ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

10239

Экз. ЧИТ. ЗАЛА

Р6 - 10239

В.М.Горожанкин, К.Я.Громов, Т.Крецу,
В.В.Кузнецов, Г.Лизурей, Г.Макарие

К ВОПРОСУ ОБ УЧЕТЕ ФОРМЫ ЛИНИИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ БЕТА-СПЕКТРОВ НА МАГНИТНОМ БЕТА-СПЕКРОМЕТРЕ

1976

P6 - 10239

В.М.Горожанкин, К.Я.Громов, Т.Крецу,
В.В.Кузнецов, Г.Лизурей, Г.Макарие

К ВОПРОСУ ОБ УЧЕТЕ ФОРМЫ ЛИНИИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ БЕТА-СПЕКТРОВ НА МАГНИТНОМ БЕТА-СПЕКРОМЕТРЕ

Направлено в "Nucleonica"

ОИЯИ
БИБЛИОТЕКА

Горожанкин В.М. и др. Р6 - 10239

К вопросу об учете формы линии при исследовании бета-спектров на магнитном бета-спектрометре

Установлено, что функцию отклика магнитного бета-спектрометра СТ-2 можно описывать функцией "Гаусс + экспоненциальный хвост". Дается метод расчета поправок $C_0(p)$ для измеренных бета-спектров. Показано, что вводимые ранее поправки на разрешение $C_R(p)$ являются частным случаем поправок $C_0(p)$ с учетом реальной функции отклика бета-спектрометра.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Gorozhankin V.M. et al. P6 - 10239

On the Account of the Line Form in Studying β-Spectra Using Magnetic β-Spectrometer

It is established that the response function for the magnetic β-spectrometer CT-2 can be described by the function "Gauss+exponential-tail". The method is presented for calculation of the corrections $C_0(p)$ for the measured β-spectra. It is shown that the previously introduced corrections to resolution $C_R(p)$ are the particular case of corrections $C_0(p)$ with the account of the real response function of the β-spectrometer.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

© 1976 Объединенный инститиут ядерных исследований Дубна

Любой спектрометр, принимая на входе монохроматическое излучение, регистрирует некоторое распределение /спектр/. Это обстоятельство, естественно, необходимо иметь ввиду при анализе экспериментальных результатов. В первом приближении вводится понятие разрешающей способности спектрометра, когда считается, что монохроматическому излучению соответствует измеренная спектральная линия с шириной, определяемой свойствами используемого прибора.

В случае исследования β-спектров при распаде радиоактивных ядер этот вопрос в последнее время наиболее подробно был рассмотрен для магнитных спектрометров Паулом /1/. Однако он рассмотрел только случай для "идеального" магнитного бета-спектрометра, когда монохроматические электроны регистрируются в виде пика, описываемого гауссовским или экспоненциальным распределением. Между тем, как правило, спектральные линии от монохроматических электронных линий, получаемые на β-спектрометрах, обладают "хвостами", простирающимися далеко в сторону малых энергий распределения. Мы не будем здесь анализировать причины проявления "хвостов" линий. Они могут быть связаны, в случае магнитного спектрометра, с рассеянием в приборе, с поглощением и рассеянием в источнике и др. Хотя скорость счета в каждой точке "хвоста" часто на два и более порядков меньше, чем в максимуме линии, большая протяженность "хвостов" может привести к заметным искажениям при измерениях β-спектров.

Вопрос учета реальной формы линии /амплитудное распределение от монохроматических электронов/ при анализе β-спектров, измеренных на сцинтилляционных спектрометрах, изучался в работах /2–8/. В некоторой степени аналогичный вопрос: исследование зависимости формы линии от энергии и влияние "хвостов" линий на β-спектры, измеренные на магнитном спектрометре, ранее не изучался.

В настоящей статье мы рассмотрим поправки, учитывающие форму линии, как в случае "идеального", так и "реального" β-спектрометров, и оценим их важность при исследовании β-спектров на спектрометре СТ-2 в ОИЯИ /9/.

1. *Поправки на разрешающую способность "идеального" β-спектрометра*

"Идеальным" β-спектрометром называют магнитный спектрометр, 1/ - имеющий форму линии, описываемую аналитической функцией /обычно: гауссиан или экспонента/ и 2/ - обладающий линейной зависимостью импульса электронов $H\rho$ от переменного параметра /обычно тока I в обмотке магнита/. Условие 1/ означает пренебрежение "хвостами" спектральных линий. Условие 2/ приводит к тому, что вероятность w регистрации электрона, испущенного из источника с импульсом p_0, при токе I, соответствующем импульсу p, зависит только от отношения p_0/p и от разрешения R β-спектрометра /1/:

$$w(p_0/p) = \frac{1}{Ap} F(p_0/p). \qquad /1/$$

Функцию F назовем функцией отклика спектрометра. Нормировочный коэффициент A получается из условия $\int_0^{p_{max}} w(p_0/p)\,dp = 1$, т.е.

$$A = \int_0^{p_{max}} \frac{dp}{p} F(p_0/p). \qquad /2/$$

Если спектральная линия описывается гауссовским распределением, то

$$F(p_0/p) = \exp\{-C(p_0/p - 1)^2\}, \qquad /3/$$

где $C = \dfrac{4\ln 2}{R^2}$.

Если функция $N(p)$ представляет истинную форму β-спектра, то экспериментально измеренное распределение можно выразить соотношением

$$M(p_0) = \int_0^{p_{max}} N(p)\, w(p_0/p)\, dp, \qquad /4/$$

при этом выполняется условие

$$\int_0^{p_{max}} M(p)\,dp = \int_0^{p_{max}} N(p)\,dp. \qquad /5/$$

Рассчитывая функцию $M(p_0)$ для p_0 от 0 до p_{max}, можно определить поправку, учитывающую влияние разрешения спектрометра:

$$C_R(p) = \frac{N(p)}{M(p)}, \qquad /6/$$

и из измеренного спектра получить истинный спектр

$$N(p) = C_R(p)\, M(p). \qquad /7/$$

Для разрешенных β-переходов и гауссовой формы линии поправку на разрешение $C_R(p)$ получаем в виде:

$$C_R(p) = \frac{F(p_0, Z)\, p_0^2 \left(\sqrt{1+p_{max}^2} - \sqrt{1+p_0^2}\right)^2}{1/Ap_0 \int_0^{p_{max}} F(p,Z)\, p^2 \left(\sqrt{1+p_{max}^2} - \sqrt{1+p^2}\right)^2 \exp\{-C(\frac{p_0}{p} - 1)^2\}\, dp}. \qquad /8/$$

В случае запрещенных β-переходов следует включить соответствующий фактор формы $S(p)$.

Паул /1/ рассчитал $C_R(p)$, предполагая, что функция Ферми $F(p, Z)$ не зависит от p. В интересующих нас случаях анализа позитронных спектров с граничными энергиями меньше 1000 *кэВ* учет зависимости функции Ферми от энергии может оказаться существенным. Для учета этой зависимости мы брали функцию Ферми из /10/. Для расчета $C_R(p)$ по формуле /8/ была написана программа на языке ФОРТРАН. Расчеты производились на ЭВМ CDC-6220 ОИЯИ. Значения интегралов рассчитывались с точностью до 10^{-7} по методу Симпсона, а пределы интегрирования принимались так, чтобы в интеграл распределения Гаусса были включены значения до 10^{-5} от его максимума. Это обеспечивает точность рассчитанных значений $C_R(p)$ до 0,01%. Программа составлена таким образом, чтобы при вводе известного разрешения R и значения граничной энергии $E_{0\,max}$ получались величины $C_R(p)$ для заданного шага.

На *рис. 1* и *2* представлены рассчитанные нами зависимости $C_E(R)$ для позитронов ^{171}Lu, $E_{0\,max}$ = 362 *кэВ* и ^{153}Dy, $E_{0\,max}$ = 887 *кэВ* /12/. Видно, что обсуждаемые поправки велики только при E, весьма близких к $E_{0\,max}$. Тот факт, что при $E_{0\,max} - E >$ 30-40 *кэВ* и $R < 1\%$, поправка на разрешение $C_R(E)$ отличается от единицы менее чем на 1%, позволил не учитывать ее в ряде исследований /13-15/.

Безжелезный тороидальный β-спектрометр СТ-2 удовлетворяет второму условию "идеальности"; зависимость $H\rho = f(I)$ линейна и имеет вид

$$H\rho = K \cdot I, \qquad /9/$$

где $K = 11{,}849 \pm 0{,}007$. /Значение, полученное в одной из серий измерения спектра конверсионных электронов ^{169}Yb/. Таким образом, отклонения от линейности не больше 0,1%.

Чтобы оценить, как соблюдается первое условие, необходимо провести исследование функции отклика β-спектрометра СТ-2 /форма линии с "хвостом"/.

2. Исследование функции отклика β-спектрометра СТ-2

Для получения функции отклика β-спектрометра необходимо исследовать форму спектральной линии моно-

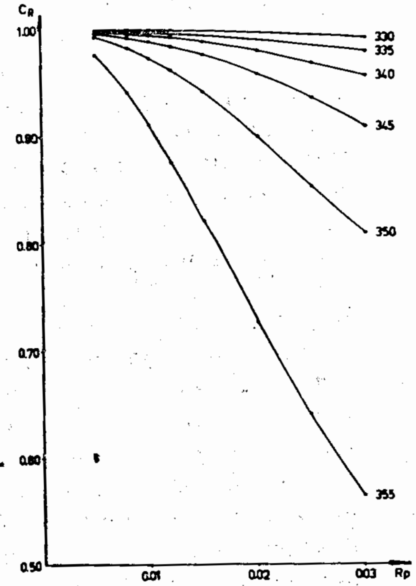

Рис. 1. Поправочный коэффициент $C_E(R)$ для спектра позитронов $^{171}Lu/E_{0\,max}$ = 362 кэВ/.

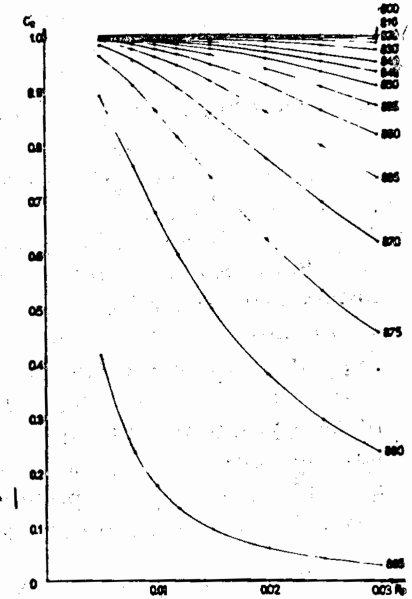

Рис. 2. Поправочный коэффициент $C_E(R)$ для позитронов с $E_{0\,max}$ = 887 кэВ ^{153}Dy.

хроматических электронов разных энергий. Естественно для этой цели использовать линии конверсионных электронов. При исследовании формы линии /и, особенно, ее "хвоста"/ важно хорошо знать величину фона и по возможности его уменьшить. Сплошные β^--спектры в рассматриваемой задаче являются фоном, поэтому мы выбирали линии конверсионных электронов, возникающих при распаде изотопов, испытывающих электронный захват или β^+-распад. Выбраны изотопы, имеющие простые спектры конверсионных электронов /мало линий/, а именно ^{167}Tm, ^{169}Yb, ^{152}Dy и ^{152}Tb. Участки спектров, использованные для анализа, представлены на *рис. 3-5*. Анализ проводился следующим образом. Зависимость счета в канале N_{ci} от номера канала K_i в области энергий, больших энергий изучаемых конверсионных электронов, аппроксимировалась функцией типа $\exp(\alpha_1+\beta_1 K_i)$. Рассчитанный таким образом фон $N_{\phi i}$ в каждом канале вычитался из числа отсчетов N_{ci} экспериментального распределения конверсионных электронов. Полученное распределение величин $N_{1i}=(N_{ci}-N_{\phi i})$ обрабатывалось вблизи максимума пика по методу линеаризации [16]. Предполагая, что пик описывается функцией Гаусса:

$$N_{1i}=A_m \exp\{-(K_0-K_i)^2/2\sigma^2\}, \qquad /10/$$

строим следующую зависимость

$$\xi_i=\frac{1}{K_{i+1}-K_i}\ln\frac{N_{1(i+1)}}{N_{1i}}=\frac{1}{\sigma^2}[K_0-\frac{1}{2}(K_{i+1}+K_i)]. \qquad /11/$$

где K_0 - номер пикового канала, A_m - число отсчетов в канале K_0. По методу наименьших квадратов искались параметры K_0 и σ этой линейной зависимости. Вычитая в каждой точке полученную функцию /10/ из числа N_{1i}, получаем в области энергий, меньших энергии пика, излишек $N_{2i}=N_{1i}-N_{\Gamma i}$. Распределение N_{2i} аппроксимируем функцией типа $\exp(\alpha+\beta K_i)$ и получаем значения параметров α и β и их ошибки. Определялся также номер канала K_{int} пересечения гауссовского распределения и экспоненциального хвоста из уравнения

$$\exp(\alpha+\beta K_{int})-A_m\exp\{-(K_0-K_{int})^2/2\sigma^2\}=0 \qquad /12/$$

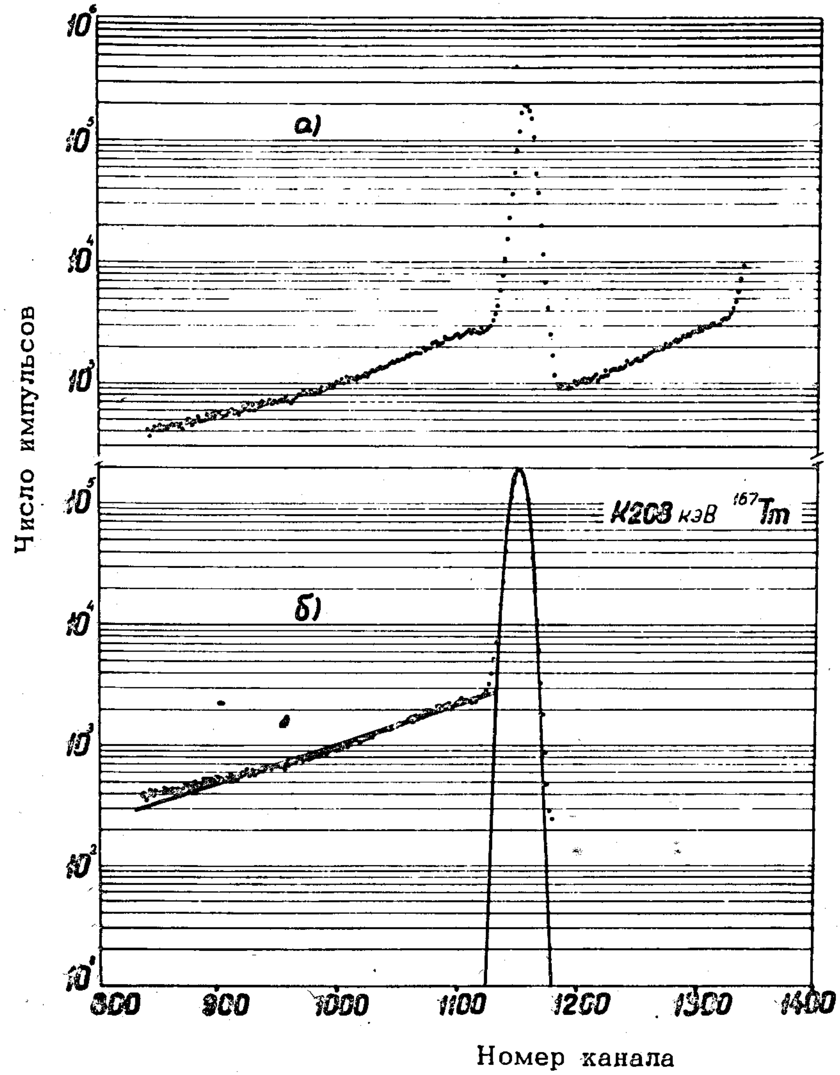

Рис. 3. Спектр конверсионных электронов K 208 ^{167}Tm*: а/ экспериментальное распределение эффект + фон, б/ полученное распределение "Гаусс + экспонента", после вычитания фона.*

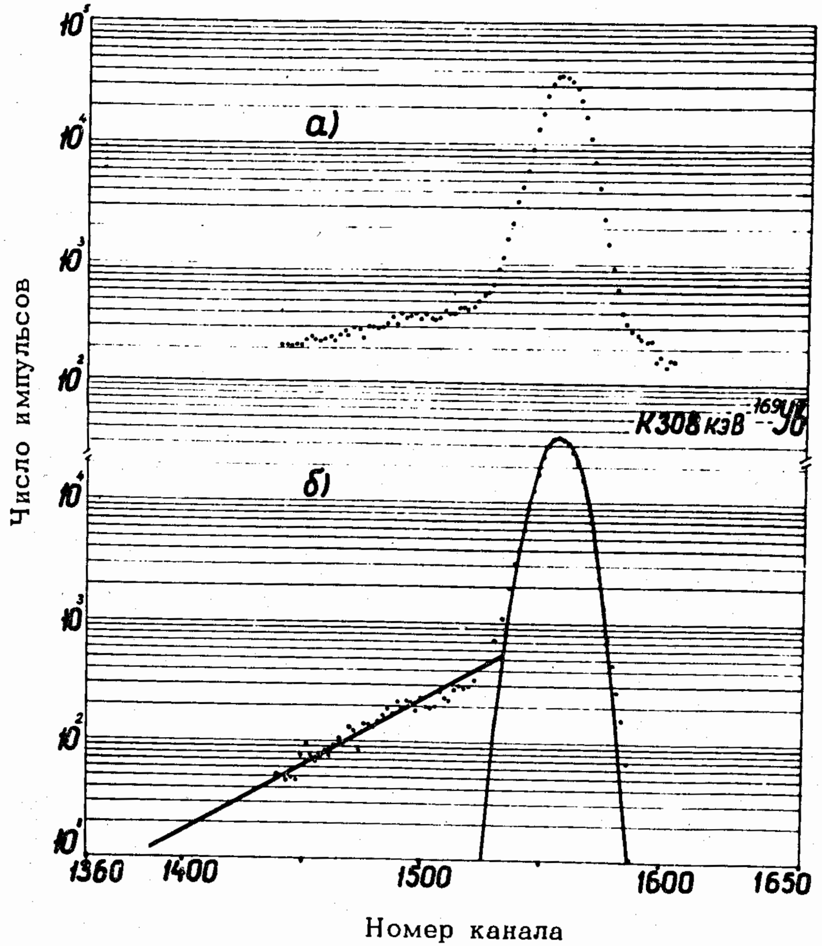

Рис. 4. Спектр конверсионных электронов K308 ^{169}Yb *: а/ экспериментальное распределение эффект + фон; б/ полученное распределение "Гаусс + экспонента" после вычитания фона.*

по методу Ньютона-Рафсона/17/. При решении уравнения /12/ число итераций увеличивается, пока не будет достигнута точность в определении K_{int} ~0,02 канала. По методу Симпсона /17/ вычислялись площади гауссовского распределения $S_Г$ и экспоненциального "хвоста"

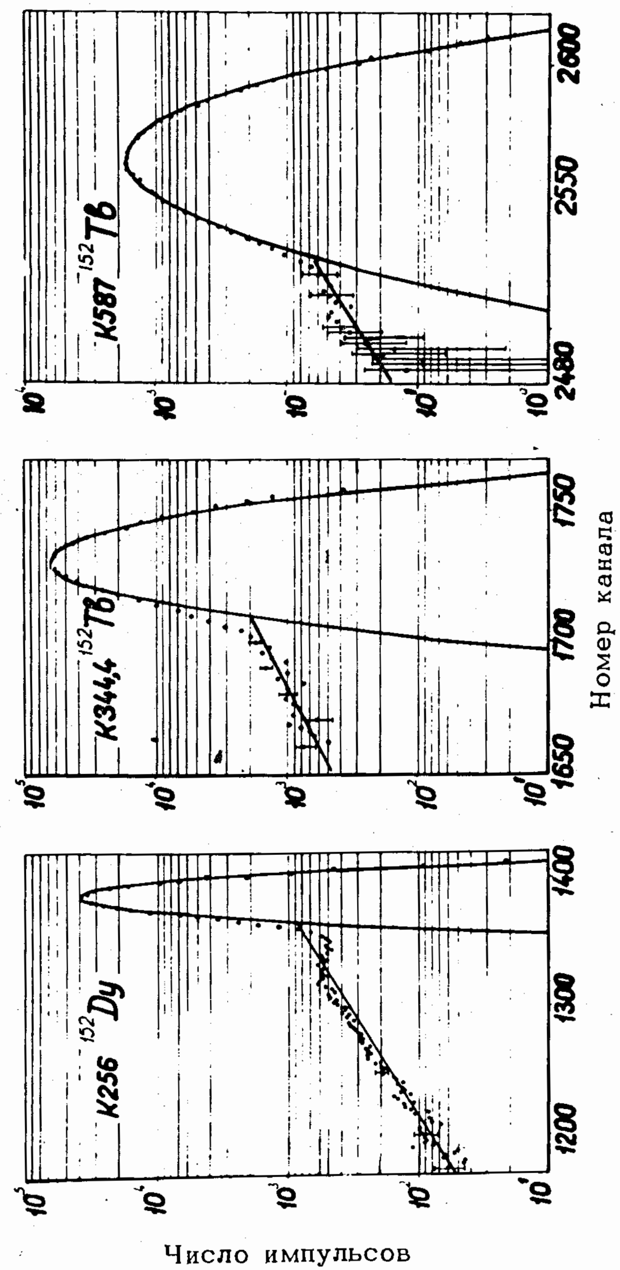

Рис. 5. Полученное распределение "Гаусс + экспонента" после вычитания фона для конверсионных электронов K256 ^{152}Dy ; K344,4 *и* K587 ^{152}Tb.

$S_{\text{хв.л.}}$ При этом интегрирование проводилось для S_Γ в пределах от $K_0-3\sigma$ до $K_0+3\sigma$ и для $S_{\text{хв.л.}}$ - от О до K_{int}. Во всех исследованных случаях сумма $S_\Gamma+S_{\text{хв.л.}}$ совпала в пределах статистических ошибок с площадью экспериментального распределения N_{1i}.

На *рис. 3-5* представлены экспериментальные распределения конверсионных электронов К 208 ^{167}Tm, К 308 ^{169}Yb, К 256 ^{152}Dy, К 344,4 ^{152}Tb и К 587 ^{152}Tb и их аппроксимация описанным выше способом. Видно, что экспериментальные спектры удовлетворительно описываются функциями вида "Гаусс + экспонента". В *табл. 1* приведены основные параметры, описывающие спектральные линии конверсионных электронов.

Используя данные *табл. 1*, можно моделировать функцию отклика нашего спектрометра, зависящую от номеров каналов K_0 и K_i.

Построим вероятность $w(p_0,p)$ того, что электрон, испущенный источником с импульсом p_0, будет зарегистрирован детектором в канале K_i при токе I, соответствующем импульсу электрона p. Зависимость импульса p от номера канала получим, используя выражение /9/, зависимость $I=A_1+A_2K_i$, определенную при исследовании прибора, и формулу $p=K_1 H\rho\ /\ A_1 =$ 4,55±О,37, $A_2=$ /987,5±3,4/.1О $^{-4}$ и $K_1 =$ О,58667.1О $^{-3}$ /3//. Имеем:

$$K_i = (1456{,}7 \pm 1{,}5)\,p - (46{,}2 \pm 3{,}5)\,. \qquad /13/$$

Экспоненту, описывающую распределение электронов в "хвосте" линии, представим в следующем виде:

$$\exp(\alpha+\beta K_i) = \exp(\alpha_p + \beta_p p),$$

где $\beta_p = 1456{,}7\beta$ и $\alpha_p = \alpha - 46{,}2\beta$. При этом β и β_p - параметры, определяющие угол наклона прямых, полученных при логарифмировании "хвостов" линий в координатах K_i и p, соответственно. Как видно из *табл. 1*, значения β растут с увеличением энергии электронов.

Отношение $C_1 = \dfrac{K_0-K_{int}}{K_0}$ постоянно для всех исследованных линий. Используя /13/, определим $C_2(p_0) = \dfrac{p_0-p_{int}}{p_0}$

Таблица 1

Основные характеристики формы линий конверсионных электронов

Конверсионнне электроны	σ R%	K_0 K_{int}	$\dfrac{K_0-K_{int}}{K_0}$	β	$\dfrac{S_{\text{хв.л.}}}{S_\Gamma+S_{\text{хв.л.}}}$
К208 ^{167}Tm	5,569(6) I,I4	II5I,6(3) II36,I	0,0I34(3)	0,0II6(I0)	0,I43(22)
К256 ^{152}Dy	6,877(6) I,I6	I385,8(2) I365,9	0,0I38(9)	0,0I54(II)	0,093(2I)
К308 ^{169}Yb	7,569(8) I,I4	I556,5(4) I535,7	0,0I39(5)	0,03I4(7)	0,036(5)
К344,4 ^{152}Tb	8,034(I4) I,09	I73I.0(9) I708,II	0,0I32(5)	0,0330(I0)	0,03I(II)
К587 ^{152}Tb	I2,978(I6) I,I3	2564,I(2) 2529,7	0,0I34(7)	0,0357(I7)	0,023(9)
L208 ^{167}Tm				0,0I40(I0)	

$$C_2(p_0) = C_1\left(1 - \frac{0{,}0317}{p_0}\right), \qquad /14/$$

где p_0 и p_{int} - импульсы электронов, зарегистрированных в каналах K_0 и K_{int}.

Теперь мы можем представить функцию отклика нашего спектрометра как сумму гауссовского распределения и экспоненциального "хвоста":

$$F(p,p_0) = F_\Gamma(p,p_0) + F_{\text{хв.л.}}(p,p_0)\,. \qquad /15/$$

Это распределение уже не является универсальной функцией, как для "идеального" спектрометра /формула /3//, из-за наличия второго члена $F_{\text{хв.л.}}$, который необходимо получить для каждого спектрометра. Гауссовское распределение в пике конверсионных электронов нормировалось к единице по амплитуде; проводилась перенормировка распределения в "хвосте" линий так, чтобы обеспечить пересечения этих распределений в точке p_{int} и сохранить отношение площадей $S_{хв.л.} / S_{Г} + S_{хв.л.}$, полученное экспериментально. Таким образом, мы построили функцию отклика β-спектрометра СТ-2. Первый член в /15/ - $F_{Г}(p, p_0)$ остается таким же, как в случае "идеального" спектрометра /формула /3//. Распределение в "хвосте" описывается функцией

$$F_{хв.л.}(p,p_0) = \exp\left[-C\frac{C_2^2(p_0)}{1-C_2^2(p_0)}\right] \exp\{\beta_p p_0[1-C_2(p_0)] \times$$

$$\times\left[\frac{1}{1-C_2(p_0)}\frac{p}{p_0} - 1\right]\}. \qquad /15'/$$

Как отмечено выше, β_p зависит от импульса электрона p_0 /см. *табл.* и *рис. 6*/. Фитрованием на ЭВМ "Минск-22" найден аналитический вид зависимости $\beta_p = f(p)$:

$$\beta_p = -160{,}76 + 312{,}83\,p - 117{,}47\,p^2 \qquad /16/$$

в интервале $p = 0{,}8 \div 1{,}1$ и

$$\beta_p = 37{,}05 + 8{,}33\,p \qquad /16/$$

при $p > 1{,}1$.

3. *Поправки для "реального" β-спектрометра*

Вероятность $w(p, p_0)$ регистрации электрона с импульсом p_0 в канале K_i, соответствующем импульсу p, запишем в виде:

$$w(p,p_0) = A(p_0)\,F(p,p_0), \qquad /18/$$

где $A(p_0)$ - нормировочный множитель:

$$A(p_0) = \frac{1}{\int_0^{p_{max}} F(p,p_0)\,dp} = \frac{1}{\int_0^{p_{max}} F_{Г}(p,p_0)\,dp + \int_0^{p_{int}} F_{хв.л.}(p,p_0)\,dp}. \qquad /19/$$

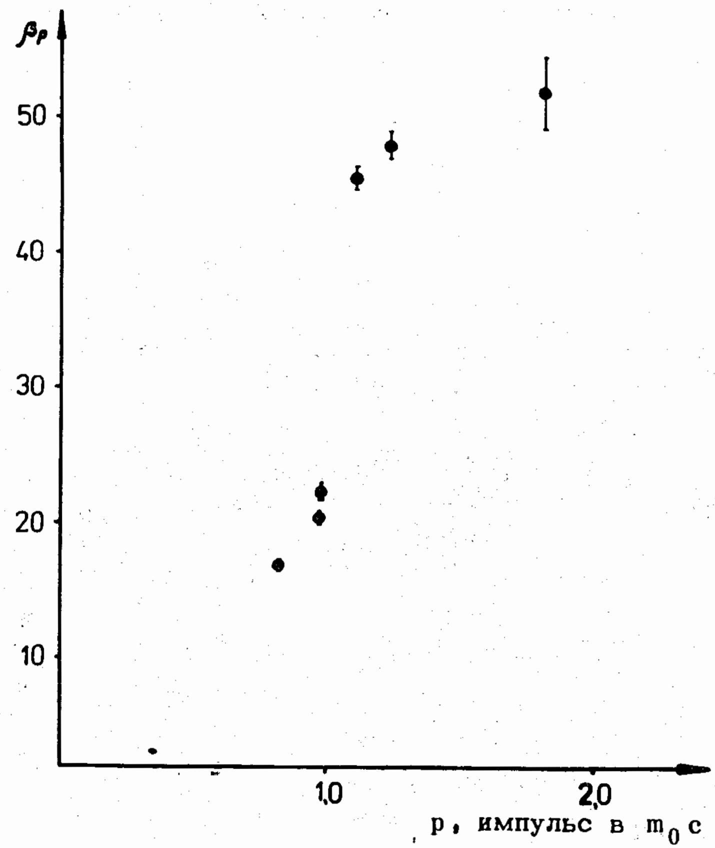

Рис. 6. Значения параметров β_p, определяющих наклон прямых, полученных при логарифмировании экспоненциальных "хвостов" исследуемых спектральных линий конверсионных электронов.

Исходя из формулы /4/, экспериментальное распределение $M(p_0)$ получаем в виде

$$M(p_0) = A(p_0)\{\int_{p_0}^{p_{max}} F_{хв.л.}(p,p_0)N(p)\,dp + \int_0^{p_{max}} F_{Г}(p,p_0)N(p)\,dp\}. \qquad /20/$$

После преобразования выражений /19/ и /20/ получаем:

$$M(p_0) = \frac{M_1 + M_2}{A_1(p_0) + A_2(p_0)}, \qquad /21/$$

где

$$A_1(p_0) = \int_{-2R}^{+2R} \exp(-Cy^2) \frac{1}{(1+y)^2} dy, \qquad /22/$$

$$A_2(p_0) = \exp\left(-C \frac{C_2(p_0)}{1-C_2(p_0)}\right) \int_{0,4(1-C_2(p_0))}^{1-C_2(p_0)} \exp[\beta_p(1-C_2(p_0))]\, p_0 \times$$

$$\times \left(\frac{1}{1-C_2(p_0)} z - 1\right) dz, \qquad /23/$$

$$M_1 = \int_{-2R}^{+2R} \exp(-Cy^2)\, N\left(\frac{p}{1+y}\right) \frac{1}{(1+y)^2} dy, \qquad /24/$$

$$M_2 = \exp\left[-C \frac{C_2(p_0)}{(1-C_2(p_0))^2}\right] \int_{0,4(1-C_2(p_0))}^{1-C_2(p_0)} \exp(\beta_p(1-C_2(p_0)))\, \times$$

$$\times\, p_0 \left(\frac{1}{1-C_2(p_0)} z - 1\right) \times N\left(\frac{p_0}{0,4}\right) z\, dz.$$

$$y = p_0/p, \qquad z = p/p_0. \qquad /25/$$

Интегрирование выражений /22/-/25/ выполняем по методу Симпсона[17] с точностью до 10^{-3}. Поправку с учетом реальной функции отклика получаем в виде

$$C_0(p) = \frac{N(p)}{M(p)} = \frac{N(p)[A_1(p) + A_2(p)]}{M_1 + M_2}. \qquad /26/$$

Из формул /7/ и /26/ получаем

$$C_0(p) = C_R(p) \frac{1 + A_2(p)/A_1(p)}{1 + M_2/M_1}. \qquad /27/$$

На *рис. 7* представлены поправочные коэффициенты C_0 для позитронных спектров ^{153}Dy/ a, $E_{0\,max}$ = 887 *кэВ*/, ^{22}Na / б, $E_{0\,max}$ = 545 *кэВ*/ и ^{171}Lu / , $E_{0\,max}$ = 362 *кэВ*/ в зависимости от энергии. На том же рисунке даны значения коэффициентов C_R. Заметим, что поправки $C_R(p)$ и $C_0(p)$ рассчитаны при условии /5/ равенства площадей экспериментального и истинного спектров, т.е. они не учитывают увеличения площади экспериментального спектра из-за обратного рассеяния в подложке. Чтобы оценить этот эффект, мы измеряли спектр позитронов ^{22}Na/ $E_{0\,max}$ = 545 *кэВ*/ при разных толщинах d_n майларовой подложки /$d = n \cdot d$, d = 680 *мкг/см*^{2}, $n = 1 \div 4$ /. Получена линейная зависимость площади спектра S_n от толщины подложки. При экстраполяции к $d_n = 0$ получена площадь спектра при "нулевой" толщине подложки. Отношение S_1/S_0 = 1,009±0,002. Таким образом, для принятой в экспериментах на спектрометре СТ-2 подложки толщиной 680 *мкг/см*^{2} условие /5/ соблюдается с точностью не хуже 1%.

На *рис. 8* представлены экспериментальные отношения $S_{хв.л.}/S_г + S_{хв.л.}$ в зависимости от энергии конверсионных электронов. Кривая дает результаты расчета того же отношения по разработанной выше процедуре. Видно, что экспериментальные результаты удовлетворительно описываются с помощью построенной функции отклика β-спектрометра СТ-2.

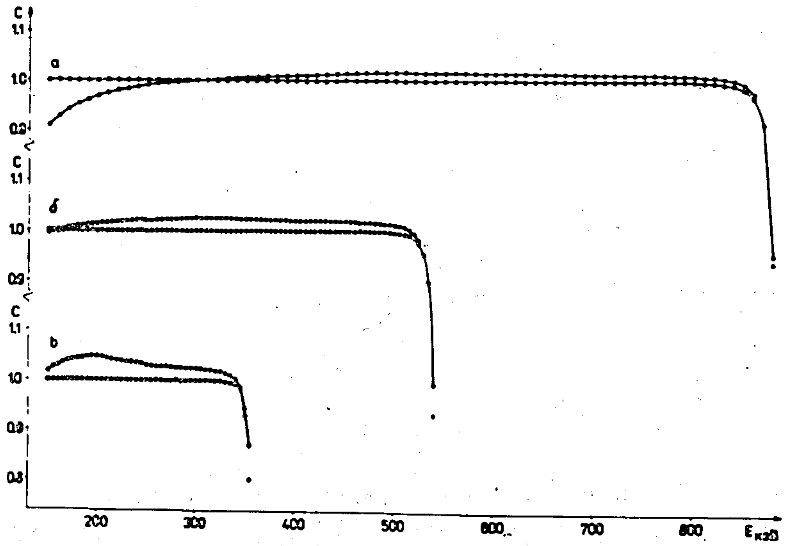

Рис. 7. Поправочные коэффициенты $C_0(p)$ */открытые кружки/ и* $C_R(p)$ */точки/ для позитронов: а/ с* E_{0max}*= 887 кэВ* ^{153}Dy, *б/ с* E_{0max} *= 545 кэВ* ^{22}Na, *в/ с* E_{0max}*= 362 кэВ* ^{171}Lu.

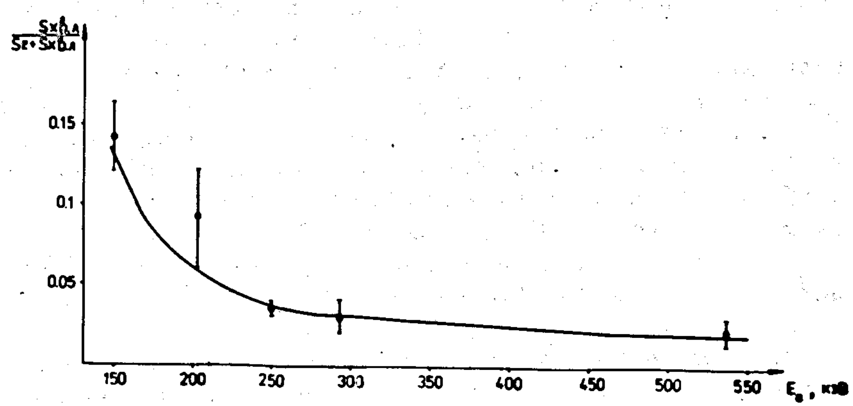

Рис. 8. Экспериментальные отношения $<S_{хв.л}/S_г+S_{хв.л}$ *в зависимости от энергии конверсионных электронов. Результаты расчета этого отношения по моделированной функции отклика спектрометра показаны сплошной линией.*

4. Заключение

Чтобы оценить влияние функции отклика β-спектрометра СТ-2 на полученные результаты, была проведена обработка измерений β^+-спектра ^{22}Na с учетом и без учета поправок $C_0(p)$ */рис. 7б/*. Получены значения:

без учета $C_0(p) - E_{0max}$ = /545,17±0,37/ *кэВ*;

S_{β^+} = /5,330±0,059/.10^6 *имп.кэВ*,

с учетом $C_0(p) - E_{p\ max}$ = /544,81±0,36/ *кэВ*;

S_{β^+} = /5,463±0,059/.10^6 *имп.кэВ*.

Приведенные ошибки определяются только статистическими ошибками отсчетов в отдельных точках спектра. Видно, что влияние функции отклика на результат определения $E_{0\ max}$ не превышает в данном случае статистической погрешности. Интенсивность β-перехода увеличивается при этом на 2,5% /статистическая ошибка ~1%/. Это приводит к заключению, что поправки $C_0(p)$ важно учитывать при анализе однокомпонентных β-спектров только в тех случаях, когда при измерениях числа отсчетов в точках спектра $N_i = N_{ci} - N_{\phi i}$ достигнута статистическая точность ~ 1-2%.

Сложнее положение в случае многокомпонентных β-спектров, особенно когда имеются жесткие компоненты спектра. Так, для $E_{0\ max}$ = 887 *кэВ /рис. 7а/* введение поправок уменьшает счет при 150 *кэВ* на 11%. Это значит, что даже при статистической точности около 10% при анализе сложных спектров без учета поправок на функцию отклика в области малых /300÷÷400 *кэВ/* энергий могут быть допущены ошибки. В созданной программе для обработки β-спектров[18] учтена возможность введения поправки $C_0(p)$.

Авторы глубоко признательны Н.А.Головкову за полезное обсуждение вопросов, связанных с данной статьей.

Литература

1. *H.Paul. Nucl.Instr. and Meth., 31, 307 /1964/.*
2. *G.Bertolini, F.Capellani, A.Rota. Nucl.Instr. and Meth., 9, 107 /1960/.*

3. T.J.Kennett, G.L.Keech. Nucl.Instr. and Meth., 24, 142 /1963/.
4. G.Bertolini, F.Cappellani, R.Fantechi, G.Restelli. Nucl.Instr. and Meth., 27, 281 /1964/.
5. F.K.Wahn. Nucl.Instr. and Meth., 101, 343 /1972/.
6. N.Tsoulfanidis, B.W.Wahring, M.E.Wyman. Nucl. Instr. and Meth., 73, 98 /1969/.
7. J.B.Willett, E.H.Spejewski. Nucl.Instr. and Meth., 52, 77 /1967/.
8. E.Jund, G.Rudstam. Nucl.Instr. and Meth., 134, 173 /1976/.
9. М.Гасиор, К.Я.Громов, В.В.Кузнецов, Г.И.Лизурей, А.В.Потемпа, Е.Дец, Б.Корецки, Е.Стажевски, М.Яницки. ОИЯИ, Д6-7094, 167, Дубна, 1973.
10. Б.С.Джелепов, Л.И.Зырянова, Ю.П.Суслов."Бета-процессы", Наука, Ленинград, 1972.
11. Д.Богдан, М.Гасиор, Т.Крецу, В.В.Кузнецов, Н.А.Лебедев, Г.Лизурей, Г.Макарие, Д.Г.Попеску. Программа и тезисы докладов XXVI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Баку, изд. "Наука", стр. 122, 1976.
12. М.Гасиор, И.И.Громова, Т.Крецу, В.В.Кузнецов, Н.А.Лебедев, Г.И.Лизурей, Г.Макарие, Д.Мончка. Программа и тезисы докладов XXVI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Баку, Наука, Л., стр. 110, 1976.
13. S.Y.Van der Werf, H. De Waard, H.Beekhuis. Nucl.Phys., A194, 215 /1969/.
14. J.L.Wolfson, A.J.Collier. Nucl.Phys., A112, 156 /1968/.
15. H.Behrens, M.Kobelt, L.Szybisz, W.-G.Thies. Nucl. Phys., A246, 317 /1976/.
16. Б.С.Джелепов. "Методы разработки сложных схем распада". Наука, Л., стр. 194, 1974.
17. W.S.Dorn, D.D.McCracken. Numerical Methods with FORTRAN IV Case Studies, John Wiley Sons, New-York, 1972.
18. Т.Крецу, В.В.Кузнецов, Г.Макарие. ОИЯИ, Р6-10183, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел 23 ноября 1976 года.