СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р5 - 8321

Б.Бочев, Л.Александров, Т.Куцарова

ОБОБЩЕННАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ОТДАЧИ В МЕТОДЕ ДОППЛЕРОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P5 - 8321

Б.Бочев, Л.Александров,* Т.Куцарова

ОБОБЩЕННАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ОТДАЧИ В МЕТОДЕ ДОППЛЕРОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ

---

* ЛВТА ОИЯИ.

1. Введение

Способ заселения ротационной полосы основного состояния в реакциях типа (HI, xn) существенным образом зависит от массы и энергии налетающего иона. Известно, что с увеличением углового момента составного ядра возрастает вероятность заселения уровней с более высоким спином. В то же время наблюдается независимое заселение (side feeding) уровней с достаточно высоким спином (I 10) и при использовании таких тяжелых частиц, как Ar и S. При определении средних времен жизни возбужденных состояний методом допплеровского смещения гамма-излучения каскадных переходов на ядрах отдачи [1] это независимое заселение имеет существенное значение, и его включение в математическую модель дает возможность получить более точную информацию из экспериментальных данных.

Очевидно, изучение независимого заселения представляет интерес для понимания статистического процесса снятия возбуждения составного ядра на стадии после испускания последнего нейтрона до заселения некоторого уровня ротационной полосы основного состояния.

В настоящей работе, обобщая результаты работы [2], мы выводим математическую модель перераспределения гамма-излучения каскадных переходов в общем случае присутствия независимого заселения во все уровни полосы. На основе полученной модели решается обратная задача нахождения времен жизни $\{\tau_i\}$ уровней полосы, средних времен заселения уровней $\{\delta_i\}$ и значения притоков $\{\Phi_i\}$ в каждый уровень.

Математическая модель выводится при следующих предположениях:

1. Дифференциальное сечение рассеяния Резерфорда ядер отдачи на большие углы на много меньше, чем на углы, близкие к нулю. На основании этого можно пренебречь эффектами обратно рассеянных ядер отдачи от стоппера.

2. Время измерения $T_{изм}$ всегда на много больше времени полного пролета T и процесс перераспределения можно рассматривать как пуассоновский с непрерывным временем /3/. В таком /асимптотическом/ приближении оправдано использование дифференциальных уравнений для описания процесса перераспределения.

2. *Вывод основных соотношений*

Пусть последовательный каскад состоит из $n(n = 1,2,3,\dots)$ возбужденных уровней, каждый из которых имеет время жизни $\tau_k \in (0, +\infty)$ $(k = 1, \dots, n)$ и пусть каждый уровень полосы за время измерения $T_{изм}$ заптывается притоком ядер $\Phi_\ell \in (0, \infty)(\ell = k - 1 = 0, 1, \dots, n-1)$, соответственно со средним временем заселения уровня $\phi_\ell \in (0, +\infty)$ $(\ell = k - 1 = 0, 1, \dots, n - 1)$.

Предположим далее, что все времена жизни $\{\tau_k\}$ и все времена заселения $\{\phi_k\}$ являются разными.

Очевидно, можно рассматривать заселение каждого уровня полосы $k(k = 1, \dots, n)$ как распад не принадлежащего полосе состояния ℓ с временем жизни ϕ_ℓ $(\ell = k-1 = 0, \dots, n-1)$. Так как каждое ядро из ядер N, образованных за время измерения $T_{изм}$, может попасть только в один из притоков ядер $\{\Phi_\ell\}$, то движение каждого притока Φ_ℓ /заптывающий $k = \ell + 1$ - уровень полосы/, будем рассматривать независимо от остальных. Тогда для общего количества ядер справедливо равенство:

$$N = \sum_{\ell=0}^{n-1} \Phi_\ell, \qquad /1/$$

а для количества ядер $N_i(T)$ в i -ом уровне полосы $(i = 1, \dots, n)$ имеют место соотношения:

$$N_i = N_i^u(T) + N_i^s(T) = \sum_{k=0}^{i-1} \Phi_k = \sum_{k=0}^{i-1} (\Phi_{ki}^u(T) + \Phi_{ki}^s(T)) . \qquad /2/$$

В формулах /1/ и /2/ используются обозначения: $N_i^u(T)$ - количество нераспавшихся ядер, $N_i^s(T)$ - количество распавшихся ядер i-ого состояния за время пролета T; $\Phi_{ki}^u(T)$ - количество нераспавшихся ядер, $\Phi_{ki}^s(T)$ - количество распавшихся ядер k-ого притока /запитывающий (k+1)-ый уровень полосы в i-ом состоянии за время пролета $T = D/v$, где v - скорость ядер отдачи, D - расстояния мишень - стоппер.

Кроме соотношений /2/ при $T \to \infty$ имеют место соотношения:

$$N_i^u(0) = N_i^s(T) = \sum_{k=0}^{i-1} \Phi_{ki}^u(0) = \sum_{k=0}^{i-1} \Phi_{ki}^s(T) = N_i ,$$

$$N_i^u(T) = N_i^s(0) = \sum_{k=0}^{i-1} \Phi_{ki}^u(T) = \sum_{k=0}^{i-1} \Phi_{ki}^s(0) = 0$$

$$(i = 1, \ldots, n) . \qquad /3/$$

Используя предположения 2, замечаем, что количество нераспавшихся ядер k-ого притока $(k = 0, \ldots, n-1)$ в i-ом состоянии полосы $(i = 1, \ldots, n)$ зависит только от предыдущих состояний $k, k+1, \ldots, i$ и не зависит от последующих $i+1, \ldots, n$, т.е. Φ_{ki}^u состоит из $i - k$ компонент:

$$\Phi_{ki}^u = \sum_{\alpha=k}^{i} \Phi_{ki;i\alpha}^u . \qquad /4/$$

Как можно заметить, при $t = T$ в сумме /4/ сохраняются отдельные слагаемые $\Phi_{ki;i\alpha}^u$ и, следовательно, имеют место равенства:

$$\Phi_{ki;i\alpha}^u = \Phi_{ki;\ell\alpha}^u = \Phi_{ki;\alpha\alpha}^u$$

$$(\alpha \le \ell ; \ \alpha = k, \ldots, i; \ \ell = k, \ldots, i) . \qquad /5/$$

Равенства /5/ позволяют перейти к отысканию потоков $\Phi^{u}_{ki;\,aa}$ вместо потоков $\Phi^{u}_{ki;\,ia}$.

В этом случае скорость изменения $\frac{d}{dt}\Phi^{u}_{ki;\,aa}(t)$ складывается из накопления $\Phi^{u}_{ki;\,a-1,\,a-1}(t)$ и из распада $\Phi^{u}_{ki;\,aa}(t)$. Тогда $\Phi^{u}_{ki;\,aa}$ определяются следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{d}{dt}\Phi^{u}_{ki;\,kk}(t) = -\frac{1}{\tau_k}\Phi^{u}_{ki;\,kk}(t),$$

$$\frac{d}{dt}\Phi^{u}_{ki;\,k+1,\,k+1}(t) = \frac{1}{\tau_k}\Phi^{u}_{ki,\,kk}(t) - \frac{1}{\tau_{k+1}}\Phi^{u}_{ki;\,k+1,\,k+1}(t),$$

$$\frac{d}{dt}\Phi^{u}_{ki;\,k+2,\,k+2}(t) = \frac{1}{\tau_{k+1}}\Phi^{u}_{ki;k+1,k+1}(t) - \frac{1}{\tau_{k+2}}\Phi^{u}_{ki;k+2,\,k+2}(t), \qquad /6/$$

$$\vdots$$

$$\frac{d}{dt}\Phi^{u}_{ki;\,ii}(t) = \frac{1}{\tau_{i-1}}\Phi^{u}_{ki;\,i-1,i-1}(t) - \frac{1}{\tau_i}\Phi^{u}_{ki;\,ii}(t)$$

$$(t \in \langle 0, T\rangle).$$

Рассматриваем систему /6/ с начальными условиями

$$\Phi^{u}_{ki;\,aa}(0) = \Phi_k\,\delta_{ka}\delta_{k,\,i-1}\,(a = k,\dots,i)\,, \qquad /7/$$

которые следуют из соотношений /2/ и /3/.

Символ $\delta_{\alpha\beta}$ обозначает:

$$\delta_{\alpha\beta} = \begin{cases} 1 & \text{для} \quad \alpha = \beta \\ 0 & \text{для} \quad \alpha \neq \beta\,. \end{cases}$$

Задача Коши /6/ - /7/ имеет решение:

$$\Phi^{u}_{ki;\,ss}(t) = \Phi_k \sum_{a=k}^{s} \frac{g_a^{s-k-1}\, g_s}{\prod\limits_{\substack{\ell=k \\ \ell\neq a}}^{s} (g_a - g_s)} e^{-\frac{t}{g_a}} \qquad /8/$$

$$(s = k, \ldots, i),$$

где

$$g_a = \delta_{ka}\phi_k + (1 - \delta_{ka}) r_a \quad (a = k, \ldots, s).$$

Для количества нераспавшихся ядер k-ого притока, который запитывает $(k+1)$ уровень, в i-ом уровне, учитывая /4/, /5/ и /8/, получаем выражение:

$$\Phi^{u}_{ki}(T) = \sum_{s=k}^{i} \Phi^{u}_{ki;\,ss}(T) = \Phi_k \sum_{s=k}^{i} \sum_{a=k}^{s} \frac{g_a^{s-k-1}\, g_s}{\prod\limits_{\substack{\ell=k \\ \ell\neq a}}^{s} (g_a - g_\ell)} e^{-\frac{T}{g_a}} =$$

$$= \Phi_k \sum_{s=k}^{i} \frac{g_s^{i-k}}{\prod\limits_{\substack{\ell=k \\ \ell\neq k}}^{i} (g_s - g_\ell)} e^{-\frac{T}{g_s}} \qquad /9/$$

$$(i = 1, \ldots, n;\ k = 0, \ldots, n-1).$$

Справедливость равенства /9/ для любого i доказывается методом полной математической индукции.

Для количества нераспавшихся ядер в i-ом состоянии, используя соотношения /2/ и /9/, получаем:

$$N_i^u(T) = \sum_{k=0}^{i-1} \Phi_{ki}^u(T) = \sum_{k=0}^{i-1} \Phi_k \sum_{s=k}^{i} \frac{g_s^{\,i-k}}{\prod\limits_{\substack{\rho=k \\ \rho\neq s}}^{i} (g_s - g_\rho)} e^{-\frac{T}{g_s}}$$

$$(i = 1, \dots, n). \quad /10/$$

Исходя из соотношения /1/ и /10/, получаем систему нелинейных уравнений экспоненциального типа относительно $\{r_i\}$, $\{\phi_i\}$ и $\{\Phi_i\}$:

$$R_i(T_j) = \frac{\sum\limits_{k=0}^{i-1} \Phi_k \sum\limits_{s=k}^{i} \frac{g_s^{\,i-k}}{\prod\limits_{\substack{\rho=k \\ \rho\neq s}}^{i} (g_s - g_\rho)} e^{-\frac{T_j}{g_s}}}{\sum\limits_{k=0}^{i-1} \Phi_k} \quad /11/$$

$$(i = 1, \dots, n; \; j = 1, \dots, \bar{j}),$$

где $R_i(T_j)$ представляет собой экспериментальные отношения / [2] стр. 10/, соответствующие i -ому переходу за время пролета $\{T_j\}$.

<u>Замечания:</u>

1. Дополнительное заселение возбужденных состояний осуществляется через статистическое испускание гамма-квантов, идентификация которых /пока/ затруднительна. Иными словами, члену $\{e^{-\frac{T}{\phi_k}}\}$ не соответствует наблюдаемый переход с определенной энергией и определение значений $\{\phi_k\}$ возможно косвенным образом. Поэтому во внутренней сумме выражения /9/ количество членов на один больше, чем во внешней.

2. В принципе возможно аппроксимирование процесса заселения данного уровня более чем одним экспоненциальным членом. В этом случае необходимо соответствующим образом увеличить члены во внутренней сумме.

3. Обобщение для случаев некоторых равных между собой $\{\tau_i\}$ или $\{\phi_i\}$ можно получить, используя результаты работы /2/.

4. При анализе обратной задачи дополнительным условием могут быть соотношения /1/ и /2/, которые можно связать с экспериментально определенными интенсивностями гамма-переходов.

3. Численный пример решения системы /11/

Численное решение переопределенных систем уравнений типа /11/ является сильно неустойчивой задачей относительно колебаний входных данных, а также относительно ошибок округлений при выполнении арифметических операций /4/. Следуя работам /2,5/, для решения задач типа /11/ мы применяем регуляризованные итерационные процессы типа Гаусса-Ньютона /4,6/ /программа CØMPiL, библиотека программ ОИЯИ - Дубна С-401/.

Приведем пример нахождения времен жизни и времен заселения уровней ротационной полосы основного состояния $^{166}_{w}$Yb. В таблице приводится пример входных данных $J^u_i(J^u_i + J^s_i)^{-1}$, где величины J^u_i и J^s_i представляют экспериментальные значения интенсивности несмещенного и смещенного пиков в плунжерном методе.

Индекс $i = 1$ соответствует в этом случае состоянию со спином $I = 16^+$; $i = 2$ - состоянию $I = 12^+$; $i = 6$ - состоянию $I = 4^+$. В этой таблице величины $\{1/g_{ij}\}$ представляют собой применяемые в данном случае веса, где некоторые из них имеют нестатистический характер.

Задача сводится к определению величин $\{\tau_i\}$, $\{\phi_i\}$ и $\{\Phi_i\}$ на основе системы, состоящей из 90 уравнений:

$$\left.\begin{aligned} R_1(D_j) &= \sum_{s=0}^{1} \frac{g_s}{\prod\limits_{\substack{\ell=0\\ \ell\neq s}}^{1} (g_s - g_\ell)}\, e^{-\frac{T_j}{g_s}}, \\ &\ \vdots \\ R_6(D_j) &= \frac{\sum\limits_{k=0}^{5} \Phi_k \sum\limits_{s=k}^{5} \frac{g_s^{6-k}}{\prod\limits_{\substack{\ell=k\\ \ell\neq s}}^{5} (g_s - g_\ell)}\, e^{-\frac{T_j}{g_s}}}{\sum\limits_{k=0}^{5} \Phi_k} \end{aligned}\right] \quad (j = 1, \dots, 15), \qquad /12/$$

которая получается из соотношений /11/. Величины $\{\Phi_i\}$ в этом примере предварительно определялись из данных о полных интенсивностях соответствующих гамма-переходов и при решении системы /11/ они входили как постоянные величины.

Полученный вычислительный процесс для решения задачи /12/ приводится на стр. 12 и 13. Относительно его реализации имеют место замечания, аналогичные сделанным в работе /2/.

4. *Заключение*

В работе выведены аналитические зависимости количества нераспавшихся и распавшихся ядер в плунжерном методе допплеровского смещения в зависимости от времени жизни и времени независимого заселения уровней и величин притоков заселения. Найденная математическая модель, описывающая процесс перераспределения в общем случае присутствия независимого заселения во все уровни полосы, можно эффективно использовать при помощи ЭВМ для нахождения времен жизни и времен заселения коллективных полос , а также величин притоков заселе-

Таблица

$\frac{J_i^{н}}{J_i^{н} + J_i^{в}}$	$\frac{1}{g_{ij}}$	i	D_j
1.000	1.000	1.000	0.000
1.000	1.000	2.000	0.000
1.000	1.000	3.000	0.000
1.000	1.000	4.000	0.000
1.000	1.000	5.000	0.000
1.000	1.000	6.000	0.000
.			
.			
.			
.270	50.000	1.000	32.000
.380	60.000	2.000	32.000
.520	70.000	3.000	32.000
.720	30.000	4.000	32.000
.970	30.000	5.000	32.000
1.000	10.000	6.000	32.000
.			
.			
.			

$[D_j]$ = *мкм*

```
EXTITT INTITT       RO          MAX DEFECT        HI SG           TAU             CONO            EPS
   0      0    .3131709E-02  .4418878E-02  .9008714E-02  .6487611E-02 0.                          .8487611E-03
       UNKNOWNS
X( 1)=  .1000000000E+01 X( 2)=  .2000000000E+01 X( 3)=  .3000000000E+01 X( 4)=  .4000000000E+01
X( 5)=  .5000000000E+01 X( 6)=  .1000000000E+03 X( 7)=  .1500000000E+01 X( 8)=  .2500000000E+01
X( 9)=  .3500000000E+01 X(10)=  .4500000000E+01 X(11)=  .5500000000E+01 X(12)=  .6500000000E+01
X(13)=  .5000000000E+02 X(14)=  .1700000000E+02 X(15)=  .1800000000E+02 X(16)=  .1500000000E+02
X(17)= 0.                X(18)= 0.
EXTITT INTITT       RO          MAX DEFECT        HI SG           TAU             CONO            EPS
 150      0    .5581972E-07  .1166779E-02  .2796631E-03  .7061302E-02  .1188820E+05  .5940281E-06
       UNKNOWNS
X( 1)=  .1632883751E+01 B( 1)= 1.00000 B( 2)=  .47215 B( 3)= -.36452 B( 4)=  .18009 B( 5)= -.02504
 +/-    .3176826391E+00 B( 6)= -.00669 B( 7)= -.98436 B( 8)= -.50309 B( 9)=  .21204 B(10)= -.06910
                        B(11)=       I B(12)=       I B(13)= 0.00000 B(14)= 0.00000 B(15)= 0.00000
                        B(16)= 0.00000 B(17)= 0.00000 B(18)= 0.00000
X( 2)=  .1494299729E+01 B( 1)=  .47215 B( 2)= 1.00000 B( 3)= -.51467 B( 4)=  .05245 B( 5)= -.07876
 +/-    .5631112377E+00 B( 6)= -.01368 B( 7)= -.50686 B( 8)= -.99202 B( 9)=  .30259 B(10)=  .10900
                        B(11)=       I B(12)=       I B(13)= 0.00000 B(14)= 0.00000 B(15)= 0.00000
                        B(16)= 0.00000 B(17)= 0.00000 B(18)= 0.00000
X( 3)=  .1613265080E+01 B( 1)= -.36452 B( 2)= -.51467 B( 3)= 1.00000 B( 4)= -.47584 B( 5)=  .13797
 +/-    .1120274763E+01 B( 6)=  .03064 B( 7)=  .37266 B( 8)=  .51323 B( 9)= -.57573 B(10)=  .19454
                        B(11)=       I B(12)=       I B(13)= 0.00000 B(14)= 0.00000 B(15)= 0.00000
                        B(16)= 0.00000 B(17)= 0.00000 B(18)= 0.00000
X( 4)=  .3078140916E+01 B( 1)=  .18009 B( 2)=  .05245 B( 3)= -.47584 B( 4)= 1.00000 B( 5)= -.18969
 +/-    .3168493369E+00 B( 6)= -.01703 B( 7)= -.10401 B( 8)= -.05484 B( 9)=  .26731 B(10)= -.75961
                        B(11)=       I B(12)=       I B(13)= 0.00000 B(14)= 0.00000 B(15)= 0.00000
                        B(16)= 0.00000 B(17)= 0.00000 B(18)= 0.00000
X( 5)=  .1123124049E+02 B( 1)= -.02504 B( 2)= -.07876 B( 3)=  .13797 B( 4)= -.18969 B( 5)= 1.00000
 +/-    .3792035039E+00 B( 6)= -.26226 B( 7)=  .02561 B( 8)=  .07888 B( 9)= -.07953 B(10)=  .06502
                        B(11)=       I B(12)=       I B(13)= 0.00000 B(14)= 0.00000 B(15)= 0.00000
                        B(16)= 0.00000 B(17)= 0.00000 B(18)= 0.00000
X( 6)=  .7641470097E+02 B( 1)= -.00669 B( 2)= -.01368 B( 3)=  .03064 B( 4)= -.01703 B( 5)= -.26226
 +/-    .2449315905E+01 B( 6)= 1.00000 B( 7)=  .00686 B( 8)=  .01369 B( 9)= -.01768 B(10)=  .01640
                        B(11)=       I B(12)=       I B(13)= 0.00000 B(14)= 0.00000 B(15)= 0.00000
                        B(16)= 0.00000 B(17)= 0.00000 B(18)= 0.00000
```

```
X( 7)=  .2959150212E+01 B( 1)= -.98476 B( 2)= -.52636 B( 3)=  .37266 B( 4)= -.18401 B( 5)=  .02561
 +/-    .3462501504E+00 B( 6)=  .06686 B( 7)= 1.00000 B( 8)=  .52533 B( 9)= -.21678 B(10)=  .07053
                        B(11)=       I B(12)=       I B(13)= 0.00000 B(14)= 0.00000 B(15)= 0.00000
                        B(16)= 0.00000 B(17)= 0.00000 B(18)= 0.00000
X( 8)=  .2503079138E+01 B( 1)= -.50309 B( 2)= -.59202 B( 3)=  .51323 B( 4)= -.05484 B( 5)=  .07366
 +/-    .2221712864E+01 B( 6)=  .01309 B( 7)=  .52533 B( 8)= 1.00000 B( 9)= -.30421 B(10)= -.10738
                        B(11)=       I B(12)=       I B(13)= 0.00000 B(14)= 0.00000 B(15)= 0.00000
                        B(16)= 0.00000 B(17)= 0.00000 B(18)= 0.00000
X( 9)=  .3688101061E+01 B( 1)=  .21204 B( 2)=  .30259 B( 3)= -.57573 B( 4)=  .26731 B( 5)= -.07953
 +/-    .3402773200E+01 B( 6)= -.01768 B( 7)= -.21678 B( 8)= -.30421 B( 9)= 1.00000 B(10)= -.33522
                        B(11)=       I B(12)=       I B(13)= 0.00000 B(14)= 0.00000 B(15)= 0.00000
                        B(16)= 0.00000 B(17)= 0.00000 B(18)= 0.00000
X(10)=  .3809064456E+01 B( 1)= -.06910 B( 2)=  .10900 B( 3)=  .19454 B( 4)= -.75961 B( 5)=  .06502
 +/-    .1839825071E+01 B( 6)=  .01640 B( 7)=  .07053 B( 8)= -.10738 B( 9)= -.33522 B(10)= 1.00000
                        B(11)=       I B(12)=       I B(13)= 0.00000 B(14)= 0.00000 B(15)= 0.00000
                        B(16)= 0.00000 B(17)= 0.00000 B(18)= 0.00000
X(11)=  .5500000000E+01 B( 1)=       I B( 2)=       I B( 3)=       I B( 4)=       I B( 5)=       I
 +/-    0.              B( 6)=       I B( 7)=       I B( 8)=       I B( 9)=       I B(10)=       I
                        B(11)= 1.00000 B(12)=       I B(13)=       I B(14)=       I B(15)=       I
                        B(16)=       I B(17)=       I B(18)=       I
X(12)=  .6500000000E+01 B( 1)=       I B( 2)=       I B( 3)=       I B( 4)=       I B( 5)=       I
 +/-    0.              B( 6)=       I B( 7)=       I B( 8)=       I B( 9)=       I B(10)=       I
                        B(11)=       I B(12)= 1.00000 B(13)=       I B(14)=       I B(15)=       I
                        B(16)=       I B(17)=       I B(18)=       I
X(13)=  .5000000000E+02            IS DROPPED UNKNOWN
 +/-    0.
X(14)=  .1700000000E+02            IS DROPPED UNKNOWN
 +/-    0.
X(15)=  .1800000000E+02            IS DROPPED UNKNOWN
 +/-    0.
X(16)=  .1500000000E+02            IS DROPPED UNKNOWN
 +/-    0.
X(17)=  0.                         IS DROPPED UNKNOWN
 +/-    0.
X(18)=  0.                         IS DROPPED UNKNOWN
 +/-    0.
```

ния. Предложенная математическая модель расширяет возможности определения времен жизни состояний с очень высоким угловым моментом. С другой стороны, модель позволяет использование более легких ионов в плунжерном методе. В этом случае возможно получение информации также о временах заселения уровней с малым угловым моментом.

Для решения предложенных обратных задач успешно применяются регулированные итерационные процессы Гаусса-Ньютона. Отметим, что на практике наблюдается ослабление зависимости решения от начального приближения, а также устойчивость итерационного процесса.

Авторы признательны академику Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за постоянный интерес и внимание к работе, С.А.Карамяну за полезные дискуссии и Д.Х.Караджову за консультации при работе ЭВМ.

Литература

1. *A.Z.Schwarzshild, E.K.Warburton. Ann.Rev.Nucl.Sci., 18, 265 (1968).*
2. *Б.Бочев, Л.Александров, Т.Куцарова. ОИЯИ, Р5-7881, Дубна, 1974.*
3. *С.Карлин. Основы теории случайных процессов. М. Мир, 1971.*
4. *Л.Александров. ОИЯИ, Р5-6821, Дубна, 1972.*
5. *Б.Бочев, С.А.Карамян, Т.Куцарова, Я.Ухрин, Е.Наджаков, Ц.Венкова, Р.Калакчиева. ЯФ, 16, 633 /1972/;*
   B.Bochev, S.A.Karamian, T.Kutsarova, E.Nadjakov, Ts.Venkova and R.Kalpakchieva. Physica Scripta, 6, 243 (1972).
   Б.Бочев, С.А.Карамян, Т.Куцарова, В.Г.Субботин. ОИЯИ, Р7-8033, Дубна, 1974.
6. *Л.Александров. ОИЯИ, Р5-7259, Дубна, 1973.*
7. *А.Фергюсон. Методы угловых корреляций в гамма-спектроскопии, М., Атомиздат, 1969.*
8. *Д.Химмельблау.Анализ процессов статистическими методами. М., Мир., 1973.*

Рукопись поступила в издательский отдел 14 октября 1974 года.