

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

97

1206/2-81

9/ii-81

P3-80-779

Ю.Анджеевски, В.П.Вертебный, Во Ким Тхань,  
В.А.Втюрин, В.А.Долгов,  
А.Л.Кирилук, Ю.П.Попов

ИЗУЧЕНИЕ ( $n, \alpha$ )-РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ  
 $^{147}\text{Sm}$ ,  $^{149}\text{Sm}$  И  $^{143}\text{Nd}$

ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 2 кэВ  
С ПОМОЩЬЮ СВЕТОСИЛЬНОГО  
СКАНДИЕВОГО ФИЛЬТРА

## 1. ВВЕДЕНИЕ

1. Для выяснения наиболее важных, общих закономерностей ядерной физики в настоящее время стремятся получать и исследовать ядра в крайних, экстремальных условиях: при плотности, во много раз превосходящей обычную, при энергиях возбуждения вплоть до многих ГэВ на нуклон и т.п. Эта сложная как в техническом, так и в научном отношении задача содержит много неопределенностей. До настоящего времени достаточно подробно изучались свойства ядер лишь в основном и простейших возбужденных состояниях. Даже о свойствах обычных компаунд-состояний с энергией возбуждения  $\delta E \approx \epsilon_n$  - энергии связи нейтрона - достоверно известно из опытов очень мало. Теория таких состояний разработана явно недостаточно, интересные результаты здесь очень редки. Дальнейшие исследования компаунд-состояний, несомненно, очень важны и принесут существенные сведения об общих свойствах ядер, необходимые для дальнейшего продвижения в область еще больших энергий, экстремальных состояний ядер.

2. Нас всегда интересуют наиболее характерные общие свойства ядер, присущие всем ядерным системам, а не какому-либо отдельному состоянию в каком-то одном ядре. Поэтому разумно изучать средние характеристики компаунд-состояний, что и осуществляется в статистическом подходе. Компаунд-состояния очень сложны, поэтому, не пытаясь строить волновые функции, для изучения их средних свойств используют статистическое описание, вводя температуру  $T$ , соответствующую энергии возбуждения  $\delta E(T)^{1/}$ . Предполагается, что рассматриваемые состояния можно полагать статистически равновесными или хотя бы близкими к таковым. Получаемые при этом результаты относятся не к отдельному состоянию ядра, но характеризуют средние свойства компаунд-состояний, различия между энергиями которых значительно меньше температуры. Для нейтронных резонансов тяжелых ядер это условие, как правило, выполнено. Разумно рассматривать и опытные данные, усредненные по многим таким состояниям.

3. Если  $T \ll \epsilon_F$  - энергии Ферми, то распределение нуклонов меняется при нагревании лишь у границы Ферми и можно распространить теорию конечных ферми-систем<sup>/2/</sup> на  $T \neq 0$ <sup>/3/</sup>, используя метод температурных функций Грина. Можно вычислить изменение при нагревании среднего квадратичного радиуса  $\delta \langle r^2(T) \rangle$ .

квадрупольного момента  $\delta Q(T)$ , энергии  $\delta E(T)$ , одночастичных уровней  $\delta \epsilon_k(T)$  и т.п.<sup>/3-6/</sup>, последовательно учитывая сильное взаимодействие нуклонов как в канале частица-дырка, так и в канале частица-частица, приводящее к парным корреляциям сверхпроводящего типа. При этом  $\delta \langle r^2(T) \rangle$ ,  $\delta Q(T)$ ,  $\delta E(T)$ ,  $\delta \epsilon_k(T)$  и т.д. зависят от соответствующих неприводимых амплитуд рассеяния квазичастиц  $\Gamma^\omega, \Gamma^\xi$ ; в случае  $T \ll \epsilon_F$  можно использовать  $\Gamma^\omega, \Gamma^\xi$ , входящие в теорию при  $T=0$ <sup>/2/</sup>. Общие выражения для изучаемых величин, а также их качественные оценки были получены в<sup>/3/</sup>. Численные расчеты для сферических ядер проведены в<sup>/4/</sup>. Их результаты указывают, в частности, на уменьшение  $\langle r^2 \rangle$ ,  $\delta \langle r^2(T) \rangle \approx -0,1 \text{ Фм}^2$  для  $T=T_n$  по сравнению с основным состоянием,  $T=0$ , для тех ядер, у которых при  $T=0$  энергия парных корреляций  $\Delta(0) \approx 1 \text{ МэВ}$ , а при  $T=T_n$  оказывается  $\Delta(T_n) \approx 0$ .  $T_n$  - температура, соответствующая энергии связи нейтрона  $\delta E(T_n) = \epsilon_n$ .

Сейчас разработана методика<sup>/7/</sup> и выполнены<sup>/8/</sup> первые измерения разностей  $\delta \langle r^2 \rangle$  в компаунд-состоянии, возникающем при захвате теплового нейтрона ядром, и в основном состоянии. Оказалось, что в компаунд-состоянии  $^{239}\text{U} \langle r^2 \rangle_Z$  на  $\approx 1 \pm 2 \text{ Фм}^2$  меньше, чем в основном:  $\delta \langle r^2 \rangle_Z \approx -(1,7 \text{ }^{+1,2}_{-0,8}) \text{ Фм}^2$ <sup>/8/</sup>. В настоящей работе выполнены для тяжелых деформированных ядер расчеты величин  $\delta \langle r^2(T) \rangle$ ,  $\delta Q(T)$ , аналогичные выполненным в<sup>/4/</sup> для сферических тем же методом. Здесь мы ограничимся  $T \leq 2 \text{ МэВ}$ . В следующем разделе, II, приведем основные формулы и остановимся на некоторых особенностях численного расчета в случае деформированных ядер. Далее, раздел III, оценим, как влияет на результаты появление в возбужденном состоянии у ядра спина, ограничиваясь при этом малыми моментами. В разделе IV обсудим результаты наших расчетов и другие теоретические и экспериментальные работы, содержащие сведения о размерах и форме ядер в возбужденных состояниях.

## II. ВЫЧИСЛЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ $\delta \langle r^2(T) \rangle$ , $\delta Q(T)$ ПРИ НАГРЕВАНИИ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

1. Все интересующие нас величины  $\delta E(T)$ ,  $\delta \epsilon_k(T)$ ,  $\delta \langle r^2(T) \rangle$ ,  $\delta Q(T)$  связаны с изменением матрицы плотности системы  $\delta \rho(T, \vec{r})$  при нагревании. Изменение  $\delta \langle q(T) \rangle$  среднего значения какой-либо величины  $q(\vec{r})$  согласно<sup>/3,4/</sup> дается выражением

$$\begin{aligned} \delta \langle q^\nu \rangle &= \int q^\nu(\vec{r}) \delta \rho^\nu(\vec{r}, T) d\vec{r} = \sum_\nu \int V^{\nu'} [q^\nu] \sum_k \tilde{\psi}_k^\nu(\vec{r}) \delta_0 \rho_{kk}^{\nu'} \psi_k^{\nu'}(\vec{r}) d\vec{r} = \\ &= \sum_\nu V^{\nu'} [q^\nu] \delta_0 \rho^\nu(\vec{r}) d\vec{r}, \quad \nu = n, p. \end{aligned} \quad //1/$$

Эффективное поле в среде определяется<sup>/3,4/</sup> уравнением

$$V^{\nu} [q^{\nu_0}] = q^{\nu_0} \delta_{\nu\nu_0} + \sum_{\nu'} a^2 \Gamma^{\omega}(\vec{r}, \vec{r}') \sum_{k_1 k_2} \tilde{\psi}_{k_2}^{\nu'}(\vec{r}') \tilde{\mathcal{L}}_{k_1 k_2}^{\nu'}(T) \psi_{k_1}^{\nu'}(\vec{r}') \times \\ \times V^{\nu'} [q^{\nu_0}] d\vec{r}', \quad /2/$$

которое для деформированных ядер будем решать в координатном представлении. В /1/, /2/  $\epsilon_k$ ,  $\psi_k$  и  $\epsilon_k(T)$ ,  $\tilde{\psi}_k(T)$  - одночастичные энергии и функции в основном состоянии и в состоянии с температурой  $T$ .  $\tilde{\mathcal{L}}_{k_1 k_2}^{\nu'}(T)$  выражается через интегралы от произведений полюсных частей температурных функций Грина и дается в общем виде формулой /6/ из работы<sup>/4/</sup>, а величина  $\delta_0 \rho_{k\bar{k}}^{\nu}(T) = \tilde{n}_k^{\nu}(T) - n_k^{\nu}$  - разность "одночастичных" функций распределения нуклонов - формулой /2/ из<sup>/4/</sup>. Мы рассматриваем лишь  $T \ll \epsilon_F$ , поэтому в выражении для неприводимой амплитуды рассеяния  $\Gamma^{\omega}$  /2/

$$a^2 \Gamma^{\omega} \frac{dn}{d\epsilon_F} = [f(\vec{r}) + g(\vec{\sigma}\vec{\sigma}') + f'(\vec{r})(\vec{r}\vec{r}') + g'(\vec{\sigma}\vec{\sigma}')(\vec{r}\vec{r}')] \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad /3/$$

все величины имеют те же значения, что и для  $T=0$ :

$$f^{\nu\nu'}(\vec{r}) = f_{in}^{\nu\nu'} + (f_{ex}^{\nu\nu'} - f_{in}^{\nu\nu'}) (\rho(0, T) - \rho(\vec{r}, T)) \rho(0, T)^{-1}, \quad f_{in}^{nn} = 1, \quad f_{in}^{np} = -0,6, \\ f_{ex}^{nn} = -1, \quad f_{ex}^{np} = -3, \quad g^{nn} = 1,4, \quad g^{np} = -0,2, \quad f^{nn} = f + f', \quad g^{nn} = g + g', \quad f^{np} = f - f', \\ g^{np} = g - g'. \quad /3a/$$

Для изменения среднего квадратичного радиуса заряда  $\delta \langle r^2(T) \rangle_Z$ , массы  $\delta \langle r^2(T) \rangle_A$  и квадрупольного момента  $\delta Q(T)_{Z,A}$  величина  $q$  в /1/, /2/ равна соответственно:

$$q^{\nu} [r_p^2] = s_0^p r^2 Y_{00}(\vec{r}/r) \delta_{\nu p}, \quad s_0^p = \sqrt{4\pi/Z}, \\ q^A [r_A^2] = s_0^A r^2 Y_{00}(\vec{r}/r), \quad s_0^A = \sqrt{4\pi/A}, \\ q^A [\hat{Q}_A] = s_2^A r^2 Y_{20}(\vec{r}/r), \quad s_2^A = 2\sqrt{\frac{4\pi}{5}}, \\ q^{\nu} [\hat{Q}_p] = q^A \delta_{\nu p}. \quad /4/$$

2. В дальнейших расчетах для деформированных аксиально-симметричных ядер мы используем собственные энергии и функции деформированного потенциала Вудса-Саксона  $\epsilon_k$ ,  $\psi_k$  из работы /9/, где подробно описан вид этого потенциала и метод вычисления  $\epsilon_k$ ,  $\psi_k$ . Здесь  $k$  обозначает совокупность квантовых чисел  $\epsilon_k$ ,  $\Omega_k$ ,  $\pi_k$ ;  $\Omega_k$  - проекция момента,  $\pi_k$  - четность состояния. В /9/  $\psi_k(\vec{r})$  разложена по собственным функциям сферически-симметричного потенциала Вудса-Саксона:

$$\psi_k(\vec{r}) = \sum_{nlj} a_{nlj} \phi_{nljm_j = \Omega_k}(\vec{r}), \quad k \equiv (\epsilon_k, \Omega_k, \pi_k = \pm 1). \quad /5/$$

Коэффициенты  $a_{nlj}^k$  находятся /9,10/ численно на ЭВМ. Метод пригоден для деформаций, не превосходящих заметно равновесную деформацию актиноидов, которую можно рассматривать, как возмущение. Из-за ограниченности сферического базиса число членов в /5/ с ростом проекции  $\Omega_k$  убывает,  $\psi_k(\vec{r})$  приближается к сферическим. Переход  $\psi_k(\vec{r})$  в сферические  $\phi_{nljm_j = \Omega_k}(\vec{r})$  при больших  $\Omega_k$ ,  $\epsilon_k$  физически понятен и подтверждается точными расчетами /11/. Базис  $\psi_k$  не содержит состояний с большими положительными  $\epsilon_k$  /9/, поэтому мы вправе использовать его лишь для сравнительно небольших температур  $T \leq 2$  МэВ,  $\delta E(T) \leq 100$  МэВ, которые в этой работе и представляют для нас основной интерес.

3. Эффективное поле  $V^\nu$  в /2/ будем искать в виде разложения

$$V_{\alpha\beta}^\nu(\vec{r}, T) = \sum_L \bar{U}_L^{\nu I}(r) Y_{L0}(\vec{r}/r) \delta_{\alpha\beta} + \sum_{L,J} \bar{U}_{L,J}^{\nu II}(r) Y_{L\rho}(\vec{r}/r) \sigma_{\alpha\beta}^{-\rho} \begin{pmatrix} L & 1 & J \\ \rho & -\rho & 0 \end{pmatrix}. \quad /6/$$

Используя /5/, получаем из /2/ уравнения для  $\bar{U}^I(r)$ ,  $\bar{U}^{II}(r)$ :

$$\begin{aligned} \bar{U}_L^{\nu I}(r, L_0, \nu_0) &= \delta_{LL_0} \delta_{\nu\nu_0} s_{L_0}^{\nu_0} r^2 + \\ &+ \sum_{L_1 \nu_1} \int_0^\infty S_{LL_1}^{\nu\nu_1 II}(r, r_1) \bar{U}_{L_1}^{\nu_1 I}(r_1, L_0, \nu_0) r_1^2 dr_1 + \\ &+ \sum_{L_1 J_1 \nu_1} \int_0^\infty S_{LL_1 J_1}^{\nu\nu_1 III}(r, r_1) \bar{U}_{L_1 J_1}^{\nu_1 II}(r_1, L_0, \nu_0) r_1^2 dr_1, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{U}_{LJ}^{\nu II}(r, L_0, \nu_0) = & \sum_{L_1 \nu_1} \int_0^\infty S_{LJL_1}^{\nu \nu_1 II} (r, r_1) \mathcal{U}_{L_1}^{\nu_1 I} (r_1, L_0, \nu_0) r_1^2 dr_1 + \\ & + \sum_{L_1 J_1 \nu_1} \int_0^\infty S_{LJL_1 J_1}^{\nu \nu_1 II} (r, r_1) \mathcal{U}_{L_1 J_1}^{\nu_1 II} (r_1, L_0, \nu_0) r_1^2 dr_1, \quad \nu_0 = p, A. \end{aligned} \quad /7/$$

Различным  $s_{L_0}^{\nu_0} / 4/$  соответствуют различные эффективные поля  $V$ , определяющие  $\delta \langle r^2(T) \rangle_{Z,A}$ ,  $\delta Q_{Z,A}(T)$  согласно /1/ :

$$\begin{aligned} \delta \langle q^{\nu_0} \rangle = & \sum_{\nu} \int V^{\nu} [q^{\nu_0}] \delta_0 \rho^{\nu}(\vec{r}) d\vec{r} = \sum_{L, \nu} \int_0^\infty \mathcal{U}_L^{\nu I} (r, L_0, \nu_0) \times \\ & \times \sum_k \delta_0 \rho_{kk}^{\nu} t_k^{\nu LI} (r) r^2 dr + \sum_{LJ\nu} \mathcal{U}_{LJ}^{\nu II} (r, L_0, \nu_0) \sum_k \delta_0 \rho_{kk}^{\nu} t_k^{\nu LJII} (r) r^2 dr. \end{aligned} \quad /8/$$

Выражения для всех  $S, t$  в /7/, /8/ даны в приложении. Мы не станем здесь подробно выписывать для деформированных ядер формулы, связывающие энергию возбуждения  $\delta E(T)$  с температурой  $T$ ,  $\delta E(T_n) = u_n$ , уравнение для полной амплитуды  $\tilde{\Gamma}(T)$ , выражения для изменений собственных энергий  $\delta \epsilon_k = \delta \Sigma_k \tilde{k}$ ,  $\delta \Sigma = a^2 \Gamma^{\omega} \delta_0 \rho + a^2 \Gamma^{\omega} \mathcal{L} \delta \Sigma$ , и функций  $\delta \psi_k(T)$ . Все эти соотношения получаются из соответствующих формул работ /3,4/ так же, как выражения /7/, /8/ для  $V^{\nu}(\vec{r}, T)$ ,  $\delta \langle q \rangle$ ; дальнейшие расчеты, результаты которых приведены в разделе IV, мы выполняем согласно этим соотношениям.

4. В функции  $\delta_0 \rho$ ,  $\mathcal{L}$  в /1/, /2/ входят  $\tilde{\epsilon}_k(T) = \epsilon_k(0) + \delta \epsilon_k(T)$ ,  $\tilde{\psi}_k(T) = \psi_k(0) + \delta \psi_k(T)$  - собственные функции одночастичного гамильтониана  $\tilde{H} = H(0) + \delta H(T)$  при температуре  $T$ .  $\delta H = \delta \Sigma(T)$  - изменение собственно энергетической части, вызванное нагреванием, в частности, уменьшением энергии парных корреляций  $\Lambda(T)$  при увеличении  $T$ .

Расчеты, как и в /4/, мы проводим, учитывая  $\delta H = \delta \Sigma$  по теории возмущений,  $\delta \Sigma / \Sigma < 1$ . Полученная в /4/ зависимость  $\delta \epsilon_{\lambda}(T)$ ,  $\delta \phi_{\lambda}(T)$  от  $T$  /см. рис.3 и табл.3 из /4/ / для сферических ядер свидетельствует о правильности таких вычислений. В численных расчетах в данной работе для  $U$  и  $Pu$  мы получили такие же результаты. Как и в /4/, при  $T \approx T_n$   $\delta \psi_k(T_n)$ ,  $\delta \epsilon_k(T_n) < 0,1$  МэВ, очень малы, и их учет может влиять существенно на вычисление  $\delta \langle r^2(T) \rangle$ ,  $\delta Q(T)$  лишь при  $T \geq 2$  МэВ. При  $T \leq 1$  МэВ во всяком случае можно пользоваться теорией возмущений по  $\delta \Sigma$ . Однако для деформированных ядер это могло быть, вообще говоря, не так: в этих ядрах некоторые одночастичные уровни могли быть столь близки, что оказалось бы  $\delta \Sigma_{kk_1} \approx \epsilon_k - \epsilon_{k_1}$

/см., например, рис.1,2 в /9/ /. Это означало бы сильное изменение  $\epsilon_k, \psi_k$  в таких состояниях, и, следовательно, теория возмущений по  $\delta\Sigma$  в этом случае была бы, очевидно, неприменима.

Функции  $\tilde{\rho}, \delta_{0\rho}$  содержат энергии парных корреляций  $\Delta^\nu(T)$ , которые в приближении константного спаривания определяются совместно с  $\tilde{\epsilon}_F(T)$  из уравнений

$$2 = G_\nu \sum_k (1 - 2(1 + \exp[\tilde{E}_k^\nu(T)/T])) / \tilde{E}_k^\nu(T), \quad \tilde{E}_k(T) = ((\tilde{\epsilon}_k - \tilde{\epsilon}_F)^2 + \Delta^2(T))^{1/2},$$

$$N, Z = \sum_k (1 - \frac{\tilde{\epsilon}_k^\nu(T) - \tilde{\epsilon}_F^\nu(T)}{\tilde{E}_k^\nu(T)} (1 - 2(1 + \exp[\tilde{E}_k^\nu(T)/T]))), \quad \sum_k \delta_{0\rho} \nu_{kk} = 0. \quad /9/$$

В соответствии со сказанным выше мы полагаем при  $T \ll \epsilon_F$  спаривательные константы  $\Gamma_{\nu}^{\omega} \approx G_\nu$  не зависящими от  $T$  и используем их значения, полученные из анализа разностей масс соседних ядер /12/ при условии, что суммирование в уравнении для  $\Delta^\nu(T)$  ведется по всем состояниям с  $\epsilon_k \lesssim 12$  МэВ /см. табл.2 в /12/ /. Для ядра U  $AG_n = 18,3$  МэВ,  $AG_p = 25,3$  МэВ. С ростом  $T$   $\Delta^\nu(T)$  уменьшается, и при  $T \approx T_n$ , соответствующей энергии связи нейтрона  $u_n$ ,  $\Delta^\nu(T_n) \approx 0$  /см., например, /4,6/ /. С этой зависимостью  $\Delta^\nu(T)$  связано уменьшение  $\langle r^2 \rangle$ , т.е.  $\delta \langle r^2(T) \rangle < 0$  при  $T \approx 0,5 \pm 1$  МэВ для ядер, у которых в основном состоянии  $\Delta^\nu(0) \approx 1$  МэВ. Нетрудно убедиться, что размытие распределения Ферми нуклонов при  $T=0$  из-за наличия спаривания больше, чем из-за температуры при  $T \approx T_n$ ,  $\Delta(T_n) \approx 0$ . Частицы, находившиеся при  $T=0$  в спаренном состоянии на уровнях  $\epsilon_k > \epsilon_F$  при  $T \approx T_n$  после разрушения спаривания с большей вероятностью оказываются на уровнях с  $\tilde{\epsilon}_{k_1}(T) < \epsilon_k$ . При этом, разумеется, сами  $\epsilon_k, \psi_k$  претерпевают изменения  $\delta\epsilon_k(T), \delta\psi_k(T)$ , вызванные нагреванием, в частности разрушением спаривания при  $T \approx T_n, \Delta(T_n) \approx 0$ . Изменение функции распределения из-за перехода какого-либо нуклона из состояния  $k$  в  $k_1$  влечет за собой благодаря взаимодействию  $\Gamma^\omega$  в канале частица-дырка перераспределение нуклонов в других состояниях. Численные расчеты по формулам этого раздела приводят к результатам, которые мы обсудим в разделе IV, оценив перед этим в следующем разделе III, к чему приводит изменение спина ядра при переходе в возбужденное состояние.

### III. ИЗМЕНЕНИЕ $\delta \langle r^2(I) \rangle$ : НАГРЕТОГО ЯДРА ПРИ ИЗМЕНЕНИИ СПИНА

1. При переходе в компаунд-состояние матрица плотности, а с нею и все другие величины могут меняться не только из-за

нагреваия, как это показано в предыдущем разделе II, но и от изменения спина. Свойства компаунд-состояния, в частности его спин I, определяются не каким-либо одночастичным состоянием или несколькими, но коллективным состоянием всего ядра. Далее будем рассматривать для определенности четно-четные ядра. Изменение матрицы плотности от нагревания  $\delta\rho(T)$  не приводит к появлению спина у аксиально-симметричного ядра  $\langle I \rangle = \int I \delta\rho(T) d\vec{r} = 0$ . Переход из основного состояния со спином  $I_0=0$  в компаунд-состояние со спином I мы осуществляем в два этапа: сначала нагреваем ядро до температуры T, а затем сообщаем нагретому ядру спин I. Для вычисления  $\delta\langle I^2 \rangle$  надо найти изменение матрицы плотности  $\delta\rho(I)$  нагретого ядра вследствие перехода из состояния со спином  $I_0=0$  в состояние со спином I, что эквивалентно переходу во вращающуюся систему координат, или включению внешнего поля

$$V_0 = -(\vec{I}\vec{\Omega}) = -I_x\Omega_x - I_z\Omega_z, \quad /10/$$

которое мы полагаем достаточно слабым,  $(\vec{\Omega}\vec{I})/T \ll 1$ , что соответствует обычному приближению малых моментов /см., например, /13//. Изменение  $\delta\rho(I)$  нагретого ядра во внешнем поле /10/ рассматривалось в /5,6/. При  $T \approx T_n$  имеем  $\Delta(T_n) = 0$ , и тогда

$$\delta\rho_{\lambda_1\lambda_2}^{\nu}(I) = \tilde{G}_{\lambda_1\lambda_2}^{\nu}(T) V_{\lambda_1\lambda_2}^{\nu}[V_0], \quad \tilde{G}_{\lambda_1\lambda_2}^{\nu}(T) = \frac{n^{\nu}(\epsilon_{\lambda_1}^{\nu} + x_{\lambda_1}^{\nu}) - n^{\nu}(\epsilon_{\lambda_2}^{\nu})}{\epsilon_{\lambda_1}^{\nu} + x_{\lambda_1}^{\nu} - \epsilon_{\lambda_2}^{\nu}}, \quad /11/$$

$$x_{\lambda}^{\nu} = V_{\lambda\lambda}^{\nu}[V_0] - \delta n_{\lambda}^{\nu}(I), \quad \delta n_{\lambda}^{\nu} = n(\epsilon_{\lambda}^{\nu} + x_{\lambda}^{\nu}) - n(\epsilon_{\lambda}^{\nu}),$$

$$n(\epsilon) = (1 + \exp[\epsilon/T])^{-1},$$

где  $V^{\nu}[V_0]$  - эффективное поле в нагретом ядре

$$V_{\lambda_1\lambda_2}^{\nu} = V_0 \lambda_1\lambda_2 + \Gamma_{\lambda_1\lambda_2\nu}^{\omega\lambda\lambda'} \tilde{G}_{\lambda\lambda'}^{\nu}(T) V_{\lambda\lambda'}^{\nu}, \quad /12/$$

причем в сумме по  $\lambda, \lambda'$  в противоположность случаю  $T=0$  присутствует член с  $\lambda=\lambda'$ ,  $\tilde{G}_{\lambda\lambda}^{\nu} = \delta n_{\lambda}^{\nu}/V_{\lambda\lambda}^{\nu}$ . Изменение  $\delta\langle I^2 \rangle$  удобно представить в виде /5,6/

$$\delta\langle I^2 \rangle = V_{\lambda\lambda}^{\nu 1} [q^{\nu}] \delta n_{\lambda\lambda}^{\nu 1} + q_{\lambda_1\lambda_2}^{\nu} \tilde{G}_{\lambda_1\lambda_2}^{\nu}(T) V_{\lambda_1\lambda_2}^{\nu} [V_0], \quad q = \frac{\Gamma}{Z} \delta_{\nu p}, \quad /13/$$

$\lambda_1 \neq \lambda_2.$

Здесь  $V'$  определяется уравнением /12/ без членов с  $\lambda=\lambda'$ .



2. В квазиклассическом приближении, которым мы ограничимся для оценки  $\delta \langle r^2(I) \rangle$ , имеем /14/:

$$V[I_x \Omega_x] \approx (I_x + \frac{\sigma_x}{2} (r-1)) \Omega_x, \quad r \approx 0,5.$$

Матричные элементы  $(r^2)_{\lambda_1 \lambda_2} \neq 0$  лишь для равных проекций  $m_1 = m_2$ , а  $j_x, \sigma_x$  имеют отличные от нуля матричные элементы лишь для  $m_1 \neq m_2$ , поэтому в нашем приближении второе слагаемое в /13/ равно нулю. Линейный по  $(\Omega I)$  член в  $\delta p_\lambda(I)$  не дает, очевидно, вклада в  $\delta \langle r^2(I) \rangle$ . С точностью до членов  $\sim (\Omega I)^2$  имеем

$$V_{\lambda\lambda}^\nu = -\Omega_z (j_z^\nu)_{\lambda\lambda} + \Gamma_{\lambda\lambda\nu}^{\omega\lambda'\lambda''\nu'} \{ x_{\lambda'}^{\nu'} n_{\lambda'}^{\nu'} (1-n_{\lambda'}^{\nu'}) T^{-1} \} \Omega_z (j_z^\nu)_{\lambda\lambda'},$$

$$\delta n_\lambda^\nu = \frac{n_\lambda^\nu (1-n_\lambda^\nu)}{T} \times (-\Omega_z (j_z^\nu)_{\lambda\lambda} - \delta \epsilon_F(I) - \Gamma_{\lambda\lambda\nu}^{\omega\lambda'\lambda''\nu'} [\Omega_z (j_z^\nu)_{\lambda\lambda'} + \delta \epsilon_F(I)] \frac{n_{\lambda'}^{\nu'} (1-n_{\lambda'}^{\nu'})}{T} \times$$

$$\times (j_z^{\nu'})_{\lambda'\lambda'} \Omega_z) + \Omega_z^2 (j_z^\nu)_{\lambda\lambda}^2 n_\lambda^\nu (1-n_\lambda^\nu) (1-2n_\lambda^\nu) T^{-2}.$$

/14/

От знака  $j_z$  не зависит  $n_\lambda$ , поэтому для  $\delta \epsilon_F(I)$  получаем уравнение

$$\Omega_z^2 \sum_\lambda n_\lambda^\nu (1-n_\lambda^\nu) T^{-1} \Gamma_{\lambda\lambda\nu}^{\omega\lambda'\lambda''\nu'} (j_z^\nu)_{\lambda\lambda'}^2 n_{\lambda'}^{\nu'} (1-n_{\lambda'}^{\nu'}) T^{-1} \approx$$

$$\approx - \sum_\lambda n_\lambda^\nu (1-n_\lambda^\nu) T^{-1} \delta \epsilon_F(I).$$

/15/

Мы учли, что последний член в /14/ в квазиклассическом приближении не дает вклада в /15/. Действительно, заменяя сумму по  $\lambda$  интегралом по  $d(\epsilon - \epsilon_F)$ , получаем приближенно

$$\sum_\lambda \approx \rho(\epsilon_F) \Omega_z^2 |\bar{j}_z|^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon n(\epsilon) (1-n(\epsilon)) (1-2n(\epsilon)) T^{-2} = 0,$$

где мы вынесли из-под знака интеграла среднюю плотность одночастичных уровней у границы Ферми  $\rho(\epsilon_F)$  и среднее значение квадрата проекции момента  $|\bar{j}_z|^2 / 18$ , так как  $n(1-n)(1-2n)T^{-2}$  экспоненциально убывает при отходе от поверхности Ферми. С точностью до членов  $\sim (\Omega I)^2$

$$\begin{aligned} \delta \langle q^{\nu_0} \rangle = & \Omega_z^2 \sum_{\lambda\nu} V_{\lambda\lambda}^{\nu} [q^{\nu_0}] n_{\lambda}^{\nu} (1-n_{\lambda}^{\nu})(1-2n_{\lambda}^{\nu}) T^{-2} (j_z^{\nu})_{\lambda\lambda}^2 / 2 + \\ & + \Omega_z^2 \sum_{\lambda\nu} \{ V_{\lambda\lambda}^{\nu} [q^{\nu_0}] n_{\lambda}^{\nu} (1-n_{\lambda}^{\nu}) T^{-1} \sum_{\lambda'\nu'} \Gamma_{\lambda\lambda\nu}^{\omega\lambda'\lambda'\nu'} (j_z^{\nu'})_{\lambda\lambda'}^2 n_{\lambda'}^{\nu'} (1-n_{\lambda'}^{\nu'}) T^{-1} + \\ & + n_{\lambda}^{\nu} (1-n_{\lambda}^{\nu}) T^{-1} \delta \epsilon_F^{\nu}(\Gamma) \}. \end{aligned} \quad /16/$$

Так как  $n_{\lambda}$  не зависят от знака  $j_z$ , в /15/, /16/ войдут лишь  $f^{\nu\nu 1}$  из /3/, /3а/. Для приближенных квазиклассических оценок заменим в /15/, /16/ суммы по  $\lambda, \lambda'$  интегралами по  $d(\epsilon - \epsilon_F)$  и вынесем из-под знака интеграла средние значения  $|\bar{j}_z|^2, \Gamma_{\lambda_F \lambda_F}^{\omega \lambda_F \lambda_F}$ ,  $V_{\lambda_F \lambda_F}$  у границы Ферми, используя резкий максимум функции  $n(1-n)T^{-1}$ . В этом приближении второй член в /16/ с учетом /15/ обращается в нуль.

3. Для оценки  $V^{\nu}$  в /16/ воспользуемся формулами /44/, /45/ из /3/ и  $(r^2)_{\lambda\lambda}$  оценим также в квазиклассическом приближении, используя осцилляторные волновые функции:  $(r^2)_{\lambda\lambda} = \epsilon_{\lambda} M^{-1} \omega^{-2}$ ,  $\hbar\omega = 41 A^{-1/3}$ ,  $M$  - масса нуклона. Тогда найдем

$$\begin{aligned} \delta \langle r^2 \rangle_Z = & \frac{I_z^2 \hbar^2 \pi}{\mathcal{F}_{\parallel}^A(T) M \omega^2 8Z} \cdot \frac{1}{A(1+f^+)(1+f^-)} \times \\ & \times [Z \cdot (2+f^- + f^+) + N \cdot (f^- - f^+)], \end{aligned} \quad /17/$$

где мы использовали также определение /18/ квазиклассического момента инерции  $\mathcal{F}_{\parallel}^{\nu}(T) \approx |\bar{j}_z|^2 \rho^{\nu}(\epsilon_F)$ ,  $\mathcal{F}^Z / \mathcal{F}^N \approx Z/N$ ,  $\mathcal{F}^A / \mathcal{F}^Z \approx A/Z$  и  $\mathcal{F}_{\parallel}(T) \Omega_z = I_z \hbar$ . При заданном полном спине  $I^2$  усредним /17/ по возможным значениям  $I_z^2$ , полагая их равновероятными, что справедливо, если  $\exp[-I_z^2 \hbar^2 / 2 \mathcal{F}_{\parallel}(T)] \approx 1$ . При  $T \approx T_n^{\pm}$  имеем /8/  $\mathcal{F}_{\parallel}^A(T_n^{\pm}) \approx 50 \hbar^2 / \text{МэВ}$ . Используя в наших оценках  $f^{\pm}$  из /стр.315,316/, получим для U, Pu

$$\delta \langle r^2 \rangle_Z \approx 4 \cdot I^2 \cdot 10^{-5} \text{ Фм}^2. \quad /18/$$

В компаунд-состояниях изотопов U, Pu  $I \leq 5$ ,  $\delta \langle r^2 \rangle$  не превосходит во всяком случае  $\approx 0,01 \text{ Фм}^2$ . Отметим, что такие же малые изменения  $\delta \langle r^2 \rangle$  получались при точном решении задачи в /15/ для холодных ядер. Как будет ясно из результатов, приведенных в следующем разделе, этими изменениями  $\delta \langle r^2 \rangle$  можно пренебречь по сравнению с  $\delta \langle r^2 \rangle$ , вызванными нагреванием ядер.

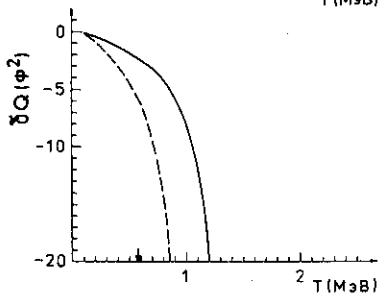
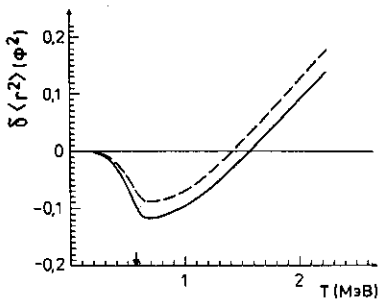
#### IV. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

1. Формулы, по которым выполняются расчеты, и все входящие в них параметры подробно обсуждались в разделе II. В численных расчетах с достаточной для нас точностью можно в /7/, /8/ ограничиться интегрированием по  $dr_1$  до  $R_{\max} \sim (2+3)r_0 A^{1/3}$  и вычислить их приближенно по формуле Гаусса, аппроксимируя подынтегральную функцию полиномом степени  $2n \approx 20$  /см., например, /16/. Для значений  $\mathcal{O}^{I,II}(r_i)$  в гауссовских узлах получим из /7/ систему алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_L^{\nu I}(r_k, L_0, \nu_0) / h_k^{2n} = & \delta_{LL_0} \delta_{\nu\nu_0} S_{L_0}^{\nu_0} r_k^2 + \\ & + \sum_{L_1 \nu_1} \sum_{i=1}^{2n} S_{LL_1}^{\nu_1 II} (r_k, r_i) \mathcal{O}_{L_1}^{\nu_1 I}(r_i) r_i^2 + \\ & + \sum_{L_1 J_1 \nu_1} \sum_{i=1}^{2n} S_{LL_1 J_1}^{\nu_1 I II} (r_k, r_i) \mathcal{O}_{L_1 J_1}^{\nu_1 II}(r_i) r_i^2, \end{aligned}$$

$/h_k^{2n}$  - коэффициенты Гаусса/ и аналогично  $\mathcal{O}^{II}$ , второе уравнение для  $\mathcal{O}^{II}$ . Затем по найденным отсюда  $\mathcal{O}^I(r_i), \mathcal{O}^{II}(r_i)$  вычислим интегралы в /8/. Суммы по  $L$  в /6/, /7/, /8/, /7а/ содержат, очевидно, члены с  $L$  той же четности, что и  $L_0 = 0$  или 2, и мы ограничимся  $L = 0, 2, 4$ , что достаточно, как мы убеждались, для вычислений по формулам /7/, /8/ с точностью не хуже  $\sim 10\%$ . Отметим еще, что в уравнения /7/, /7а/ для  $V$  входят не только амплитуды  $f, f'$ , но и  $g, g'$ .

2. Из всего изложенного ранее в разделах I, II, III ясно, что в используемом нами статистическом описании нет сколько-нибудь заметной разницы между расчетами для различных тяжелых деформированных ядер области актинидов. Мы провели численные расчеты  $\delta \langle r^2(T) \rangle_Z, \Delta$ ,  $\delta Q_{Z, A}(T)$  для  $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  при  $T \leq 2$  МэВ. Результаты расчетов для  $^{236}\text{U}$  представлены на рисунке; для  $^{240}\text{Pu}$  они практически такие же. На опыте изучают /7,8/  $\delta \langle r^2 \rangle_Z$  в компаунд-состояниях, получаемых при захвате теплового нейтрона соседним изотопом с  $N-1$ , так что наибольший интерес для нас представляет поведение  $\delta \langle r^2(T_n) \rangle_Z$  при  $T \approx T_n$ . Как видно, вычисления дают  $\delta \langle r^2(T_n) \rangle_Z \approx -0,1$  Фм<sup>2</sup>, т.е. уменьшение  $\langle r^2 \rangle$  при переходе в компаунд-состояние. К этому результату приводит последовательный учет взаимодействия нуклонов, в частности уменьшение  $\Delta(T)$  с ростом  $T$ ,  $\Delta(T_n) \approx 0$ , что подробно обсуждалось в разделе II. По сравнению с  $\delta \langle r^2(T_n) \rangle_Z \approx -0,1$  Фм<sup>2</sup> можно, очевидно, пренебречь величиной  $|\delta \langle r^2(T) \rangle| < 0,01$  Фм<sup>2</sup>, оценку которой мы получили в предыдущем разделе III.



Зависимость от температуры изменений среднего квадратичного радиуса  $\delta \langle r^2 \rangle_Z$ , квадрупольного момента  $\delta Q_Z(T)$  заряда /сплошные кривые/ и массы  $\delta \langle r^2 \rangle_A$ ,  $\delta Q_A(T)$  /штрихованные кривые/ для ядра  $^{236}\text{U}$ . Стрелочкой указана температура  $T_n$ , соответствующая энергии связи нейтрона в этом ядре.  $T = 2$  МэВ соответствует  $\delta E(T) \approx 100$  МэВ.

При дальнейшем росте  $T$   $\delta \langle r^2 \rangle$  растет  $\sim T^2$ . Из сравнения этих результатов с полученными в  $^{4/4}$  заключаем, что  $\delta \langle r^2 \rangle$  в сферических и деформированных ядрах ведут себя сходным образом.

Переход в компаунд-состояния согласно расчету вызывает гораздо большее изменение  $\delta \langle r^2 \rangle$ , чем добавление к тяжелому ядру одного-двух нейтронов /изотопическое сме-

щение  $^{17/17}$ , переход в простейшие одноквазичастичные состояния /изомерный сдвиг  $^{17,18/}$  или в низколежачие  $2^+$  состояния  $^{15,17,18/}$ . В этих явлениях  $|\delta \langle r^2 \rangle|$  не превосходит  $\sim (2 \div 3) \cdot 10^{-2} \text{ фм}^2$ , как правило,  $\sim 10^{-3} \text{ фм}^2$ . Знак  $\delta \langle r^2 \rangle$  может быть при этом и отрицательным. В работе  $^{8/}$  наблюдалось в компаунд-состоянии  $^{239}\text{U}$  изменение  $\delta_{\text{эксц.}} \langle r^2 \rangle_Z = -(1,7_{-0,8}^{+1,3})$ , что того же знака, но примерно в 20 раз больше среднего значения, полученного нами в статистическом подходе. Связывая столь значительное уменьшение  $\langle r^2 \rangle$  с изменением деформации  $^{8/}$ , мы должны были бы предположить, что ядро  $\text{U}$  при возбуждении до  $\delta E \approx 5 \div 6$  МэВ становится сферическим. А это означало бы, что в этом состоянии влияние оболочечной структуры на свойства ядра совершенно иное, чем в основном состоянии. Как видно из рисунка, согласно нашим расчетам изменение квадрупольного момента  $\delta Q_Z(T)$  при  $T \approx T_n$  пренебрежимо мало по сравнению с  $Q_Z(0) \approx 5 \cdot 10^2 \text{ фм}^2$  - квадрупольным моментом  $\text{U}$  в основном состоянии, так что расчет дает в таких состояниях деформацию практически ту же, что и в основном. С ростом  $T$   $|\delta Q(T)|$  быстро растет и при  $T \approx 1,8 \div 2 / \text{МэВ} / \delta E \approx 80 \div 100 \text{ МэВ} /$  оказывается  $|\delta Q(T)| \sim Q(0)$ . При этом становятся существенными учет изменения одночастичного потенциала  $\delta \Sigma(T)$  при нагревании и обусловленные этим различия  $\psi_k - \psi_k = \delta \psi_k(T)$ ,  $\epsilon_k - \epsilon_k = \delta \epsilon_k(T)$ .

Оболочечная структура, ответственная за деформацию ядер, перестает играть заметную роль лишь при  $\delta E \geq 80$  МэВ, как отмечалось и ранее во многих работах /см., например, <sup>19-21/</sup> /.

3. Полученное нами в статистических расчетах среднее  $\delta \langle r^2(T) \rangle$  следовало бы, конечно, сравнивать не с  $\delta \langle r^2 \rangle$ , наблюдаемым в одном нейтронном резонансе <sup>18/</sup>, но с величиной, усредненной по достаточно большому числу компаунд-состояний; отсутствие в настоящее время таких опытных данных лишает нас этой возможности. Однако, если статистический подход к описанию свойств компаунд-состояний вообще справедлив, величины  $\delta \langle r^2 \rangle$  во всех состояниях с  $\delta E \approx u_n$  должны не слишком сильно отличаться от значения, усредненного по многим таким состояниям. В статистических расчетах изменение одночастичной функции распределения  $\delta_0 \rho$  определяется вводимой при этом температурой, а в других похожих задачах - об изотопическом смещении, изомерном сдвиге и т.п. -  $\delta_0 \rho$  точно задано. Но в рамках статистического описания наш расчет - достаточно корректный, содержащиеся в нем неопределенности могут несколько менять результат, но не видно причин для его изменения в 10-20 раз. Вывод формул при  $T \ll \epsilon_F$  достаточно обоснован <sup>13,4/</sup>, в частности законно пренебрежение зависимостью  $\Gamma^\omega(T)$ ,  $\Gamma^\xi(T)$  от  $T$  при таких  $T$ . Возможные изменения  $f, f', g, g'$  в пределах  $\sim 20 \div 30\%$  и некоторое изменение вида зависимости  $\Gamma^\omega(\vec{r})$  от  $\vec{r}$  не меняют существенно результатов, как \*уже проверялось в <sup>14/</sup>. Одночастичный базис <sup>9-11/</sup> является достаточно полным, если мы ограничиваемся  $T \lesssim 2$  МэВ, его расширение не скажется существенно на результатах расчетов.

Проверка корректности учета изменения одночастичного потенциала  $\delta H = \delta \Sigma$  по теории возмущений заслуживает особого внимания, так как возможное в принципе нарушение условий применимости теории возмущений по  $\delta \Sigma$  могло бы привести к самому существенному изменению всех результатов. Но, как обсуждалось выше /раздел II, пункт 4/, никаких отклонений от теории возмущений по  $\delta \Sigma$  в наших расчетах не наблюдалось, изменение  $\delta \Sigma$ ,  $\delta \epsilon_k$ ,  $\delta \psi_k$  с ростом  $T$  учитывалось достаточно точно, а при  $T \approx T_n \approx 0,6$  МэВ оно вообще не очень существенно.

Приближение константного спаривания, использованное нами, является вполне удовлетворительным, во всяком случае для описания средних свойств тяжелых деформированных ядер, как это можно заключить из многочисленных расчетов /см., например, <sup>122/</sup> /. Учет зависимости от  $\vec{r}, \vec{r}'$  амплитуды  $\Gamma^\xi(\vec{r}, \vec{r}')$  и, следовательно,  $\Delta(\vec{r}, \vec{r}')$  привел бы к различиям величин  $\Delta_k$  в разных состояниях  $k$  не более чем в  $\sim 2$  раза <sup>123/</sup>, что не может изменить результат вычисления  $\delta \langle r^2(T) \rangle$  в  $10 \pm 20$  раз.

4. В работах<sup>/19/</sup> равновесные размеры и форма ядер  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{40,48}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{100}\text{Zr}$ ,  $^{298}\text{X}$ ,  $^{168}\text{Yb}$  в возбужденных состояниях в зависимости от  $T$  рассчитывались методом Хартри-Фока при  $T \neq 0$ . При этом получается монотонный и очень медленный рост радиуса с ростом  $T$ , даже для  $T \approx 5$  МэВ /  $\delta E \approx 0,7$  ГэВ/ радиус возрастает всего лишь на  $\sim 0,1$  Фм, что само по себе вряд ли разумно физически и, видимо, противоречит опытным данным<sup>/4/</sup>. Для ядра  $^{168}\text{Yb}$  деформация исчезла бы лишь при  $\delta E \approx 70$  МэВ, иными словами, лишь при таких энергиях становится незначительной оболочечная структура. В<sup>/20/</sup>, где вычислялись наиболее вероятные деформации при различных энергиях возбуждения, получалось, что  $^{172}\text{Yb}$  становится сферическим лишь при  $\delta E \approx 60$  МэВ, хотя его энергия связи и имеет два минимума при деформациях  $\beta = \pm 0,2$ . При таких же энергиях исчезает деформация и у  $^{240}\text{Pu}$ <sup>/21/</sup>. Согласно<sup>/20/</sup> "мягкие" ядра переходной области (Os, Pt) теряют деформацию при меньшей энергии,  $\sim 20$  МэВ. Такие переходные ядра в начале и в конце области лантанидов могут менять свою форму при незначительном изменении числа частиц<sup>/24/</sup> и при переходе в состояние даже с очень малой энергией возбуждения<sup>/25/</sup>, что связывается обычно с наличием у энергии связи этих ядер двух сравнимых по величине неглубоких минимумов при положительной и отрицательной деформации  $\beta \approx \pm 0,2$ . Ничего подобного для U, Pu пока не наблюдалось, а энергия связи для них могла бы иметь при  $\beta = -0,2$  лишь очень неглубокий минимум, незначительный по сравнению с минимумом при  $\beta = 0,22$  в основном состоянии или при  $\beta \approx 0,6$ <sup>/26/</sup>. В этой связи было бы очень интересно проверить, какую деформацию имеют крайние, короткоживущие изотопы U с большим и малым числом нейтронов. На основании предположения о существовании при  $\beta \approx 0,6$  минимума энергии связи, соответствующего устойчивому квазиравновесному состоянию в работах<sup>/27/</sup>, получены результаты, указывающие на существенное увеличение деформации даже при небольших энергиях возбуждения: "второй" минимум при  $\beta = 0,6$  может стать основным. Это сопровождалось бы увеличением  $\langle r^2 \rangle$  на  $\sim 5$  Фм<sup>2</sup>, чего, во всяком случае на опыте<sup>/8/</sup>, не наблюдается. Заметного увеличения  $\langle r^2 \rangle$  следовало бы ожидать в компаунд-состояниях U и согласно<sup>/28/</sup>, где состояние возбужденного ядра получается в виде суперпозиции состояний в "первой" ( $\beta = 0,22$ ) и "второй" ( $\beta = 0,6$ ) ямах. Итак, из всех существующих расчетов следует, что для U можно ожидать более или менее значительного роста  $\langle r^2 \rangle$  при возбуждении. Лишь наши расчеты дают некоторое уменьшение:  $\delta \langle r^2 \rangle (T) \approx -0,1$  Фм<sup>2</sup> при  $T \approx T_n$ ,  $\delta E(T_n) \approx u_n$ .

В настоящее время нет, кроме<sup>/8/</sup>, иных указаний на отсутствие деформации в компаунд-состояниях актинидов. С другой стороны, по-видимому, нет и достаточно строгих непосредственных экспериментальных доказательств того, что ядро U не может быть сфе-

рическим в компаунд-состоянии. Так, например, хотя обработка опытных данных о плотности уровней при энергии связи нейтрона и проводится всегда в предположении, что деформация не меняется<sup>29</sup>, из самих этих данных строгого вывода о величине деформации сделать нельзя. То же следует сказать, видимо, и о фотоядерных реакциях, неупругом рассеянии заряженных частиц,  $\alpha$ -распаде и т.п. Во всех случаях для получения однозначного заключения о деформациях компаунд-состояний необходимы более тщательные опыты и их физическая интерпретация.

В заключение автор благодарит Ф.А.Гарева, В.Н.Ефимова за полезные обсуждения и О.В.Благодарнову и Ю.И.Шелонцева за помощь при составлении программы и содействие в проведении численных расчетов на ЭВМ.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

Величины  $S, t$  выражаются через  $(3n-j)$ -символы

$$S_{LL'}^{\nu\nu'}(r, r') = \left(\frac{dn}{d\epsilon_F}\right)^{-1} \frac{f^{\nu\nu'}(r)}{4\pi} \sum_{1,2,3,4} k \begin{pmatrix} \ell_1 \ell_2 L \\ 0 0 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ell_3 \ell_4 L' \\ 0 0 0 \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} j_2 \ell_2 \frac{1}{2} \\ \ell_1 j_1 L \end{matrix} \right\} \mathcal{R}^{\nu\nu'}(r, r') \times \\ \times \left\{ \begin{matrix} j_4 j_3 L' \\ \ell_3 \ell_4 \frac{1}{2} \end{matrix} \right\} \sum_{M, \epsilon, \epsilon'} \begin{pmatrix} j_2 j_1 L \\ -M M 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_3 j_4 L' \\ -M M 0 \end{pmatrix} \alpha^{\nu\nu'}(M, \epsilon, \epsilon') \tilde{\mathcal{F}}_{\epsilon\epsilon'}^{\nu\nu'}$$

$$S_{LL'J'}^{\nu\nu'II}(r, r') = \left(\frac{dn}{d\epsilon_F}\right)^{-1} \frac{f^{\nu\nu'}(r)}{4\pi} \sum_{1,2,3,4} \sqrt{6} k (-1)^{L+\frac{1}{2}+\ell_3+j_3} \begin{pmatrix} \ell_1 \ell_2 L \\ 0 0 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ell_3 \ell_4 L' \\ 0 0 0 \end{pmatrix} \times \\ \times \mathcal{R}^{\nu\nu'}(r, r') \left\{ \begin{matrix} j_2 j_1 L \\ \ell_1 \ell_2 \frac{1}{2} \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \ell_3 \frac{1}{2} j_3 \\ \ell_4 \frac{1}{2} j_4 \\ L' 1 J' \end{matrix} \right\} \sum_{M, \epsilon, \epsilon'} \begin{pmatrix} j_2 j_1 L \\ -M M 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_3 j_4 J' \\ M -M 0 \end{pmatrix} \alpha^{\nu\nu'}(M, \epsilon, \epsilon') \tilde{\mathcal{F}}_{\epsilon\epsilon'}^{\nu\nu'}$$

$$S_{LJL'}^{\nu\nu'III}(r, r') = \left(\frac{dn}{d\epsilon_F}\right)^{-1} \frac{g^{\nu\nu'}}{4\pi} \sum_{1,2,3,4} \sqrt{6} k (2J+1) (-1)^{\frac{1}{2}+j_1+\ell_1+L} \begin{pmatrix} \ell_1 \ell_2 L \\ 0 0 0 \end{pmatrix} \mathcal{R}^{\nu\nu'}(r, r') \times \\ \times \begin{pmatrix} \ell_3 \ell_4 L' \\ 0 0 0 \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} \ell_1 \frac{1}{2} j_1 \\ \ell_2 \frac{1}{2} j_2 \\ L 1 J \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j_4 j_3 L' \\ \ell_3 \ell_4 \frac{1}{2} \end{matrix} \right\} \sum_{M, \epsilon, \epsilon'} \begin{pmatrix} j_1 j_2 J \\ M -M 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_3 j_4 L' \\ -M M 0 \end{pmatrix} \alpha^{\nu\nu'}(M, \epsilon, \epsilon') \tilde{\mathcal{F}}_{\epsilon\epsilon'}^{\nu\nu'}$$

$$S_{LJL'J'}^{\nu\nu'} \Pi \Pi (r, r') = \left( \frac{dn}{d\epsilon_F} \right)^{-1} \frac{g^{\nu\nu'}}{4\pi} \sum_{1,2,3,4} 6k(2J+1)(-1)^{1+j_1+j_3} \begin{pmatrix} \ell_1 & \ell_2 & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ell_3 & \ell_4 & L' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \mathcal{R}^{\nu'}(r, r') \times$$

$$\times \begin{Bmatrix} \ell_1 & \frac{1}{2} j_1 \\ \ell_2 & \frac{1}{2} j_2 \\ L & 1 J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \ell_3 & \frac{1}{2} j_3 \\ \ell_4 & \frac{1}{2} j_4 \\ L' & 1 J' \end{Bmatrix} \sum_{M, \epsilon, \epsilon'} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & J \\ M & -M & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_3 & j_4 & J' \\ M & -M & 0 \end{pmatrix} \alpha^{\nu'}(M, \epsilon, \epsilon') \tilde{\mathcal{R}}_{\epsilon\epsilon'}^{\nu'}$$

$$1 \equiv n_1, \ell_1, j_1;$$

$$k = [(2L+1)(2L'+1)(2\ell_1+1)(2\ell_2+1)(2\ell_3+1)(2\ell_4+1)(2j_1+1)(2j_2+1)(2j_3+1)(2j_4+2)]^{1/2};$$

$$\mathcal{R}^{\nu}(r, r') = R_1^{\nu}(r) R_2^{\nu}(r) R_3^{\nu}(r) R_4^{\nu}(r'); \quad \alpha^{\nu}(M, \epsilon, \epsilon') = a_1^{M\epsilon\nu} a_2^{M\epsilon'\nu} a_3^{M\epsilon\nu} a_4^{M\epsilon'\nu};$$

$$t_{M\epsilon}^{\nu L J \Pi}(r) = \sum_{1,2} \kappa \sqrt{6} P^{\nu}(r) d^{\nu}(\epsilon, M) \begin{pmatrix} \ell_1 & \ell_2 & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} \ell_1 & \frac{1}{2} j_1 \\ \ell_2 & \frac{1}{2} j_2 \\ L & 1 J \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & J \\ M & -M & 0 \end{pmatrix} (-1)^{L+M+j_1+\ell_1};$$

$$t_{M\epsilon}^{\nu L I}(r) = \sum_{1,2} \kappa P^{\nu}(r) d^{\nu}(\epsilon, M) \begin{pmatrix} \ell_1 & \ell_2 & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & L \\ -M & M & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_2 & j_1 & L \\ \ell_1 & \ell_2 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} (-1)^{M-\frac{1}{2}};$$

$$\kappa = [(2L+1)(2\ell_1+1)(2\ell_2+1)(2j_1+1)(2j_2+1)]^{1/2} / \sqrt{4\pi}; \quad P^{\nu}(r) = R_1^{\nu}(r) R_2^{\nu}(r);$$

$$d^{\nu}(\epsilon, M) = a_1^{\epsilon M\nu} a_2^{\epsilon M\nu}.$$

Здесь  $a_{n\ell j}^{\epsilon M\nu}$  - коэффициенты разложения в /5/,  $R_{n\ell j}^{\nu}(r)$  - радиальная часть волновой функции  $\phi_{n\ell j m_j}^k = \Omega_k^{\nu}(r)$ . Вычисление S, t

по этим формулам можно упростить, используя различные соотношения для (3п-j)-символов /см., например, /30/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бете Г. Физика ядра. Атомиздат, М., 1948 часть II.
2. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. "Наука", М., 1965.
3. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, Р4-10386, Дубна, 1977; ЯФ, 1977, 27, с.979.
4. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, Р4-11131, Дубна, 1977; ЯФ, 1979, 29, с.10.
5. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, Р4-8889, Дубна, 1976.
6. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, Р4-9726, Дубна, 1976; ЯФ, 1977, 26, с.44.



7. Акопян Г.Г. и др. ОИЯИ, РЗ-11740, Дубна, 1978; Зайдель К. и др. ОИЯИ, РЗ-11741, Дубна, 1978; Зайдель К., Майстер А., Пабст Д. ОИЯИ, РЗ-11742, Дубна, 1978.
8. Зайдель К. и др. ОИЯИ, РЗ-80-135, Дубна, 1980.
9. Gareev F.A. et al. Nucl.Phys., 1971, A17, p.133.
10. Иванова С.П., Ширикова Н.Ю. ОИЯИ, Р4-9081, Дубна, 1975.
11. Гареев Ф.А. и др. ОИЯИ, 11-8081, Дубна, 1974; Гареев Ф.А., Иванова С.П., Ширикова Н.Ю. ТМФ, 1971, 8, с.97.
12. Вдовин А.И., Комов А.Л., Малов Л.А. ОИЯИ, Р4-5125, Дубна, 1970.
13. Kammuri T. Progr.Theor.Phys., 1964, 31, p.595.
14. Migdal A.B. Nucl.Phys., 1966, 76, p.441.
15. Speth J., Meyer J. Nucl.Phys., 1973, A203, p.17.
16. Крылов В.И. Приближенное вычисление интегралов. "Наука", М., 1967.
17. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1974, 14, No.5-6.
18. Russel P.B. et al. Nucl.Phys., 1973, A210, p.133.
19. Meeker R.D. et al. Nucl.Phys., 1974, A224, p.429; Sanor G., Chandra H., Mosel U. Nucl.Phys., 1976, A264, p.221; Brack M., Quentin P. Phys.Lett., 1974, 52B, p.159; Ko C.M. et al. Phys.Lett., 1974, 45B, p.433; Brack M., Quentin P. Phys.Scripta, 1974, 10A, p.163.
20. Moretto L.G. Nucl.Phys., 1972, A182, p.641.
21. Jensen S., Damgaard J. Nucl.Phys., 1973, A210, p.282.
22. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
23. Кадменский С.Г. и др. ЯФ, 1978, 27, с.906; Bang E. et al. JINR, E4-10691, Dubna, 1977.
24. Kerman A.K. et al. Nucl.Phys., 1973, A203, p.433; Sobiczewski A. Nucleonika, 1974, 19, p.625; Decharge J. et al. Phys.Lett., 1975, 55B, p.361; Mang H.J. et al. Z.Phys., 1973, 262, p.39; Larsson S.E. Phys.Soc., 1973, 8, p.17.
25. Mackintosh R.S. Rep. Prog.Phys., 1977, 40, p.747; Walter H.K. Nucl.Phys., 1974, A234, p.504; Михайлов И.Н. и др. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.1338.
26. Nilson S.G. et al. Nucl.Phys., 1969, A131, p.1; Tsang C.F., Nilson S.G. Nucl.Phys., 1970, A140, p.275.
27. Адеев Г.Д., Черданцев П.А. ЯФ, 1972, 16, с.919; ЯФ, 1973, 18, с.741; Jensen A.S., Damgaard J. Nucl.Phys., 1973, A203, p.678.
28. Bjørnholm S., Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1969, A136, p.1.
29. Døssing T., Jensen A.S. Nucl.Phys., 1974, A222, p.493; Huizenga J.R., Moretto L.G. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1972, 22, p.427; Kataria S.K. et al. Phys.Rev., 1978, 18C, p.549.
30. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. "Наука", Л., 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 ноября 1980 года.