

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



У8406 + С341.15
К-806

P6 - 10183

Т.Крецу, В.В.Кузнецов, Г.Макарие

496/1-77

ПРОБЛЕМЫ ОБРАБОТКИ СЛОЖНЫХ БЕТА-СПЕКТРОВ.
ОПИСАНИЕ ПРОГРАММЫ „ВETARZ“

46-54

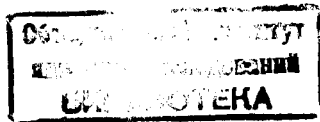
1976

P6 - 10183

Т.Крецу*, В.В.Кузнецов, Г.Макарие*

**ПРОБЛЕМЫ ОБРАБОТКИ СЛОЖНЫХ БЕТА-СПЕКТРОВ.
ОПИСАНИЕ ПРОГРАММЫ „ВETARZ”**

Направлено в "Revue Roumaine de Physique"



* Политехнический институт, Бухарест

Крецу Т. и др.

P6 - 10183

Проблемы обработки сложных бета-спектров. Описание программы "BETARZ"

Обсуждается метод обработки сложных бета-спектров, измеряемых на магнитных бета-спектрометрах. Дано описание программы "BETARZ" для обработки бета-спектров как для разрешенных, так и для запрещенных переходов. Учитываются соответствующие аппаратные поправки в случае измерения спектров на безжелезном бета-спектрометре с тороидальным магнитным полем СТ-2.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Kretsu T. et al.

P6 - 10183

Problems of Processing of Complex β -Spectra.
Programme Description

The method of processing complex β -spectra, measured at the magnetic β -spectrometers, is discussed. The programme "BETARZ" is discussed used for processing the β -spectra both for allowed and forbidden transitions. The corresponding apparatus corrections are taken into account for the case of measuring the spectra at the iron-free β^+ -spectrometer with toroidal magnetic field СТ-2.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное распределение $N(E)$ бета-частиц, нормированное на единичный интервал энергий, в случае измерения бета-спектра, состоящего из одного компонента, можно записать в виде /1/

$$N(E) = N_c(E) - N_\phi(E) = \text{const } E\rho F(E, \pm Z) S(E)(E_0 - E)^2 \quad /1/$$

где ρ - импульс бета-частиц (β^\pm), $(E_0 - E) = q$ - импульс нейтрино, E_0 - максимальная /граничная/ энергия бета-частиц спектра, $F(E, \pm Z)$ - функция Ферми для β^- - или β^+ -распада и $S(E)$ - формфактор бета-спектра для данного бета-перехода, $N_c(E)$ - число отсчетов эффект + фон, $N_\phi(E)$ - значения фона при соответствующих значениях энергии E . Если распределение $N(E)$ является статистическим, то $S(E) = \text{const}$, и тогда из /1/ получается выражение:

$$\sqrt{\frac{N(E)}{E\rho F(E, \pm Z)}} = \text{const } (E_0 - E)^2 \quad /2/$$

удобно представляемое в виде графика-прямой, пересекающей ось абсцисс в точке $E = E_0$,

$$\sqrt{\frac{N(E)}{E\rho F(E, \pm Z)}} = y(E), \quad /2a/$$

обычно называемого графиком Ферми-Кюри /Ф.-К./.

Отклонение спектра бета-частиц от статистического распределения оценивается по характеру поведения экспериментального формфактора ¹.

$$S_{\beta}(E) = \frac{N(E)}{E_p F(E, \pm Z)(E_0 - E)^2} \quad /3/$$

Так как значения формфактора, определенные по формуле /3/, зависят от значения граничной энергии E_0 , то при $S(E) \neq \text{const}$ экспериментальное распределение необходимо аппроксимировать по формуле:

$$\frac{N(E)}{E_p F(E, \pm Z)} = c \cdot S_{\beta}(E)(E_0 - E)^2 \quad /3a/$$

где c - нормировочный коэффициент. При такой обработке граничная энергия и параметры, характеризующие формфактор $S_{\beta}(E)$, являются свободными параметрами ²⁻¹. Зависимость $S_{\beta}(E)$ от энергии аппроксимируется авторами экспериментальных работ по одному из следующих выражений ^{5,6}

$$\begin{aligned} S_{\beta}(E) &= 1 + aE, & S_{\beta}(E) &= 1 + aE + cE^2, \\ S_{\beta}(E) &= 1 + b/E, & S_{\beta}(E) &= 1 + aE + b/E + cE^2. \end{aligned} \quad /4/$$

Точное определение параметров a , b , c имеет большое значение, так как они могут быть выражены через матричные элементы исследуемого бета-перехода ⁷⁻⁹. Чтобы сделать соответствующие теоретические выводы из полученных результатов, необходимо в первую очередь убедиться в том, что в используемых табличных значениях функции Ферми $F(E, \pm Z)$ учтены все поправки ¹⁰. В работе ¹¹ показано, что при обработке измеренного β^- -спектра $^{198}\text{Au}(2^- \rightarrow 2^+)$, принимая $S(E) = 1 + aE$, получают разные значения параметра "а" в случаях использования значений функции Ферми $F(E, Z)$ из разных таблиц. Наблюдаемые разногласия между экспериментальными данными, особенно по параметрам a, b, c ¹⁻⁶, полученными при измерениях с помощью разных магнитных бета-спектрометров, могут быть обусловлены следующими факторами ¹²⁻¹⁵:

- а/ толщиной источника и его подложки,
- б/ эффективностью регистрации бета-частиц детектором,
- в/ методом анализа измеренного бета-спектра,
- г/ неточностью в измерениях значений тока I_{β} спектрометра,
- д/ использованием разных таблиц для функций Ферми $F(E, Z)$,
- е/ разными приближениями при введении поправок на разрешение и на форму линий конверсионных электронов,
- ж/ другими аппаратными эффектами.

Полученное при измерении распределение $N(E)$ необходимо исправить введением соответствующих коэффициентов, учитывающих перечисленные выше факторы. Обычно "истинное" распределение $N'(E)$ записывается в виде:

$$N'(E) = [N_c(E) - N_{\beta}(E)] C_c(E) C_B(E) C_R(E) \exp\{0,69315 t_i / T_{1/2}\} / 5/$$

где C_c , C_B и C_R - поправочные коэффициенты на эффективность регистрации бета-частиц детектором, на обратное рассеяние бета-частиц в подложке источника и на разрешение бета-спектрометра, соответственно; t_i - интервал времени, прошедшего с момента определения первой точки измеренного распределения, $T_{1/2}$ - период полураспада исследуемого изотопа.

Так как эти поправочные коэффициенты зависят от типа и конструкции используемого бета-спектрометра и условий проведения эксперимента, нами был проведен ряд исследований на бета-спектрометре СТ-2 ¹⁶ с целью выяснения вклада от факторов, приводящих к искажению бета-спектров. В этой статье даются краткие сведения о некоторых полученных результатах.

Проведенные исследования спектра позитронов ²²Na / $E_0 = 545$ кэВ/ показали, что при используемой нами подложке источника доля обратно рассеянных бета-частиц $< 2\%$ при энергии 150 кэВ. Поэтому в области энергий больше 150 кэВ при обработке можно считать $C_B = 1$. По форме линий конверсионных электронов установлена функция отклика нашего прибора, что позволяет внести

более точные поправки $C_0(E)$ вместо обычных поправок $C_0(E)$, учитывающих только разрешение ¹⁷ бета-спектрометра. Показано, что при используемом нами уровне дискриминации импульсов, $C_0=1$ в области энергий выше 130 кэВ как для электронов, так и для позитронов.

При создании программы для обработки сложных бета-спектров нужно исходить из общих положений и учитывать условия эксперимента и особенности бета-спектрометра /формула /5//.

Можно подчеркнуть, что обработка бета-спектров при использовании графика Ф.-К. /формула /2// нечувствительна к искажениям распределения $N(E)$ порядка 2-3%. Это приводит к достаточной точности при определении как значений интенсивностей, так и значений граничных энергий компонентов бета-спектра.

2. О ФОРМФАКТОРЕ $S(E)$

Анализ сложных бета-спектров затруднен еще тем, что при обработке необходимо вводить формфактор для каждого составляющего компонента. В случае, когда известны квантовые характеристики начального и конечных состояний ядер и соответствующие волновые функции, зависимость $S(E)$ от энергии можно получить теоретически ^{7,8}. При этом расчет матричных элементов является трудоемким. При расчете приходится исходить из ряда предположений о структуре ядра ^{18,19}, однако, исходя из общих теоретических представлений, можно получить некоторую информацию о характере зависимости $S(E)$ от энергии без конкретных расчетов соответствующих матричных элементов. Для получения более достоверных результатов при обработке экспериментальных данных в формуле /3а/ лучше вводить теоретический формфактор $S(E)$ и затем аппроксимировать экспериментальное распределение с целью обнаружения отклонения экспериментального формфактора от теоретического. При этом число параметров в формулах /4/ можно уменьшить до одного /например, $1+aE$ или $1+b/E$ /, что увеличивает надежность аппроксима-

ции /2-4,12/. Остановимся кратко на теоретических соображениях о формфакторе $S(E)$ для бета-переходов типа $\Delta J = 0,1$; $\Delta\pi = +1$; /; $\Delta J = 0,1$; $\Delta\pi = -1$ /; $\Delta J = 2$; $\Delta\pi = +1$ / и $\Delta J = 2$; $\Delta\pi = -1$ /.

2.1. При учете доминирующих матричных элементов в варианте теории бета-распада для разрешенных $\Delta J = 0,1$; $\Delta\pi = +1$ / переходов ⁷⁻⁹ формфактор имеет вид

$$S(E) = C_V^2 |f_1|^2 + C_A^2 |f_{\sigma'}|^2, \quad /6/$$

который не зависит от энергии испускаемых бета-частиц. В этом выражении f_1 - фермиевский матричный элемент; $f_{\sigma'}$ - гамов-теллеровский матричный элемент, C_A и C_V - коэффициенты, определяющие долю аксиально-векторного и векторного взаимодействий при бета-распаде, соответственно, связанные между собой соотношением $C_A/C_V = -1,262 \pm 0,008$ ²⁰.

Тщательный анализ формфактора $S(E)$ для разрешенных переходов ^{21,22} показал, что отклонение спектра бета-частиц от статистического распределения не превышает 2-3% при энергиях бета-частиц спектра вблизи E_0 . Несмотря на то, что этим отклонением можно пренебречь при использовании формулы /2/, определение параметра "а" при аппроксимации формфактора $S(E) = 1 + aE$ дает важную информацию о доле слабого магнитного взаимодействия при бета-распаде ²².

2.2. Для бета-переходов первого запрещения $\Delta J = 0,1$; $\Delta\pi = -1$ / в " ξ - приближении " ²³ формфактор $S(E)$ должен быть постоянным. Однако в ряде работ ²⁴ наблюдаются отклонения от " ξ - приближения " до 10% для бета-переходов типа $1^- \rightarrow 0^+$ и $1^- \rightarrow 2^+$. Теоретическое описание зависимости формфактора $S(E)$ от энергии бета-частиц для таких переходов затруднено тем, что при расчете необходимо учитывать большое число доминирующих матричных элементов ⁷⁻⁹: 4 - для переходов с $\Delta J = 1$, и 6 - для переходов с $\Delta J = 0$. Для некоторых бета-переходов первого запрещения, например, для переходов $2^- \rightarrow 2^+$ ¹⁹⁸ Au и $7/2^- \rightarrow 5/2^+$ ¹⁴¹ Ce ²⁵ не наблюдается заметного отклонения от статистического распре-

деления. Таким образом, точность полученных результатов $/E_0$ и S_β / при использовании формулы /2/ для анализа спектров бета-частиц, соответствующих переходам первого запрещения, будет зависеть от степени отклонения формфактора $S(E)$ от формфактора для разрешенных переходов.

2.3. Для бета-переходов второго запрещения $[\Delta J] = 2$, $\Delta\pi = +1$ / формфактор $S(E)$ содержит только три матричных элемента^{26/} и может быть представлен следующим образом:

$$S(E) = q^2 + \lambda^2 p^2 \quad /7/$$

При обработке бета-спектров, соответствующих переходам второго запрещения, формулу /2/ применить нельзя. Измеренный бета-спектр или его участок в случае сложных бета-спектров аппроксимируется по формуле /3а/ со свободными параметрами λ^2 и E_0 . На основе гипотезы сохранения векторного тока^{27/} можно получить соответствующие соотношения матричных элементов для бета-переходов второго запрещения^{28/}. Параметр λ^2 зависит от отношения матричных элементов, поэтому экспериментальное определение λ^2 может дать существенную информацию о бета-процессе. Интересным бета-переходом такого типа является распад ^{137}Cs . Теоретический анализ бета-перехода $7/2^+$ \rightarrow $3/2^+$ для ^{137}Cs приведен в работе^{29/}. Экспериментальные значения параметра λ^2 , полученные в разных работах и приведенные в работе^{30/}, лежат в интервале $/40 \div 150/ \cdot 10^{-4}$.

2.4. Для уникальных бета-переходов первого запрещения ($[\Delta J] = 2$; $\Delta\pi = -1$) формфактор определяется однозначно, так как в нем содержится, в основном, только один матричный элемент. Бета-спектры уникальных переходов отличаются по форме от бета-спектров разрешенных переходов как в начале, так и в конце спектра, поэтому их обработку необходимо проводить с учетом формфактора $S(E)$ по формуле /3а/. Теорети-

ческое выражение $S(E)$ для уникальных переходов первого запрещения записывается следующим образом^{31/}:

$$S(E) = q^2 + 9L_1/L_0 \quad /8/$$

Функции L_1 и L_0 рассчитаны и сведены в таблицах работы^{1/}. Так как $L_1 = p^2/(3!!)^2$ и $L_0 = 1$, то выражение /8/ записывается обычно в виде:

$$S(E) = q^2 + p^2 \quad /9/$$

Исследования бета-спектров для уникальных переходов первого запрещения при распаде ядер ^{42}K , ^{142}Pr , ^{86}Rb и ^{91}Y ^{32/} показали, что не наблюдается заметного отклонения экспериментальных формфакторов от теоретического /8/.

3. АНАЛИЗ СЛОЖНЫХ БЕТА-СПЕКТРОВ

3.1. Краткое введение

При измерении бета-спектров на магнитных бета-спектрометрах получают распределения чисел отсчетов $N_c(I)$ и соответственно $N_q(I)$ в зависимости от значений тока I . Спектрометры градуируются по положениям пиков конверсионных электронов исследуемых радиоактивных нуклидов. В каждом опыте определяется постоянная K и ее погрешность ΔK в зависимости N_p от I :

$$N_p = K \cdot I \quad /10/$$

Исходя из того, что значения импульсов бета-частиц, движущихся в фокусирующем магнитном поле спектрометра, связаны с N_p соотношением

$$p = K_1 \cdot N_p \quad /11/$$

где по данным работы^{1/} $K_1 = 0,58667 \cdot 10^{-3}$, можно по формулам /10/ и /11/ определить величины импульсов бета-частиц $p = K_1 \cdot K \cdot I$ при соответствующих значениях

тока I спектрометра. Это позволяет перейти от распределения $N(I) = N_c(I) - N_\phi(I)$ к распределению $N(\rho)$. Для приведения экспериментального распределения $N(\rho)$ к $N(E)$ /формула /1// необходимо значения $N(\rho)$ умножить на соответствующие значения функции δ /1/

$$\delta = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dE} = \frac{E}{\rho^2} = \frac{E}{\left(\frac{e}{m_0 c}\right)^2 (H\rho)^2 + 1} \quad /12/$$

Полная энергия E и произведение полной энергии бета-частицы на ее импульс $E\rho$ выражаются через значения $H\rho$ в виде:

$$E = m_0 c^2 \sqrt{\left(\frac{e}{m_0 c}\right)^2 (H\rho)^2 + 1} \quad /13/$$

и

$$E\rho = H\rho \sqrt{\left(\frac{e}{m_0 c}\right)^2 (H\rho)^2 + 1} \cdot \frac{e}{m_0 c} \quad /13a/$$

3.2. Описание программы "BETARZ".

Для обработки сложных бета-спектров была создана программа "BETARZ" на языке "FORTRAN". За основу этой программы принят алгоритм, использованный в программе "BETA" [3]. Принципиальная схема последовательности операций для обработки бета-спектров приведена на рис. 1.

Исходными данными к этой программе являются:

I_i - значения тока в витках катушки бета-спектрометра СТ-2;

N_{ci} и $N_{\phi i}$ - число зарегистрированных импульсов эффект+фон и число импульсов фона при соответствующих значениях тока I_i ;

$T_{1/2}$ - период полураспада исследуемого радиоактивного изотопа;

t_i - интервал времени, прошедшего с момента определения первой точки измеренного распределения;

$F(E, Z)$ - значения функции Ферми для данного Z , взятые из таблиц книги Б.С.Джелепова и др. [1];

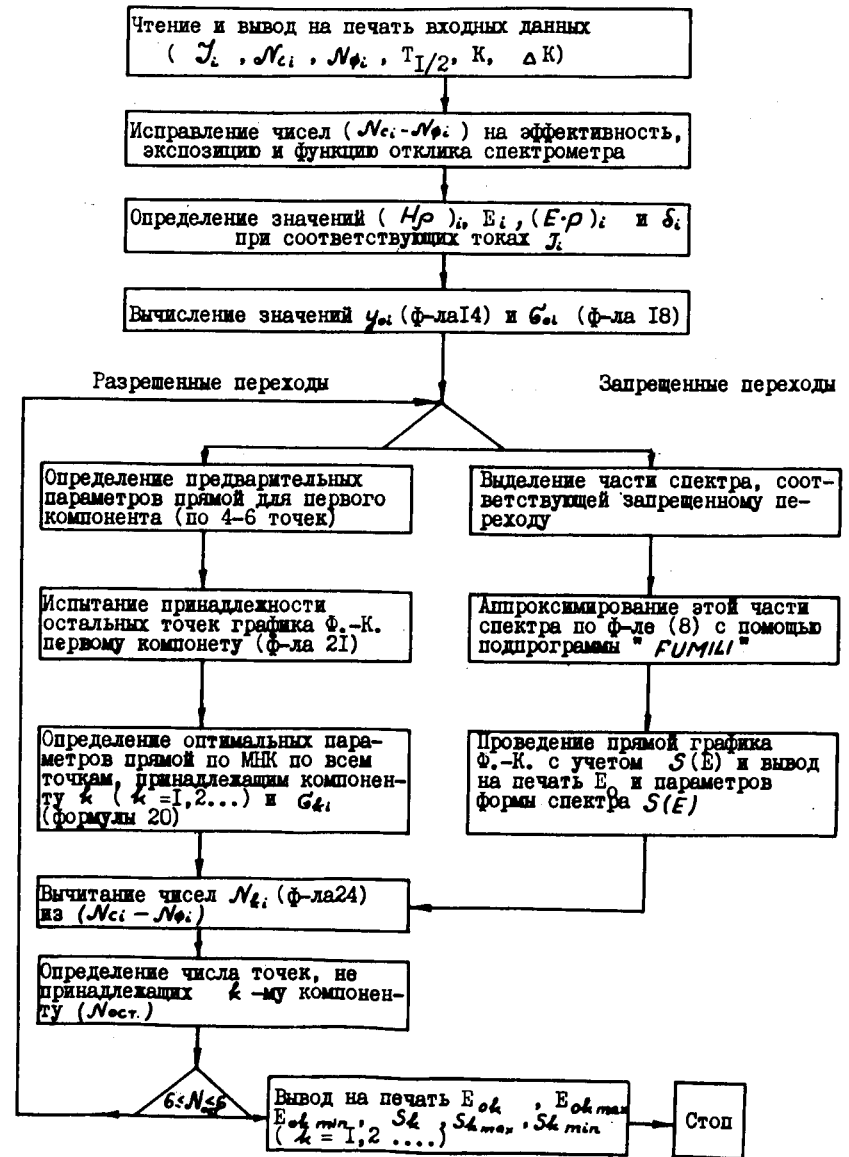


Рис. 1

К, ΔК - градуировочный коэффициент и его погрешность, определяемые непосредственно по значениям энергий конверсионных электронов переходов исследуемого изотопа.

В программу введены подпрограммы, с помощью которых можно проводить исправление чисел $N_i = N_{ci} - N_{\phi i}$ на эффективность регистрации бета-частиц детектором, на разные интервалы времени t_i измерения при различных значениях I_i , а также исправление бета-спектра, обусловленное характером функции отклика прибора. Поправки на эффективность регистрации бета-частиц детектором в нашем случае необходимо учитывать только при энергиях меньше 130 кэВ. Для нахождения поправок при определенных значениях энергий используется подпрограмма линейной интерполяции.

Обработка бета-спектров с помощью программы "BETARZ" происходит в следующей последовательности:

1. Определение $N_i = N_{ci} - N_{\phi i}$.
2. Исправление экспериментальных чисел N_i на период полураспада и, если необходимо, введение поправок на эффективность и на функцию отклика прибора, включение соответствующих подпрограмм.
3. Расчет значений $(H\rho)_i$ для соответствующих значений I_i и перевод $(H\rho)_i$ в E_i , а также вычисление величин $(E\rho)_i$ и δ_i при каждом значении E_i /формулы /10/-//13/-/13а//.
4. По заданным значениям функции Ферми $F(E,Z)$ из таблиц /1/ при линейной интерполяции определяются ее значения для всех энергий E_i .
5. Вычисление значений ординат графика Ф.-К.

$$y_{oi} = \sqrt{\frac{(N_{ci} - N_{\phi i}) \delta_i}{(E\rho)_i F(E_i, Z)}} \quad /14/$$

при всех значениях E_i . Значениям y_{oi} на графике Ф.-К. присваивается статистическая ошибка

$$\sigma_{ei} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\delta_i}{(E\rho)_i F(E_i, Z)}} \times \sqrt{\frac{N_{ci} + N_{\phi i}}{N_{ci} - N_{\phi i}}} \quad /15/$$

К статистической ошибке в значении y_{oi} добавляется погрешность из-за неопределенности энергий E_i /34/. Эта неопределенность вытекает из полученной ошибки при определении значения К /формула /10//. При расчете погрешности в $(\delta / E\rho F)^{1/2}$ можно пренебречь ошибкой в значении функции Ферми из-за малого ее изменения в интервале неопределенности энергии. После некоторых преобразований получается

$$\sqrt{\frac{\delta_i}{(E\rho)_i F(E_i, Z)}} = \frac{1}{\sqrt{F(E_i, Z)}} (K_1 \cdot K \cdot I)^{-3/2} \quad /16/$$

Тогда погрешность из-за неопределенности коэффициента К будет

$$\sigma_{Hi} = \frac{3K_1 \cdot I_i}{2\sqrt{F(E_i, Z)}} \cdot (K_1 \cdot K \cdot I)^{-5/2} \cdot \Delta K \quad /17/$$

Общую погрешность в значении y_{oi} можно записать

$$\sigma_{oi} = \sqrt{\sigma_{ei}^2 + \sigma_{Hi}^2} \quad /18/$$

6. Проведение прямой по методу наименьших квадратов /МК/ /34,35/ производится в следующей последовательности:

а/ по выбранному числу $\ell \geq 4$ точек, начиная с экспериментальной точки, соответствующей наибольшему значению энергий, проводится предварительная прямая и оцениваются ее параметры:

$$y_{oi} = (A'_1 \pm \Delta A'_1) + (B'_1 \pm \Delta B'_1) E_i \quad \text{при } i=1, \dots, \ell \quad /19/$$

По полученным параметрам аппроксимируется график Ф.-К.- компонента наибольшей энергии /первого компонента бета-спектра/.

При проведении прямой коридор ошибок определяется по формулам /34/:

$$\sigma_{ki}^2 = \frac{1}{F'_{1k}} (A'_{1k} E_i^2 - 2B'_{1k} E_i + D'_{1k}) Q_k^2,$$

где

$$A'_{1k} = \sum_{j=1}^{\ell} P_{kj}, \quad B'_{1k} = \sum_{j=1}^{\ell} P_{kj} E_j, \quad D'_{1k} = \sum_{j=1}^{\ell} P_{kj} E_j^2,$$

$$F'_{1k} = A'_{1k} D'_{1k} - B'^2_{1k}, \quad P_{kj} = \frac{1}{\sigma_{oj}^2}, \quad /20/$$

$$Q_k'^2 = \frac{X_{k \min}'^2}{\ell - 2}, \quad X_{k \min}'^2 = \sum_{j=1}^{\ell} P_{kj} (y_{kj} - A'_k - B'_k E_j)^2$$

Буквой "k" обозначен номер компонента.

б/ Испытываются остальные точки графика Ф.-К. y_{oi} при $i > \ell$ на принадлежность их первому компоненту по условию

$$y_{oi} - (A'_1 + B'_1 E_i) < \sigma'_{1i}. \quad /21/$$

После проведения этих операций определяется число точек n, принадлежащих данному компоненту.

в/ По МНК проводится окончательно прямая через n точек и определяются ее параметры A_1 и B_1 с погрешностями. По формулам /20/ переопределяется коридор ошибок на прямой, с учетом оптимальных ее параметров A_1 и B_1 .

г/ По оптимальным значениям параметров прямой A_1 и B_1 для первого компонента определяется граничная энергия E_{01} по формуле

$$E_{01} = -A_1 / B_1. \quad /22/$$

Точки пересечения линий $y_{1i} \pm \sigma_{1i}$ с осью энергий определяют максимальное $E_{0 \max}$ и минимальное $E_{0 \min}$ значения граничной энергии. По этим значениям определяется погрешность в E_{01} .

Для определения интенсивности компонента введена подпрограмма, которая позволяет вычислить площадь S_k распределения $(N\delta)_{ki} = f(E_i)$, пропорциональную

интенсивности соответствующего бета-перехода. Для первого компонента

$$S_1 = \sum_j (E\rho)_j F(E_j, Z) (A_1 + B_1 E_j)^2 \quad /23/$$

Максимальное и минимальное значения $S_{1 \max}$ и $S_{1 \min}$ определяются по коридору ошибок, полученному при проведении прямой графика Ф.-К. Суммирование осуществляется с шагом, равным заданному интервалу энергии, как правило, через 1 кэВ .

7. Если при испытании принадлежности экспериментальных точек первому компоненту получается, что в начале бета-спектра существует число точек $N_{\text{ост}} < 6$, не принадлежащих этому компоненту, то после проведения операций, перечисленных выше в пунктах 1-6, программа останавливается. В этом случае выдаются на печать полученные результаты $/E_{01}, E_{01 \max}, E_{01 \min}, S_1, S_{1 \max}, S_{1 \min} /$ и отметка о том, что спектр состоит из одного компонента.

8. Если $N_{\text{ост}} \geq 6$, то программа продолжает работу следующим образом:

а/ рассчитывает числа N_{1i} , соответствующие первому компоненту

$$N_{1i} = \frac{(E\rho)_i F(E_i, Z)}{\delta_i} (A_1 + B_1 E_i)^2, \quad /24/$$

б/ производит вычитание $N_{ci} - N_{\phi i} - N_{1i}$

в/ строит прямую - график Ф.-К. по точкам, полученным после вычитания первого компонента и производит операции, описанные в пунктах 6-8. Программа останавливается после обработки k-го компонента при выполнении условия п.7.

В ординатах графика Ф.-К. после вычитания k-1 компонента будем иметь:

$$\sqrt{\frac{(N_{ci} - N_{\phi i} - \sum_{m=1}^{k-1} N_{mi}) \delta_i}{(E\rho)_i F(E_i, Z)}} \pm \sqrt{\sigma_{oi}^2 + \sum_{m=1}^{k-1} \sigma_{mi}^2}. \quad /25/$$

9. В случае бета-спектров запрещенных переходов $(S(E) \neq \text{const})$ выбирается часть спектра, не содержащая

других компонентов, и обрабатывается отдельно. В этом случае производится аппроксимирование формы спектра с помощью подпрограммы "FUMILI" /36/. При этом параметры, характеризующие формфактор спектра /формула /3а//, и граничная энергия бета-частиц E_0 являются свободными параметрами. Надежные результаты можно получить в том случае, если участок бета-спектра запрещенного перехода содержит достаточное число экспериментальных точек /не менее 20/ и если эффект превышает фон не меньше чем в 5-10 раз.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из вышеизложенного /§3/ следует, что для достижения достаточной точности при определении E_{ok} и S_k при разделении измеренного сложного бета-спектра на составляющие компоненты, необходимо выполнить следующие условия:

а/ иметь большое отношение эффекта к фону / > 5 / при хорошей статистике /статистическая ошибка 1-3% на максимуме распределения/ /формула /15//;

б/ получить достаточное число точек /формула /20//, принадлежащих каждому компоненту;

в/ определить постоянную K /формула /10// с максимально возможной точностью.

Как видно из формулы /25/, коридор ошибок при проведении прямой на графике Ф.-К. для k -компонента определяется коридором ошибок предыдущего компонента ($k-1$). Для обнаружения $k+1$ -компонента необходимо выполнение условия

$$\sqrt{\frac{(N_{k+1} \cdot \delta)_i}{(E_p)_i F(E_i, Z)}} - \sqrt{\frac{(N_k \cdot \delta)_i}{(E_p)_i F(E_i, Z)}} \geq (2 \div 3) \sigma_{ki} \quad /26/$$

Это условие менее жестко в случае, когда интенсивность k -компонента меньше интенсивности $k+1$ -компонента в измеренном бета-спектре.

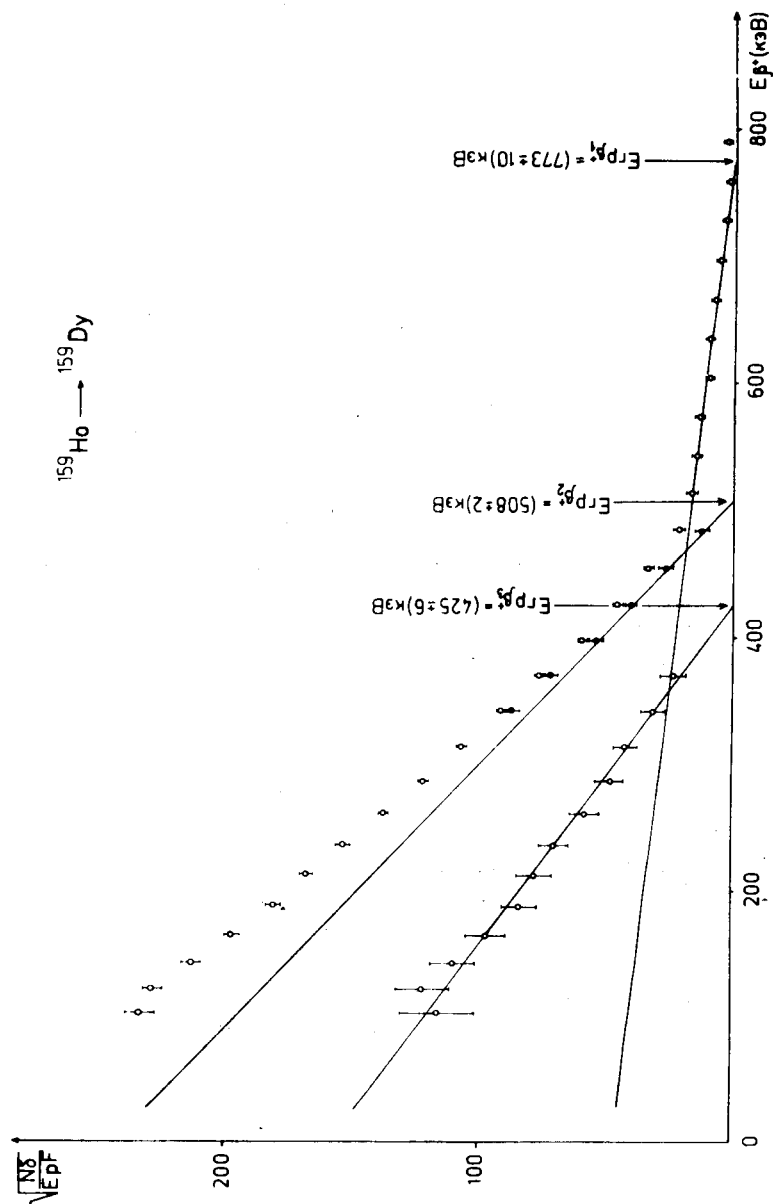


Рис. 2

При проведении прямой по графику Ф.-К. для каждого компонента вычисляется $\chi^2/34$, по которому можно оценить уровень достоверности значений E_{ok} и S_k k-компонента. К значениям погрешности ΔE_{ok} , полученной по коридору ошибок при проведении прямой по графику Ф.-К., добавляется погрешность $\Delta E_{офк}$, обусловленная неопределенностью значения E_{ok} из-за неточности в определении К по формуле /10/.

Описанный метод для обработки сложных бета-спектров был применен в ряде случаев. В качестве примера на рис. 2 приведен график Ф.-К., полученный при обработке спектра позитронов ^{159}Ho , состоящего из трех компонентов.

Большая светосила нашего прибора /10 = 20%/ и возможность проведения измерений с малым шагом с ΔE вплоть до 1 кэВ обеспечивает условие для разделения измеренных сложных бета-спектров, состоящих из 4-5 компонентов при разнице $(E_{ok} - E_{o(k+1)}) \leq 40$ кэВ.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность профессору К.Я.Громову, Н.А.Головкову за полезную дискуссию при подготовке этой статьи и В.Н.Покровскому - за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.С.Джелепов, Л.Н.Зырянова, Ю.П.Суслов. Кн. "Бета-процессы". Изд. "Наука", Ленинград, 1972.
2. H. Beekhuis, H. de Waard. Nucl. Phys., 74, 459 /1965/.
3. H. Beekhuis, R.J. van Duinen. Nucl. Phys., A108, 382 /1968/.
4. S.Y. Van der Werf, H. de Waard, H. Beekhuis. Nucl. Phys., A134, 215 /1969/.
5. H. Paul, Nuclear Data, v. 2, nr. 3, 281 /1966/.
6. H. Daniel. Rev. Mod. Phys., 40, 659 /1968/.
7. H. Schopper. Weak Interactions and Nuclear Beta Decay, North-Holland Co., Amsterdam, 1966.
8. H. Behrens, J. Janecke, Landolt Bornstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, new series, group I, v. 4, Numerical Tables for β -Decay and Electron Capture (Springer Verlag, Berlin), 1969.
9. H. Behrens, W. Buhring. Nucl. Phys., A162, 111 /1971/.

10. Р.Блин-Стойл, кн. "Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро", Изд. "Мир", Москва, 1976.
11. H. Paul. Nucl. Phys., 72, 328 /1965/.
12. T. Nagarajan, K. Venkata Reddy. Nucl. Instr. and Meth., 80, 217 /1970/.
13. T. Nagarajan, M. Ravindranath, K. Venkata Reddy. Nucl. Instr. and Meth., 67, 77 /1969/.
14. T. Nagarajan, M. Ravindranath, K. Venkata Reddy, Swami Jnananada. Phys. Rev., 178, 1968 /1969/.
15. H. Paul. Nucl. Instr. and Meth., 37, 109 /1965/.
16. М. Гасиор, К. Я. Громов, В. В. Кузнецов, Г. И. Лизурей, А. В. Потемна, Е. Дец, Е. Корецки, Е. Стажевски, М. Яницки. ОИЯИ, Д6-7094, 167, Дубна, 1973.
17. H. Paul. Nucl. Instr. and Meth., 31, 307 /1964/.
18. D. Bogdan, Tr. Cretu, G. Macarie. Z. Phys., 263, 121 /1973/.
19. D. Bogdan, Tr. Cretu, G. Macarie. Z. Phys., 265, 385 /1973/.
20. H. Paul. Nucl. Phys., A154, 160 /1970/.
21. H. Behrens, M. Kobelt, L. Szybisz, W.-G. Thies. Nucl. Phys., A246, 317 /1975/.
22. H. Genz, A. Richter, B. M. Schmitz, H. Behrens. Nucl. Phys., A267, 13 /1976/.
23. T. Kotani, M. Ross. Progr. Theor. Phys., 20, 643 /1958/.
24. J. C. Manthuruthil, C. P. Poirier, K. S. R. Satry, R. F. Petry, B. K. Cantrell, R. Wilkinson. Phys. Rev., C4, nr. 3, 960 /1971/.
25. H. E. Bosch, M. C. Cambiaggis, L. Szybisz. Phys. Rev., C7, 760, 768 /1973/.
26. P. Lipnik, J. W. Sunier. Phys. Rev., 145, 746 /1966/.
27. R. P. Feynman, M. Gell-Mann. Phys. Rev., 109, 193 /1958/.
28. J.-I. Fujita. Progr. Theor. Phys., 28, 338 /1962/.
29. L. Szybisz. Z. Phys., 269, 139 /1974/.
30. H. Schneuwly, L. Schellenberg, O. Huber, W. Lindt. Helv. Phys. Acta, 42, 743 /1969/.
31. Е. Конопинский, М. Роуз в кн. "Альфа-, бета-, гамма-спектроскопия" под ред. К. Зигбана, т. 4, гл. 23, Атомиздат, М., 1969.
32. С. Narasimha Rao, B. Mallikharjuna Rao, P. Mallikharjuna Rao, K. Venkata Reddy. Phys. Rev., C11, 1735 /1975/.
33. Г. Макарие. ОИЯИ, Д6-8846, 167, Дубна, 1975.
34. Б.С.Джелепов, кн. "Методы разработки сложных схем распада". Наука, М., 1974.
35. Д. Худсон, кн. "Статистика для физиков", Изд. "Мир", М., 1967.
36. И. Н. Силин. ОИЯИ, 11-3362, Дубна, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 октября 1976 года.