окажется полезным при изучении процесса безрадиационного возбуждения на высших Р-уровнях.

В принципе, существует еще один механизм заселения высших р-уровней. Этот механизм связан со случайным резонансом между различными мезоатомными состояниями с главным квантовым числом $n=4$ и энергией возбуждения первого вращательного уровня четно-четного ядра. В частности, расчет со стандартными параметрами распределения заряда по объему ядра для U^{238} приводит к следующему относительному положению уровней 4f и 4p:



Справа на этой схеме приведены данные для первого вращательного уровня ядра U^{238} , который имеет энергию возбуждения 44 кеv . Эта энергия не более, чем на 2 кеv отличается от энергетической разности между $4f_{7/2}$ и $4p_{3/2}$ - состояниями. К сожалению, точность теоретического расчета вероятности смешивания невелика. Поэтому, лучше попытаться наблюдать появление перехода $4p_{3/2} \rightarrow 3d_{5/2,3/2}$ в мезоатоме U^{238} и определить его интенсивность, которая определяется вероятностью смешивания $4f_{7/2}$ и $4p_{3/2}$ - состояний за счет возбуждения вращательного уровня со спином 2^+ .

В заключение следует подчеркнуть аналогию между процессом безрадиационного возбуждения и возбуждением входного состояния. Простая входная конфигурация (например, аналоговое состояние) может распадаться непосредственно в непрерывный спектр (например, протонный распад аналоговых состояний), но может также смешиваться со сложными конфигурациями (уровни составного ядра), которые могут распадаться по другим ядерным каналам (например, нейтронный распад аналоговых резонансов). Аналогично, система мюон+ядро может распадаться за счет излучения γ -квантом мюоном, но может также за счет возбуждения уровней составного ядра давать распады по ядерным каналам.

Глава III.

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В МЕЗОАТОМАХ И ИХ ОСОБЕННОСТИ

Процесс безрадиационного возбуждения, как было указано выше, может сопровождаться распадом системы мюон+ядро по ядерным каналам. Эти реакции протекают очень быстро со временем, которое определяется временем жизни уровней составного ядра. Поэтому, в отличие от ядерных реакций, которые возникают после захвата мюона ядром, распад системы мюон+ядро по ядерным каналам принято называть мгновенными ядерными реакциями. Мгновенными ядерными реакциями могут быть деление, излучение нейтрона и γ -квантов. Специфика этих реакций возникает из-за того, что они протекают в присутствии мюона на К-орбите.

§ I. Деление

Для деления ядра необходимо, чтобы ядро деформировалось. Потенциальная энергия ядра как функция его деформации, рассчитывается обычно в канальной модели с учетом оболочечных поправок. Присутствие мюона на К-орбите приводит к тому, что потенциальная энергия как функция деформации изменяется по сравнению с делением свободного ядра. Мюон как бы "стягивает" ядро, препятствует его деформации. Поэтому, барьер для деления в присутствии мюона будет выше, чем без мезона.

Для $2p-1S$ переходов энергия возбуждения ядра не намного превышает величину порога для деления. Поэтому увеличение высоты барьера для деления из-за присутствия мюона на К-орбите может существенно сказаться на вероятности мгновенного деления. Перейдем к оценке этого эффекта.

Поскольку энергия возбуждения нижайших ядерных уровней заметно меньше энергии связи мезона на К-орбите, то влияние мезона на потенциальную энергию для деформации ядра можно считать в адиабатическом приближении. Энергия деформации ядра в присутствии мезона $E_{\alpha\beta}^{\mu}$ равна:

$$E_{\alpha\beta}^{\mu} = E_{\alpha\beta}^0 + E_{1s} - E_{1s}^0 \quad (I)$$

где $E_{\alpha\beta}^0$ - энергии деформации в отсутствии мезона, а $E_{1s} - E_{1s}^0$ изменение энергии связи мюона на К-орбите при деформации ядра.

При деформации ядра энергия связи мюона уменьшается, соответственно этому увеличивается порог для деления. Для нахождения $\Delta E_{\mu} \equiv E_{1s} - E_{1s}^0$ необходимо решить уравнение Шредингера для мезона в кулоновском поле деформированного ядра. Будем считать для простоты, что форма ядра вплоть до седловой точки имеет форму эллипсоида вращения. Кулоновский потенциал равномерно заряженного эллипсоида вращения с полуосями a и b имеет вид:

$$\varphi(a, \theta) = \frac{Ze}{c} \left\{ \left[1 - P_2(\operatorname{ch} \alpha) P_2(\cos \beta) \right] \ln \operatorname{cth} \frac{\alpha_0}{2} + \frac{3}{2} \frac{\operatorname{ch}^2 \alpha}{\operatorname{ch} \alpha_0} P_2(\cos \beta) + \right. \\ \left. + \frac{3}{4} \left(1 - \frac{\operatorname{sh}^2 \alpha}{\operatorname{sh}^2 \alpha_0} \right) \frac{\sin^2 \beta}{\operatorname{ch} \alpha_0} \right\} \text{ при } \operatorname{ch} \alpha \leq \operatorname{ch} \alpha_0 \equiv \frac{a}{c} \quad (2)$$

$$\varphi(a, \theta) = \frac{Ze}{c} \left\{ \left[1 - P_2(\operatorname{ch} \alpha) P_2(\cos \beta) \right] \ln \operatorname{cth} \frac{\alpha}{2} + \frac{3}{2} \operatorname{ch} \alpha P_2(\cos \beta) \right\} \\ \text{при } \operatorname{ch} \alpha \geq \frac{a}{c}$$

где $c^2 = a^2 - b^2$; $P_2(x)$ - полиномы Лежандра второго порядка; α и β - вырожденные эллиптические координаты.

Уравнение Шредингера с потенциалом (2) может быть решено только численно, что и было сделано с помощью ЭВМ.

В таблице № 4 приведены значения энергии связи мюона на К-орбите в зависимости от деформации как функции отношения полуосей ядра U^{238} .

Таблица 4.

a/θ	1,2	1,4	1,6	1,8	2	2,5
$ E_{\text{св}}^{\text{К}} \text{ мев}$	11,89	11,79	11,66	11,53	11,36	11,01

Если воспользоваться гидродинамической моделью для деления, то можно найти отношение полуосей ядра, соответствующее седловой точке $(a/\theta)_{\text{с.т.}}$. Зная функцию $\Delta E_{\mu}(a/\theta)$ и отношение $(a/\theta)_0$ полуосей ядра в основном состоянии, которое известно из данных по кулоновскому возбуждению соответствующих ядер, можно найти разность $\Delta E = \Delta E_{\mu}[(a/\theta)_{\text{с.т.}}] - \Delta E_{\mu}[(a/\theta)_0]$. Эту разность естественно интерпретировать как увеличение барьера для деления в присутствии мезона на К-орбите.

Полученные данные приведены в таблице № 5.

Таблица 5.

Ядро	$(a/\theta)_0$	$(a/\theta)_{\text{с.т.}}$	$E_{\text{пор}}$ в мев	ΔE
238	1,3	2,24	5,8	0,6
235	1,25	2,2	5,75	0,6
239	1,30	2,17	5,48	0,5

В этой таблице $E_{\text{пор}}$ - энергия порога для фотоделения. Из таблицы видно, что в мезоатомах U^{238} и U^{235} величина

$E_{\text{пор}} + \Delta E$, которая определяет эффективный порог для деления с учетом влияния мезона на К-орбите, уже довольно близка к величине энергии возбуждения при $2p-1s$ - безрадиационных переходах в соответствующих мезоатомах ($\approx 6,3 \text{ MeV}$). Поэтому, эффект присутствия мюона на вероятность мгновенного деления в этих мезоатомах должен быть заметным. Этот эффект не может быть существенным в мезоатоме Pu^{239} , где $E_{\text{пор}} + \Delta E$ меньше на несколько сотен KeV энергии возбуждения ядра при $2p-1s$ - переходах. Разумеется, эффектом увеличения барьера для деления в присутствии мюона на К-орбите практически можно пренебречь для $3p-1s$ и более высоких переходов.

Вероятность мгновенного деления измерялась различными авторами, в основном в США и СССР /10/, /7/, /12/. Результаты измерений приведены в таблице 6. Во втором столбце этой таблицы даны измеренные отношения $K = \frac{\text{вероятность мгновенного деления}}{\text{вероятность запаздывающего деления}}$.

Таблица 6.

Ядро	K
Th 232	$0,064 \pm 0,022$
U 235	$0,111 \pm 0,021$
U 238	$0,072 \pm 0,014$
Pu 239	$0,28 \pm 0,04$

Деления, которые происходят после захвата мюона ядром, принято называть запаздывающими. Указанные измерения основаны на том, что мгновенные деления и деления после захвата мюона

ядром отделены временным промежутком $\approx 10^{-7}$ сек, и поэтому эти два типа реакций можно разделить с помощью достаточно быстродействующей электроники.

Пользуясь данными таблицы № 6 рассмотрим вопрос о том, есть ли увеличение барьера для деления из-за присутствия мюона на К-орбите. В качестве примера возьмем мезоатом U^{238} .

Согласно данным таблицы № 6 вероятность распада системы мюон + ядро по ядерным каналам в этом случае равна 0,23. Без учета влияния мюона вероятность мгновенного деления равна $W_d^{\mu} = W_d \frac{\gamma_f}{\gamma_d}$, где $\frac{\gamma_f}{\gamma_d}$ — отношение делительной ширины к полной. Для свободного ядра это отношение $\approx 1/4$ в энергетическом интервале вблизи $6,5 \text{ мев}$. Отсюда следует, что на один мезоатом должно было быть около 0,065 мгновенных делений. Общее число делений на один образовавшийся мезоатом измерялось и оказалось равным 7% для мезоатома $U^{238} / 10 /$. Таким образом, если бы не было влияния мюона на деление, то в мезоатоме U^{238} число мгновенных делений было бы сравнимо с числом запаздывающих. На самом же деле согласно данным таблицы № 6 величина К, по крайней мере, на порядок меньше. Аналогичные оценки для мезоатома Pu^{239} показывают, что в этом случае влияние мюона на вероятность мгновенного деления несущественно. Этот вывод, который следует из экспериментальных данных, подтверждает теоретические соображения, изложенные в начале параграфа о величине изменения барьера для деления в присутствии мюона на К-орбите.

§ 2. Излучение нейтронов и γ -квантов

В том случае, если энергия безрадиационных переходов превышает энергию связи нейтрона, то уровни составного ядра могут распадаться по нейтронному каналу. Кинетическая энергия излученного нейтрона определяется из соотношения:

$$E_K + E_{св} + E_{IS}^{A-1} = E^* + E_{IS}^A \quad (3)$$

где $E_{св}$ - энергия связи; E - энергия возбужденного состояния мюон + ядро; E_B^A , E_B^{A-1} - энергии связи мюона на К-орбите соответственно в исходном ядре и конечном. Из соотношения (3) видно, что кинетическая энергия нейтрона E_K после распада мезоатома отличается от кинетической энергии нейтрона после распада свободного ядра при той же энергии возбуждения. Эта разница определяется величиной изотопического сдвига.

$$\delta E_{IS}^{\mu} = E - E_{IS}^{A-1} \quad (4)$$

Если после нейтронного распада конечное ядро остается в возбужденном состоянии, то кинетическая энергия нейтрона определяется также и изомерным сдвигом для соответствующего уровня конечного ядра. Таким образом, изучая спектр мгновенных нейтронов, и сравнивая его с соответствующим спектром в случае распада свободного ядра можно сделать вывод о величине изотопического сдвига для двух соседних изотопов, один из которых может быть нестабилен или даже короткоживущий. Отметим также, что нейтронная ширина кроме всего прочего определяется величиной кинетической энергии (волновым числом), и поэтому относительная интенсивность нейтронных переходов в присутствии мюона

может отличаться от соответствующей величины для свободного ядра.

Следует подчеркнуть, что в области актинидов переходы $2p - 1s$ могут сопровождаться излучением сравнительно медленных нейтронов с энергией $\leq 100 \text{ кеv}$. Переходы $3p - 1s$ и более высокие сопровождаются явлением безрадиационного возбуждения даже в мезоатомах с магическими ядрами (Pb^{208} , Bi^{209}). В этом случае нейтроны излучаются с энергией порядка $1 \text{ Mev}^{13/}$.

Кроме излучения нейтрона, система мюон + ядро может также распадаться в любое промежуточное состояние с каскадным излучением соответствующих ядерных γ -квантов. Эти каскадные переходы приводят к заселению различных уровней конечного ядра. Энергия системы мюон + ядро в возбужденном состоянии по отношению к основному состоянию (мюон на К-орбите), очевидно, равна:

$$E_{\alpha}^{\mu} = E_{\alpha}^{*} + E_{1s}^{*} - E_{1s}^0 \quad (5)$$

где E_{α}^{*} - энергия ядерного уровня, возбужденного в процессе каскада, E_{1s}^{*} и E_{1s}^0 - энергия связи мюона на К-орбите соответственно в случае возбужденного ядра и в основном состоянии.

Ниже на рисунке 3 приводятся результаты расчета разности $\delta E_{1s} = E_{1s}^{*} - E_{1s}^0$ для конкретного случая ядра U^{238} в зависимости от изменения параметров распределения заряда в возбужденном состоянии ядра по сравнению с основным состоянием. Эти кривые получены в результате численного решения уравнения Дирака в предположении, что относительное распределение заряда определяется формулой ^{13/}:

$$\rho_p(z) = \left\{ 1 + \exp(4\chi \ln 3) \right\}^{-1} \quad (6)$$

Для деформированного ядра величина χ зависит от параметра деформации β :

$$\chi = \left\{ z \left[1 - \beta Y_{20}(\theta) \right] - c \right\} / t \quad (7)$$

Величина параметров β, c, t для основного состояния ядра U^{238} были взяты из работы [32]: $c=7,15$; $t=1,46$, $\beta=0,253$. Расчет величины $\delta E_{1/2}$ производился при фиксированном параметре t , который определяет размытость распределения заряда вблизи поверхности ядра, варьировались параметры β и c . В расчетах учитывался также вклад в $\delta E_{1/2}$, который обусловлен поляризацией вакуума.

Из графика "а", в частности, следует, что изменение деформации ядра в возбужденном состоянии по сравнению с основным всего лишь на 0,05 приводит к изомерному сдвигу, величина которого около 60 кеv. Из этой оценки видно, что измерение изомерного сдвига в мезоатомах является эффективным способом для регистрации изомеров формы. В частности, если делящийся изотоп является изомером формы, то для него изомерный сдвиг должен быть близок к 0,5 мэв. Разумеется, кроме изомерного сдвига, можно изучать также сверхтонкое расщепление уровней, которые возбуждаются в процессе каскадных переходов в конечном ядре.

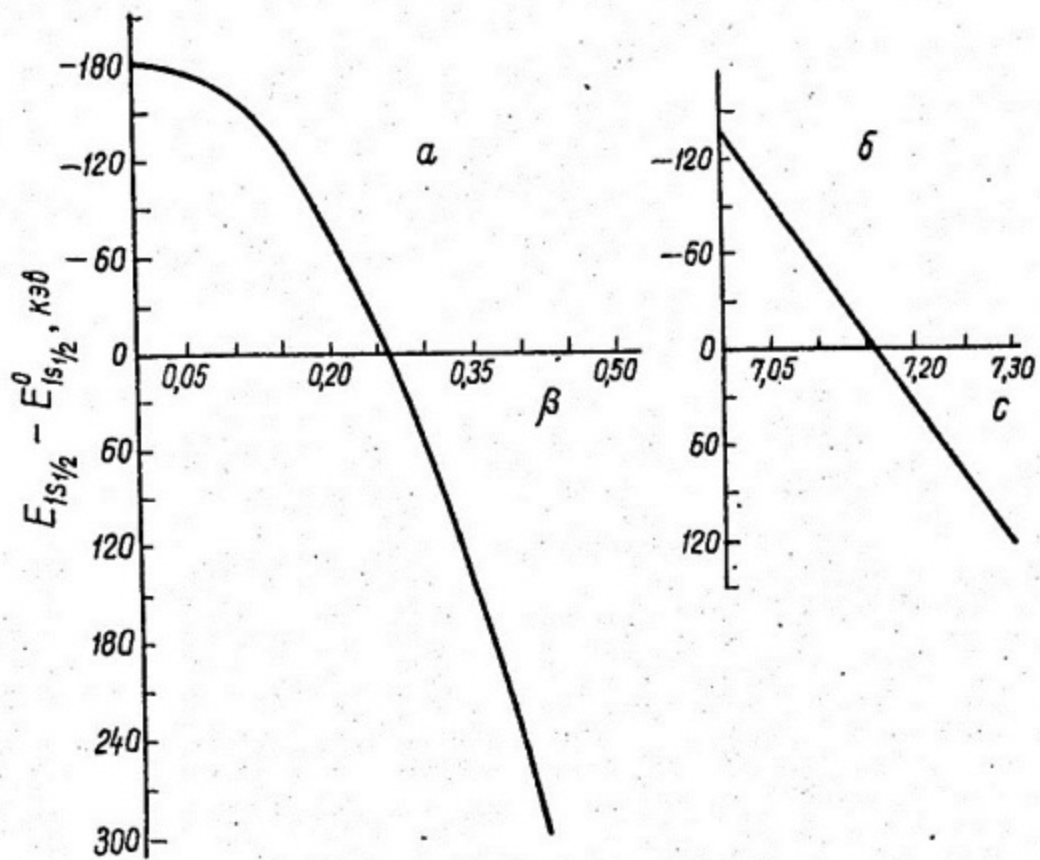


Рис. 3

§ 3. В ы в о д ы

Из всех рассмотренных выше мгновенных реакций наибольший интерес представляет деление. Его специфика заключается в том, что мюон не только присутствует на К-орбите во время деления, но и остается на одном из осколков после деления. Вероятность сброса мюона с осколка в процессе деления мала, т.к. скорость осколка гораздо меньше скорости мюона на К-орбите. Действительно, скорость мюона на К-орбите порядка скорости света C , а скорость осколков не превышает $0,05 C$. Поэтому мюон после деления останется наиболее вероятно на тяжелом осколке.

Это все, что можно сказать надежно о судьбе мюона после деления. Дальше можно лишь перечислить процессы, которые приводят к исчезновению мюона. Никакой надежной теории, описывающей поведение мюона на возбужденном осколке нет. Отсутствуют также какие-либо экспериментальные данные.

Итак, после мгновенного деления мюон может:

1. Захватиться ядром осколка за счет слабого взаимодействия. Измерение времени жизни мюона на переобогащенном нейтронами осколке представляет интерес с точки зрения проверки изотопической зависимости формулы Примакова для ядер, далеких от области стабильности.

2. Распасться на К-орбите осколка с рождением электрона и нейтрона. В этой связи следует отметить, что мюон, оставшийся на осколке после деления может обладать еще остаточной поляризацией. Поэтому электроны распада могут обладать анизотропией относительно направления спина мюона.

3. Испытать конверсию с осколка. Этот процесс аналогичен конверсии электрона, которая хорошо изучена теоретически и экспериментально. Если произвести оценку коэффициента конверсии для мюона по аналогичным формулам для электрона (заменив в формулах величины, относящиеся к электрону на соответствующие величины для мюона), то этот коэффициент оказывается $\geq$ единицы практически для всей интересующей нас области энергий. Эта область соответствует энергии возбуждения осколка минус энергия связи мюона на К-орбите осколка. Энергия связи мюона на К-орбите осколка составляет величину около $4+5\text{ мев}$, а энергия возбуждения осколка достигает 15 мев . Поэтому спектр конвертированных мюонов может простираться до 10 мев . Можно привести разумную верхнюю оценку вероятности конверсии мюона, основанную на следующих соображениях.

Возбужденный осколок прежде всего испускает нейтрон. Ширина конверсии мюона вряд ли может конкурировать с ядерной шириной для испускания нейтрона при энергии возбуждения осколка вблизи 15 мев . Как известно, испускание второго нейтрона из-за его небольшой энергии может конкурировать с излучением γ -кванта. Поэтому конверсия мюона, которая более вероятна, чем испускание γ -квантов окажется более вероятней, чем испускание второго нейтрона. Таким образом очень грубая, верхняя оценка вероятности конверсии W_c может быть по формуле:

$$W_c \approx \frac{\bar{\nu} - 2}{2}$$

где $\bar{\nu}$ - среднее число вторичных нейтронов. Для U^{238} величина W_c , по-видимому, не превышает 0,25. Нижняя грани-

ца вероятности конверсии может быть оценена, если известно число γ - квантов с энергией, большей $4+5 \text{ MeV}$ на одно деление. Для U^{238} эта величина известна и не превышает 5% на одно деление. Соответственно этому будет равна вероятность конверсии мюона на одно деление. Таким образом, верхняя и нижняя оценка вероятности конверсии различаются по порядку величины, точный расчет вряд ли возможен, а поэтому только будущий эксперимент внесет ясность в этот вопрос.

4. Испытать безрадиационное возбуждение с К-орбиты на более высокие состояния. Вероятность этого процесса определяется шириной Γ_S для перехода из состояния, где ядро - осколок сильно возбуждено, а мюон находится на К-орбите, в состоянии, где ядро "охладилось" на величину энергии мюонного перехода I_S пр, а мюон перескочил в состояние пр. Энергия этих переходов в ядре-осколке составляет величину порядка $3+4 \text{ MeV}$. Поэтому плотность ядерных уровней в конечном состоянии еще достаточно велика, чтобы выполнялся критерий $\rho \Gamma_S \gg 1$. При выполнении этого критерия, а также при условии, что ширина Γ_S больше или сравнима со средней шириной для распада уровней составного ядра в начальном и конечном состоянии ядра-осколка, мюон с заметной вероятностью может быть переброшен в высокие пр-состояния. Из этих состояний мюон может вернуться обратно в I_S -состояние с излучением мезорентгеновского кванта. Изучая интенсивность и энергию этих квантов, можно сделать вывод о распределении заряда по объему, переобогащенного нейтронами осколка. Если для величины Γ_S в этом случае справедливы приведенные в тексте оценки для

ширины безрадиационного возбуждения, то процесс подброса мю-она в пр- состояния с последующим излучением γ - кванта возможен.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. L. Willets, *Kong. Dansk. Selsk. Mat-fys. medd*; 29, 84n.3, 1954
2. B. Jacobson, *Phys. Rev.* 96, 1637, 1954.
3. Беловицкий, *ЭТФ*, 41 (1961) 66.
4. S. Berhow at al. *Phys. Rev. Lett.* 18 (1967) 787.
5. R. Baader at al., *Phys. Lett.* 27B (1968) 425.
6. F.W. Ruppert at al., *Nucl. Phys.* A 139 (1969) 569.
7. C. S. Wu, *Forth Intern. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure, Dubna, 1971g.*
8. D. F. Zaretsky, *Proc. of the Second Int. Conf. on the Peal. Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958.*
9. М.Я. Балац, Л.Н. Кондратьев, Л.Г. Ландсберг, П.И. Лебедев, Ю.В. Обухов, Б.М. Понтекорво. Материалы Киевской конференции по физике высоких энергий. Киев, 1959. Те же авторы, *ЭТФ*, 38 (1960) 1715.
10. J. A. Diaz, S. Kaplan, R. Pyle, *Nucl., Phys.* 40 (1963) 54.
11. B. Budick. C. S. Wu at al. *Phys Rev. Lett.* 24 (1970) 604.
12. V. Cojocaru, M. Petrascu at al, *Phys. Lett* 20 (1966) 53.
13. D. Kessler at al, *Proc. of Therd Int. Conf on High Energy Phys and Nucl. Struct., Columbia Univ 1969, p. 144*
14. S. De Wit at al, *Nucl. Phys.* A 89 (1967) 657.
15. R. Engfer, „Distribution of charge and magnetism in Nuclei“, *Int. Conf. on Nucl. Struct., Minich, 1973.*

16. Д.Ф.Зарецкий, В.М.Новиков. ЖЭТФ, т.42 (1962) 511.
17. C.S.Wu, L.Wilets, *Ann.Rev.of Nucl. Science*, 19 (1969) 527.
18. A.Bohr, V. Weisskopf, *Phys. Rev.* 77 (1950) 94.
19. Л.Ландау, Е.Лившиц. Квантовая механика. Физматгиз, 1963.
20. R.Link at al. *Phys. Lett.* 42 B (1972) 57.
21. Дж.Блатт, В.Вайоконф, ИИЛ, Москва, 1954.
22. Г.Е.Пустовалов. ЖЭТФ, 36 (1959) 1806.
23. D.F. Zaretsky, V.M. Novikov, *Nucl. Phys.*
28 (1961) 177.
24. R.A. Shmitt, R.B. Duffield, *Phys. Rev* 105 (1957) 1277.
25. V.Srinivasan, M. Sunderesan, *Can. Journ of Phys.*
49 (1971) 621.
26. Д.Ф.Зарецкий, В.А.Люлька, Я.Ф., 17 (1973) 271.
27. В.Гайтлер. Квантовая теория излучения. ИИЛ, Москва, 1956.
28. Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. ЯФ, 8 (1968) 731.
29. Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. ЯФ, 11 (1970) 361.
30. М.Я.Балац и др. ЖЭТФ, 49 (1965) 7.
31. Д.Ф.Зарецкий, В.М.Новиков. ЖЭТФ, 42 (1962) 982.
32. S.A.De Wit, *Nucl. Phys.* A 129 (1969) 563.

Л 50274 Подп.к печ. 12/У-74 Цена 30 к. Заказ 559 Тираж 250

Типография ИИФН, Каширское ш. I