

2/11-71

Ф-433

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P4 -5872

2617/2-71



А.П. Фересин, Г. Шульц, У.М. Файнер

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ИЗУЧЕНИЕ
E1-ВНУТРИЯДЕРНОЙ КОНВЕРСИИ
НА ОСНОВЕ ПОТЕНЦИАЛА
САКСОНА-ВУДСА

1971

P4 -5872

А.П. Фересин,^{*} Г. Шульц, У.М. Файнер

**ИЗУЧЕНИЕ
Е1-ВНУТРИЯДЕРНОЙ КОНВЕРСИИ
НА ОСНОВЕ ПОТЕНЦИАЛА
САКСОНА-ВУДСА**

Направлено в Изв. АН СССР

^{*} Ленинградский государственный университет.

Введение

Учет конечных размеров ядра в теории внутренней конверсии приводит к тому, что в формулах для коэффициентов внутренней конверсии (КВК) появляются ядерные матричные элементы, обуславливающие зависимость КВК от структуры ядра (динамический эффект в теории КВК). Эти матричные элементы являются прямым следствием проникновения конверсионного электрона внутрь области ядерных зарядов и токов перехода и в литературе получили название матричных элементов "проникновения" или внутриядерной конверсии. Ясно, что оценку внутриядерных конверсионных матричных элементов можно сделать лишь в рамках определенной ядерной модели. В существующих таблицах КВК динамический эффект учитывается приближенно или на основе модели Слива поверхностных токов ^{/1/}, или в модели Роуза "непроникающего" электрона ^{/2-4/}, причем в последнем случае ядерные матричные элементы вообще исключаются из теории. Однако, как было показано в работе Черча и Венезера ^{/5/}, в случае γ - переходов, сильно заторможенных по сравнению с одночастичной оценкой времени жизни, вклад внутриядерной конверсии в величину КВК может во много раз превышать ту оценку, которая получена при учете динамического эффекта в таблицах КВК (аномалии в КВК). Это связано с тем, что операторы внутриядерной

конверсии и γ - излучения имеют разную структуру, поэтому соответствующие матричные элементы могут подчиняться совершенно разным правилам отбора. Тогда для появления аномалии в КВК необходимо, чтобы правила отбора приводили к уменьшению вероятности γ - излучения, но не уменьшали или уменьшали в меньшей степени матричные элементы "проникновения". Существование структурной зависимости коэффициентов конверсии дает новый путь исследования ядра: из сравнения измеренных КВК с табличными находить еще один вид ядерных матричных элементов аналогично тому, как находятся ядерные матричные элементы γ -излучений, β - распада и $E0$ - конверсии. Сравнение экспериментальных значений матричных элементов "проникновения" с теоретическими может служить проверкой различных модельных представлений о ядре.

За последнее десятилетие экспериментальное подтверждение эффекта Черча-Венезера было получено в ряде работ. Аномалии в КВК сильно запрещенных $E1$ -переходов обнаружены в сильно деформированных ядрах трансурановой ^{/6/} и редкоземельной ^{/7/} областей. Недавно в ^{/8/} на основе данных этих работ были получены экспериментальные значения матричных элементов "проникновения", а в работе ^{/9/} делались сопоставления эксперимента и теории на основе одночастичных волновых функций ^{/10-12/}. Общий итог таких сопоставлений следующий: а) для тяжелых ядер теоретические значения матричных элементов (м.э.) "проникновения" меньше экспериментальных в 1,5-2 раза даже для $\frac{g_{эфф}}{g_{своб}} = 1$; б) в области редких земель одночастичная теория согласуется с экспериментом удовлетворительно; в) поскольку рассматриваемые γ - переходы являются запрещенными по асимптотическим квантовым числам, одночастичные м.э. γ - излучения сильно отличаются от экспериментальных; г) дальнейшее уточнение теоретических результатов связано с улучшением схемы среднего поля, учетом

парных корреляций, коллективных эффектов и влияния взаимодействия Кориолиса. В данной работе предпринимается попытка улучшить согласие теории с экспериментом в вышеобозначенном смысле. В качестве среднего поля берется потенциал Саксона-Вудса, для которого одночастичные энергии и волновые функции для разных областей деформации приведены в работах /13,14/. Далее на базе этого потенциала рассматривается влияние парных корреляций и взаимодействия Кориолиса на матричные элементы, входящие в теорию. В конце работы из сравнения теории с экспериментом находятся g_{\pm} - факторы для рассматриваемых E1- конверсионных переходов.

§1. Матричные элементы "проникновения" в потенциале Саксона-Вудса

Выражение для КВК E1-переходов на q - оболочке, справедливое в любой модели, имеет вид /8/ :

$$a_{q}^{(E1)} = \sum_{\kappa} | N_{q\kappa}^{(E1)} + i(\Delta_{q\kappa}^{(E1)} - \delta_{q\kappa}^{(E1)}) |^2 . \quad (1)$$

Здесь $\kappa \equiv \kappa_f$ - квантовое число, характеризующее состояние свободного электрона; $N_{q\kappa}^{(E1)} = \text{Re } N_{q\kappa}^{(E1)} + i \text{Im } N_{q\kappa}^{(E1)}$ - табличные (нормальные) конверсионные матричные элементы, вычисленные с учетом конечных размеров ядра в модели Слива поверхностных токов перехода и с учетом экранирования /15/ ; $\Delta_{q\kappa}^{(E1)}$ - вклад внутриядерной конверсии в величину КВК:

$$\Delta_{q\kappa}^{(E1)} = A_{0\kappa} \Lambda^{(1)} + B_{0\kappa} \Lambda^{(2)} , \quad (2)$$

равный в модели Слива $\delta_{q\kappa}^{(E1)} = \sum_n (A_{n\kappa} t_n + B_{n\kappa} v)$; $A_{n\kappa}$, $B_{n\kappa}$ - коэффициенты, зависящие только от электронных волновых функций (электронные параметры). Они табулированы в работе /16/. Там же приведены численные значения t_n и v .

$\Lambda^{(z)} = \langle M^{(z)} \rangle / \langle U_\gamma(E1) \rangle$ - ядерные параметры, обуславливающие зависимость КВК от структуры ядра, где операторы внутриядерной конверсии имеют вид:

$$M^{(1)}(E1) = (R/R_0)^3 Y_{1M}^* , \quad M^{(2)}(E1) = M_0^{(2)} + \eta M_2^{(2)} ,$$

$$M_n^{(2)} = (R/R_0)^{n+1} \{ (1/2)^{1/2} Y_{1M}^* - [\vec{L} + \frac{\mu_{\text{эфф}}}{2} (3+n) \vec{\sigma}] \vec{Y}_{1M}^{(0)*} \} . \quad (3)$$

В выражениях (3) $R_0 = 3.11 \cdot 10^{-3} \cdot A^{1/3} \cdot \hbar / mc$ - радиус ядра, \vec{L} - оператор орбитального момента, $\vec{\sigma}$ - вектор Паули, Y_{LM} и $Y_{LM}^{(\lambda)}$ - шаровые и шаровые векторные функции, $\mu_{\text{эфф}} = g_s / 2 \epsilon_{\text{эфф}}$ (где $\epsilon_{\text{эфф}}^{(E1)} = 1 - Z/A$ и т.д.), $\eta = -0,3 (aZ)^2$.

В работе /8/ на основе формул (1-2) и таблиц /15,16/ был сделан анализ имеющихся экспериментальных данных по аномалиям в КВК E1-переходов и найдены $\Lambda_{\text{экс.}}^{(z)}$ и $|\langle M^{(z)} \rangle_{\text{экс.}}|$. Оказалось, что ядерные параметры $\Lambda^{(1)} \ll \Lambda^{(2)}$, что согласуется с их теоретической оценкой в одночастичных потенциалах /9/. С физической точки зрения это объясняется тем, что матричный элемент $\langle M^{(2)} \rangle$ связан со спиновыми токами перехода, играющими определяющую роль в возникновении аномалий в КВК /17/. В связи с этим в дальнейшем будет анализироваться только этот внутриядерный конверсионный матричный элемент.

Взяв одночастичную волновую функцию деформированного ядра обычным образом, для $\Lambda^{(2)} = \langle M^{(2)} \rangle / \langle U_\gamma \rangle$ получаем:

$$\langle U_\gamma \rangle \equiv \langle f || U_\gamma(E1) || i \rangle = a(J, J_f, k) \langle K_f | \rho Y_{1k}^* | K_i \rangle , \quad (7)$$

$$\langle M^{(2)} \rangle = \langle L \rangle + g_s \langle S \rangle \equiv \langle f || L || i \rangle + g_s \langle f || S || i \rangle ,$$

$$\langle L \rangle = \frac{\alpha(J_i, J_f, k)}{2\sqrt{Z}} \langle K_f | (\ell_i - \ell_f)(\ell_i + \ell_f + 1) \left(\rho + \frac{\eta \cdot \epsilon \text{эфф}}{M \omega_0 R_0^2} \rho^3 \right) Y_{1k}^* | K_i \rangle,$$

$$\langle S \rangle = - \frac{3}{4\epsilon_{\text{эфф}}} \cdot \alpha(J_i, J_f, k) \langle K_f | \left(\rho + \frac{5}{3} \frac{\eta}{M \omega_0 R_0^2} \rho^3 \right) \vec{\sigma} \vec{Y}_{1k}^{(0)*} | K_i \rangle,$$

где $\alpha(J_i, J_f, k) = (-1)^k (2J_i + 1)^{1/2} \langle J_i, 1 J_f | K_i, -k \rangle$, $\rho = M^{1/2} \cdot \omega_0^{1/2} \cdot R$,

M — масса нуклона, $\omega_0 = 48.5 \cdot A^{-1/3}$ Мэв. Формулы для расчета

$\langle U_\gamma \rangle$ с волновыми функциями $|K\rangle = \sum \alpha_{n_f \ell_f}^{K_f} |n_f \ell_f, K\rangle$ в литературе приводились неоднократно (см., например, /18, 19/). Расчет $\langle L \rangle$

аналогичен расчету $\langle U_\gamma \rangle$. Ниже приводится формула для вычисления

$\langle S \rangle$:

$$\langle K_f | \rho^{L+n} \vec{\sigma} \vec{Y}_{1k}^{(0)*} | K_i \rangle = (-1)^k (3/2\pi)^{1/2} \cdot (2L+1) \times$$

$$\sum_{\substack{n_i \ell_i i_i \\ n_f \ell_f i_f}} \alpha_{n_i \ell_i i_i}^{K_i} \cdot \alpha_{n_f \ell_f i_f}^{K_f} \cdot (2i_i + 1)^{1/2} \cdot (2\ell_i + 1)^{1/2} \cdot \langle \ell_i L \ell_i | 00 \rangle \times \quad (8)$$

$$\langle i_i L i_f | K_i, -k \rangle \cdot \begin{pmatrix} 1/2 & \ell_f i_f \\ 1/2 & \ell_i i_i \\ 1 & L L \end{pmatrix} \cdot \langle n_f \ell_f i_f | \rho^{L+n} | n_i \ell_i i_i \rangle.$$

Для расчета матричных элементов $\langle M^{(2)} \rangle$ и $\langle U_\gamma(E1) \rangle$ по формулам (7-8) были использованы волновые функции, полученные в потенциале Саксона-Вудса для массовых чисел $A = 181$ и $A = 239$ и опубликованные в /13-14/. Результаты вычислений $\langle U_\gamma(E1) \rangle_{\text{с.-в.}}$ и $\langle M^{(2)} \rangle_{\text{с.-в.}}$ приведены в табл. 1 и 2. Там же даны экспериментальные значения этих матричных элементов из работ /8, 20/ и их теоретические значения в потенциале Нильссона из /9/.

Если предположить, что одночастичная теория дает правильный знак для $\langle M^{(2)} \rangle$ *, то из таблицы 1 видно, что знак $\langle U_\gamma \rangle_{\text{с.-в.}}$ для

*) При изучении несохранения четности в $M1$ -переходах знак $\langle U_\gamma(M1) \rangle_{\text{эксп.}}$ определяется из $\Lambda^{(0)}_{\text{эксп.}} = \langle M^{(0)} \rangle / \langle U_\gamma(M1) \rangle$ именно при таком предположении /21/.

E1-переходов в актинидах совпадает с экспериментальным в отличие от $\langle U_\gamma \rangle_{\text{Нильс.}}$. Факторы запрета $F = |\langle U_\gamma \rangle_{\text{теор.}} / \langle U_\gamma \rangle_{\text{эксп.}}|^2$ для протонов в схеме Саксона-Вудса $F_{\text{С.-В.}}$ ближе к единице, чем $F_{\text{Нильс.}}$, тогда как для нейтронов ситуация обратная.

Как следует из формулы (7), матричные элементы "проникновения" зависят от величины g_s - фактора. Для того, чтобы показать эту зависимость, для $\langle M^{(2)} \rangle_{\text{С.-В.}}$ в табл. 2 дается два набора вычислений: для $g_s = g_s^{\text{своб.}}$ и для $g_s = g_s^{\text{эфф.}} = 0,6 g_s^{\text{своб.}}$. Видно, что для ^{175}Lu и ^{177}Hf величины $\langle M^{(2)} \rangle_{\text{С.-В.}}$, вычисленные при $g_s = g_s^{\text{эфф.}}$, близки к $\langle M^{(2)} \rangle_{\text{Нильс.}}$, полученным при $g_s = g_s^{\text{своб.}}$, а для тяжелых ядер $\langle M^{(2)} \rangle_{\text{С.-В.}}$ всегда больше $\langle M^{(2)} \rangle_{\text{Нильс.}}$ и ближе к $\langle M^{(2)} \rangle_{\text{эксп.}}$.

§2. Учет парных корреляций

Теперь рассмотрим влияние парных корреляций на изучаемые матричные элементы. Как впервые показано в работах ^{/22,23/}, влияние сверхтекучих свойств на вероятность γ - излучения сводится к корреляционному фактору $R_\gamma = (u_i u_f \pm v_i v_f)^2$ (в общепринятых обозначениях, где знак минус относится к $EL-$, знак плюс к $ML-$ переходам), на который домножается вероятность γ - перехода, вычисленная в одночастичном потенциале. Учет R_γ для заторможенных E1-переходов с $\Delta K = \pm 1$ в нечетных деформированных ядрах в большинстве случаев улучшает согласие теории с экспериментом ^{/18/, /24-26/}. Для выяснения аналогичной корреляционной поправки в случае внутриядерной конверсии рассмотрим поведение оператора $M_{LM}^{(2)}$ при обращении времени и эрмитовом сопряжении, так как именно эти свойства определяют знак в R_γ . Действительно, можно показать, что для приведенного матричного элемента тензорного оператора \hat{M} ранга L в сверхтекучей модели получаем (без учета эффекта блокировки):

$$\langle J_f || M_L || J_i \rangle_{\text{парн.}} = (u_f u_i + (-1)^{r+a+1} v_f v_i) \langle J_f || M_L || J_i \rangle_{\text{одноч.}} \quad (9)$$

где фазы τ и α определяются свойствами оператора M_{LM} при обращении времени и эрмитовом сопряжении:

$$T M_{LM} T^{-1} = (-1)^{\tau+1} M_{L-M}, \quad M_{LM}^+ = (-1)^{\alpha+1} M_{L-M}, \quad (10)$$

а оператор T-преобразования имеет вид /27/:

$$T = -i \sigma_y K, \quad K \Psi(t) = \Psi^*(t). \quad (11)$$

Используя соотношения

$$\begin{aligned} (\vec{L} \vec{Y}_{LM}^{(\lambda)*})_T &= -\vec{L} \vec{Y}_{LM}^{(\lambda)}, \quad (\vec{\sigma} \vec{Y}_{LM}^{(\lambda)*})_T = -\vec{\sigma} \vec{Y}_{LM}^{(\lambda)}, \\ (\vec{L} \vec{Y}_{LM}^{(\lambda)*})^+ &= \vec{L} \vec{Y}_{LM}^{(\lambda)} + \sqrt{L(L+1)} Y_{LM} \cdot \delta_{\lambda,0}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$(\vec{\sigma} \vec{Y}_{LM}^{(\lambda)*})^+ = \vec{\sigma} \vec{Y}_{LM}^{(\lambda)}, \quad \vec{Y}_{LM}^{(\lambda)*} = (-1)^{1+\lambda+M} \vec{Y}_{L-M}^{(\lambda)},$$

$$(\vec{Y}_{LM}^*)_T = (\vec{Y}_{LM}^+)^+ = \vec{Y}_{LM},$$

где $M_T = T M T^{-1}$, получаем для EL -излучения уже известный результат: $\alpha = \tau = 0$, а для EL -внутриядерной конверсии ($\lambda = 0$) оказывается, что $\alpha = 1$, $\tau = 0$. Тогда для ядерного параметра $\Lambda^{(2)}$ в этой модели получаем:

$$\Lambda_{\text{парн}}^{(2)} = \frac{\mathcal{R}_+ \langle M^{(2)} \rangle_{\text{одноч.}}}{\mathcal{R}_- \langle U_\gamma(EL) \rangle_{\text{одноч.}}} = \mathcal{R} \Lambda^{(2)}_{\text{одноч.}}. \quad (13)$$

Таким образом, свертыекие свойства ядра по-разному влияют на матричные элементы $\langle M^{(2)} \rangle$ и $U_\gamma(EL)$, поэтому свертыекие поправки \mathcal{R}_+ и \mathcal{R}_- не сокращают друг друга и ядерный параметр $\Lambda^{(2)}_{\text{одноч.}}$ домножается на корреляционный фактор $\mathcal{R} = \mathcal{R}_+ / \mathcal{R}_-$. Заметим, что аналогичный анализ магнитной конверсии для соответствующего ядерного параметра $\Lambda^{(0)} = \langle M^{(0)} \rangle / \langle U_\gamma(ML) \rangle$ (в обозначениях

работы /28/) дает $R = 1$, так как для оператора $M_{LM}^{(0)}$, в который входят шаровые векторные функции с $\lambda = \pm 1$, фазы $\alpha = 0$ и $\tau = 1$ и сверхтекучие поправки сокращаются. Этот вывод о независимости КВК магнитной мультипольности от сверхтекучих поправок обсуждался в работе Кисслингера /29/, однако он распространялся также на случай электрической конверсии, что, как видно из (13), неверно. Разный характер влияния парных корреляций на EL -и ML -внутриядерную конверсию является, по-видимому, одной из причин того, что $\Lambda_{\text{эксп.}}^{(2)} \gg \Lambda_{\text{эксп.}}^{(0)}$.

Значения $\langle U_{\gamma}(E1) \rangle_{\text{парн.}}$ и $\langle M^{(2)} \rangle_{\text{парн.}}$ для изучаемых $E1$ -переходов в рамках сверхтекучей модели ядра приведены в табл. 1 и 2. Корреляционный фактор R_{\pm} вычислялся с учетом эффекта блокировки (см. формулы в /30/) на основе схемы уровней среднего поля из /13,14/. Для нахождения сверхтекучих характеристик C и Λ решалась задача парных корреляций, при этом суммирование производилось по 45 уровням, взятым симметрично относительно поверхности Ферми, а константы парного взаимодействия G_Z и G_N для исследуемых ядер выбирались на основе данных работы /31/. Так как $R_{+} \approx 0,9 + 1,0$, то $\langle M^{(2)} \rangle_{\text{одн.}}$ уменьшается незначительно и изменение величины ядерного параметра $\Lambda^{(2)}$ в основном обязано фактору R_{-} . Наиболее сильное уменьшение $\langle U_{\gamma} \rangle$ произошло для $E1$ -перехода в ^{239}Pu , так как в этом случае идет сильно заторможенный переход типа "частица-дырка" и Λ_i и Λ_f находятся между E_i и E_f . Для ^{237}Np получается известный результат, когда учет парных корреляций для $E1$ -переходов с $\Delta K = 0$ ухудшает согласие с экспериментом /26/.

§3. Учет взаимодействия Кориолиса

Влияние взаимодействия одночастичного и вращательного движений на изучаемые матричные элементы было нами учтено на основе модели,

развитой в работе /32/. Выбор данной модели объясняется тем, что она учитывает в приближении статического спаривания неадиабатические эффекты от взаимодействия Кориолиса, которые, как известно, наиболее сильны для одночастичных состояний, принадлежащих одной сферической подболочке с большим j . Такими состояниями в нашем случае являются состояния из подболочек $i_{13/2}$ для ^{177}Hf и ^{237}Np , $h_{11/2}$ для ^{175}Lu и $i_{15/2}$ для ^{239}Pu . Для нахождения неадиабатической волновой функции $\sum_K C_{JK} |K\rangle$, где C_{JK} - амплитуды смешивания, $|K\rangle$ - адиабатическая квазичастичная функция из §2, в данной модели используется метод точной диагонализации матрицы взаимодействия Кориолиса, при этом для описания энергетике вращательных полос используется два параметра: вращательный - $\hbar^2/2J$ и эффективная сила спаривания - $G_{\text{эфф}}$. При использовании экспериментальных данных о вращательных полосах, построенных на изучаемых состояниях, из работ /33-36/ в рамках данной модели нами были найдены амплитуды C_{JK} , необходимые для расчета матричных элементов $\langle U_\gamma \rangle$ и $\langle M^{(2)} \rangle$. При этом оказалось, что:

1. Вращательные параметры $\hbar^2/2J$ по величине близки к экспериментальным значениям для вращательных полос на основных состояниях в соседних четно-четных ядрах;

2. Величина параметра $G_{\text{эфф}}$ для состояний с большим j уменьшается на 10-20% по сравнению с величинами, использованными для расчета с одноквазичастичными функциями в §2. Такая перенормировка $G_{\text{эфф}}$ по-видимому, не является в данном случае следствием антиспаривательного эффекта сил Кориолиса, а получается вследствие того, что в модели /32/ не учтены поляризационные эффекты, которые могут в определенной степени ослабить взаимодействие Кориолиса. Этот вывод непосредственно следует из сравнения наших результатов для полосы $9/2^+$ [624] в ^{177}Hf с результатами, полученными в

работе /37/ на основе модели /38/, в которой эти эффекты учтены, и где $G_{\text{эфф}}$ не является больше параметром.

3. Вклад основной компоненты в большинстве случаев превышает 90%.

Значения матричных элементов $\langle U_\gamma \rangle$ и $\langle M^{(2)} \rangle$ с учетом K -примесей приведены в табл. 1 и 2. Одночастичные матричные элементы вычислялись так же, как в §2, но с $G_{\text{эфф}}$, получаемой из модели /32/. Для ^{177}Hf значения $G_{\text{эфф}}$ и C_{JK} брались из работы /37/. Из табл. 1 следует, что учет взаимодействия Кориолиса в большинстве случаев улучшает согласие $\langle U_\gamma \rangle_{\text{теор.}}$ с $\langle U_\gamma \rangle_{\text{эксп.}}$. Однако для ^{175}Lu и ^{177}Hf не удается объяснить интенсивностей, что связано с большими значениями $\langle U_\gamma \rangle_{\text{теор.}}$ для переходов на основные состояния в этих ядрах. Также не удается объяснить изменение знака $\langle U_\gamma \rangle$ для перехода 396,3 кэВ в ^{175}Lu . Эти результаты являются следствием незначительного вклада примесных компонент в переходы на основное состояние и приводят к выводу о необходимости учета коллективных эффектов в данных переходах. Этот вывод подтверждается результатами работы /33/, в которой на основе RV -модели для $\langle U_\gamma \rangle$ в случае ^{177}Hf было получено удовлетворительное согласие с экспериментом. Влияние взаимодействия Кориолиса на матричные элементы "проникновения", как следует из табл. 2, в большинстве случаев незначительно. Главным образом это связано с тем, что примесные одночастичные значения $\langle M^{(2)} \rangle$ много меньше величины $\langle M^{(2)} \rangle$ для основного перехода. В случае ^{237}Np , $E_\gamma = 26,4$ кэВ, заметное увеличение $\langle M^{(2)} \rangle$ обязано вкладу от перехода $5/2^- [523] \rightarrow 7/2^+ [633]$, для которого $\langle M^{(2)} \rangle$ полностью разрешен по асимптотическим квантовым числам.

Таким образом, учет взаимодействия Кориолиса, как и учет парных корреляций, в основном изменяет $\langle U_\gamma(E1) \rangle$, оставляя величину $\langle M^{(2)} \rangle$ практически без изменений.

§4. Определение g_{\pm} - факторов

Вышеприведенный анализ E1-внутриядерной конверсии показывает, что матричные элементы "проникновения" $\langle M^{(2)} \rangle = \langle L \rangle + g_{\pm} \langle S \rangle$ изменяются незначительно при учете парных корреляций и взаимодействия Кориолиса, но сильно зависят, как следует из табл. 2, от величины g_{\pm} - фактора. Используя эту зависимость, можно найти "экспериментальные" значения $g_{\pm}^{(E1)}$ из сравнения $\langle M^{(2)} \rangle_{\text{теор.}}$ с $\langle M^{(2)} \rangle_{\text{эксп.}}$. Результаты такого сравнения приведены в табл. 3. Наряду с переходами, анализируемыми выше, в табл. 3 включено еще два E1-перехода в ^{177}Lu и ^{179}Ta , для которых также имеются экспериментальные данные по аномалиям в КВК ^{/8/}. Квантовые характеристики этих переходов те же, что и для E1-перехода в ^{175}Lu . Интересно отметить, что величины $g_{\pm}^{(E1)}$ для ^{175}Lu и ^{237}Np получаются из двух независимых опытов для переходов на уровни ротационной полосы, а для перехода $9/2^- [514] \rightarrow 7/2^+ [404]$ в трех ядрах величина $g_{\pm}^{\text{эфф}} / g_{\pm}^{\text{своб.}}$ получается одинаковой в пределах экспериментальных погрешностей и приблизительно равна 0,6. Перенормировка g_{\pm} - фактора в случае магнитных моментов и M1-переходов в литературе обсуждалась неоднократно (например, в ^{/39,40/}). В частности, в работе ^{/40/} показано, что учет магнитных дипольных взаимодействий в нечетных деформированных ядрах приводит к удовлетворительным результатам для g_{\pm} - факторов. В связи с тем, что из экспериментальных данных по аномалиям в КВК можно извлечь g_{\pm} - факторы для электрических дипольных переходов, встает вопрос о вычислениях $g_{\pm}^{(E1)}$ в микроскопических моделях. Исходя из вида оператора E1-внутриядерной конверсии (3), можно предположить, что для объяснения перенормировки $g_{\pm}^{(E1)}$ необходим учет остаточных спин-дипольных взаимодействий, которые генерируют в четно-четных ядрах состояния отрицательной четности. Так как $g_{\pm}^{\text{эфф}} / g_{\pm}^{\text{своб.}} < 1$, то можно заключить, что константа этих сил отрицательна, как и для дипольных магнитных

взаимодействий. В общем случае анализ g_s - факторов в электрических переходах является вполне самостоятельной задачей и выходит за рамки данной работы.

Заключение

Изучение внутриядерной конверсии разбивается на две самостоятельные задачи: одна из них, ставшая уже классической, - анализ матричных элементов γ - излучения, вторая - изучение внутриядерных конверсионных матричных элементов. В данной работе эти задачи решаются на основе потенциала Саксона-Вудса с учетом парных корреляций и взаимодействия Кориолиса. Показано, что учет последних факторов мало изменяет одночастичные матричные элементы "проникновения", но сильно влияет на $\langle U_\gamma(E1) \rangle$. Следующий шаг в изучении данного вопроса связан с учетом остаточных взаимодействий, вид которых может быть разным при дальнейшем уточнении $\langle U_\gamma(E1) \rangle$ и при объяснении перенормировки g_s - факторов в E1-переходах.

Авторы признательны проф. В.Г. Соловьеву за интерес к работе. Мы выражаем искреннюю благодарность Н.И. Пятову и В.И. Михайлову за полезные обсуждения, а также сотрудникам группы теории ядра ЛТФ ОИЯИ С.П. Ивановой, Ф.А. Гарееву, Л.А. Малову, М.И. Чернею, А.И. Вдовину, А.Л. Комову, М.И. Базнату за предоставление материалов, необходимых для численных расчетов, и помощь, Пользуясь случаем, мы благодарим В.Н. Григорьева за большую помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. Л.А. Слив, И.М. Банд. В кн. "Гамма-лучи", изд. АН СССР, М.-Л., 1961.
2. H.C. Pauli. Tables of Conversion Coefficients. Purdue University Report COO1420137, 1967.
3. R.Hager, E. Seltzer. Nucl.Data, A4, 1 (1968).
4. M.E.Rose. Internal Conversion Tables, North-Holland, 1958.
5. E.L.Church, J.Weneser. Phys.Rev., 104, 1382 (1956).
6. F.Asaro, E.I.Stephens, I.Hollander, I.Perlman. Phys.Rev., 117, 492 (1960).
7. R.Hager, E.Seltzer. В кн. "Internal Conversion Processes", Acad. Press., N.-Y., 1966, p.315.
8. В.Н. Григорьев, А.П. Фересин. ЯФ, 12, 665 (1970).
9. М.Е. Войханский, В.Н. Григорьев, М.А. Листенгартен, А.П. Фересин. Изв. АН СССР, сер. физ. 35, 847 (1971).
10. С. Нильссон. В кн. "Деформация атомных ядер", ИЛ, М., 1958.
11. В.Е.Чи. Nucl.Phys., 83, 97 (1966).
12. A.Faessler, R.Sheline. Phys.Rev., 148, 1003 (1966).
13. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин, С.К. Слепнев, М.Г. Гинзбург. Препринт ОИЯИ, P4-3607, Дубна, 1967;
Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Н.Ю. Ширикова. Сообщение ОИЯИ, P4-5457, Дубна, 1970.
14. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Л.А. Малов, В.Г. Соловьев. Сообщение ОИЯИ, P4-5470, Дубна, 1970.
15. I.M.Band, M.A.Listengarten, L.A.Sliv. "Tables of Conversion Matrix Elements" in "Alfa-Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy", ed. K.Siegbahn, North-Holl. Publ.Co., Amsterdam, 1965, p.1673.

16. М.А. Листенгартен, А.П. Фересин. Препринт ФТИ-117, Ленинград, 1968.
17. М.Е. Войханский, М.А. Листенгартен. Изв. АН СССР, сер. физ., 23, 238 (1959).
18. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, М.И. Черней. ЯФ, 9, 308 (1969).
19. М.Е. Войханский. Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 859 (1968).
20. В.Н. Григорьев, Ю.В. Сергеевков. Прогр. и тезисы доклад. **XXI** ежегод. совещ. по яд. спектр. и струк. ядра. ч. I ; 1971, Москва, стр. 213.
21. B.Eman, D.Tadic. Preprint IR B-TP-70, Zagreb.
22. М.Г. Урин. ЖЭТФ, 38, 1852 (1960).
23. Ю.Т. Гринь. ЖЭТФ, 39, 138 (1960).
24. V.G. Soloviev. Mat.Fys.Skr.Dan.Vid.Selsk., N4, 11 (1961).
25. N.I. Pyatov. Acta Phys. Polonica, 25, 21 (1964);
G.Monsonogo, R.Piepenbring. Nucl.Phys., 58, 593 (1964).
26. M.N.Vergnes, J.O. Rasmussen. Nucl.Phys., 62, 233 (1965).
27. G.G.Wick. Ann.Rev.Nucl.Sci., 9 1 (1958);
E.M.Henley. Ann.Rev.Nucl.Sci., 19, 367 (1969).
28. М.Е. Войханский, М.А. Листенгартен, А.П. Фересин. ЯФ, 4, 66 (1966),
29. L.S.Kisslinger. В кн. "Internal Conversion Processes". Acad. Press. N.-Y., 1966, p.285.
30. О.Г. Гадецкий, Н.И. Пятов. Изв. АН СССР, сер. физ., 29, 830 (1965).
31. А.И. Вдовин, А.Л. Комов, Л.А. Малов. Сообщение ОИЯИ, P4-5125, Дубна, 1970 .
32. Н.И. Пятов, М.И. Черней. Препринт ОИЯИ, P4-4966, Дубна, 1970 .
33. F.M.Bernthal, J.O.Rasmussen. Nucl.Phys., A101, 513 (1967).
34. G.T.Emery, M.L.Pperlman. Phys.Rev., 151, 984 (1966).

35. Th. W. Elze, J. R. Huizenga. Phys. Rev., 1C, 328 (1970).
36. D. W. Davies, J. M. Hollander. Nucl. Phys., 68, 161 (1965).
37. M. I. Chernej, M. I. Baznat, N. I. Pyatov. JINR Preprint, E4-5550, Dubna, 1970.
38. M. I. Chernej, M. I. Baznat, N. I. Pyatov. JINR Preprint, E4-5468, Dubna, 1970.
39. Z. Bochnacki, S. Ogaza. Nucl. Phys., 69, 186 (1965).
40. A. A. Кулиев, Н. И. Пятков. ЯФ, 9, 313 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
16 июня 1971 года.

ТАБЛИЦА I

Матричные элементы γ -излучения $\langle U_{\gamma}(E1) \rangle \cdot 10^3$

Ядро	$K^{\pi}[Nn_2\Lambda] i \rightarrow j$	$J_i \rightarrow J_j$	$E_{\gamma}(кэВ)$	$\langle U_{\gamma} \rangle_{\text{экс.}}$	$\langle U_{\gamma} \rangle_{\text{нукл.}}$	$\langle U_{\gamma} \rangle_{\text{с.в.}}$	$R_{\text{с.в.}}$	$\langle U_{\gamma} \rangle_{\text{Корнел.}}$	$\langle U_{\gamma} \rangle_{\text{Корнел.}}$
I75 Lu	9/2 ⁻ [514] → 7/2 ⁺ [404]	9/2 → 7/2	396.3	2.58 ± 0.08	-32.8	-16.9	-0.21	-6.90	-6.90
		9/2 → 5/2	282.5	2.97 ± 0.07	-15.6	-8.01	-3.92	-7.85	-7.85
		9/2 → 11/2	144.8	2.68 ± 0.10	-4.94	-2.54	-1.24	-4.28	-4.28
I77 Hf	9/2 ⁺ [624] → 7/2 ⁻ [514]	9/2 → 7/2	321.3	1.91 ± 0.08	-42.2	-101.1	-30.5	-18.6	-18.6
		9/2 → 9/2	208.3	26.1 ± 0.2	-20.1	-48.1	-14.5	-34.7	-34.7
		9/2 → 11/2	71.6	18.6 ± 0.2	-6.34	-15.2	-4.56	-20.6	-20.6
237 Np	5/2 ⁻ [523] → 5/2 ⁺ [642]	5/2 → 5/2	59.6	5.6 ± 0.8	-1.65	+5.97	+3.03	+5.31	+5.31
		5/2 → 7/2	26.4	4.9 ± 0.7	-1.04	+3.81	+1.93	+7.82	+7.82
239 Pu	7/2 ⁻ [743] → 5/2 ⁺ [622]	7/2 → 5/2	106.1	3.6 ± 0.3	-18.0	+42.7	+1.07	+5.60	+5.60

Матричные элементы "проникновения" $\langle \pi \pi \rangle$ и ядерные параметры $\lambda_{\text{экс.}}$

Ядро	$E_{\gamma}(кэВ)$	$\lambda_{\text{экс.}}^{(2)}$	$\langle \pi \pi \rangle_{\text{экс.}}^{(2)}$	$\langle \pi \pi \rangle_{\text{нукл.}}^{(2)}$	$\langle \pi \pi \rangle_{\text{с.в.}}^{(2)}$	$\langle \pi \pi \rangle_{\text{с.в.}}^{(2)*}$	$R_{\text{с.в.}}^{(2)*}$	$\langle \pi \pi \rangle_{\text{Корнел.}}^{(2)}$	$\langle \pi \pi \rangle_{\text{Корнел.}}^{(2)*}$
I75 Lu	396.3	860 ± 20	2.22 ± 0.08	-2.37	-3.85	-2.34	-2.32	-3.85	-2.32
	282.5	360 ± 20	1.07 ± 0.07	-1.13	-1.82	-1.11	-1.10	-1.78	-1.09
	144.8	30 ± 80	0.1 ± 0.2	-0.356	-0.578	-0.348	-0.346	-0.555	-0.335
I77 Hf	321.3	1130 ± 50	2.18 ± 0.15	-3.01	-4.42	-2.95	-2.81	-4.25	-2.90
	208.3	20 ± 30	0.52 ± 0.78	-1.43	-2.10	-1.39	-1.53	-1.66	-0.565
	76.6	30 ± 70	0.56 ± 1.3	-0.452	-0.665	-0.436	-0.519	-0.372	-0.168
237 Np	59.6	-165 ± 10	0.53 ± 0.05	-0.466	-1.43	-0.575	-0.555	-1.57	-0.080
	26.4	-175 ± 15	0.66 ± 0.12	-0.420	-0.914	-0.620	-0.610	-1.16	-0.770
239 Pu	106.1	-150 ± 15	0.52 ± 0.06	-0.690	-1.29	-0.508	-0.575	-1.25	-0.563

* Вычисления для $\langle \pi \pi \rangle_{\text{с.в.}}^{(2)}$ выполнены при $g_s^{\pi\pi}/g_s^{\text{с.в.}} = 0.6$, в отличие от других случаев, когда $g_s^{\pi\pi} = g_s^{\text{с.в.}}$.

ТАБЛИЦА 3
Значения g_s -факторов из E1-внутриядерной конверсии

Ядро	I75 Lu	I77 Lu	I79 Ta	I77 Hf	237 Np	239 Pu
Энергия (кэВ)	396.3	282.5	150.3	321.3	59.6	26.4
эфф. $g_s/g_s^{\text{с.в.}}$	0.56 ± 0.03	0.65 ± 0.12	0.63 ± 0.13	0.37 ± 0.04	0.65 ± 0.05	0.58 ± 0.06