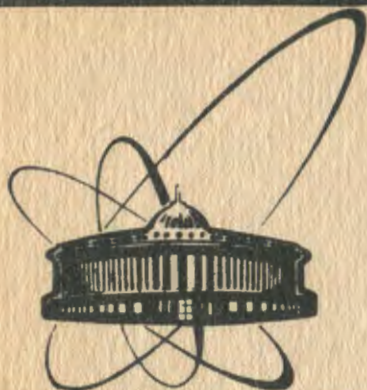


89-189



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Ш 264

P4-89-189

И.А.Шаронов*, Б.А.Аликов*, Я.Ваврыщук,
В.Гурняк

ВЫЧИСЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК
КВАЗИЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР
С УЧЕТОМ КВАДРУПОЛЬНОГО СПАРИВАНИЯ
(ПРОГРАММА QPAIR)

* Научно-исследовательский институт
прикладной физики ТашГУ, Ташкент

1989

Программа QPAIR предназначена для расчета характеристик квази-частичных состояний (корреляционных функций, химического потенциала, полной энергии сверхтекучего состояния и плотности числа частиц на одночастичных уровнях среднего поля) деформированных ядер в приближении модели независимых квазичастиц (МНК) ^{1/} с учетом квадрупольного спаривания (МНККС). Программа написана на алгоритмическом языке Фортран-77 для ПЭВМ типа "Правец-16" (MS FORTRAN-77, v.3.3) и после незначительной переделки (см. приложение 1) может быть использована на ЭВМ типа МЭРА-60, ДВК-2 и т.п., имеющих накопители на магнитных дисках.

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ МНККС

Четно-четное ядро

Мультипольные корреляционные функции (монопольная и квадрупольная) и химический потенциал основного состояния четно-четного ядра определяются при решении системы нелинейных уравнений

$$C_0 = \frac{G_0}{2} \sum_{\nu} \frac{C_0 + C_2 q_{20}(\nu)}{E(\nu)},$$

$$C_2 = \frac{G_2}{2} \sum_{\nu} \frac{C_0 + C_2 q_{20}(\nu)}{E(\nu)} q_{20}(\nu), \quad (1)$$

$$N = \sum_{\nu} \left(1 - \frac{\epsilon(\nu) - \lambda}{E(\nu)} \right),$$

где C_0 и C_2 — монопольная и квадрупольная корреляционные функции, G_0 и G_2 — константы монопольного и квадрупольного спаривания, λ — химический потенциал, N — число нуклонов (нейтронов или протонов). Величина $E(\nu)$ определяется как

$$E(\nu) = \sqrt{(\epsilon(\nu) - \lambda)^2 + C^2(\nu)}, \quad (2)$$

где $C(\nu)$ — корреляционная функция состояния ν :

$$C(\nu) = C_0 + C_2 q_{20}(\nu). \quad (3)$$

В уравнениях используются перенормированные одночастичные энергии $\epsilon(\nu)$, равные

$$\epsilon(\nu) = \epsilon_0(\nu) - (G_0 + G_2 q_{20}^2(\nu)) v^2(\nu), \quad (4)$$

где $v^2(\nu)$ — плотность числа частиц на одночастичном уровне ν :

$$v^2(\nu) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon(\nu) - \lambda}{E(\nu)} \right), \quad (5)$$

а $\epsilon_0(\nu)$ — одночастичная энергия состояния ν (решение уравнения Шредингера для потенциала среднего поля). Квадрупольный матричный элемент $q_{20}(\nu)$ определяется как

$$q_{20}(\nu) = \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \langle \nu | r^2 Y_{20} | \nu \rangle. \quad (6)$$

Полная энергия основного состояния записывается в виде

$$\mathcal{E}_0 = 2 \sum_{\nu} \epsilon(\nu) v^2(\nu) - \frac{C_0^2}{G_0} - \frac{C_2^2}{G_2}. \quad (7)$$

Наиболее низкими возбужденными состояниями системы, состоящей из четного числа нуклонов, являются состояния с одной разорванной парой, то есть с двумя квазичастицами на уровнях среднего поля. Учитывая эффект блокировки, систему уравнений для определения характеристик двухквазичастичных состояний запишем в виде

$$C_0(\rho_1 \rho_2) = \frac{G_0}{2} \sum_{\nu \neq \rho_1 \rho_2} \frac{C_0(\rho_1 \rho_2) + C_2(\rho_1 \rho_2) q_{20}(\nu)}{E_{\rho_1 \rho_2}(\nu)},$$

$$C_2(\rho_1 \rho_2) = \frac{G_2}{2} \sum_{\nu \neq \rho_1 \rho_2} \frac{C_0(\rho_1 \rho_2) + C_2(\rho_1 \rho_2) q_{20}(\nu)}{E_{\rho_1 \rho_2}(\nu)} q_{20}(\nu), \quad (8)$$

$$N = 2 + \sum_{\nu \neq \rho_1 \rho_2} \left(1 - \frac{\epsilon_{\rho_1 \rho_2}(\nu) - \lambda}{E_{\rho_1 \rho_2}(\nu)} \right),$$

где

$$E_{\rho_1 \rho_2}(\nu) = \sqrt{(\epsilon_{\rho_1 \rho_2}(\nu) - \lambda_{\rho_1 \rho_2})^2 + C_{\rho_1 \rho_2}^2(\nu)}, \quad (9)$$

корреляционная функция состояния ν

$$C_{\rho_1 \rho_2}(\nu) = C_0(\rho_1 \rho_2) + C_2(\rho_1 \rho_2) q_{20}(\nu), \quad (10)$$

перенормированная одночастичная энергия

$$\epsilon_{\rho_1 \rho_2}(\nu) = \epsilon_0(\nu) - (G_0 + G_2 q_{20}^2(\nu)) \nu_{\rho_1 \rho_2}^2, \quad (11)$$

плотность числа частиц

$$\nu_{\rho_1 \rho_2}^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_{\rho_1 \rho_2}(\nu) - \lambda_{\rho_1 \rho_2}}{E_{\rho_1 \rho_2}(\nu)} \right). \quad (12)$$

Полная энергия двухквaziчастичного состояния $(\rho_1 \rho_2)$ определяется уравнением

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(\rho_1 \rho_2) &= \epsilon_0(\rho_1) + \epsilon_0(\rho_2) + \\ &+ 2 \sum_{\nu \neq \rho_1 \rho_2} \epsilon_{\rho_1 \rho_2}(\nu) \nu_{\rho_1 \rho_2}^2 - \frac{C_0^2(\rho_1 \rho_2)}{G_0} - \frac{C_0^2(\rho_1 \rho_2)}{G_2}, \end{aligned} \quad (13)$$

а относительно основного состояния (энергия возбуждения)

$$E(\rho_1 \rho_2) = \mathcal{E}(\rho_1, \rho_2) - \mathcal{E}_0. \quad (14)$$

Нечетное ядро

Основное и нижайшие возбужденные состояния нечетных ядер являются одноквaziчастичными, поэтому будем рассчитывать характеристики только одноквaziчастичных состояний. С учетом эффекта блокировки основные уравнения модели записываются в виде

$$C_0(\rho) = \frac{C_0}{2} \sum_{\nu \neq \rho} \frac{C_0(\rho) + C_2(\rho) q_{20}(\nu)}{E_\rho(\nu)},$$

$$C_2(\rho) = \frac{G_2}{2} \sum_{\nu \neq \rho} \frac{C_0(\rho) + C_2(\rho) q_{20}(\nu)}{E_\rho(\nu)} q_{20}(\nu), \quad (15)$$

$$N = 1 + \sum_{\nu \neq \rho} \left(1 - \frac{\epsilon_\rho(\nu) - \lambda_\rho}{E_\rho(\nu)} \right),$$

где

$$E_\rho(\nu) = \sqrt{(\epsilon_\rho(\nu) - \lambda_\rho)^2 + C_\rho^2(\nu)},$$

корреляционная функция состояния ν

$$C_\rho(\nu) = C_0(\rho) + C_2(\rho) q_{20}(\nu), \quad (16)$$

перенормированная одночастичная энергия

$$\epsilon_\rho(\nu) = \epsilon_0(\nu) - (G_0 + G_2 q_{20}^2(\nu)) v_\rho^2(\nu), \quad (17)$$

плотность числа частиц

$$v_\rho^2(\nu) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_\rho(\nu) - \lambda_\rho}{E_\rho(\nu)} \right). \quad (18)$$

Полная энергия системы в сверхтекучем состоянии ρ определяется уравнением

$$\mathcal{E}(\rho) = \epsilon_0(\rho) + 2 \sum_{\nu \neq \rho} \epsilon_\rho(\nu) v_\rho^2(\nu) - \frac{C_0^2(\rho)}{G_0} - \frac{C_2^2(\rho)}{G_2}. \quad (19)$$

2. РЕШЕНИЕ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ

Для решения систем нелинейных уравнений (1), (8) и (15) используется итерационный метод Ньютона — Рафсона. Для этого они (для примера рассмотрим систему (1)) сводятся к виду

$$F_1(C_0, C_2, \lambda) = \frac{G_0}{2} \sum_{\nu} \frac{C_0 + C_2 q_{20}(\nu)}{E(\nu)} - C_0 = 0,$$

$$F_2(C_0, C_2, \lambda) = \frac{G_2}{2} \sum_{\nu} \frac{C_0 + C_2 q_{20}(\nu)}{E(\nu)} q_{20}(\nu) - C_2 = 0, \quad (20)$$

$$F_3(C_0, C_2, \lambda) = \sum_{\nu} \left(1 - \frac{\epsilon(\nu) - \lambda}{E(\nu)}\right) - N = 0$$

или в матричном представлении

$$F(x) = 0, \quad F = \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \end{pmatrix}, \quad X = \begin{pmatrix} C_0 \\ C_2 \\ \lambda \end{pmatrix}.$$

Последовательные приближения решений системы вычисляются по формуле

$$X^{(i+1)} = X^{(i)} - F(X^{(i)}) \left[\frac{\partial F}{\partial X} \right]_{X=X_i}^{-1}. \quad (21)$$

Элементы матрицы производных $\left[\frac{dF}{dx} \right]$ равны

$$G(1) = \frac{\partial F_1}{\partial C_0} = \frac{G_0}{2} \sum_{\nu} \frac{\epsilon(\nu) - \lambda}{E^3(\nu)} - 1,$$

$$G(2) = \frac{\partial F_1}{\partial C_2} = \frac{G_0}{2} \sum_{\nu} \frac{\epsilon(\nu) - \lambda}{E^3(\nu)} q_{20}(\nu),$$

$$G(3) = \frac{\partial F_1}{\partial \lambda} = \frac{G_0}{2} \sum_{\nu} \frac{\epsilon(\nu) - \lambda}{E^3(\nu)} C(\nu),$$

$$G(4) = \frac{\partial F_2}{\partial C_0} = \frac{G_2}{2} \sum_{\nu} \frac{\epsilon(\nu) - \lambda}{E^3(\nu)} q_{20}(\nu),$$

$$G(5) = \frac{\partial F_2}{\partial C_2} = \frac{G_2}{2} \sum_{\nu} \frac{\epsilon(\nu) - \lambda}{E^3(\nu)} q_{20}(\nu) - 1,$$

$$G(6) = \frac{\partial F_2}{\partial \lambda} = \frac{G_2}{2} \sum_{\nu} \frac{\epsilon(\nu) - \lambda}{E^3(\nu)} q_{20}(\nu) C(\nu),$$

$$G(7) = \frac{\partial F_3}{\partial C_0} = \sum_{\nu} \frac{\epsilon(\nu) - \lambda}{F^3(\nu)} C(\nu), \quad (22)$$

$$G(8) = \frac{\partial F_3}{\partial C_2} = \sum_{\nu} \frac{\epsilon(\nu) - \lambda}{E^3(\nu)} q_{20}(\nu) C(\nu),$$

$$G(9) = \frac{\partial F_3}{\partial \lambda} = \sum_{\nu} \frac{C^2(\nu)}{E^3(\nu)}.$$

Итерационный процесс заканчивается при выполнении критерия сходимости

$$|X^{(i+1)} - X^{(i)}| \leq \epsilon_1. \quad (23)$$

Для обращения матрицы производных используется стандартная подпрограмма MINV, входящая в матобеспечение ЕС ЭВМ. Для повышения точности расчетов эта подпрограмма переведена в двойную точность (вещественные переменные типа R*8, то есть используются 64-разрядные слова).

При вычислении перенормированных энергий $\epsilon(\nu)$, $\epsilon_{\rho}(\nu)$ и $\epsilon_{\rho_1 \rho_2}(\nu)$ необходимо знать величины факторов v^2 , которые, в свою очередь, зависят от $\epsilon(\nu)$, $C(\nu)$ и λ . Для перенормировки одночастичных энергий применен итерационный процесс. Вначале с исходными значениями $\epsilon_0(\nu)$ и $v^2 = 0$ вычисляются квазичастичные характеристики, которые позволяют определить первое приближение v^2 . С использованием этих значений v^2 перенормируются одночастичные энергии и заново рассчитываются квазичастичные характеристики. Этот итерационный процесс заканчивается при выполнении критерия

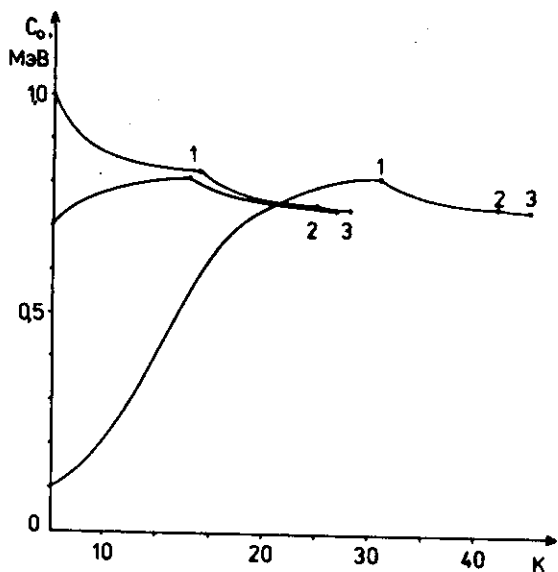
$$X = \frac{1}{S} \sum_{\nu=1}^S |(v^{(K+1)}(\nu))^2 - (v^{(K)}(\nu))^2| \leq \epsilon_2, \quad (24)$$

где S — число учитываемых одночастичных состояний (число КЕ, см. ниже). Практика расчетов показывает, что при выборе $\epsilon_2 \sim 10^{-3}$ итера-

Таблица. Результаты расчетов характеристик одноквазичастичных состояний ^{163}Dy без учета (верхняя строка) и с учетом (нижняя строка) перенормировки одночастичных энергий

	λ (МэВ)	C (МэВ)	C_0 (МэВ)	C_2 (МэВ/6)	u	v	E (МэВ)
$G_0 = 0.142 \text{ МэВ}; G_2 = 0$							
523 ↓	-6,933	0,819	0,819	0	0,543	0,840	0
	-7,008	0,734	0,734	0	0,512	0,859	0
512 ↓	-7,213	0,994	0,994	0	0,960	0,279	0,85
	-7,305	0,948	0,948	0	0,966	0,259	1,01
633 ↓	-7,195	0,952	0,952	0	0,932	0,363	0,42
	-7,292	0,907	0,907	0	0,942	0,335	0,57
521 ↑	-7,179	0,926	0,926	0	0,909	0,416	0,30
	-7,280	0,880	0,880	0	0,924	0,383	0,39
642 ↓	-6,879	0,848	0,848	0	0,446	0,895	0,14
	-6,949	0,776	0,776	0	0,411	0,912	0,13
521 ↑	-6,830	0,891	0,891	0	0,344	0,939	0,36
	-6,903	0,827	0,827	0	0,315	0,949	0,41
$G_0 = 0.142 \text{ МэВ}; G_2 = 15 \text{ МэВ}/6^2$							
523 ↓	-6,684	1,240	0,957	6,284	0,526	0,820	0
	-6,864	1,123	0,862	5,796	0,525	0,851	0
512 ↓	-6,971	0,887	1,055	7,738	0,957	0,292	0,08
	-7,162	0,836	0,995	7,333	0,968	0,251	0,58
633 ↓	-6,926	1,471	0,984	6,366	0,856	0,518	0,21
	-7,129	1,370	0,911	6,008	0,883	0,470	0,50
521 ↓	-6,894	1,384	0,970	6,421	0,821	0,571	0,10
	-7,104	1,285	0,895	6,051	0,855	0,519	0,31
642 ↓	-6,724	1,585	0,956	5,220	0,525	0,851	0,52
	-6,877	1,429	0,860	4,724	0,480	0,877	0,48
521 ↑	-6,624	1,361	0,987	6,065	0,399	0,917	0,40
	-6,791	1,244	0,898	5,507	0,378	0,926	0,43

ионный процесс сходится достаточно быстро (за 3-4 цикла итераций) и при этом величина $\chi \sim 3 \cdot 10^{-4}$. При работе с МНККС не следует пренебрегать процедурой перенормировки одночастичных энергий, поскольку она может повлиять на результаты расчетов энергий неротационных состояний (см. таблицу). Принципиального значения этот эффект, очевидно, не имеет, но было бы некорректным не учитывать его.



Последовательные приближения при вычислении величины C_0 для трех циклов (1, 2, 3) и трех разных начальных значений C_0

При удачно выбранных начальных приближениях итерационный процесс (23) сходится достаточно быстро (см. рисунок). В неблагоприятных условиях, когда начальное приближение корреляционной функции близко к нулю, итерационный процесс заметно замедляется за счет первого цикла итераций (расчет без пе-

ренормировки одночастичных энергий), но всегда сходится к одному и тому же решению.

3. ИНСТРУКЦИЯ К ПРОГРАММЕ

Программа QPAIR использует в качестве входных следующие данные:

1. Одночастичные энергии $\epsilon_0(\nu)$, диагональные матричные элементы $Q_{20}(\nu)$ и индексы соответствующих одночастичных состояний, число одночастичных состояний КЕ и число обрезанных (не учтенных на дне потенциальной ямы) состояний КЕО. Эта информация считывается программой из файла SPECTR. DAT, записанного ранее на диск программой SERV (см. приложение 2).

2. Атомный вес A , порядковый номер ядра (заряд) Z , константы монопольного и квадрупольного спаривания G_0 и G_2 . Если $G_0 = 0$, то программа переходит к новому этапу расчетов (расчет либо для четно-четного ядра, либо для нечетного ядра).

3. Для четно-четного ядра надо ввести с клавиатуры начальную точность ϵ'_1 , а при расчете двухчастичных состояний — также их индексы. Точность при выполнении циклов итерационного процесса определяется как

$$\epsilon_1 = \epsilon'_1 \cdot 10^{-K},$$

где K — номер цикла итераций (24). Признак перехода к расчету характеристик четно-четного ядра с новыми значениями параметров G_0 и G_2 — индексы двухквазичастичных состояний, равные нулю.

4. При расчете характеристик нечетного ядра задается начальная точность ϵ'_1 , число рассматриваемых состояний (в одном варианте не более 30) и их индексы. Важно помнить, что вначале необходимо задавать индекс основного состояния. Это нужно для правильного определения энергий возбужденных состояний. В нужный момент на экране дисплея появится сообщение

AT FIRST ENTER DATE FOR GROUND STATE

Ввод требуемой информации осуществляется с клавиатуры ПЭВМ после появления на экране дисплея соответствующего запроса программы (ввод в свободном формате).

Программа выводит на экран дисплея и в выходной файл QPAIR.OUT (файл листинга) следующую информацию:

1. A, Z , параметры $G_0/GC/$ и $G_2/G2/$.
2. При необходимости (по запросу программы) — используемый одночастичный базис (индексы состояний, их одночастичные энергии ϵ_0 и q_{20}).

3. Для четно-четного ядра выводятся: индекс основного состояния, значение перенормированной одночастичной энергии $\epsilon(\nu)$ (E), матричного элемента $q_{20}(\nu)$ (Q), химический потенциал λ (LAM), корреляционная функция $C(\nu)$ (C), монополярная C_0 (C0) и квадрупольная C_2 (C2) функции, плотность числа частиц на рассматриваемом одночастичном уровне v^2 (V2), полная энергия основного состояния E_0 (EBCS). Первая строка под соответствующим заголовком отвечает результатам расчета без перенормировки одночастичных энергий, вторая — результатам с перенормировкой. Аналогична выдача результатов для одно- и двухквазичастичных состояний.

Если рассчитывалось двухквазичастичное состояние, то выводится индекс состояния, затем индекс первой квазичастицы (IND), перенормированная одночастичная энергия $\epsilon_{\rho_1\rho_2}(\rho)$ (E), индекс и энергия второй квазичастицы (IND и E), химический потенциал $\lambda_{\rho_1\rho_2}$ (LAM), монополярная $C_0(\rho_1\rho_2)$ (C0) и квадрупольная $C_2(\rho_1\rho_2)$ (C2) корреляционные функции, полная энергия $E(\rho_1\rho_2)$ (EBCS) и энергия возбуждения двухквазичастичного состояния $E(\rho_1\rho_2)$ (EXEN). В следующих двух строчках выводятся индексы компонентов двухквазичастичного состояния, величины функций $C_{\rho_1\rho_2}$ (C) и $E_{\rho_1\rho_2}$ (E0).

4. Для нечетного ядра выводятся индекс одноквазичастичного состояния (IND), его перенормированная одночастичная энергия $\epsilon_{\rho}(\rho)$ (17) (E), $q_{20}(\rho)(Q)$, химический потенциал λ_{ρ} (LAM), корреляционные функции $C(\rho)$ (C), $C_0(\rho)$ (C0), $C_2(\rho)$ (C2), плотность числа частиц на одночастичном уровне $v_{\rho}^2(\rho)$ (V2), полная энергия $\xi(\rho)$ (EBCS) и энергия возбуждения одноквазичастичного состояния (EXEN).

При необходимости по запросу программы можно вывести также информацию об итерационном процессе — величины $X^{(i)}$ и $X^{(i+1)}$ ($X1$ и X), элементы матриц $F(X)$ и $G(X)$ при $X = X^{(i+1)}$.

Размерность выводимых величин: G_0 — МэВ, G_2 — МэВ/барн², ϵ , λ , C , C_0 , ξ и E — МэВ, C_2 — МэВ/барн, q_{20} — фм².

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

На ЭВМ типа МЭРА-60, ДВК-2 и т.п., имеющих накопители на гибких дисках и операционную систему RT-11 (РАФОС), программу QPAIR можно легко запустить, переделав ее согласно требованиям языка Фортран-4 ОС RT-11. Для этого в программе достаточно изменить операторы, связанные с вводом-выводом:

оператор открытия дискового файла

```
OPEN (UNIT=2, FILE='file name', STATUS='opt')
```

заменить на оператор

```
OPEN (UNIT=2, NAME='DX1:file name', TYPE='opt'),
```

оператор закрытия дискового файла

```
CLOSE (UNIT=2, STATUS='KEEP')
```

заменить на оператор

```
CLOSE (UNIT=2, DISP='KEEP'),
```

операторы вывода на экран дисплея

```
WRITE(*,*), WRITE(*,L)
```

заменить на операторы

```
TYPE*, TYPE L,
```

операторы ввода с клавиатуры

READ(*,*), READ(*,L)

заменить на операторы

АССЕРТ *, АССЕРТ L.

Аналогичные операции проделать в программе SERV (см. приложение 2).

ПРИЛОЖЕНИЕ 2. ПРОГРАММА SERV

Программа SERV предназначена для записи на гибкий диск индексов одночастичных состояний, их энергий ϵ_0 и диагональных матричных элементов квадрупольного оператора (6). Число состояний KE программы подсчитывает сама, число обрезанных состояний KEO вводится с клавиатуры вместе с атомным весом A и зарядом ядра Z. Одночастичные энергии состояний в аксиально-симметричном потенциале Саксона — Вудса рассчитываются отдельно по программе CALDNU^{/2/}, а матричные элементы оператора $\langle \nu | r^2 Y_{20} | \nu \rangle$ — по программе MATPEL^{/3/}.

После запуска программы и запроса

ENTER IND, E, Q20

вводим данные следующим образом:

110 -39.29 8.91

101 -38.09 -1.91

.....

716 6.40 -7.94

613 6.75 -2.17

0 0 0

Последние три нуля означают конец ввода состояний. После этого программа дает запрос

ENTER KEO, A, Z.

Данные необходимо ввести в виде (например, для ¹⁶³Dy)

1 163 66

ТЕКСТ ПРОГРАММЫ SERV

PROGRAM SERV

```
DIMENSION IND(99),E(99),Q(99)
DO 3 I=1,99
IND(I)=0
E(I)=0.
3 Q(I)=0.
OPEN(UNIT=2,FILE='SPECTR.DAT',STATUS='NEW')
I=0
WRITE(*,*) ' ENTER IND,E,Q20',
1 I=I+1
READ(*,*) IND(I),E(I),Q(I)
IF(IND(I).EQ.0) GO TO 2
GO TO 1
2 KE=I-1
WRITE(*,*) ' ENTER KE0,A,Z'
READ(*,*) KE0,NA,NZ
WRITE(2,*) NA,NZ,KE,KE0
WRITE(2,*)(IND(I),E(I),Q(I),I=1,KE)
CLOSE(UNIT=2,STATUS='KEEP')
STOP
END
```

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В.Г. — Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
2. Иванова С.П., Ширикова Н.Ю. — ОИЯИ, P4-9081, Дубна, 1975.
3. Малов Л.А. и др. — ОИЯИ, P4-83-811, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 марта 1989 года.