объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р4-84-488

Я.Квасил, М.М.Чариев,[1] С.Цвек,[2]
Б.Чориев,[1] И.Н.Михайлов

ОПИСАНИЕ СОСТОЯНИЙ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ В ^{158}Dy И ^{168}Er В РАМКАХ ПРИБЛИЖЕНИЯ СЛУЧАЙНОЙ ФАЗЫ, ОСНОВАННОГО НА КРЕНКИНГ-МОДЕЛИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

[1] ИЯФ АН УзССР, Ташкент
[2] Институт физики Варшавского технологического университета, ПНР

1984

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время широко используется модель принудительного вращения с подходом Хартри-Фока-Боголюбова /дальше: ПВХФБ-модель/ для изучения свойств ядер в состояниях на ираст-линии [1-5]). С помощью приближения случайной фазы /ПСФ/ можно ПФХФБ-модель развить для описания вибрационных состояний вблизи ираст-линии [6-13]. В первых работах с этой тематикой [6-9,11] были выведены уравнения для энергий и структуры фононов, описывающих вибрационные состояния положительной четности и дано качественное предсказание поведения вероятностей E2-переходов между этими вибрационными состояниями и состояниями ираст-линии. В [12,13] был разработан метод ПВХФБ+ПСФ для численного анализа и сделана успешная попытка, используя этот метод, воспроизвести экспериментальные данные низколежащих состояний положительной четности в некоторых ядрах редкоземельной области. Конкретно в [13] получено довольно хорошее согласие экспериментальных и теоретических энергий и вероятностей E2-переходов низколежащих состояний положительной четности в ядрах ^{158}Dy и ^{168}Er, т.е. в ядрах, о которых в последнее время появилось много нового экспериментального материала /см. [14-19] для ^{168}Er и [19-26] - для ^{158}Dy /.

В данной работе метод ПВХФБ+ПСФ был использован для определения энергий низколежащих вращательных полос отрицательной четности и приведенных вероятностей E1-, E3 -переходов в ядрах ^{158}Dy и ^{168}Er. Результаты сравниваются с экспериментальными данными, взятыми из [14-26].

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

2.1. Модельный гамильтониан и условия симметрии

Гамильтониан кренкинг-модели можно записать в виде [6-10,13]*:

$$H' = H - \sum_{\tau} \lambda_{\tau} \hat{N}_{\tau} - \Omega \hat{I}_x . \qquad /1/$$

Полный ядерный гамильтониан H состоит из среднего сферического поля H_{av} и остаточных взаимодействий:

---

*В дальнейшем будем придерживаться обозначения, принятого в [13]. Дадим объяснение только в тех случаях, когда введем новые обозначения, по сравнению с [13].

$$H = H_{av} - \frac{1}{4}\sum_{r} G_r \hat{P}_r^{+} \hat{P}_r + H_{RES}, \qquad /2/$$

где второй член представляет парные корреляции нуклонов/короткодействующая часть остаточного взаимодействия/. Дальнодействующую часть остаточных взаимодействий H_{RES} обычно берут в виде мультиполь-мультипольных сепарабельных сил, ограничиваясь мультиполями порядка $\lambda \le 3$ /см., напр.,[27] /. Но в работе[28] показано, что гамильтониан, содержащий, например, только октуполь-октупольные остаточные взаимодействия, не является трансляционно-инвариантным. Для восстановления трансляционной симметрии надо ввести также диполь-октупольные взаимодействия. Поэтому H_{RES} был взят в виде:

$$H_{RES} = -\frac{1}{2}\sum_{\mu=-2}^{2} \kappa_{2\mu} \hat{\mathcal{L}}_{2\mu}^{+} \hat{\mathcal{L}}_{2\mu} - \frac{1}{2}\sum_{r=0,1}\sum_{\mu=-1}^{1} \kappa_{1\mu}^{[r]} \hat{\mathcal{L}}_{1\mu}^{+}[r] \hat{\mathcal{L}}_{1\mu}[r] -$$
$$- \frac{1}{2}\sum_{\mu=-3}^{3} \kappa_{3\mu} \hat{\mathcal{L}}_{3\mu}^{+} \hat{\mathcal{L}}_{3\mu} - \frac{1}{2}\sum_{r=0,1}\sum_{\mu=-1}^{1} \sigma_{\mu}^{[r]} (\hat{\mathcal{L}}_{1\mu}^{+}[r] \hat{\mathcal{L}}_{3\mu}[r] + \hat{\mathcal{L}}_{3\mu}^{+}[r] \hat{\mathcal{L}}_{1\mu}[r]). \qquad /3/$$

Известно /см., напр.,[27] /, что при изучении квадрупольных низколежащих возбуждений ядра не учитывается изовекторная часть квадруполь-квадрупольных остаточных сил. Поэтому в[13], где учитывались только состояния ядра с положительной четностью, учитывался в остаточных взаимодействиях только первый член на правой стороне /3/, т.е. только изоскалярная часть. При изучении E1 - переходов между низколежащими состояниями в ядре играют большую роль хвосты изовекторного дипольного резонанса, т.е. низколежащие октупольные состояния содержат примеси дипольных возбуждений /см., например,[29] /. Поэтому вводится четвертый член в /3/, а во втором и четвертом суммируются по изоскалярным и изовекторным частям $(r = 0,1)$. Чтобы получить согласие с экспериментом /см. дальше/ и с[13] /в отличие от [6-10] /, в H_{RES} введена зависимость силовых констант $\kappa_{1\mu}$, $\kappa_{2\mu}$, $\kappa_{3\mu}$ и σ_{μ} от проекции $\mu (\kappa_{\lambda\mu} = \kappa_{\lambda-\mu}$ и $\sigma_{\mu} = \sigma_{-\mu})$.

Полный ядерный гамильтониан должен удовлетворять следующим условиям симметрии:

$$[H, \hat{I}_i] = [H, \hat{P}_i] = [H, \hat{N}_r] = 0, \qquad /4/$$

где $\hat{P}_i$ / i = 1,2,3/ - компоненты полного импульса ядра, остальные обозначения совпадают с обозначениями в[13]. Из /4/ следует:

$$[H', \hat{I}_x] = 0, \qquad [H', \hat{P}_x] = 0, \qquad [H', \hat{N}_r] = 0,$$

$$[H', \hat{I}_y] = -i\Omega \hat{I}_z, \qquad [H', \hat{P}_y] = -i\Omega \hat{P}_z,$$
$$[H', \hat{I}_z] = i\Omega \hat{I}_y, \qquad [H', \hat{P}_z] = i\Omega \hat{P}_y. \qquad /5/$$

Как уже отмечалось в[13], вычисления по модели ПВХФБ+ПСФ включают в себя два отдельных этапа.

На первом этапе решается задача ХФБ в кренкинг-модели[1-5]. Результат решения этой задачи /т.е. квазичастичный вакуум $|\Omega>$ при данной частоте вращения Ω характеризует состояния ядра на ираст-линии с данным Ω. Решая задачу ХФБ, получаем кренкинг-гамильтониан в виде

$$H' = H_{ХФБ} - \frac{1}{4}\sum_{r} G_r (\hat{P}_r - \langle\Omega|\hat{P}_r|\Omega\rangle)^{+} (\hat{P}_r - \langle\Omega|\hat{P}_r|\Omega\rangle) -$$
$$- \frac{1}{2}\sum_{\mu=-2}^{2} \kappa_{2\mu} (\hat{\mathcal{L}}_{2\mu} - \langle\Omega|\hat{\mathcal{L}}_{2\mu}|\Omega\rangle)^{+} (\hat{\mathcal{L}}_{2\mu} - \langle\Omega|\hat{\mathcal{L}}_{2\mu}|\Omega\rangle) -$$
$$- \frac{1}{2}\sum_{r=0,1}\sum_{\mu=-1}^{1} \kappa_{1\mu}^{[r]} \hat{\mathcal{L}}_{1\mu}^{+}[r] \hat{\mathcal{L}}_{1\mu}[r] - \frac{1}{2}\sum_{\mu=-3}^{3} \kappa_{3\mu} \hat{\mathcal{L}}_{3\mu}^{+} \hat{\mathcal{L}}_{3\mu} - \qquad /6/$$
$$- \frac{1}{2}\sum_{r=0,1}\sum_{\mu=-1}^{1} \sigma_{\mu}^{[r]} (\hat{\mathcal{L}}_{1\mu}^{+}[r] \hat{\mathcal{L}}_{3\mu}[r] + \hat{\mathcal{L}}_{3\mu}^{+}[r] \hat{\mathcal{L}}_{1\mu}[r]),$$

где $H_{ХФБ} = \sum_i (E_i a_i^{+} a_i + E_{\bar{i}} a_{\bar{i}}^{+} a_{\bar{i}})$ - кренкинг-гамильтониан ХФБ в диагональном виде /обозначения, как и в[7,10,13] /. Для решения задачи ХФБ с кренкинг-гамильтонианом используем метод Дудека и др.[5], который исходит из аксиально-деформированного среднего поля Саксона-Вудса и согласование кренкинг-гамильтониана проводится только по спариванию и вращению. Выбирая среднее деформированное поле ядра феноменологическим образом, мы тем самым нарушаем согласование среднего поля с остаточными взаимодействиями в гамильтониане /6/, т.е. нарушаем симметрию /5/. Восстановлению разных симметрий гамильтониана посвящено много работ /напр.,[30-34]/. Однако применение методов, описанных в этих работах, к случаю кренкинг-гамильтониана, ведет к сложной зависимости остаточных взаимодействий от координат нуклонов. Поэтому /как и в[13] / оставляем остаточные взаимодействия в том виде, с каким они входят в /4/, и только их силовые константы определяем из требования выполнения условий /5/ в среднем.

На втором этапе определяются вибрации около решений задачи ХФБ /т.е. вибрационные состояния вблизи ираст-линии/ посредством метода ПСФ.

Первый этап /т.е. решение задачи ХФБ/ был подробно описан в[13], поэтому можно сразу перейти к обсуждению второго этапа с точки зрения вибрационных состояний отрицательной четности.

2.2. Кренкинг-гамильтониан в представлении бозонных и фононных операторов

Вводя двухквазичастичные операторы бозонов, как в работах /6,7,10,13/, $b^{+}_{k\bar{\ell}} = a^{+}_{k} a^{+}_{\bar{\ell}}$, $b^{+}_{k\ell} = i a^{+}_{k} a^{+}_{\ell}$, $b^{\pm}_{\bar{k}\bar{\ell}} = i a^{\pm}_{\bar{k}} a^{+}_{\bar{\ell}}$ все одночастичные операторы, входящие в /6/, можно разложить в ряд по двухквазичастичным бозонам. Разложения для операторов $\hat{P}^{+}_{\tau}$, $\hat{\mathcal{L}}_{2\mu}$, $\hat{I}_x$, $\hat{I}_y$, $\hat{I}_z$, $\hat{N}_{\tau}$, связанных с возбуждениями ядра с положительной четностью, приведены в /13/. Здесь приводим разложения только операторов, меняющих четность:

$$\hat{D}_0(-) \equiv \hat{\mathcal{L}}_{10} = D^{(1)}_0(-) + D^{(2)}_0(-) + \dots, \qquad \hat{O}_0(-) \equiv \hat{\mathcal{L}}_{30} = O^{(1)}_0(-) + O^{(2)}_0(-) + \dots,$$

$$\hat{D}_1(+) \equiv \frac{i}{\sqrt{2}}(\hat{\mathcal{L}}_{11} + \hat{\mathcal{L}}_{1-1}) = D^{(1)}_1(+) + D^{(2)}_1(+) + \dots, \qquad \hat{D}_1(-) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\mathcal{L}}_{11} - \hat{\mathcal{L}}_{1-1}) = D^{(1)}_1(-) + D^{(2)}_1(-) + \dots,$$

$$\hat{O}_1(+) \equiv \frac{i}{\sqrt{2}}(\hat{\mathcal{L}}_{31} + \hat{\mathcal{L}}_{3-1}) = O^{(1)}_1(+) + O^{(2)}_1(+) + \dots, \qquad \hat{O}_1(-) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\mathcal{L}}_{31} - \hat{\mathcal{L}}_{3-1}) = O^{(1)}_1(-) + O^{(2)}_1(-) + \dots,$$

$$\hat{O}_2(+) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\mathcal{L}}_{32} + \hat{\mathcal{L}}_{3-2}) = O^{(1)}_2(+) + O^{(2)}_2(+) + \dots, \qquad \hat{O}_2(-) \equiv \frac{i}{\sqrt{2}}(\hat{\mathcal{L}}_{32} - \hat{\mathcal{L}}_{3-2}) = O^{(1)}_2(-) + O^{(2)}_2(-) + \dots,$$

$$\hat{O}_3(+) \equiv \frac{i}{\sqrt{2}}(\hat{\mathcal{L}}_{33} + \hat{\mathcal{L}}_{3-3}) = O^{(1)}_3(+) + O^{(2)}_3(+) + \dots, \qquad \hat{O}_3(-) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\mathcal{L}}_{33} - \hat{\mathcal{L}}_{3-3}) = O^{(1)}_3(-) + O^{(2)}_3(-) + \dots,$$

$$\hat{P}_x = P^{(1)}_x(+) + P^{(2)}_x(+) + \dots, \tag{/7/}$$

$$\hat{P}_y = P^{(1)}_y(-) + P^{(2)}_y(-) + \dots, \qquad \hat{P}_z = P^{(1)}_z(-) + P^{(2)}_z(-) + \dots,$$

где в рамках ПСФ можно ограничиться только членами, линейными по бозонам, которые можно выразить посредством квазичастичных матричных элементов:

$$D^{(1)}_0(-) = \frac{1}{2}\sum_{ij}\{d_{ij}(b^{+}_{ij} + b_{ij}) + \tilde{d}_{ij}(b^{+}_{\bar{i}\bar{j}} + b_{\bar{i}\bar{j}})\},$$

$$D^{(1)}_1(-) = \frac{1}{2}\sum_{ij}\{t_{ij}(b_{ij} - b^{+}_{ij}) - \tilde{t}_{ij}(b_{\bar{i}\bar{j}} - b^{+}_{\bar{i}\bar{j}})\}, \qquad D^{(1)}_1(+) = i\sum_{ij} h_{ij}(b^{+}_{i\bar{j}} - b_{i\bar{j}}),$$

$$O^{(1)}_0(-) = \frac{1}{2}\sum_{ij}\{f^{0-}_{ij}(b^{+}_{ij} + b_{ij}) + \tilde{f}^{0-}_{ij}(b^{+}_{\bar{i}\bar{j}} + b_{\bar{i}\bar{j}})\}, \tag{/8/}$$

$$O^{(1)}_1(-) = \frac{i}{2}\sum_{ij}\{f^{1-}_{ij}(b_{ij} - b^{+}_{ij}) - \tilde{f}^{1-}_{ij}(b_{\bar{i}\bar{j}} - b^{+}_{\bar{i}\bar{j}})\}, \qquad O^{(1)}_1(+) = i\sum f^{1+}_{ij}(b^{+}_{i\bar{j}} - b_{i\bar{j}}),$$

$$O^{(1)}_2(-) = \frac{1}{2}\sum_{ij}\{f^{2-}_{ij}(b^{+}_{ij} + b_{ij}) + \tilde{f}^{2-}_{ij}(b^{+}_{\bar{i}\bar{j}} + b_{\bar{i}\bar{j}})\}, \qquad O^{(1)}_2(+) = \sum_{ij} f^{2+}_{ij}(b^{+}_{i\bar{j}} + b_{i\bar{j}}),$$

$$O^{(1)}_3(-) = \frac{i}{2}\sum_{ij}\{f^{3-}_{ij}(b_{ij} - b^{+}_{ij}) - \tilde{f}^{3-}_{ij}(b_{\bar{i}\bar{j}} - b^{+}_{\bar{i}\bar{j}})\}, \qquad O^{(1)}_3(+) = i\sum_{ij} f^{3+}_{ij}(b^{+}_{i\bar{j}} - b_{i\bar{j}}),$$

$$P^{(1)}_y(-) = \frac{1}{2}\sum_{ij}\{p^{y}_{ij}(b^{+}_{ij} + b_{ij}) - \tilde{p}^{y}_{ij}(b^{+}_{\bar{i}\bar{j}} + b_{\bar{i}\bar{j}})\},$$

$$P^{(1)}_z(-) = \frac{i}{2}\sum_{ij}\{p^{z}_{ij}(b_{ij} - b^{+}_{ij}) + \tilde{p}^{z}_{ij}(b_{\bar{i}\bar{j}} - b^{+}_{\bar{i}\bar{j}})\}, \qquad P^{(1)}_x(+) = \sum_{ij} p^{x}_{ij}(b^{+}_{i\bar{j}} + b_{i\bar{j}})$$

Подставляя /7/, /8/ и бозонные разложения операторов $\hat{P}^{+}_{\tau}$, $\hat{\mathcal{L}}_{2\mu}$, $\hat{I}_x$, $\hat{I}_y$ и $\hat{I}_z$, приведенные в /13/, в выражение /6/, получаем для кренкинг-гамильтониана H' /до второго порядка по бозонам/:

$$H' = \langle\Omega|H'|\Omega\rangle + H^{(+)}_{(+)} + H^{(+)}_{(-)} + H^{(-)}_{(+)} + H^{(-)}_{(-)}, \tag{/9/}$$

где части гамильтониана на правой стороне /9/, обозначенные знаком /+/ /или /-// наверху, содержат одночастичные операторы, не меняющие /или соответственно меняющие/ четность и части, обозначенные знаком /+/ или /-// внизу, содержат одночастичные операторы, не меняющие /или соответственно меняющие/ сигнатуру *. Члены $H^{(+)}_{(+)}$ и $H^{(+)}_{(-)}$ обсуждаются в /13/ и поэтому приводим выражения только для $H^{(-)}_{(\pm)}$ /в дальнейшем будем опускать индекс /1/ в линейных по бозонам частях одночастичных операторов/.

$$\begin{aligned} H^{(-)}_{(+)} = {} & \sum_{ij}(E_i + E_{\bar{j}})b^{+}_{i\bar{j}}b_{i\bar{j}} - \frac{1}{2}(\kappa^{[0]}_{11} + \kappa^{[1]}_{11})\{D^{(N)}_1(+)D^{(N)}_1(+) + D^{(P)}_1(+)D^{(P)}_1(+)\} - \\ & - (\kappa^{[0]}_{11} - \kappa^{[1]}_{11})D^{(N)}_1(+)D^{(P)}_1(+) - \sum_{\mu=1}^{3}\kappa_{3\mu}\{O^{(N)}_{\mu}(+)O^{(N)}_{\mu}(+) + O^{(P)}_{\mu}(+)O^{(P)}_{\mu}(+)\} - \\ & - \sum_{\mu=1}^{3}\kappa_{3\mu}O^{(N)}_{\mu}(+)O^{(P)}_{\mu}(+) - (\sigma^{[0]}_1 + \sigma^{[1]}_1)\{D^{(N)}_1(+)O^{(N)}_1(+) + D^{(P)}_1(+)O^{(P)}_1(+)\} - \\ & - (\sigma^{[0]}_1 - \sigma^{[1]}_1)\{D^{(N)}_1(+)O^{(P)}_1(+) + D^{(P)}_1(+)O^{(N)}_1(+)\}, \end{aligned} \tag{/10а/}$$

$$\begin{aligned} H^{(-)}_{(-)} = {} & \frac{1}{2}\sum_{ij}\{(E_i + E_j)b^{+}_{ij}b_{ij} + (E_{\bar{i}} + E_{\bar{j}})b^{+}_{\bar{i}\bar{j}}b_{\bar{i}\bar{j}}\} - \frac{1}{2}\sum_{\mu=0,1}(\kappa^{[0]}_{1\mu} + \kappa^{[1]}_{1\mu})\{D^{(N)}_{\mu}(-)D^{(N)}_{\mu}(-) + \\ & + D^{(P)}_{\mu}(-)D^{(P)}_{\mu}(-)\} - \sum_{\mu=0,1}(\kappa^{[0]}_{1\mu} - \kappa^{[1]}_{1\mu})D^{(N)}_{\mu}(-)D^{(P)}_{\mu}(-) - \frac{1}{2}\sum_{\mu=0}^{3}\kappa_{3\mu}\{O^{(N)}_{\mu}(-)O^{(N)}_{\mu}(-) + O^{(P)}_{\mu}(-)O^{(P)}_{\mu}(-)\} - \\ & - \sum_{\mu=0}^{3}\kappa_{3\mu}O^{(N)}_{\mu}(-)O^{(P)}_{\mu}(-) - \sum_{\mu=0,1}(\sigma^{[0]}_{\mu} + \sigma^{[1]}_{\mu})\{D^{(N)}_{\mu}(-)O^{(N)}_{\mu}(-) + D^{(P)}_{\mu}(-)D^{(P)}_{\mu}(-)\} - \\ & - \sum_{\mu=0,1}(\sigma^{[0]}_{\mu} - \sigma^{[1]}_{\mu})\{D^{(N)}_{\mu}(-)O^{(P)}_{\mu}(-) + D^{(P)}_{\mu}(-)O^{(N)}_{\mu}(-)\}, \end{aligned} \tag{/10б/}$$

---

* Сигнатура /±/ данного одночастичного оператора $\hat{A}$ вводится в согласии с работами /6,7,10,13/ следующим образом: $R_x(\pi)\hat{A}R_x(\pi) = \pm\hat{A}$, где $R_x(\pi)$ – поворот относительно оси X на угол π.

где индекс (N) или (P) означает, что из данного одночастичного оператора берется только нейтронная или протонная часть /т.е. в /8/ суммируется только по нейтронным или по протонным двухквазичастичным состояниям/. Используя /10/, условия симметрии /5/ можно переписать в виде:

$$[H^{(+)}_{(+)}, I^{(1)}_x] = 0, \qquad [H^{(+)}_{(+)}, N^{(1)}_\tau] = 0, \qquad /11а/$$

$$[H^{(+)}_{(-)}, I^{(1)}_y] = -i\Omega I^{(1)}_z, \quad [H^{(+)}_{(-)}, I^{(1)}_z] = i\Omega I^{(1)}_y, \quad [I^{(1)}_y, I^{(1)}_z] = i\langle\Omega|\hat{I}_x|\Omega\rangle, \qquad /11б/$$

$$[H^{(-)}_{(+)}, P^{(1)}_x] = 0, \qquad /11в/$$

$$[H^{(-)}_{(-)}, P^{(1)}_y] = -i\Omega P^{(1)}_z, \quad [H^{(-)}_{(-)}, P^{(1)}_z] = i\Omega P^{(1)}_y, \; [P^{(1)}_y, P^{(1)}_z] = 0. \qquad /11г/$$

Уравнения движения ПСФ записывают в виде /см.[6,13]/:

$$[H', \mathcal{P}_\lambda] = i\omega^2 X_\lambda, \quad [H', X_\lambda] = -i\mathcal{P}_\lambda, \quad [X_\lambda, \mathcal{P}_{\lambda'}] = i\delta_{\lambda\lambda'}, \qquad /12/$$

где X_λ, $\mathcal{P}_\lambda$ и ω_λ - обобщенная координата, обобщенный импульс и энергия вибрационного состояния λ ядра соответственно. Поскольку H' является инвариантным относительно поворота $R_x(\pi)$ и пространственного отражения и поскольку все четыре части гамильтониана /9/ взаимно коммутируют, уравнения ПСФ можно решать отдельно для каждой части гамильтониана H'. Поскольку решения ПСФ уравнений для частей $H^{(+)}_{(\pm)}$ обсуждались в нашей работе[13], в этой работе в дальнейшем обсудим только части $H^{(-)}_{(\pm)}$.

Сравнивая /11в/ с уравнениями /12/, можно видеть, что компонента импульса $P^{(1)}_x$ со своей канонически сопряженной координатой $X^{(1)}_x$ создает моду гамильтониана $H^{(-)}_{(+)}$ с энергией $\omega = 0$. В[6,7,13] на основе сравнения /11б/ с уравнениями /12/ было показано, что из компонент углового момента $I^{(1)}_y$ и $I^{(1)}_z$ можно построить моду гамильтониана $H^{(+)}_{(-)}$ с энергией $\omega = \Omega$, которая изучалась также в[9,10,35] с точки зрения нутационного движения ядра. Сравнивая /11г/ с /12/, можно предположить, что из компонент импульса $P^{(1)}_y$ и $P^{(1)}_z$ можно построить моду с энергией $\omega = \Omega$ гамильтониана $H^{(-)}_{(-)}$. Однако на основе коммутации $[P^{(1)}_y, P^{(1)}_z] = 0$ в[36] было показано, что это невозможно. В[36] дальше доказывают, что мода, связанная с $P^{(1)}_y$ и $P^{(1)}_z$ /и соответствующими координатами $X^{(1)}_y$ и $X^{(1)}_z$ /, ортогональна всем решениям ПСФ уравнений с гамильтонианом $H^{(-)}_{(-)}$ и таким образом не примешивается к решениям ПСФ уравнений.

Кренкинг-гамильтониан /9/ может быть выражен через ПСФ моды $(X_\lambda, \mathcal{P}_\lambda)$. Для частей $H^{(+)}_{(\pm)}$ это сделано в[13]. На основе вышеприведенного для $H^{(-)}_{(\pm)}$ можно написать /см. также[36]/:

$$H^{(-)}_{(+)} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{\lambda+ \\ \omega_\lambda \neq 0}} \omega_{\lambda+}(Q^+_{\lambda+} Q_{\lambda+} + \frac{1}{2}) + \frac{1}{2} g_{P_x} P^{(1)\,2}_x, \qquad /13а/$$

$$H^{(-)}_{(-)} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda-} \omega_{\lambda-} (Q^+_{\lambda-} Q_{\lambda-} + \frac{1}{2}) - \Omega(X^{(1)}_y P^{(1)}_z - X^{(1)}_z P^{(1)}_y), \qquad /13б/$$

где введены операторы рождения и уничтожения фононов: $Q^+_\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sqrt{\omega_\lambda} X_\lambda - \frac{i}{\sqrt{\omega_\lambda}} \mathcal{P}_\lambda)$, g_{P_x} представляет "массовый" параметр /см.[36]/. Последний член в /13б/ обеспечивает выполнение условия /11г/.

2.3. Уравнения ПСФ

2.3.1. Уравнения ПСФ для $H^{(-)}_{(+)}$

Обобщенные координаты $X_{\lambda+}$ и импульсы $\mathcal{P}_{\lambda+}$ в случае гамильтониана $H^{(-)}_{(+)}$ ищем в виде:

$$X_{\lambda+} = \sum_{ik} X^{(\lambda+)}_{ik} (b^+_{i\bar{k}} + b_{i\bar{k}}), \quad \mathcal{P}_{\lambda+} = i \sum_{ik} \mathcal{P}^{(\lambda+)}_{ik} (b^+_{i\bar{k}} - b_{i\bar{k}}). \qquad /14/$$

Стандартным путем ПСФ /см., напр.,[6,7,9,10,13, 36]/ получаем для коэффициентов $X^{(\lambda)}_{ik}$ и $\mathcal{P}^{(\lambda)}_{ik}$ однородную систему уравнений, из условия разрешимости которой вытекает секулярное уравнение для энергий $\omega_{\lambda+}(\Omega)$ однофононных состояний $Q^+_{\lambda+}|\Omega\rangle$:

$$\begin{vmatrix}
S^N_{22}+S^P_{22}-\frac{1}{2\varkappa_2} & \omega(\varkappa_1 U^N_{21}+\sigma^+_1 U^N_{2h}+\varkappa_1 U^P_{21}+\sigma^-_1 U^P_{2h}) & \omega(\varkappa_1 U^N_{21}+\sigma^-_1 U^N_{2h}+\varkappa_1 U^P_{21}+\sigma^+_1 U^P_{2h}) & \omega(\varepsilon^+_1 U^N_{2h}+\sigma^+_1 U^N_{21}+\varepsilon^-_1 U^P_{2h}+\sigma^-_1 U^P_{21}) & \omega(\varepsilon^-_1 U^N_{2h}+\sigma^-_1 U^N_{21}+\varepsilon^+_1 U^P_{2h}+\sigma^+_1 U^P_{21}) & \omega(U^N_{23}+U^P_{23}) \\
\omega U^N_{12} & \varkappa_1 S^N_{11}+\sigma^+_1 S^N_{1h}-\frac{1}{2} & \varkappa_1 S^N_{11}+\sigma^-_1 S^N_{1h} & \varepsilon^+_1 S^N_{1h}+\sigma^+_1 S^N_{11} & \varepsilon^-_1 S^N_{1h}+\sigma^-_1 S^N_{11} & S^N_{13} \\
\omega U^P_{12} & \varkappa_1 S^P_{11}+\sigma^-_1 S^P_{1h} & \varkappa_1 S^P_{11}+\sigma^+_1 S^P_{1h}-\frac{1}{2} & \varepsilon^-_1 S^P_{1h}+\sigma^-_1 S^P_{11} & \varepsilon^+_1 S^P_{1h}+\sigma^+_1 S^P_{11} & S^P_{13} \\
\omega U^N_{h2} & \varkappa_1 S^N_{h1}+\sigma^+_1 S^N_{hh} & \varkappa_1 S^N_{h1}+\sigma^-_1 S^N_{hh} & \varepsilon^+_1 S^N_{hh}+\sigma^+_1 S^N_{h1}-\frac{1}{2} & \varepsilon^-_1 S^N_{hh}+\sigma^-_1 S^N_{h1} & S^N_{h3} \\
\omega U^P_{h2} & \varkappa_1 S^P_{h1}+\sigma^-_1 S^P_{hh} & \varkappa_1 S^P_{h1}+\sigma^+_1 S^P_{hh} & \varepsilon^-_1 S^P_{hh}+\sigma^-_1 S^P_{h1} & \varepsilon^+_1 S^P_{hh}+\sigma^+_1 S^P_{h1}-\frac{1}{2} & S^P_{h3} \\
\omega(U^N_{32}+U^P_{32}) & \varkappa_1 S^N_{31}+\sigma^+_1 S^N_{3h}+\varkappa_1 S^P_{31}+\sigma^-_1 S^P_{3h} & \varkappa_1 S^N_{31}+\sigma^-_1 S^N_{3h}+\varkappa_1 S^P_{31}+\sigma^+_1 S^P_{3h} & \varepsilon^+_1 S^N_{3h}+\sigma^+_1 S^N_{31}+\varepsilon^-_1 S^P_{3h}+\sigma^-_1 S^P_{31} & \varepsilon^-_1 S^N_{3h}+\sigma^-_1 S^N_{31}+\varepsilon^+_1 S^P_{3h}+\sigma^+_1 S^P_{31} & S^N_{33}+S^P_{33}-\frac{1}{2\varkappa_3}
\end{vmatrix} = 0 \qquad /15/$$

где для сокращения записи в /14/ введены новые обозначения для силовых констант: $\kappa_1 \equiv \kappa_{31}$, $\kappa_2 \equiv \kappa_{32}$, $\kappa_3 \equiv \kappa_{33}$, $\epsilon_1^{\pm} \equiv \kappa_{11}^{[0]} \pm \kappa_{11}^{[1]}$ и $\sigma_1^{\pm} \equiv \sigma_1^{[0]} \pm \sigma_1^{[1]}$ и где

$$S_{qg}^{N(P)} = \sum_{i,k \in N,P} \frac{E_{ik} q_{ik} g_{ik}}{E_{ik}^2 - \omega^2}, \qquad U_{qg}^{N(P)} = \sum_{i,k \in N,P} \frac{q_{ik}\, g_{ik}}{E_{ik}^2 - \omega^2}, \qquad /16/$$

q_{ik}, g_{ik} представляют квазичастичные матричные элементы h_{ij}, f_{ij}^{1+}, f_{ij}^{2+}, f_{ij}^{3+} /см. /8//, т.е. $q, g \in \{h, 1, 2, 3\} \equiv \{h, f^{1+}, f^{2+}, f^{3+}\}$. Надо заметить, что среди решений уравнения /15/ находятся и духовые: $\omega_{\lambda = P_x} = 0$. Используя метод, предложенный в [37], можно явно выделить эти духовые решения в секулярном уравнении.

Подставляя /8/ и /10/ в /11в/, получаем условия для силовых констант κ_1, κ_2, κ_3, $\epsilon_1^{\pm}$, $\sigma_1^{\pm}$. Комбинируя эти условия с требованием, чтобы вычисления энергии состояний $IK_\nu^\pi = 21_1^-, 22_1^-, 43_1^-$ совпали с экспериментальными /см. рис.1,2/, можно определить силовые константы. Из условия, чтобы мода $(X_x^{(1)}, P_x^{(1)})$ была решением уравнений ПСФ с нулевой энергией для $H_{(+)}^{(-)}$ получаем выражение для массового параметра g_{P_x} /общий способ нахождения массовых параметров описан в [37] /

$$g_{P_x} = \frac{1}{M} = \frac{1}{2} \frac{S_{22}(\omega = 0) - \dfrac{1}{2\kappa_2}}{\left\{S_{22}(\omega=0) - \dfrac{1}{2\kappa_2}\right\} S_{P_x P_x}(\omega=0) - S_{2P_x}(\omega=0) S_{2P_x}(\omega=0)}, \qquad /17/$$

где $S_{qg}(\omega = 0)$ обозначает величину S_{qg} при $\omega = 0$ /см. /16//, M - эффективная масса ядра.

2.3.2. Уравнения ПСФ для $H_{(-)}^{(-)}$

Обобщенные координаты $X_{\lambda-}$ и импульсы $\mathcal{P}_{\lambda-}$ для гамильтониана $H_{(-)}^{(-)}$ ищем в виде:

$$X_{\lambda-} = \sum_{ik} \{X_{ik}^{(\lambda-)}(b_{ik}^+ + b_{ik}) + \tilde{X}_{ik}^{(\lambda-)}(b_{\bar{i}\bar{k}}^+ + b_{\bar{i}\bar{k}})\},$$

$$\mathcal{P}_{\lambda-} = i\sum_{ik} \{\mathcal{P}_{ik}^{(\lambda-)}(b_{ik}^+ - b_{ik}) + \tilde{\mathcal{P}}_{ik}^{(\lambda-)}(b_{\bar{i}\bar{k}}^+ - b_{\bar{i}\bar{k}})\}, \qquad /18/$$

где опять получаем для $X_{ik}^{(\lambda)}$, $\tilde{X}_{ik}^{(\lambda)}$, $\mathcal{P}_{ik}^{(\lambda)}$, $\tilde{\mathcal{P}}_{ik}^{(\lambda)}$ систему уравнений при условии возможности ее решения в виде секулярного уравнения [37]:

$$\begin{vmatrix} A & \omega B \\ \omega C & D \end{vmatrix} = 0. \qquad /19/$$

Выражения для матриц A, B, C и D приведены в Приложении А.

Подставляя /8/, /10б/ в /11г/, получаем условия, связывающие силовые константы κ_0, κ_1, κ_2, κ_3, $\epsilon_0^{\pm}$, $\epsilon_1^{\pm}$, $\sigma_0^{\pm}$ и $\sigma_1^{\pm}$. Комбинируя эти условия с требованием, чтобы вычисленная энергия состояния $IK_\nu^\pi = 11_1^-$ совпала со своим экспериментальным значением, и учитывая, что константы κ_1, κ_2, κ_3, $\epsilon_1^{\pm}$ и $\sigma_1^{\pm}$ были уже определены в предыдущем разделе /с гамильтонианом $H_{(+)}^{(-)}$ /, можно определить все нужные силовые константы.

2.4. Интерпретация решений ПСФ-уравнений

Из симметрии однофононной волновой функции модели ПВХФБ+ПСФ относительно операции поворота $R_x(\pi)$ вытекает /см. [6-10] /, что для четных значений полного углового момента I отсутствуют решения ПСФ-уравнений для части $H_{(-)}^{(-)}$ гамильтониана, а для нечетных значений I отсутствуют решения ПСФ-уравнений для $H_{(+)}^{(-)}$. Уравнения ХФБ с кренкинг-гамильтонианом решаются для четных значений углового момента, и определяется фононный вакуум /состояние ираст-линии/ $|\Omega\rangle$. Над состояниями $|\Omega\rangle$ строятся однофононные состояния так, как схематически показано на рис.1 в работе[13].

2.5. Приведенные вероятности E1, E3-переходов

Выражения для приведенных вероятностей E1, E3-переходов в рамках модели ПВХФБ+ПСФ можно получить путем обобщения результатов работы[38], где обсуждались E2-переходы /см. также [13] /. С точки зрения правил отбора можно E1- и E3-переходы разделить следующим образом:

1/ Переходы из однофононного состояния с положительной сигнатурой, отвечающей четному спину I, на состояния ираст-линии $/\Delta I = \delta = 0$ и для E3-переходов также $\Delta I = \delta = \pm 2$ /

$$B(E1, I \pm \delta\nu \to Igr) = \frac{2I+1}{2(I \pm \delta)+1} (I011 | I \pm \delta 1)^2 \cdot 4 \cdot \left(\sum_{ik} e_{ik}^{(\lambda=1)} h_{ik} X_{ik}^{\nu}\right)^2, \qquad /20а/$$

$$B(E3, I \pm \delta\nu \to Igr) = \frac{2I+1}{2(I \pm \delta)+1} \Big|(I031 | I \pm \delta 1) \cdot 2 \cdot \left(\sum_{ik} e_{ik}^{(\lambda=3)} f_{ik}^{1+} X_{ik}^{\nu}\right) -$$
$$- (I032 | I \pm \delta 2) \cdot 2 \cdot \left(\sum_{ik} e_{ik}^{(\lambda=3)} f_{ik}^{2+} \mathcal{P}_{ik}^{\nu}\right) + (I033 | I \pm \delta 3) \cdot 2 \cdot \left(\sum_{ik} e_{ik}^{(\lambda=3)} f_{ik}^{3+} X_{ik}^{\nu}\right)\Big|^2. \qquad /20б/$$

2/ Переходы из однофононного состояния с отрицательной сигнатурой, отвечающей нечетному спину I, на состояния ираст-линии $/\Delta I = \delta = \pm 1$ и для E3-переходов также $\Delta I = \delta = \pm 3$ /

$$B(E1,\, I\pm\delta\nu \to Igr) = \frac{2I+1}{2(I\pm\delta)+1}\Big|(I010|I\pm\delta 0)\cdot 2\cdot \sum_{ik} e_{ik}^{(\lambda=1)}\,(X^{\nu}_{ik} d_{ik} + \tilde{X}^{\nu}_{ik}\tilde{d}_{ik}) -$$

$$- 2\sqrt{2}\,(I011|I\pm\delta 1)\sum_{ik} e_{ik}^{(\lambda=1)}(\mathcal{P}^{\nu}_{ik} t_{ik} - \tilde{\mathcal{P}}^{\nu}_{ik}\tilde{t}_{ik})\Big|^2 , \qquad /21a/$$

$$B(E3,\, I\pm\delta\nu \to Igr) = \frac{2I+1}{2(I\pm\delta)+1}\Big|(I030|I\pm\delta 0)\cdot 2\cdot \sum_{ik} e_{ik}^{(\lambda=3)}(X^{\nu}_{ik} f^{0-}_{ik} + \tilde{X}^{\nu}_{ik}\tilde{f}^{0-}_{ik}) -$$

$$- 2\sqrt{2}\,(I031|I\pm\delta 1)\sum_{ik} e_{ik}^{(\lambda=3)}(\mathcal{P}^{\nu}_{ik} f^{1-}_{ik} - \tilde{\mathcal{P}}^{\nu}_{ik}\tilde{f}^{1-}_{ik}) + 2\sqrt{2}(I032|I\ \delta 2)\Sigma e \quad (X\ \ f\ \ +X$$

$$+ 2\sqrt{2}\,(I032|I\pm\delta 2)\sum_{ik} e_{ik}^{(\lambda=3)}\,(X^{\nu}_{ik} f^{2-}_{ik} + \tilde{X}^{\nu}_{ik}\tilde{f}^{2-}_{ik}) - \qquad /21б/$$

$$- 2\sqrt{2}\,(I033|I\pm\delta 3)\sum_{ik} e_{ik}^{(\lambda=3)}(\mathcal{P}^{\nu}_{ik} f^{3-}_{ik} - \tilde{\mathcal{P}}^{\nu}_{ik}\tilde{f}^{3-}_{ik})\Big|^2 ,$$

где $e_{ik}^{(\lambda=1)}$, $e_{ik}^{(\lambda=3)}$ представляют эффективные заряды для E1-, E3-переходов соответственно для нейтрона /когда индексы ik относятся к нейтронным уровням/ или для протона /когда индексы ik относятся к протонным уровням/.

Приведенные вероятности E2-переходов без изменения сигнатуры в рамках однофононной ротационной полосы с отрицательной четностью были вычислены по формуле /см. [13]/:

$$B(E2,\, I\nu \to I-2\nu) = e^2\,\Big|\frac{1}{\sqrt{2}} \langle\Omega|\hat{Q}_2^{(+)}|\Omega\rangle \{(IK_{\nu}22|I-2K_{\nu}+2) +$$

$$+ (IK_{\nu}2-2|I-2K_{\nu}-2)\} + \langle\Omega|\hat{Q}_0^{(+)}|\Omega\rangle\,(IK_{\nu}20|I-2K_{\nu})\Big|^2 , \qquad /22/$$

где K_{ν} - проекция момента I на внутреннюю ось Z /ось симметрии ядра/, характерная для данной однофононной полосы ν при малых значениях I. Остальные обозначения в /22/ совпадают с обозначениями в [13].

Следует заметить, что для всех остальных переходов /например, между двумя разными однофононными состояниями/ надо выйти за рамки ПСФ /т.е. за рамки однофононного приближения в гамильтониане и операторах перехода/.

3. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В табл.1 приведены силовые константы κ_{μ} /μ = 0,1,2,3/, $\epsilon^{[r]}_{\nu}$, $\sigma^{[r]}_{\nu}$ ($\nu = r$ = 0,1), использованные при расчете. Силовые константы были определены из условий /5/ с требованием, чтобы вычисленные энергии состояний IK^{π}_{ν} = 11^-_1, 21^-_1, 22^-_2 и 43^-_1 совпали с соответствующими экспериментальными значениями. Комбинирование условий симметрии с требованием воспроизведения некоторого минимального числа экспериментальных энергий было использовано для

Таблица 1

Силовые константы остаточных взаимодействий в гамильтониане $H^{(-)}_{(\pm)}$ /см. /10//

	$\frac{\text{МэВ}}{\text{Ферми}^6}\times 10^{-4}$				$\frac{\text{МэВ}}{\text{Ферми}^2}\times 10^{-2}$				$\frac{\text{МэВ}}{\text{Ферми}^4}\times 10^{-3}$			
	$\varkappa_{30}$	$\varkappa_{31}$	$\varkappa_{32}$	$\varkappa_{33}$	$\varkappa^{[0]}_{10}$	$\varkappa^{[1]}_{10}$	$\varkappa^{[0]}_{11}$	$\varkappa^{[1]}_{11}$	$\sigma^{[0]}_{0}$	$\sigma^{[1]}_{0}$	$\sigma^{[0]}_{1}$	$\sigma^{[1]}_{1}$
^{168}Er	0,265	0,063	0,2I8	0,427	0,899	-I,079	3,029	-3,634	-2,780	3,6I4	0,095	-0,I24
^{158}Dy	0,278	0,076	0,294	0,722	I,I70	-I,404	2,972	-3,567	-4,643	6,037	0,I68	-0,2I8

определения силы остаточных взаимодействий уже в нашей предыдущей работе /13/, а также в /12/. В численных расчетах оказалось, что значения силовых констант мало зависят от спина /в рамках 1%/. Поэтому в таблице дано только одно значение для каждого ядра /для спина I = 2/.

Значения октупольных силовых констант $\kappa_{3\mu}$ немного меньше по сравнению с константами, использованными в /39/, хотя порядок совпадает. Это, по-видимому можно объяснить тем, что в /39/ применяется другая модель и не учитываются диполь-дипольные и диполь-октупольные остаточные взаимодействия, как это делается в нашей работе.

Способ определения параметров среднего ядерного поля H_{av} и парных корреляций /см. отн./2// был подробно обсужден в /13/ и поэтому перейдем сразу к результатам.

Сравнение теоретического и экспериментального спектров приведено на рис.1 для ^{168}Er и на рис.2 для ^{158}Dy. В согласии с работой /13/ для определения теоретического спектра была использована формула

$$E_\lambda(I) = E_{yr}(I_0) + \frac{\hbar^2}{2J(I_0)}\{I(I+1) - I_0(I_0+1)\} + \hbar\omega_\lambda(I_0)\,, \qquad /23/$$

где $I = I_0$ - для четного значения I и $I = I \pm 1$ - для нечетного I, $\hbar\omega(I)$ и $J(I)$ - энергия ПСФ моды $(X_\lambda, \mathcal{Y}_\lambda)$ и момент инерции ядра соответственно, полученные при решении задачи ХФБ с частотой вращения, отвечающей спину I_0 /см. /13/ /. В качестве $E_{yr}(I_0)$ были взяты экспериментальные значения энергий ираст-состояний, поскольку их теоретические вычисления связаны с трудностями определения нулевых колебаний нормальных мод и с вкладом, который дают в ираст-энергию духовые моды /см. /11/ /. При интерпретации вычисленных энергий $\hbar\omega_\lambda(I_0)$ /т.е. при их сравнении с экспериментальными энергиями/ кроме /23/, необходимо, чтобы структура фононов, составляющих одну вращательную полосу, медленно менялась с изменением спина /условия адиабатичности/. Из рис.1 и 2 видно, что практически всем решениям ПСФ-уравнений соответствуют уровни, наблюдаемые в эксперименте /по крайней мере в интервале энергий до ~2,4 МэВ, в котором были сделаны расчеты/. Исключение составляют уровни при спине I = 5 в полосах $K^\pi_\nu = 3^-_2,\ 4^-_2,\ 3^-_3$ и 4^-_3 в ^{168}Er, у которых не нашлось соответствующих решений ПСФ-уравнений. Возможно, что энергия этих решений выше, чем 2,4 МэВ - верхний предел энергии наших расчетов. В полосе $K^\pi_\nu = 4^-_1$ в ^{168}Er наблюдается сдвиг теоретических энергий относительно экспериментальных /см. рис.1/. В связи с этим интересно, что решения ПСФ-уравнений, связанных с этой полосой, вообще исчезают, когда в гамильтониане /10/ положим $\kappa_{1\mu} = \sigma_\mu = 0$ для всех $\mu = 0,1$ /т.е., когда учитываем только чистые октуполь-октупольные остаточные взаимодействия/. Это свидетельствует о том, что такая полоса, вероятно, обусловлена дипольными взаимодействиями и их связью с вращением.

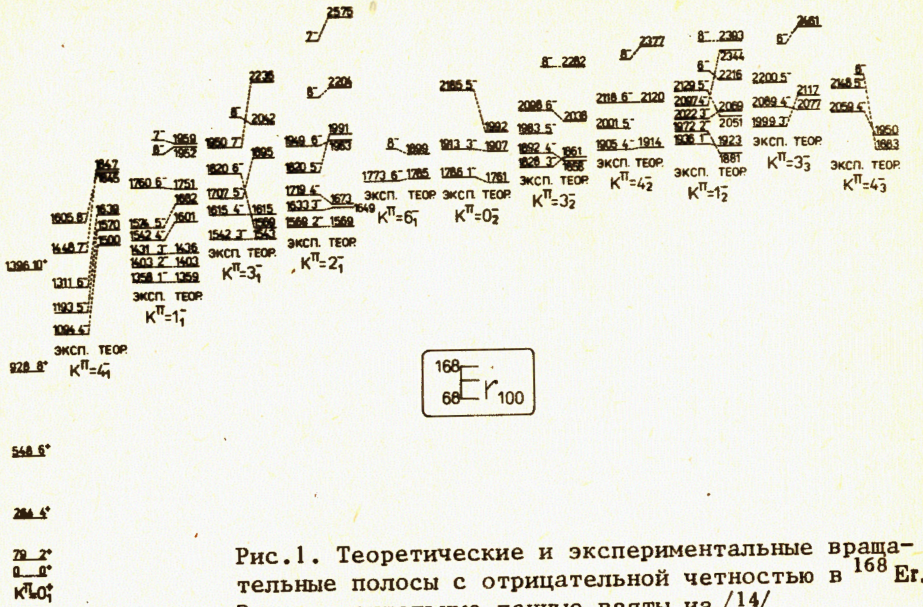

Рис.1. Теоретические и экспериментальные вращательные полосы с отрицательной четностью в ^{168}Er. Экспериментальные данные взяты из /14/.

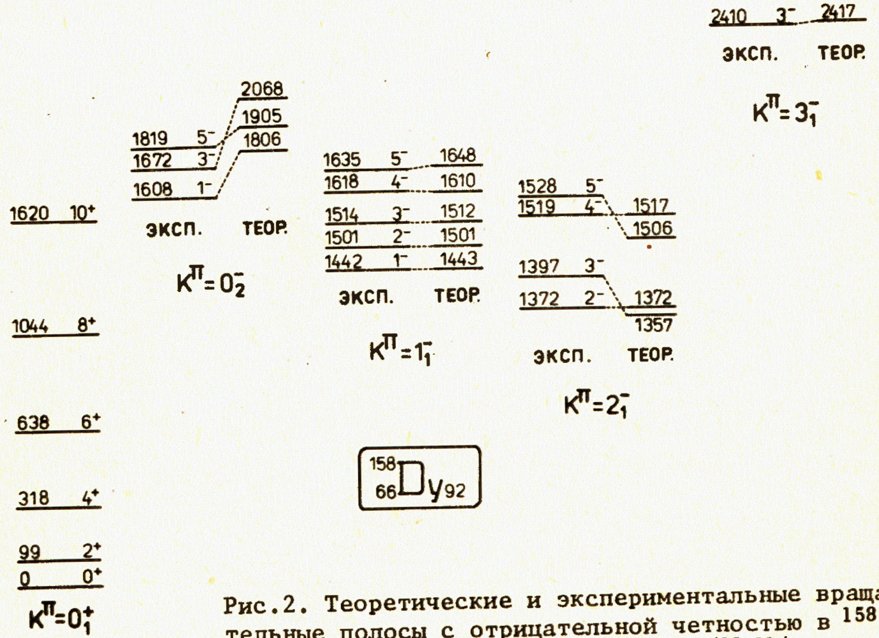

Рис.2. Теоретические и экспериментальные вращательные полосы с отрицательной четностью в ^{158}Dy. Экспериментальные данные взяты из /19,20/.

Таблица 2

Зависимость эффективной массы от углового момента

Спин		2	4	6	8
^{168}Er	М, МэВ	I46333	I46232	I45622	I44713
^{158}Dy	М, МэВ	I26476	I25997	-	-

Таблица 3

Отношения $B(E1, IK_\nu \to I+1gr)/B(E1, IK_\nu \to I-1gr)$ в ^{168}Er

IK_ν^π	$\frac{B(E1,IK_\nu\to I+1gr)}{B(E1,IK_\nu\to I-1gr)}_{эксп.}$	$\frac{B(E1,IK_\nu\to I+1gr)}{B(E1,IK_\nu\to I-1gr)}_{теор.}$ а)	$\frac{B(E1,IK_\nu\to I+1gr)}{B(E1,IK_\nu\to I-1gr)}_{теор.}$ б)
$I0_2^-$	I,5295	0,0969	I,I879
30_2^-	I,2500	0,0360	0,3834
II_I^-	2,3793	20,0475	0,8970
$3I_I^-$	0,9774	0,000I4	2,9298
$5I_I^-$	0,569I	0,I305	5,2II7
II_2^-	0,I667	I3,I670	-
$3I_2^-$	0,28I3	48I,6754	-
$5I_2^-$	0,9500	20,3880	-

а) Результаты этой работы .
б) Результаты работы [40] .

Таблица 4

Отношения $B(E1, IK_\nu \to I+1gr)/B(E1, IK_\nu \to I-1gr)$ в ^{158}Dy

IK_ν^π	$\frac{B(E1,IK_\nu\to I+1gr)}{B(E1,IK_\nu\to I-1gr)}_{эксп.}$	$\frac{B(E1,IK_\nu\to I+1gr)}{B(E1,IK_\nu\to I-1gr)}_{теор.}$ а)	$\frac{B(E1,IK_\nu\to I+1gr)}{B(E1,IK_\nu\to I-1gr)}_{теор.}$ б)
$I0_2^-$	3,7850	27,8780	I,0445
II_I^-	0,849I	477,3660	I,003I
$3I_I^-$	0,4I67	4,2493	3,7429
32_I^-	0,3095	3,3890	I,9I0I
33_I^-	I,3763	0,5450	0,5I47

а) Результаты этой работы.
б) Результаты работы [40] .

Несмотря на вышеприведенные трудности, можно заключить, что метод ПВХФБ+ПСФ качественно описывает спектр низколежащих состояний отрицательной четности.

Зависимость эффективной массы ядра, вычисленной по формуле /17/, от углового момента, представлена в табл.2, из которой видно, что эффективные массы практически не зависят от спина, и что их значения немного меньше, чем реальные массы ядер. Это связано с тем, что в нашем подходе среднее поле точно не согласуется с остаточными взаимодействиями, и что трансляционная симметрия полного гамильтониана восстанавливается только приблизительно /т.е. в рамках ПСФ/.

Теоретические значения приведенных вероятностей $B(E1)$-переходов в ^{168}Er и ^{158}Dy, полученные по формулам /20/ и /21/, сравниваются с экспериментальными значениями в табл.3 и 4* В численных расчетах согласно [27] /стр.463,466/, использовались следующие значения эффективных зарядов:

для ^{168}Er:

$$e^{(\lambda=1)} = -0,405, \quad e^{(\lambda=3)} = 0,2 \quad \text{для нейтронов} \qquad e^{(\lambda=1)} = 0,595, \quad e^{(\lambda=3)} = 1,2 \quad \text{для протонов}$$

для ^{158}Dy:

$$e^{(\lambda=1)} = -0,418, \quad e^{(\lambda=3)} = 0,2 \quad \text{для нейтронов} \qquad e^{(\lambda=1)} = 0,582, \quad e^{(\lambda=3)} = 1,2 \quad \text{для протонов.}$$

Поскольку экспериментальные данные не позволяют определить абсолютные значения $B(E1)$ приведенных вероятностей /отсутствуют $E2$-переходы внутри данной полосы отрицательной четности,с помощью которых можно провести абсолютную нормировку [42]/, в табл.3 и 4 приведено сравнение экспериментальных и теоретических отношений $B(E1, I\nu \to I+1gr)/B(E1, I\nu \to I-1gr)$. Значения этих отношений дальше сравниваются с результатами работы [40], где приведенные $B(E1)$-вероятности переходов в ^{158}Dy и ^{168}Er были исследованы с помощью феноменологической модели, описанной в [41]. Экспериментальные значения $B(E1)$ для данного ядра, полученные в разных работах, существенно не отличаются, поэтому в табл.3 и 4 приведены только данные из одной работы для каждого ядра /для ^{168}Er - Дэвидсон и др.[14], для ^{158}Dy - Андерсон и др.[20]/.

Как видно из таблиц, согласие с экспериментом не очень хорошее. Однако с другой стороны можно сказать,что,не хуже,чем в других теоретических работах с микроскопическими моделями, касающихся $E1$-переходов в атомных ядрах. С точки зрения $E1$-переходов

* Так как отсутствуют экспериментальные данные для $E3$-переходов в ^{168}Er и ^{158}Dy, в дальнейшем сосредоточим внимание только на изучении $E1$-переходов.

можно положительно оценить ядерную модель, когда она предскажет вероятности B(E1) с точностью порядка по сравнению с экспериментальными значениями. Надо иметь в виду, что модель, использованная в этой работе, - полумикроскопическая, и поэтому нужно ожидать, что ее результаты будут количественно хуже, чем у феноменологических моделей.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Суммируя результаты предыдущих частей настоящей работы, можно заключить, что модель ПВХФБ+ПСФ описывает состояния с отрицательной четностью относительно хуже, чем состояния с положительной четностью, которые обсуждались в /13/. Несмотря на это, модель предсказывает все вращательные полосы отрицательной четности, эффективные массы, вычисленные по формуле /17/, близкие к реальным значениям массы ядра. Единственный вопрос, который остался открытым в рамках ПВХФБ+ПСФ-модели, представляют приведенные вероятности E1-переходов. Чтобы улучшить согласие с экспериментальными данными, придется модифицировать ПСФ-подход. Это значит, выйти за рамки ПСФ и учесть в гамильтониане и операторах переходов члены высшего порядка в бозонном разложении или ввести в операторах переходов зависимость от вращательного момента, как предлагается в /42/.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Секулярное уравнение для собственных значений ω гамильтониана $H^{(-)}_{(-)}$ представлено определителем десятого порядка:

$$\begin{vmatrix} A & \omega B \\ \omega C & D \end{vmatrix} = 0, \qquad /A1/$$

в котором A, B, C и D матрицы

$$A=\begin{pmatrix}
\varepsilon^+_0 S^N_{dd}+\sigma^+_0 S^N_{d0}-1 & \varepsilon^-_0 S^N_{dd}+\sigma^-_0 S^N_{d0} & \varkappa_0 S^N_{d0}+\sigma^+_0 S^N_{dd} & \varkappa_0 S^N_{d0}+\sigma^-_0 S^N_{dd} & S^N_{d2} \\
\varepsilon^-_0 S^P_{dd}+\sigma^-_0 S^P_{d0} & \varepsilon^+_0 S^P_{dd}+\sigma^+_0 S^P_{d0}-1 & \varkappa_0 S^P_{d0}+\sigma^-_0 S^P_{dd} & \varkappa_0 S^P_{d0}+\sigma^+_0 S^P_{dd} & S^P_{d2} \\
\varepsilon^+_0 S^N_{0d}+\sigma^+_0 S^N_{00} & \varepsilon^-_0 S^N_{0d}+\sigma^-_0 S^N_{00} & \varkappa_0 S^N_{00}+\sigma^+_0 S^N_{0d}-1 & \varkappa_0 S^N_{00}+\sigma^-_0 S^N_{0d} & S^N_{02} \\
\varepsilon^-_0 S^P_{0d}+\sigma^-_0 S^P_{00} & \varepsilon^+_0 S^P_{0d}+\sigma^+_0 S^P_{00} & \varkappa_0 S^P_{00}+\sigma^-_0 S^P_{0d} & \varkappa_0 S^P_{00}+\sigma^+_0 S^P_{0d}-1 & S^P_{02} \\
\begin{matrix}\varepsilon^+_0 S^N_{2d}+\sigma^+_0 S^N_{20}+ \\ +\varepsilon^-_0 S^P_{2d}+\sigma^-_0 S^P_{20}\end{matrix} & \begin{matrix}\varepsilon^-_0 S^N_{2d}+\sigma^-_0 S^N_{20}+ \\ +\varepsilon^+_0 S^P_{2d}+\sigma^+_0 S^P_{20}\end{matrix} & \begin{matrix}\varkappa_0 S^N_{20}+\sigma^+_0 S^N_{2d}+ \\ +\varkappa_0 S^P_{20}+\sigma^-_0 S^P_{2d}\end{matrix} & \begin{matrix}\varkappa_0 S^N_{20}+\sigma^-_0 S^N_{2d}+ \\ +\varkappa_0 S^P_{20}+\sigma^+_0 S^P_{2d}\end{matrix} & S^N_{22}+S^P_{22}-\frac{1}{\varkappa_2}
\end{pmatrix} \qquad /A2a/$$

$$B=\begin{pmatrix}
\varepsilon^+_1 U^N_{dt}+\sigma^+_1 U^N_{d1} & \varepsilon^-_1 U^N_{dt}+\sigma^-_1 U^N_{d1} & \varkappa_1 U^N_{d1}+\sigma^+_1 U^N_{dt} & \varkappa_1 U^N_{d1}+\sigma^-_1 U^N_{dt} & U^N_{d3} \\
\varepsilon^-_1 U^P_{dt}+\sigma^-_1 U^P_{d1} & \varepsilon^+_1 U^P_{dt}+\sigma^+_1 U^P_{d1} & \varkappa_1 U^P_{d1}+\sigma^-_1 U^P_{dt} & \varkappa_1 U^P_{d1}+\sigma^+_1 U^P_{dt} & U^P_{d3} \\
\varepsilon^+_1 U^N_{0t}+\sigma^+_1 U^N_{01} & \varepsilon^-_1 U^N_{0t}+\sigma^-_1 U^N_{01} & \varkappa_1 U^N_{01}+\sigma^+_1 U^N_{0t} & \varkappa_1 U^N_{01}+\sigma^-_1 U^N_{0t} & U^N_{03} \\
\varepsilon^-_1 U^P_{0t}+\sigma^-_1 U^P_{01} & \varepsilon^+_1 U^P_{0t}+\sigma^+_1 U^P_{01} & \varkappa_1 U^P_{01}+\sigma^-_1 U^P_{0t} & \varkappa_1 U^P_{01}+\sigma^+_1 U^P_{0t} & U^P_{03} \\
\begin{matrix}\varepsilon^+_1 U^N_{2t}+\sigma^+_1 U^N_{21}+ \\ +\varepsilon^-_1 U^P_{2t}+\sigma^-_1 U^P_{21}\end{matrix} & \begin{matrix}\varepsilon^-_1 U^N_{2t}+\sigma^-_1 U^N_{21}+ \\ +\varepsilon^+_1 U^P_{2t}+\sigma^+_1 U^P_{21}\end{matrix} & \begin{matrix}\varkappa_1 U^N_{21}+\sigma^+_1 U^N_{2t}+ \\ +\varkappa_1 U^P_{21}+\sigma^-_1 U^P_{2t}\end{matrix} & \begin{matrix}\varkappa_1 U^N_{21}+\sigma^-_1 U^N_{2t}+ \\ +\varkappa_1 U^P_{21}+\sigma^+_1 U^P_{2t}\end{matrix} & U^N_{23}+U^P_{23}
\end{pmatrix} \qquad /A2b/$$

$$C=\begin{pmatrix}
\varepsilon^+_0 U^N_{td}+\sigma^+_0 U^N_{t0} & \varepsilon^-_0 U^N_{td}+\sigma^-_0 U^N_{t0} & \varkappa_0 U^N_{t0}+\sigma^+_0 U^N_{td} & \varkappa_0 U^N_{t0}+\sigma^-_0 U^N_{td} & U^N_{t2} \\
\varepsilon^-_0 U^P_{td}+\sigma^-_0 U^P_{t0} & \varepsilon^+_0 U^P_{td}+\sigma^+_0 U^P_{t0} & \varkappa_0 U^P_{t0}+\sigma^-_0 U^P_{td} & \varkappa_0 U^P_{t0}+\sigma^+_0 U^P_{td} & U^P_{t2} \\
\varepsilon^+_0 U^N_{1d}+\sigma^+_0 U^N_{10} & \varepsilon^-_0 U^N_{1d}+\sigma^-_0 U^N_{10} & \varkappa_0 U^N_{10}+\sigma^+_0 U^N_{1d} & \varkappa_0 U^N_{10}+\sigma^-_0 U^N_{1d} & U^N_{12} \\
\varepsilon^-_0 U^P_{1d}+\sigma^-_0 U^P_{10} & \varepsilon^+_0 U^P_{1d}+\sigma^+_0 U^P_{10} & \varkappa_0 U^P_{10}+\sigma^-_0 U^P_{1d} & \varkappa_0 U^P_{10}+\sigma^+_0 U^P_{1d} & U^P_{12} \\
\begin{matrix}\varepsilon^+_0 U^N_{3d}+\sigma^+_0 U^N_{30}+ \\ +\varepsilon^-_0 U^P_{3d}+\sigma^-_0 U^P_{30}\end{matrix} & \begin{matrix}\varepsilon^-_0 U^N_{3d}+\sigma^-_0 U^N_{30}+ \\ +\varepsilon^+_0 U^P_{3d}+\sigma^+_0 U^P_{30}\end{matrix} & \begin{matrix}\varkappa_0 U^N_{30}+\sigma^+_0 U^N_{3d}+ \\ +\varkappa_0 U^P_{30}+\sigma^-_0 U^P_{3d}\end{matrix} & \begin{matrix}\varkappa_0 U^N_{30}+\sigma^-_0 U^N_{3d}+ \\ +\varkappa_0 U^P_{30}+\sigma^+_0 U^P_{3d}\end{matrix} & U^N_{32}+U^P_{32}
\end{pmatrix} \qquad /A2c/$$

$$D=\begin{pmatrix}
\varepsilon^+_1 S^N_{tt}+\sigma^+_1 S^N_{t1}-1 & \varepsilon^-_1 S^N_{tt}+\sigma^-_1 S^N_{t1} & \varkappa_1 S^N_{t1}+\sigma^+_1 S^N_{tt} & \varkappa_1 S^N_{t1}+\sigma^-_1 S^N_{tt} & S^N_{t3} \\
\varepsilon^-_1 S^P_{tt}+\sigma^-_1 S^P_{t1} & \varepsilon^+_1 S^P_{tt}+\sigma^+_1 S^P_{t1}-1 & \varkappa_1 S^P_{t1}+\sigma^-_1 S^P_{tt} & \varkappa_1 S^P_{t1}+\sigma^+_1 S^P_{tt} & S^P_{t3} \\
\varepsilon^+_1 S^N_{1t}+\sigma^+_1 S^N_{11} & \varepsilon^-_1 S^N_{1t}+\sigma^-_1 S^N_{11} & \varkappa_1 S^N_{11}+\sigma^+_1 S^N_{1t}-1 & \varkappa_1 S^N_{11}+\sigma^-_1 S^N_{1t} & S^N_{13} \\
\varepsilon^-_1 S^P_{1t}+\sigma^-_1 S^P_{11} & \varepsilon^+_1 S^P_{1t}+\sigma^+_1 S^P_{11} & \varkappa_1 S^P_{11}+\sigma^-_1 S^P_{1t} & \varkappa_1 S^P_{11}+\sigma^+_1 S^P_{1t}-1 & S^P_{13} \\
\begin{matrix}\varepsilon^+_1 S^N_{3t}+\sigma^+_1 S^N_{31}+ \\ +\varepsilon^-_1 S^P_{3t}+\sigma^-_1 S^P_{31}\end{matrix} & \begin{matrix}\varepsilon^-_1 S^N_{3t}+\sigma^-_1 S^N_{31}+ \\ +\varepsilon^+_1 S^P_{3t}+\sigma^+_1 S^P_{31}\end{matrix} & \begin{matrix}\varkappa_1 S^N_{31}+\sigma^+_1 S^N_{3t}+ \\ +\varkappa_1 S^P_{31}+\sigma^-_1 S^P_{3t}\end{matrix} & \begin{matrix}\varkappa_1 S^N_{31}+\sigma^-_1 S^N_{3t}+ \\ +\varkappa_1 S^P_{31}+\sigma^+_1 S^P_{3t}\end{matrix} & S^N_{33}+S^P_{33}-\frac{1}{\varkappa_3}
\end{pmatrix} \qquad /A2d/$$

где, в отличие от /10б/, принято обозначение:

$$\kappa_{\mu} \equiv \kappa_{3\mu}, \quad \epsilon_{\mu}^{\pm} \equiv \kappa_{1\mu}^{[0]} \pm \kappa_{1\mu}^{[1]}, \quad \sigma_{\mu}^{\pm} \equiv \sigma_{\mu}^{[0]} \pm \sigma_{\mu}^{[1]}, \quad (\mu = 0, 1)$$

и

$$S_{qg}^{N(P)} = \sum_{i,k \in N,P} \left\{ \frac{E_{ik} q_{ik} g_{ik}}{E_{ik}^{2} - \omega^{2}} + \frac{E_{\bar{i}\bar{k}} \tilde{q}_{ik} \tilde{g}_{ik}}{E_{\bar{i}\bar{k}}^{2} - \omega^{2}} \right\}, \quad U_{qg}^{N(P)} = \sum_{i,k \in N,P} \left\{ \frac{q_{ik} g_{ik}}{E_{ik}^{2} - \omega^{2}} + \frac{\tilde{q}_{ik} \tilde{g}_{ik}}{E_{\bar{i}\bar{k}}^{2} - \omega^{2}} \right\}, \qquad /A3/$$

где

q_{ik}, g_{ik} представляют квазичастичные матричные элементы d_{ik}, t_{ik}, f_{ik}^{0-}, f_{ik}^{1-}, f_{ik}^{2-}, f_{ik}^{3-} /см. /8//, т.е.

$$q, g \in \{d, t, 0, 1, 2, 3\} \equiv \{d, t, f^{0-}, f^{1-}, f^{2-}, f^{3-}\}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Banerjee B., Mang H.J., Ring P. Nucl.Phys., 1973, A215, p.366.
2. Bhargava P.C. Nucl.Phys., 1973, A207, p.258.
3. Faessler A. et al. Nucl.Phys., 1976, A256, p.106.
4. Goodman A.L. Nucl.Phys., 1976, A265, p.113.
5. Dudek J., Werner T. J.Phys.G., 1978, 4, p.1543.
6. Marshalek E.R. Nucl.Phys., 1977, A275, p.416.
7. Marshalek E.R. Nucleonika, 1978, 23, p.409.
8. Михайлов И.Н., Янссен Д. Изв.АН СССР, сер.физ., 1977, 41, с.1576.
9. Mikhailov I.N., Janssen D. Phys.Lett., 1978, B72, p.303.
10. Janssen D., Mikhailov I.N. Nucl.Phys., 1979, A318, p.390.
11. Egido J. et al. Nucl.Phys., 1980, A341, p.229.
12. Shimizu Y.R., Matsuyanagi K. Prog.Theor.Phys., 1982, 67, p.1637.
13. Квасил Я. и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1984, 48, с.844.
14. Davidson W.F. et al. J.Phys.G., 1981, 67, p.455.
15. Davidson W.F. et al. Proc. of Int.Conf. on Nucl.Phys., Florence, 1983.
16. Gunther G.E. et al. Phys.Rev., 1967, 153, p.1297.
17. Koch H.R. Z.Phys., 1966, 192, p.142.
18. Greenwood L.R. Nucl.Data Sheets, 1974, 11, p.385.
19. Бегжанов Р.Б., Беленький В.М. Гамма-спектроскопия атомных ядер. "ФАН", Ташкент, 1980.
20. Anderson D.L. et al. Phys.Rev., 1978, C18, p.383.
21. Ruth T.J., Brenner D.S. Phys.Rev., 1975, C11, p.974.
22. Александров А.А. и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1974, 38, с.2487; 1975, 39, с.458.
23. Абдуразаков А.А. и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1968, 32, с.749.

24. Tuli J.K. Nucl.Data Sheets, 1974, 12, p.245.
25. Ronningen R.M. et al. Phys.Rev., 1982, C26, p.97.
26. Grotdal T. et al. Nucl.Phys., 1968, A110, p.385.
27. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
28. Пятов Н.И. Материалы XI зимней школы ЛИЯФ. Изд-во ЛИЯФ, Л., 1976, с.151.
29. Бриансон Ш., Михайлов И.Н. ЭЧАЯ, 1982, 13, 2, с.245.
30. Hilton R.R. Proc. of Extended Seminar on Heavy Ions, High Energy Spin States and Nucl.Struct. Trieste, Sept., 1973, IAEA, vol.2, p.227.
31. Nissimov H., Unna I. Nucl.Phys., 1969, A124, p.609.
32. Gloeckner D.H., Lawson R.D. Phys.Lett., 1974, B53, p.313.
33. Pyatov N.I., Salamov D.I. Nucleonika, 1977, 22, p.127.
34. Цвек С. ОИЯИ, Р4-80-631, Дубна, 1980.
35. Акбаров А. и др. ОИЯИ, Р4-12772, Дубна, 1979; ЯФ, 1981, 33, с.1480.
36. Cwiok S., Kvasil J., Choriev B. JINR, E4-83-684, Dubna, 1983, to be published in J.Phys.G.
37. Kvasil J., Cwiok S., Choriev B. Z.Phys., 1981, A303, p.313.
38. Акбаров А. и др. ОИЯИ, Р4-80-218, Дубна, 1980.
39. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. "Наука", М., 1974.
40. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Чариев М.М. ОИЯИ, Р4-84-475, Дубна, 1984.
41. Михайлов И.Н. и др. ОИЯИ, Е4-82-489, Дубна, 1982; ЯФ, 1983, 38, с.297.
42. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. "Мир", М., 1977, т.2.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 июля 1984 года.

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник *"Краткие сообщения ОИЯИ"*. В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют /[redacted]/ статус официальных публикаций ОИЯИ.

Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the JINR Communications and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

Physics of elementary particles and atomic nuclei.
Theoretical physics.
Experimental techniques and methods.
Accelerators.
Cryogenics.
Computing mathematics and methods.
Solid state physics. Liquids.
Theory of condenced matter.
Applied researches.

Being a part of the JINR Communications, the articles of this new collection [redacted] have the status of official publications of the JINR.

JINR Rapid Communications will be issued regularly.

Квасил Я. и др. P4-84-488

Описание состояний отрицательной четности в ^{158}Dy и ^{168}Er в рамках приближения случайной фазы, основанного на кренкинг-модели

Для изучения характеристик низколежащих состояний с отрицательной четностью в ядрах ^{158}Dy и ^{168}Er используется приближение случайной фазы, основанное на модели принудительного вращения. Выяснена связь духовых нефизических состояний ядра /связанных с движением его центра масс/ с решениями уравнений движения в рамках приближения случайной фазы. Вычисленные энергии уровней, вероятности E1-переходов сравниваются с экспериментальными значениями. Изучается также зависимость силовых констант остаточных взаимодействий и эффективной массы ядра от углового момента. Используемая модель качественно хорошо воспроизводит экспериментальные данные об уровнях с отрицательной четностью до ~2 МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод авторов

Kvasil J. et al. P4-84-488

Description of the Negative Parity States in ^{158}Dy and ^{168}Er in the Framework of Random Phase Approximation (RPA) Based on the Cranking Model

The RPA based on the cranking model is used for studying the properties of the low-lying negative parity states in ^{158}Dy and ^{168}Er. The connection of the spurious non-physical nucleus states (connected with the centre of mass motion) with the solutions of the RPA equation of motion is discussed. Calculated level energies and E1-transition probabilities are compared with experimental ones. The dependence of the residual interaction strength constants and the effective nucleus mass on the angular momentum are also discussed. Qualitatively good agreement with experimental data on negative parity states up to ~2 MeV is obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984