

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



с 34/a

Б-91

1185/2-78

Г.Г.Бунатян

13/III-78

P4 - 11131

О СТАТИСТИЧЕСКОМ ОПИСАНИИ СВОЙСТВ
КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ

1977

P4 - 11131

Г.Г.Бунатян

О СТАТИСТИЧЕСКОМ ОПИСАНИИ СВОЙСТВ
КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ

Направлено в ЯФ



ВВЕДЕНИЕ

Для основных состояний ядер достаточно хорошо изучены такие свойства, как размеры, форма, распределение плотности, заряда, g -факторы, моменты инерции и т.п. Сведения об этих же характеристиках для компаунд-состояний ядер в настоящее время очень ограничены. При изучении сложной многотельной системы недостаточно знать лишь свойства ее основного состояния. Для полного описания строения ядра важно знать, как меняются его свойства при переходе из основного состояния в возбужденное.

Построение волновой функции возбужденных состояний ядер является очень сложной задачей. Поэтому свойства компаунд-состояний описывают статистически, вводя температуру T , связанную с энергией возбуждения ядра $\delta E(T)^{1/2}$. При таком подходе изучаются не свойства отдельного возбужденного состояния, а средние характеристики достаточно большого числа состояний, различия между энергиями которых гораздо меньше температуры T . Для энергий возбуждений атомных ядер, как правило, выполняется условие

$$T \ll \mu,$$

/1/

μ - энергия Ферми. Поэтому изменяются при "нагревании" лишь состояния нуклонов у границы Ферми. Использование температурных функций Грина ^{/2-4/} позволяет при этих условиях распространить теорию конечных ферми-систем ^{/5/} на случай отличных от нуля темпера-

тур. Оказывается возможным найти изменение $\delta\langle q \rangle$ средних значений различных физических величин при "нагревании" ядра, изменение одночастичных энергий $\delta\epsilon_\lambda(T)$, установить связь энергии возбуждения $\delta E(T)$ с температурой T , последовательно учитывая сильное взаимодействие нуклонов. В работе /6/ были получены соответствующие общие соотношения и проведены качественные квазиклассические оценки. В настоящей работе мы проведем численные расчеты изменения $\delta E(T)$ энергии при "нагревании", изменения среднего квадратичного радиуса $\delta\langle r^2 \rangle$, изменения одночастичных энергий $\delta\epsilon_\lambda(T)$ для ряда сферических ядер и обсудим возможность наблюдения изучаемых эффектов в различных экспериментах.

МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ

1. Согласно /6/ все интересующие нас величины $\delta E(T)$, $\delta\epsilon_\lambda(T)$, $\delta\langle r^2 \rangle$ связаны с изменением матрицы плотности системы $\delta\rho(T)$ и выражаются при наличии в системе парных корреляций сверхпроводящего типа через вариации $\delta_{0\rho}(T)$ /6/. Все расчеты мы проведем, оставляя в $\delta_{0\rho}(T)$, а также в других выражениях из /6/ лишь члены, линейные по изменению $\delta\epsilon_\lambda(T)$. Тогда, используя также приближение константного спаривания, из /6/ имеем:

$$\begin{aligned} \delta_{0\rho_{\lambda\lambda}}(T) &= a\delta_{\lambda\lambda} \cdot \{ [1 - (\epsilon_\lambda(T) - \mu^\nu(T))E_\lambda^{-1}(T) \times \\ &\quad \times (1 - 2n_\lambda(T))] - (E_\lambda - (\epsilon_\lambda - \mu^\nu))E_\lambda^{-1} \} 2^{-1}, \\ n_\lambda(T) &= (1 + \exp[E_\lambda(T)/T])^{-1}, \quad v_\lambda^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_\lambda - \mu^\nu}{E_\lambda} \right), \\ E_\lambda(T) &= \sqrt{(\epsilon_\lambda(T) - \mu^\nu(T))^2 + \Delta_\nu^2(T)}, \quad \nu = p, n. \end{aligned} \quad /2/$$

λ включает и зарядовый индекс $\nu = p, n$; a - вычет одночастичной функции Грина в полюсе. Входящие в /2/ $\Delta_\nu(T)$, $\mu^\nu(T)$ определяются уравнениями:

$$1 = \frac{G^\nu}{2} \sum_{n\ell j | m_j} \frac{(1 - 2n_\lambda(T))}{E_\lambda(T)},$$

$$N, Z = \sum_{n\ell j | m_j} \left(1 - \frac{\epsilon_\lambda(T) - \mu^\nu(T)}{E_\lambda(T)} (1 - 2n_\lambda(T)) \right). \quad /3/$$

Одночастичные энергии "нагретого" ядра определяются через изменение собственно энергетической части $\delta\Sigma$ соотношением

$$\epsilon_\lambda(T) = \epsilon_\lambda(0) + \delta\epsilon_\lambda(T),$$

$$\delta\epsilon_\lambda(T) = a\delta\Sigma_{\lambda\lambda}(T) = a^2 \Gamma_{\lambda\lambda}^{\lambda\lambda'}(T) \delta_{0\rho_{\lambda\lambda}}(T). \quad /4/$$

Полная амплитуда рассеяния $\Gamma(T)$ при отличных от нуля температурах связана с неприводимой амплитудой $\Gamma^{(0)}$ уравнением

$$a^2 \Gamma_{\lambda\lambda}^{\lambda\lambda'}(T) = a^2 \Gamma_{\lambda\lambda}^{\omega\lambda\lambda'} + a^2 \Gamma_{\lambda\lambda}^{\omega\lambda_1\lambda_2} \mathcal{Q}_{\lambda_1\lambda_2} \Gamma_{\lambda_1\lambda_2}^{\lambda\lambda'}(T) \Gamma_{\lambda_1\lambda_2}^{\lambda\lambda'}(T) a^2 \mathcal{L}_{\lambda_1\lambda_2}^{\lambda\lambda', \nu_1=\nu_2}, \quad /5/$$

где величина $a^2 \mathcal{Q}(T)$ - интеграл от произведения полюсных частей температурных функций Грина - согласно /6/ дается выражением

$$\begin{aligned} \mathcal{Q}_{12}(T) &= \frac{v_1^2 v_2^2(T) - \Lambda\Lambda(T)/4E_1 E_2(T)}{E_2(T) - E_1 - \delta\mu} \times \\ &\quad \times [(1 + e^{(-E_1 - \delta\mu)/T})^{-1} - (1 + e^{-E_2(T)/T})^{-1}] + \\ &\quad + \frac{v_1^2(1 - v_2^2(T)) + \Lambda\Lambda(T)/4E_1 E_2(T)}{E_2(T) + E_1 + \delta\mu} \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[(1 + e^{E_2(T)/T})^{-1} - (1 + e^{-(E_1 + \delta\mu)/T})^{-1} \right] + \\
& + \frac{(1 - v_1^2)v_2^2(T) + \Delta\Delta(T)/4E_1E_2(T)}{E_1 + E_2(T) - \delta\mu} \times \\
& \times \left[(1 + e^{(E_1 - \delta\mu)/T})^{-1} - (1 + e^{-E_2(T)/T})^{-1} \right] + \\
& + \frac{(1 - v_1^2)(1 - v_2^2(T)) - \Delta\Delta(T)/4E_1E_2(T)}{E_1 - E_2(T) - \delta\mu} \times \\
& \times \left[(1 + e^{(E_1 - \delta\mu)/T})^{-1} - (1 + e^{E_2(T)/T})^{-1} \right]. \quad /6/
\end{aligned}$$

Для связи энергии возбуждения с температурой согласно /6/ имеем с точностью до членов, квадратичных по $\delta_0\rho$:

$$\delta E = E(T) - E = \delta_1 E(T) + \delta_2 E(T) + \delta E_{\Delta}(T),$$

$$\delta_1 E(T) = \epsilon_{\lambda} \delta_0 \rho_{\lambda\lambda}(T),$$

$$\delta_2 E(T) = \frac{1}{2} a^2 \Gamma_{\lambda\lambda}^{\lambda\lambda'}(T) \delta_0 \rho_{\lambda\lambda} \delta_0 \rho_{\lambda\lambda'},$$

$$\begin{aligned}
\delta E_{\Delta}(T) &= - \sum_{\lambda} \left[\frac{\Delta_{\nu}^2(T)}{2E_{\lambda}(T)} (1 - 2n_{\lambda}(T)) - \frac{\Delta_{\nu}^2}{2E_{\lambda}} \right] = \\
&= - \sum_{\nu} [\Delta_{\nu}^2(T) - \Delta_{\nu}^2] / G_{\nu}. \quad /7/
\end{aligned}$$

Как будет видно из результатов расчетов, для всех рассматриваемых T уже $\delta_2 E$ гораздо меньше $\delta_1 E$. Вследствие этого можно не учитывать в /7/ члены более высокого порядка по $\delta_0\rho$, хотя их вычисление, в принципе, не сложно.

Мы проведем вычисление изменения среднего квадратичного радиуса ядра $\delta\langle r^2 \rangle_A$ и среднего квадратичного радиуса заряда $\delta\langle r^2 \rangle_Z$. Изменение $\delta\langle q \rangle$ среднего значения какой-либо величины q можно представить в виде:

$$\begin{aligned}
\delta\langle q \rangle &= q_{\lambda\lambda} \delta_0 \rho_{\lambda\lambda} + q_{\lambda_1\lambda_2} \rho_{\lambda_1\lambda_2}(T) a^2 \Gamma_{\lambda_1\lambda_2}^{\lambda\lambda'}(T) \delta_0 \rho_{\lambda\lambda'} = \\
&= V_{\lambda\lambda} [\hat{q}] \delta_0 \rho_{\lambda\lambda},
\end{aligned}$$

$$V_{\lambda\lambda} [\hat{q}] = q_{\lambda\lambda} + a^2 \Gamma_{\lambda\lambda}^{\omega\lambda_1\lambda_2} \rho_{\lambda_1\lambda_2}(T) \cdot V_{\lambda_1\lambda_2} [q]; \quad \lambda_1 \neq \lambda_2, \nu_1 = \nu_2. \quad /8/$$

В нашем случае при вычислении $\delta\langle r^2 \rangle_A$ $q = r^2/A$, а при вычислении $\delta\langle r^2 \rangle_Z$ $q = (r^2/Z)(1 + \tau_Z)/2$.

2. При выполнении условия /1/ неприводимую амплитуду $a^2 \Gamma^{\omega}$ можно полагать не зависящей от температуры /6/, т.к. Γ^{ω} не содержит, по определению, состояний у границ Ферми. То же самое относится к спаривательным константам G_Z, G_N . Поэтому во всех наших расчетах мы используем значения этих величин, полученные из решения различных задач ядерной физики при $T=0$. Амплитуду $a^2 \Gamma^{\omega}$, как обычно /5/, запишем в виде:

$$a^2 \Gamma^{\omega} \frac{dn}{dq} = f + g(\vec{\sigma} \cdot \vec{\sigma}) + f'(\vec{r} \cdot \vec{r}') + g'(\vec{\sigma} \cdot \vec{\sigma}')(\vec{r} \cdot \vec{r}'). \quad /9/$$

Для сферических ядер, которые мы рассматриваем в данной работе, во все выражения войдут лишь амплитуды $f^{nn} = f^{pp} = f + f'$, $f^{np} = f^{pn} = f - f'$. Как известно /7/, необходимо учитывать координатную зависимость амплитуды $f^{\nu\nu'}(r)$, вводя внутренние $f_{in}^{\nu\nu'}$ и наружные $f_{ex}^{\nu\nu'}$ значения их:

$$f^{\nu\nu'}(r) = f_{in}^{\nu\nu'} + (f_{ex}^{\nu\nu'} - f_{in}^{\nu\nu'}) \frac{n(0) - n(r)}{n(0)}. \quad /10/$$

Мы приводим в дальнейшем во всех случаях, кроме таблиц 2,3, результаты расчетов со значениями

$$f_{in}^{nn} = 1, f_{in}^{np} = -0,6, f_{ex}^{nn} = -1, f_{ex}^{np} = -3, \quad /10a/$$

полученными в работе /8/. Для того чтобы показать зависимость изучаемых величин от f , мы приводим в таблицах 2,3 для сравнения результаты расчетов с другими значениями $f_{in, ex}^{vv}$. Для сравнительных констант G_Z, G_N используем значения, полученные из анализа разностей масс соседних ядер /9/ при условии, что суммирование в первом уравнении /3/ ведется по всем состояниям с $\epsilon_\lambda \leq +10$ МэВ, см. таблицу 2 в работе /9/. В табл. 1 мы привели значения G_Z, G_N для рассмотренных нами ядер, а также, для примера, полученные при этих G_Z, G_N из уравнений /3/ $\Delta_Z(T), \Delta_N(T), \mu_Z(T), \mu_N(T)$ при $T = 0,5$ МэВ.

Соотношения /2/-/8/ написаны в представлении ϕ_λ - собственных функций одночастичного гамильтониана, диагонализующих одночастичную функцию Грина у поверхности Ферми. Во всех расчетах использовался потенциал Вудса-Саксона с параметрами, определенными в /10/. Соотношения /2/-/8/ содержат не только суммы по дискретным состояниям, но и интегралы по непрерывному спектру. При не слишком больших положительных энергиях, $\epsilon_\lambda \leq 25$ МэВ, эти интегралы можно приближенно заменить суммами по квазистационарным состояниям, так как при таких энергиях спектр системы можно приближенно рассматривать как состоящий из ряда размытых, квазидискретных уровней с конечной, не очень большой шириной Γ_λ . Метод вычисления энергий $E_\lambda = \epsilon_\lambda - i\Gamma_\lambda/2$ и волновых функций ϕ_λ квазистационарных состояний описан в /11/. В наших вычислениях мы используем действительную часть волновой функции $Re\phi_\lambda$ и энергии ϵ_λ , т.е. пренебрегаем затуханием квазичастиц за счет вылета из ядра.

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ $\delta E(T), \delta \epsilon_\lambda(T)$

1. Прежде всего, согласно /7/ получаем связь энергии возбуждения ядра $\delta E(T)$ с вводимой при статисти-

Таблица 1
Значения G_Z, G_N /в МэВ/ из /9/, с которыми выполнялись все расчеты, и соответствующие им $\Delta_Z(T), \Delta_N(T), \mu_Z(T), \mu_N(T)$ /в МэВ/ для различных ядер при $T = 0,5$ МэВ

	²⁰⁸ Pb	²¹⁴ Po	²⁰² Hg	¹⁹⁶ Pt	²²² Rn	¹⁴⁴ Nd	¹²⁰ Sn	⁹⁰ Zr	⁷⁴ Ge	⁵⁸ Ni	⁵² Cr
$A \cdot G_Z$	18	18	18	24,4	23,2	16,1	19,5	17,82	21,5	20,9	20,9
$A \cdot G_N$	16,8	16,8	16,8	17	17,3	17,9	16,3	15,84	18,5	17,0	17,0
$\Delta_Z(0,5)$	0	0	0	0,8	0,94	0,49	0	0	1,95	1,5	1,8
$\Delta_N(0,5)$	0	0,52	0	1,05	1,1	0,81	1,47	0	1,90	1,8	1,6
$\mu_Z(0,5)$	-6,4	-5,5	-7,5	-7,4	-5,9	-6,6	-8,3	-7,3	-9,0	-5,1	-8,1
$\mu_N(0,5)$	-6,1	-5,1	-7,4	-7,2	-4,9	-6,7	-8,0	-9,2	-8,64	-11,4	-10,1

ческом описании температурой T . Результаты этих расчетов для тяжелых сферических ядер представлены на рис. 1, а для средних ядер - на рис. 2. На этих рисунках показана также роль отдельных слагаемых $\delta_1 E$, $\delta_2 E$, δE_Δ , составляющих δE . Как видно из рисунков, $\delta_2 E$ при всех T существенно меньше $\delta_1 E$. При этом $\delta_2 E > 0$ лишь для $T \leq 5$ МэВ; для больших T $\delta_2 E < 0$ и по абсолютной величине растет приблизительно $\sim T^4$. Для ядер, у которых $\Lambda(0) \neq 0$, при малых $T \leq 1 \div 1,5$ МэВ существенную роль играет член δE_Δ . В этих случаях, как видно из рис. 1, 2, $\delta_1 E \leq 0$, но $\delta E_\Delta > 0$ и $|\delta E_\Delta| > |\delta_1 E|$. Зависимость всей энергии возбуждения $\delta E(T)$ от T различна для различных ядер, в особенности при небольших $T < 1 \div 2$ МэВ, и определяется как зависимостью $\Lambda(T)$, так и структурой уровней данного ядра у поверхности Ферми. Следует отметить сильную зависимость при этих T всех результатов от параметров одночастичного потенциала и от G_Z, G_N в /3/, т.е. от Δ_Z, Δ_N . Малые, $\sim 0,1 \div 0,2$ МэВ, изменения в положении уровней ϵ_λ могут приводить к изменению $\delta E(T)$, $\delta_2 E(T)$, $\delta \langle r^2 \rangle$ на заметную величину $\sim 20\%$.

2. При полуэмпирическом анализе на основе модели идеального ферми-газа /12-15/ экспериментальных данных для плотностей уровней нейтронных резонансов эффективную энергию возбуждения компаунд-состояния записывают в виде

$$U = V_n - \delta = a \cdot T^2, \quad /11/$$

V_n - энергия связи нейтрона. Полученные таким образом величины δ , a приведены в /14, 15/. Так как ядро не является идеальным ферми-газом, сама величина a в /11/ оказывается зависящей от T , эмпирические формулы для $a(Z, N, T)$ получались в /12/. Можно оценить величину a по рис. 1, 2, полагая энергию возбуждения равной $\delta E = V_n - \delta$. При этом получают значения a , приведенные во второй строке табл. 2, сравнительно близкие к эмпирическим значениям $a_{\text{эксп.}}$ из /14, 15/, приведенным в третьей строке этой таблицы.

При больших энергиях возбуждения в /12/ из анализа

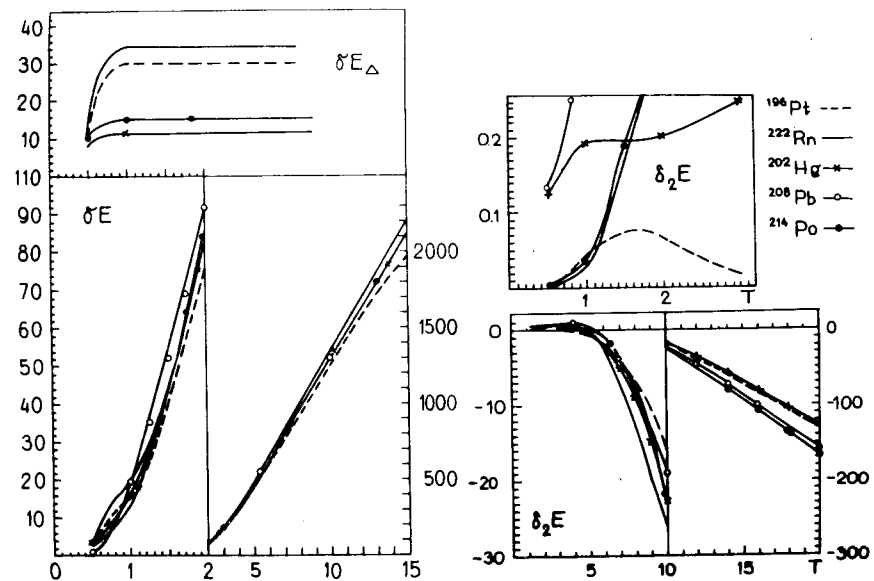


Рис. 1. Зависимость величин δE , $\delta_2 E$, δE_Δ (в МэВ) /см. формулу /7// от температуры T (в МэВ) для ядер ^{222}Rn , ^{214}Po , ^{208}Pb , ^{202}Hg , ^{196}Pt .

деления ядер получается эмпирическая зависимость $\delta E \approx \bar{a} T^2$, где $\bar{a}(Z, N) \approx (0,114 + 0,162 A^{-1/3}) A$, что, например, для $A \sim 200$ означает $\bar{a} \sim 20 \div 25 \approx A/8$. Как можно заключить из рис. 1, 2, в наших расчетах получаются при $\delta E \sim 50 \div 1000$ МэВ примерно такие же /или несколько меньше/ значения \bar{a} . При еще больших T $\delta E(T)$ растет медленнее, чем $\sim T^2$. Из рис. 1, 2 можно также заключить что при попытке для всех ядер описать зависимость $\delta E(T)$ для всех T простой формулой /11/ $a(T)$ оказалась бы сложной функцией T , которую вряд ли можно представить простой эмпирической формулой.

3. При переходе из основного состояния с $T=0$ в состояние с температурой T меняется собственно энергетическая часть Σ , что приводит, согласно /4/, к сдвигу одночастичных уровней $\delta \epsilon_\lambda$. На рис. 3 приведена в качестве примера для ядер ^{208}Pb , ^{90}Zr , ^{74}Ge зависимость $\delta \epsilon_\lambda(T)$ от T для нескольких ближайших к поверхности Ферми уровней λ . Как видно из этого рисунка,

Таблица 2

Величины a из /11/, полученные по *рис. 1,2* /вторая строчка/ и эмпирическим путем из /14,15/ /третья строка/

	^{208}Pb	^{202}Hg	^{196}Pt	^{144}Nd	^{120}Sn	^{74}Ge
$a, \text{МэВ}^{-1}$	9	13	20	14	14	11
$a_{\text{эмп}} \cdot \text{МэВ}^{-1}$	7,3	16,8	20,6	18,2	16,8	13,1

$\delta\epsilon_\lambda < 0$ для всех T , исключая лишь малые $T \leq 1 \div 2 \text{ МэВ}$ для ядер, у которых $\Delta(0) \neq 0$. При малых энергиях возбуждения, при наличии парных корреляций ($\Delta \neq 0$) одночастичные уровни несколько /очень незначительно, на $0,1 \div 0,3 \text{ МэВ}$ / сдвигаются вверх, $\delta\epsilon_\lambda > 0$. При больших энергиях возбуждения ϵ_λ понижаются, причем $\delta\epsilon_\lambda$ до-

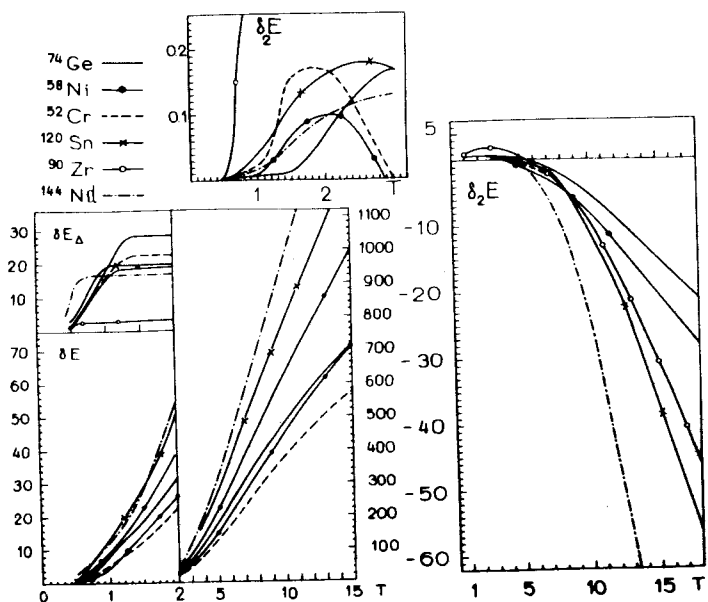


Рис. 2. То же, что на *рис. 1*, но для ядер ^{52}Cr , ^{58}Ni , ^{74}Ge , ^{90}Zr , ^{120}Sn , ^{144}Nd .

стигает заметной величины $-1 \div -2 \text{ МэВ}$ лишь при $\delta E \geq 100 \div 200 \text{ МэВ}$. В следующем разделе мы проследим связь $\delta\epsilon_\lambda(T)$ с изменением среднего квадратичного радиуса ядра $\delta \langle r^2 \rangle$. На *рис. 3* представлена также для примера схема одночастичных уровней у поверхности Ферми ядра ^{214}Po при $T=0$ (ϵ_λ) и при $T \approx 3,5 \text{ МэВ}$,

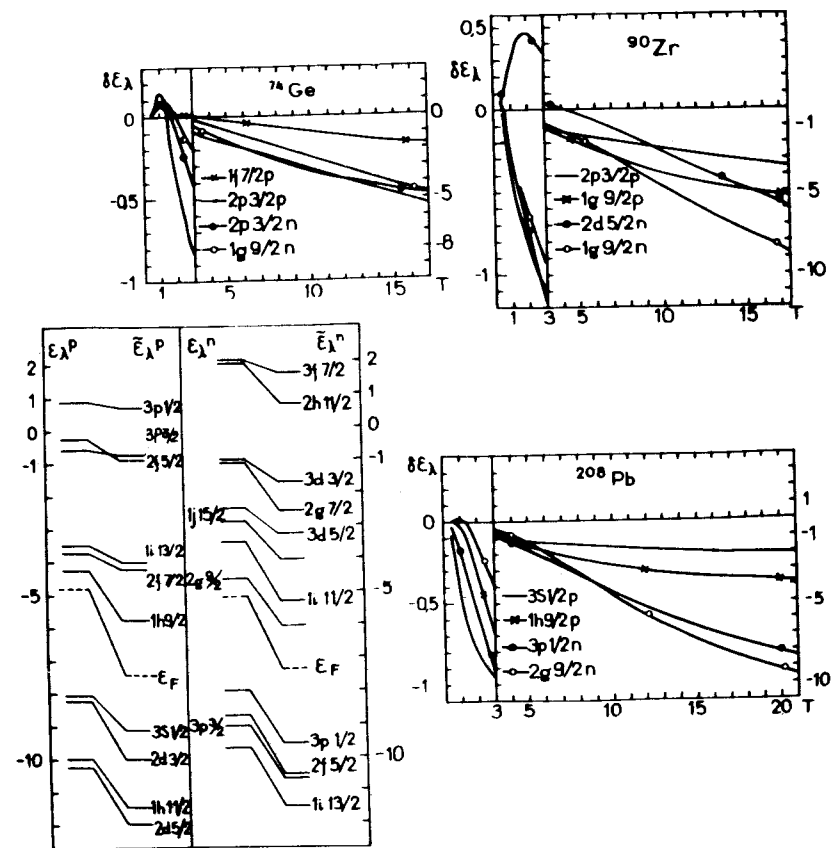


Рис. 3. Зависимость сдвига одночастичных уровней $\lambda (n, \ell, j, \nu = p, n)$ ϵ_λ (в МэВ) от температуры T для ядер ^{74}Ge , ^{90}Zr , ^{208}Pb , и схемы одночастичных уровней у поверхности Ферми ^{214}Po при $T=0$ (ϵ_λ) и при $T = 3,5 \text{ МэВ}$ ($\bar{\epsilon}_\lambda$).

$\delta E \approx 400 \text{ МэВ}$ ($\bar{\epsilon}_\lambda$). Как видно, все уровни сдвигаются, но, разумеется, на различную величину $\delta \epsilon_\lambda < 0$. Из полученных результатов следует, что при решении различных задач ядерной физики следует учитывать отличие $\delta \epsilon_\lambda(T)$ одночастичного спектра $\epsilon_\lambda(T)$ возбужденного состояния от спектра $\epsilon_\lambda(0)$ основного состояния при энергиях возбуждения $\delta E(T) \geq 100 \text{ МэВ}$; при меньших энергиях δE изменениями $\delta \epsilon_\lambda$ можно, видимо, как правило, пренебрегать.

4. В табл. 3 мы привели примеры расчетов $\delta \epsilon_\lambda$ и $\delta_2 E$ с различными наборами $f_{in, ex}^{vv'}$ для нескольких ядер при $T = 1,5 \text{ МэВ}$. В первой колонке указаны ядра, а во второй - уровни $\lambda(n, \ell, j, \nu = n, p)$ или $\delta_2 E$. Значения $\delta \epsilon_\lambda$ и $\delta_2 E$ в каждой колонке получены с наборами $f_{in, ex}^{vv'}$, приведенными внизу табл. 3. Результаты, приведенные в табл. 3, позволяют судить о зависимости величин $\delta \epsilon_\lambda$ и $\delta_2 E$ от входящих в расчеты $f_{in, ex}^{vv'}$.

ИЗМЕНЕНИЯ СРЕДНИХ КВАДРАТИЧНЫХ РАДИУСОВ ПРИ "НАГРЕВАНИИ"

1. В этом разделе мы обсудим результаты вычисления $\delta \langle r^2 \rangle_A$, $\delta \langle r^2 \rangle_Z$ согласно формулам /8/. На рис. 4 и 5 $\delta \langle r^2 \rangle_A$ и $\delta \langle r^2 \rangle_Z$ представлены в зависимости от T . Чтобы избежать большого числа рисунков, мы приводим, как и раньше, все результаты как функции T . Зависимость всех величин от энергии возбуждения $\delta E(T)$ легко восстанавливается с помощью рис. 1, 2. Как видно из рис. 4, 5, при малых $T \leq 1 \div 2 \text{ МэВ}$ $\delta \langle r^2 \rangle_A$, $\delta \langle r^2 \rangle_Z$ зависят от T /или $\delta E(T)$ / очень сложно и по-разному для разных ядер. Для всех случаев, когда в основных состояниях ядер существенно спаривание, т.е. велики $\Lambda_{Z, N}$, $\delta \langle r^2 \rangle < 0$ при изменении T от 0,5 до $\sim 2 \text{ МэВ}$. Чем больше $\Lambda_{Z, A}(0)$, тем большего по абсолютной величине отрицательного значения достигает $\delta \langle r^2 \rangle_{Z, A}$ при $T \sim 1 \div 15 \text{ МэВ}$. Для ядер, у которых $\Lambda(0) \approx 0$ /или очень мало/, например ^{208}Pb , ^{90}Zr , ^{120}Sn , ^{144}Nd , уменьшения $\langle r^2 \rangle$ при малых T не происходит совсем /или же

Таблица 3
Зависимость $\delta \epsilon_\lambda$ и $\delta_2 E$ /в МэВ/ от $f_{in, ex}^{vv'}$ для ядер ^{214}Po , ^{90}Zr , ^{74}Ge при $T = 1,5 \text{ МэВ}$

	$\begin{matrix} \epsilon_{nej}^v \\ \delta_2 E \end{matrix}$	fI	fII	fIII
^{214}Po	$\epsilon_{1h9/2}^p$	-0,14	-0,19	-0,27
	$\epsilon_{2g9/2}^n$	-0,03	-0,05	-0,002
	$\delta_2 E$	0,37	I, I	I, I
^{90}Zr	$\epsilon_{1g9/2}^p$	-0,52	-0,65	0,85
	$\epsilon_{2d5/2}^n$	0,42	0,11	0,3
	$\delta_2 E$	I, I	0,96	2,0
^{74}Ge	$\epsilon_{1f7/2}^p$	0,84	0,13	0,18
	$\epsilon_{2p1/2}^n$	-0,11	-0,18	-0,21
	$\delta_2 E$	0,01	0,05	0,04

	f_{in}^{nn}	f_{in}^{np}	f_{ex}^{nn}	f_{ex}^{np}
fI	1,0	-0,6	-1,0	-3,0
fII	1,9	0,7	-3,0	-3,6
fIII	2,9	-1,0	-4,5	-5,5

оно крайне мало/. Такую зависимость $\delta\langle r^2 \rangle$ от T можно качественно понять, учитывая, что при $T \sim 1$ МэВ $\lambda(T) \approx 0$ а размытость в распределении $n_\lambda(T)$ при $T \sim 1$ МэВ невелика, меньше, чем размытость в распределении $v_\lambda^2(0)$, обусловленная наличием $\Lambda(0) \sim 1 \div 1,5$ МэВ. При дальнейшем увеличении $T \geq 2 \div 3$ МэВ $\delta\langle r^2 \rangle$ для всех ядер растут приблизительно $\sim T^2$, а при еще больших T несколько медленнее. Обратим здесь внимание на связь $\delta\langle r^2 \rangle$ с $\delta\epsilon_\lambda$, вычисленными согласно /4/ в предыдущем разделе. В тех случаях, когда $\delta\langle r^2 \rangle < 0$, т.е. происходит уменьшение среднего квадратичного радиуса, $\delta\epsilon_\lambda > 0$, т.е. одночастичные уровни смещаются вверх. При увеличении $\langle r^2 \rangle$, т.е. при $\delta\langle r^2 \rangle > 0$, $\delta\epsilon_\lambda < 0$, т.е. одночастичные уровни понижаются. Такое поведение найденных согласно /4/ $\delta\epsilon_\lambda$ согласуется с представлением об изменении размеров ядра, т.е. радиуса его эффективного потенциала при "нагревании". Как уже отмечалось, $\delta\langle r^2 \rangle_{Z,A}$ при малых $T \leq 2$ МэВ сильно зависит от энергий ϵ_λ и функций ϕ_λ одночастичного потенциала, а также от $G_{Z,N}$ в /3/, т.е. от $\Lambda_{Z,N}$. Так, если для ^{196}Pt , ^{222}Rn вместо значений G_Z, G_N табл. 1 положить $AG_Z = 18$ МэВ $AG_N = 16,8$, как для соседних Po, Hg , то при $T = 1$ МэВ получим для ^{196}Pt $\delta\langle r^2 \rangle_Z = -0,75$ Фм² вместо $\delta\langle r^2 \rangle_Z = -0,12$ Фм², а для ^{222}Rn $\delta\langle r^2 \rangle_Z = 0,02$ вместо $\delta\langle r^2 \rangle_Z = -0,06$ Фм².

В табл. 4 представлены результаты вычислений $\delta\langle r^2 \rangle$ для различных возможных наборов $f_{in,ex}^{IV}$, дающие представление о зависимости $\delta\langle r^2 \rangle$ от $f_{in,ex}^{IV}$ при различных T . Для каждого ядра, указанного в первом столбце, вычисления приведены для двух характерных T , указанных во втором столбце.

2. Из рис. 4,5 видно, что при энергии возбуждения $\delta E \sim U_n / T \sim 0,7 \div 1$ МэВ, $|\delta\langle r^2 \rangle_Z| \sim 0,1 \div 0,2$ Фм². Примерно такое же изменение $\delta\langle r^2 \rangle_Z$ вызывает добавление к тяжелому ядру одного-двух нейтронов. Изменение $\delta\langle r^2 \rangle_Z$ ведет к сдвигу уровней атомных s -электронов - изотопическому смещению. Его величина, вызванная возбуждением ядра $\delta E \sim U_n$, того же порядка, что и от добавления к ядру 1-2 нейтронов. Некоторое представле-

Таблица 4

Зависимость $\delta\langle r^2 \rangle_Z$, Фм² от $f_{in,ex}^{IV}$ при различных температурах T для ядер $^{214}\text{Po}, ^{222}\text{Rn}, ^{90}\text{Zr}, ^{74}\text{Ge}, ^{120}\text{Sn}, ^{58}\text{Ni}$. I, II, III те же, что и в табл. 1, а для fIV все $f_{in,ex}^{IV} = 0$

	T(МэВ)	fI	fII	fIII	fIV
^{214}Po	2,0	0,262	0,093	0,154	0,290
	4,0	1,2	0,83	1,1	1,15
^{222}Rn	1,5	0,036	-0,056	-0,034	0,056
	7,0	4,26	3,56	4,28	3,85
^{90}Zr	1,0	0,02	0,009	-0,014	0,079
	2,0	0,17	0,14	0,12	0,27
^{74}Ge	2,25	0,014	-0,031	0,0	-0,024
	7,0	2,22	1,87	2,12	2,13
^{120}Sn	1,5	0,082	0,048	0,087	0,040
	4,0	0,86	0,65	0,82	0,76
^{58}Ni	1	-0,16	-0,14	-0,15	-0,16
	2,25	0,08	0,10	0,12	0,045

ние об изменении $\delta \langle r^2 \rangle_Z$ при малых энергиях возбуждения $\delta E \sim 0,3 \div 0,5$ МэВ можно, видимо, получить из данных по изомерному сдвигу в μ -мезоатомах /17/. Так, для ^{202}Hg при $\delta E = 0,439$ МэВ $\delta \langle r^2 \rangle_Z = -0,17 \cdot 10^{-3}$ Фм², а для ^{196}Pt при $\delta E = 0,356$ МэВ $\delta \langle r^2 \rangle_Z = 4,49 \cdot 10^{-3}$ Фм². Хотя эти данные и не противоречат нашим результатам, но для таких малых δE статистическое описание вряд ли вообще применимо. В работе /18/ подробно обсуждаются возможности изучения $\delta \langle r^2 \rangle$ по прецизионному измерению изомерного сдвига рентгеновских линий, а в работе /19/ предложен метод измерения $\delta \langle r^2 \rangle$ с помощью нейтронной спектроскопии для $\delta E \approx U_n$. Как видно из наших результатов, величина $\delta \langle r^2 \rangle$ при не очень больших энергиях возбуждения, $\delta E \leq 50$ МэВ, будет составлять примерно $0,01 \langle r^2 \rangle$ Фм² $\approx 0,01 \cdot 0,6 \text{ г}^2 \text{ А}^{2/3}$ Фм² для рассмотренных ядер. Проведение дальнейших экспериментов позволит сделать более определенные заключения о применимости статистического подхода для описания $\langle r^2 \rangle$ компаунд-состояний.

3. Изменение размеров ядра приводит и к изменению кулоновского барьера, что проявляется в испарительных спектрах заряженных частиц /см. /20/, гл. 4-6,9/. После поглощения тяжелым ядром частицы высокой энергии /несколько ГэВ/ на первой стадии происходит вылет нескольких быстрых частиц, уносящих основную часть всей энергии, а энергия остаточного ядра составляет $\sim 15-20\%$ всей энергии, т.е. несколько сотен МэВ. При попытках описать спектр заряженных частиц для этих ядер в рамках испарительной модели оказывается необходимым существенно уменьшить кулоновский барьер в возбужденном состоянии по сравнению с основным. При этом для оценки кулоновского барьера используют эмпирические выражения, например /20/, гл. 6, гл. 9:

$$V_C(T) \approx Ze^2 R(T) - (Ze^2 R(0))\eta(T),$$

$$\eta(T) \approx (1 - 8 \cdot 10^{-3} \cdot T^2), \quad /12/$$

т.е. $R(T) \approx R(0)(1 + 8 \cdot 10^{-3} T^2)$. Если полагать, что в этих условиях применимо статистическое описание состояний остаточ-

ных ядер, то для оценки $R(T)$ можно воспользоваться нашими результатами. Из рис. 4,5/а также 1,2/ видно, что при достаточно больших значениях возбуждения $T \approx 3 \div 7$ МэВ / $\delta E \approx 200 \div 800$ МэВ/ изменение $\delta \langle r^2 \rangle \approx 0,12 (T/\text{МэВ})^2$ Фм². Тогда для тяжелых ядер, $A \sim 100 \div 200$, можно получить оценку:

$$R(T) \approx R(0) \cdot (1 + \delta \langle r^2 \rangle / 2 \langle r^2 \rangle) \approx R(0) (1 + \delta \langle r^2 \rangle (1,2 \text{ г}^2 \text{ А}^{2/3})^{-1}),$$

$$\delta R = R(T) - R(0) \approx (T/\text{МэВ})^2 \cdot 5 \cdot 10^{-3} R(0). \quad /13/$$

Разумеется, речь может идти лишь о качественном сравнении $\delta R(T)$ в /12/ и /13/.

При еще больших температурах, $T \geq 9 \div 10$ МэВ, $\delta \langle r^2 \rangle$ становится сравнимым со средним квадратичным радиусом $\langle r^2 \rangle \sim 0,6 \text{ г}^2 \text{ А}^{2/3}$. Из этого очевидно, что используемое нами статистическое описание при таких энергиях возбуждения неприменимо. Ядерные силы являются короткодействующими, поэтому в статистически равновесном /или близком к такому/, состоянии невозможно существование возбужденного ядра, размеры которого существенно отличались бы от размеров в основном состоянии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использованный в настоящей работе статистический подход по самой своей сути позволяет получать сведения о средних характеристиках компаунд-состояний. Вычисляемые нами величины, например $\delta \langle r^2 \rangle$, относятся не к какому-либо отдельному состоянию, а представляют собой среднее значение для большого числа состояний с близкими энергиями возбуждения. Из сравнения этих результатов со средними экспериментальными значениями $\delta \langle r^2 \rangle$ и других величин можно судить о справедливости статистического описания средних свойств ядер в компаунд-состояниях. Таких результатов, несмотря на их принципиальную возможность, к настоящему времени

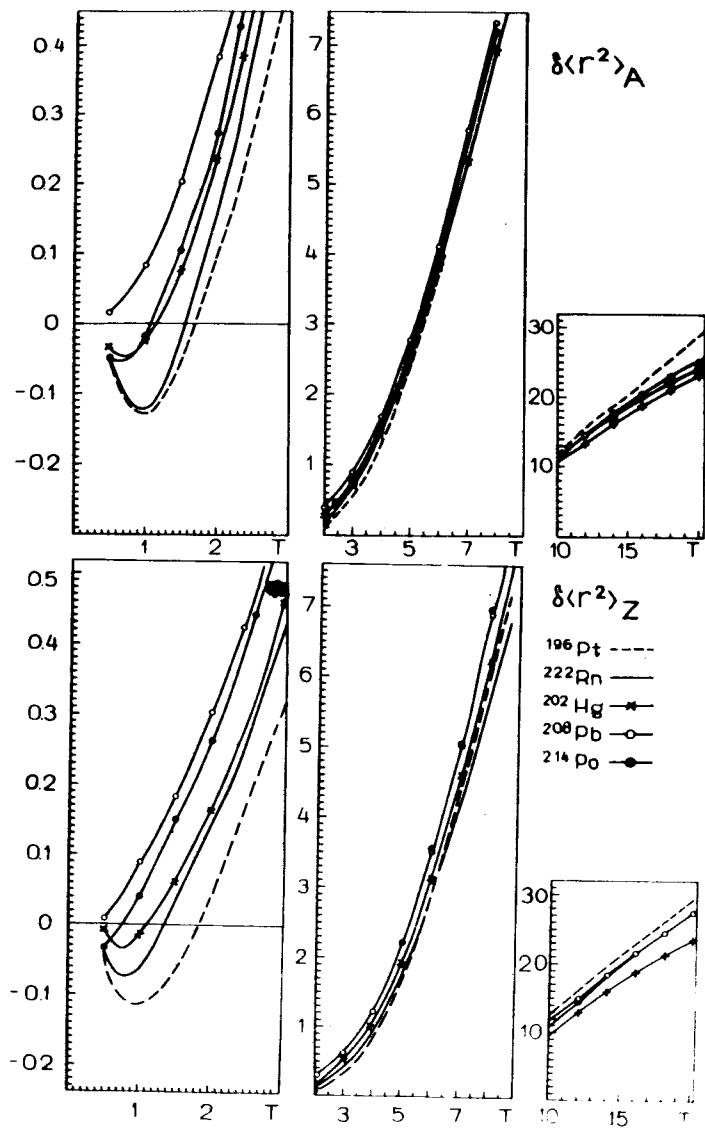


Рис. 4. Зависимость от температуры T (в МэВ), изменения среднего квадратичного радиуса ядра $\delta\langle r^2 \rangle_A \text{ Фм}^2$ /в верхней части рисунка/ и изменения среднего квадратичного радиуса заряда $\delta\langle r^2 \rangle_Z \text{ Фм}^2$ /в нижней части рисунка/ для ядер ^{196}Pt , ^{222}Rn , ^{208}Pb , ^{214}Po , ^{202}Hg .

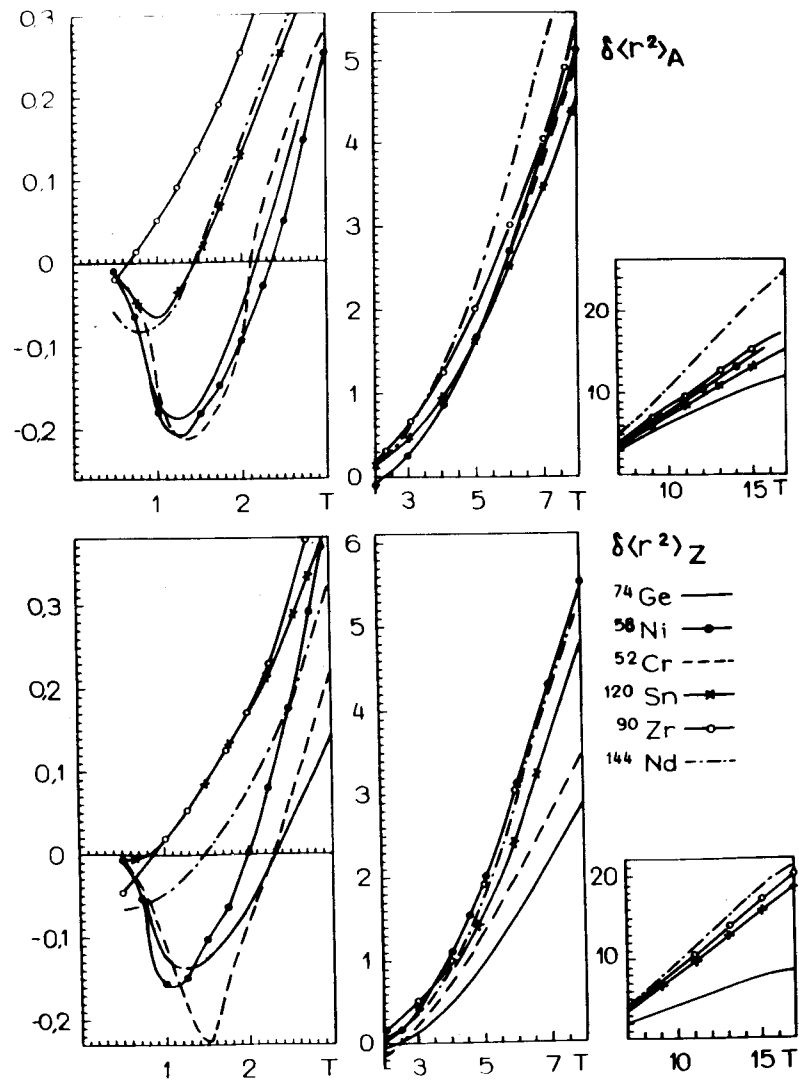


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для ядер ^{74}Ge , ^{58}Ni , ^{52}Cr , ^{120}Sn , ^{90}Zr , ^{144}Nd .

получено очень мало, и необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования в этом направлении.

В заключение автор благодарит за полезные замечания и дискуссии А.И.Игнатюка, Б.И.Пустыльника, В.Д.Тонеева, А.И.Вдовина, Л.Б.Пикельнера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бэте Г. Физика ядра, часть II, Гостехиздат, М., 1948.
2. Landau Л.Д. ЖЭТФ, 1958, 34, с. 262.
3. Matzubara T. *Progr.Theor.Phys.*, 1955, 14, p. 351.
4. Абрикосов А.А., Горьков А.Н., Дзялошинский И.Е. ЖЭТФ, 1959, 36, с. 900; Методы квантовой теории поля в статистической физике. Физматгиз, М., 1962.
5. Фрадкин Е.С. ЖЭТФ, 1959, 36, с. 1287.
6. Бунамян Г.Г. ОИЯИ, Р4-10386, Дубна, 1977; ЯФ, 1977, 27, с. 979.
7. Бунамян Г.Г., Микулинский М.А. ЯФ, 1965, 1, с. 38.
8. Осадчиев В.М., Троцкий М.А. ЯФ, 1967, 6, с. 961.
9. Вдовин А.И., Комов А.Л., Малов Л.А. ОИЯИ, Р4-5125, Дубна, 1970.
10. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 6, с. 955.
11. Бунамян Г.Г. ОИЯИ, Р4-11004, Дубна, 1977.
12. Игнатюк А.В. и др. ЯФ, 1972, 15, с. 258; ЯФ, 1975, 21, с. 486; ЯФ, 1975, 21, с. 1185.
13. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер, М., Атомиздат, 1969.
14. Facehini V. e.a. *Energia Nucl.*, 1969, 15, p. 54.
15. Baba H. *Nucl.Phys.*, 1970, A159, p. 625.
16. Cameron A. e.a. *Canada J.Phys.*, 1965, 43, p. 1446.
17. Engfer R. e.a. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1974, 14, p. 509.
18. Игнатович В.К., Останевич Ю.М., Пантелеев Ц. ОИЯИ, Р4-7695, Дубна, 1974.
19. Игнатович В.К., Останевич Ю.М., Чер Л. ОИЯИ, Р4-7296, Дубна, 1973.
20. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 декабря 1977 года.