

302700111

Препринт ЕФИ-907(58)-86

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Г.Г.МКРТЧЯН, И.А.ТРОШЕНКОВА

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ ПРОЦЕССА  $(e, e')$   
НА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКЕ ЕРФИ

ЦНИИатоминформ

ЕРЕВАН-1986

Հ.Գ.ՄԿՐՏՉՅՈՒՆ, Ի.Ա.ՏՐՈՇԵՆԿՈՎԱ

/ e , e' / ՊՐՈՑԵՍԻ ԱՊԵԿՏՐԵՐԻ ԽՈՂԵԼԱՎՈՐՈՒՄԸ ԵՐՓԻ-Ի  
ՊՐՉԱՐԱՐԱՆԱՆ ՍԱՐՔԻ ՎՐԱ

Երփի-ի սարքի վրա մշակված է / e , e' / սպեկտրերի մոդելա-  
մոմամբ անկախ մոդելային ելքային փորձարարական արդյունքներից տրմ-  
յալների ստացման եղանակ՝ ազատ ինչպես ճառագայթային, այնպես էլ սար-  
քերի աղավաղումներից:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1986

Препринт ЕФИ-907(58)-86

Г.Г.МКРТЧЯН, И.А.ТРОШЕНКОВА

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ ПРОЦЕССА  $(e, e')$   
НА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКЕ ЕрФИ

Моделированием спектров  $(e, e')$  на установке ЕрФИ разработан модельно-независимый способ получения из исходного экспериментального материала данных, свободных как от радиационных, так и от аппаратурных искажений.

Ереванский физический институт  
Ереван 1986

Preprint EFM-907(58)-86

G.G. MERTCHYAN, I.A. TROSHENKOVA

MODELLING OF SPECTRA OF THE (e,e')  
PROCESS ON ErFI EXPERIMENTAL SETUP

By modelling the (e,e') spectra a model-independent method was developed for obtaining the data free from radiative and instrumentation distortions using the initial experimental results measured with the ErFI setup.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1986

Первые результаты по исследованию  $(e, A)$  взаимодействия на установке ЕрФИ опубликованы в работе [1]. Дальнейшее развитие эксперимента, например, с целью извлечения данных о сечениях квазиупругого рассеяния и рождения  $\Delta_{33}$ -изобар на легких ядрах при фиксированных  $q^2$ , требует разработки процедуры безмодельной коррекции экспериментальных результатов на радиационные процессы, а также более детального учета влияния реальных магнитных полей и конструктивных особенностей спектрометра. Усложнение физической задачи приводит к необходимости с помощью моделирования искать схему измерений с минимальными затратами ускорительного времени.

Расчеты по проектированию и оптимизации спектрометра с помощью линейных магнитооптических программ были выполнены в работе [2], при этом результат существенно зависит от вводимых в программу данных об оптических параметрах дуплета линз и магнита, составляющих спектрометр. Параллельно создавалась программа исследования тракта спектрометра прямым интегрированием траекторий заряженных частиц в магнитных полях, представленных топографией при токах, используемых в эксперименте, что

позволяет независимо от величин оптических параметров, отражающих, лишь эффекты первого порядка, учесть в траекториях абerrации следующих порядков. Эти расчеты, в основном, подтверждают характеристики установки, полученные в работе [2] в линейном приближении. Коротко остановимся на построении преобразующей матрицы спектрометра, играющей роль функции разрешения установки.

Весь энергетический захват установки разобьем на  $m$  интервалов  $\Delta E'/E' = I\%$  в соответствии с числом счетчиков и расчетным разрешением по  $E'$ -энергии рассеянного электрона. С помощью равномерного независимого розыгрыша по углу и энергии в пределах  $k$ -го интервала достаточно большого числа траекторий  $N_0$  на входе спектрометра моделируется однородный спектр. Каждая траектория интегрируется в "истинных" полях и анализируется по координатам попадания в элементы годоскопа. Из-за влияния краевых полей, перекрытия краев передних счетчиков годоскопа, просветов между некоторыми из последних счетчиков траектории от  $k$ -го интервала исходного спектра могут попасть сразу в два счетчика, либо не зарегистрироваться. Суммирование вкладов от каждого разыгрываемого интервала в  $i$ -ом счетчике задает систему  $m$  линейных уравнений  $N_i = \sum_{k=1}^m S^{i,k} N_0$ , где  $S^{i,k}$  доля частиц в  $i$ -ом счетчике от  $k$ -го интервала. Обратная матрица  $S^{-1}$ , примененная к счету  $N_i$ , полученному в эксперименте, восстанавливает спектр с равномерным разрешением по энергии, убирая как просчеты, так и кратный счет, которые в сумме составляют в наших измерениях  $\sim 3 - 10\%$  в зависимости от энергетической области настройки спектромет-

ра. Приведение спектров к упорядоченной энергетической шкале упрощает процедуру учета радиационных поправок в экспериментальных спектрах.

Известно, что в веществе мишени как начальный, так и рассеянный пучки электронов претерпевают энергетическое перераспределение за счет радиационных процессов и лишь искаженный по энергии спектр рассеянного электрона доступен измерениям. Связь с конкретной установкой этого типа искажений обусловлена величинами захвата и разрешения по энергии данной установки. Мы следуем работам Мо и Тсаи [3,4], согласно которым в области непрерывного спектра для квазиупругого и резонансного пиков при фиксированных начальной энергии  $E$  и угле рассеяния  $\theta$  величина радиационно-искаженного сечения  $\sigma_{\text{exp}}$  в окрестности шириной  $\Delta$  около измеряемой энергии рассеянного электрона  $E'$  задается уравнением

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{exp}}(E, E') = & \left( \frac{\Delta^2 R}{E \cdot E'} \right)^{T'} \cdot \left( 1 - \frac{\xi}{\Delta(1+T')} \right) \sigma_T(E, E') + \int_{\Delta}^{\omega - R\Delta} \sigma_T(E, E'+x) \cdot \\ & \cdot \left( \frac{x^2}{E(E+x)R^{-1}} \right)^{T'} \left( \frac{T'}{x} \varphi\left(\frac{x}{E'+x}\right) + \frac{\xi}{2x} \right) dx + \int_{R\Delta}^{\omega - \Delta} \sigma_T(E-x, E') \left( \frac{x^2}{EE'R} \right)^{T'} \cdot (I) \\ & \cdot \left( \frac{T'}{x} \varphi\left(\frac{x}{E}\right) + \frac{\xi}{2x} \right) dx \end{aligned}$$

Вид формулы (I) получен заменой переменных интегрирования из формулы (4.I) [4],  $\omega = E - E'$ ,  $\sigma_T(E, E')$  - сечение основного процесса ( $eA$ ) взаимодействия, явный вид  $\varphi(x)$ ,  $\xi$ ,  $T'$ ,  $R$  приведен в работе [4]. Радиационные коэффициенты, стоящие при сечениях в интегралах (I), ввиду  $R \sim 1$  и  $\varphi\left(\frac{x}{E}\right) \approx \varphi\left(\frac{x}{E'+x}\right)$  близки по величине и зависят только от положения  $x$  в инт

вале  $[\Delta, E - E' - \Delta]$ . Видно, что коэффициенты максимальны на нижнем пределе. В области  $x$  выше порога рождения  $\Delta_{33}$ -резонанса  $\sigma_{\text{exp}}$ ,  $\sigma_T$  определяются суммой вкладов квазиупругого рассеяния и электророждения  $\pi$ -мезонов на ядрах. Радиационные коэффициенты при  $\sigma_T(E, E')$  носят характер "локальной" поправки от участков шириной  $\Delta$  по оси  $E'$  и  $R\Delta$  по оси  $E$ , в то время как интегралы  $I_1$ ,  $I_2$  отражают влияние остальных периферийных участков соответствующих спектров. Если в эксперименте измерен только один спектр при  $E$  и  $\theta = \text{const}$ , тогда интеграл  $I_2$  определяет неизвестный фон  $F(E')$ , влияние которого необходимо учесть. С точностью до  $F(E')$  равенство (I) есть замкнутое интегральное уравнение относительно  $\sigma_T(E, E')$  при известной из эксперимента левой части. Левая часть есть совокупность дискретных величин  $\sigma_{\text{exp}}^i(E, E')$  на участках спектра  $E' + \Delta E'$  из интервала измерений, где  $\Delta E'$  есть энергетическое разрешение установки. Выберем  $\Delta = \Delta E'$  и разобьем искомый и экспериментальный спектры согласно упорядоченному разбиению, выполненному ранее с помощью матрицы  $S$ . Тогда уравнение (I) можно привести к системе  $l$  линейных уравнений с постоянными коэффициентами для данного разбиения

$$\sigma_{\text{exp}}^i(E, E'_i) = \sigma_T^i(E, E'_i) R^{i,i} + \sum_{k=1+i}^m \sigma_T^k(E, E'_k) R^{i,k} + F^i(E')$$

$$R^{i,k} = \int_{\Delta(k-1)}^{\Delta k} \left( \frac{x^2}{E(E+x)R^{-1}} \right)' \left( \frac{T'}{x} \varphi \left( \frac{x}{E'+x} \right) + \frac{\xi}{2x} \right) dx. \quad (2)$$

Вид диагонального элемента  $R^{i,i}$  следует из формулы (I). Независимость величины  $\sigma_{\text{exp}}(E, E')$  от выбора  $\Delta$  проверялась в диапазоне от 5 до 20 МэВ, при этом точность формулы (I),

определяемая величиной  $[4/6 T \ln \frac{E}{\Delta}]^3$  при  $E = 2$  ГэВ,  $T = 0,05$  рад.ед. изменялась от 0,8 до 0,4%.

Сведение интегрального уравнения (1) к системе (2) позволяет при заданной матрице  $R$  решить обратную задачу  $\sigma_T^k = (R^{-1})^{k,i} \cdot (\sigma_{\text{exp}}^i - F^i)$ ,  $i, k = 1 \div m$ , что легко выполнимо на ЭВМ для любого разбиения  $m$ . Для выяснения роли  $F(E')$  и взаимосвязи прямой (формула (1,2)) и обратной процедур воспользуемся дисперсионной моделью для образования пионов на ядре и параметрами осцилляторной модели для  $I_2^C$  из работы [5]. Расчеты по формуле (1) представлены на рис.1, где для квазиупругого (кривые 1, 1а, 1б) и резонансного (кривые 2, 2а, 2б) пиков приведены вклады каждого слагаемого ( $\Delta = 15$  МэВ). Из рис.1 видна подавляющая роль диагональных элементов  $R^{i,i}$  (кривые 1,2), а также сравнимость вкладов  $I_1, I_2$ , особенно на порогах обоих процессов, что позволяет, даже если измерен только один спектр, рассмотреть возможность  $F(E') = I_1$ . Такое предположение оказалось вполне оправданным в области  $\omega < 200$  МэВ (исходное сечение восстановилось с точностью  $\sim 1,5-2\%$ ). В области резонанса отличие достигло 7-10%. Любые предположения относительно  $F(E')$  делают результат решения (2) модельно зависимым, следовательно, задача состоит в определении какой минимум экспериментальной информации необходим для определения  $F(E')$ , чтобы восстановить сечение и в области  $200 < \omega < 600$  МэВ. Расчеты показали, что для основного спектра  $E = 2$  ГэВ достаточно измерить четыре спектра при  $E = 1,5 - 1,9$  ГэВ, при этом достаточно ограничиваться измерениями только в области квазиупругого рассеяния. Ошибка восстанов

ния для всего спектра составит величину  $\leq 2\%$  по максимуму. Такой расчет представлен на рисунке , где результат решения (2) отмечен кружками. Видно, что закладываемая при моделировании теория (сплошная кривая) хорошо воспроизводится описанной процедурой.

Исследовалась зависимость  $R^{i,k}$  от величины интервала разбиения  $\Delta E = \Delta E'$ . Изменение  $\theta$  на  $1^\circ$  в силу логарифмической зависимости  $R^{i,k}$  от  $q^2$  изменило  $R^{i,k}$  на доли процента, что указывает на чисто энергетический характер радиационных искажений. Уменьшение величины  $\Delta$  приводит к улучшению результата восстановления, однако  $\frac{\Delta E'}{E'} = 1\%$  для действующей установки позволяет решить поставленную задачу с точностью  $\sim 2\%$ . Исключением могут оказаться пороговые точки, где сечение резко растет с энергией и ошибка может достигать  $\sim 10\%$ .

В заключение отметим, что найденное преобразование  $(SR)^{-1}$  позволяет из исходного экспериментального материала модельно-независимым способом получить данные, свободные как от аппаратных эффектов, так и от радиационных искажений. Модельные расчеты служили лишь промежуточным этапом, доказывающим сходимость спектрального подхода. Исходя из требования физической задачи и возможностей установки найден оптимальный вариант планирования будущих измерений.

Авторы выражают благодарность Маркарян Э.Р. и Татевосяну В.О. за участие в составлении программ для ЭВМ.

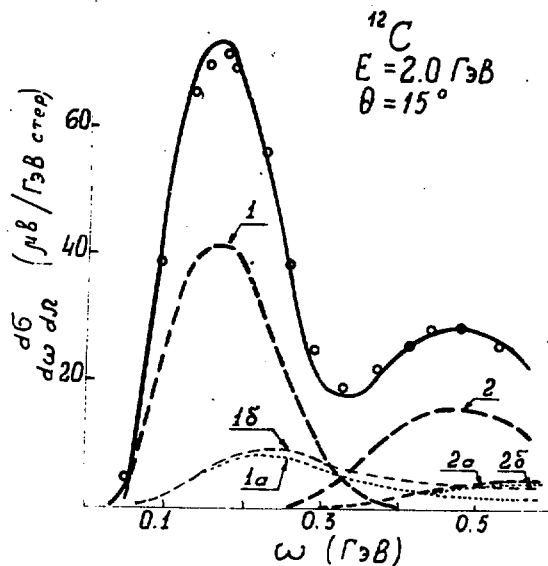


Иллюстрация к процедуре восстановления нераддиационных сечений. Сплошная кривая - теоретическое сечение  $\sigma_T(E, \omega)$  [5], закладываемое для моделирования  $\sigma_{\text{exp}}(E, \omega)$  по формуле (I). Кривые 1, 1a, 1б - составляющие сечения  $\sigma_{\text{exp}}(E, \omega)$ , соответствующие вкладам трех слагаемых формулы (I) от процесса квазиупругого рассеяния; кривые 2, 2a, 2б - то же для  $\pi$ -рождения в области  $\Delta_{33}$ -резонанса. Кружками показан результат решения обратной задачи  $\sigma_{\text{exp}} \rightarrow \sigma_T$  по формулам (2), когда  $F(E') = I_2$  вычислен интерполяцией по четырем дополнительно моделированным "измерениям".

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Багдасарян Д.С., Бояхчян Е.М., Казарян Г.Б. и др. Взаимодействие электронов с ядрами  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{28}\text{Si}$  в области квазиупругого пика и  $\Delta_{33}$ -резонанса. Препринт ЕФИ-822(49)-85, Ереван, 1985.
2. Амбарцумян В.Г., Арутюнян С.С., Багдасарян Д.С. и др. Установка для исследования взаимодействия электронов с ядрами в области энергий до 5 ГэВ. Препринт ЕФИ-648(38)-83, Ереван, 1983.
3. Mo J.W., Tsai Y.S. Radiative corrections to elastic and inelastic ep and  $\mu\text{P}$  scattering. Rev.Mod.Phys. 1969, vol. 41, N.1, p.205.
4. Tsai Y.S. Radiative corrections to electron scatterings SLAC-PUB-848, 1971.
5. Азнаурян И.Г., Трошенкова И.А. Рассеяние электронов на легких ядрах в области рождения  $\Delta_{33}$ -изобарн и квазиупругого пика. ЯФ, 1986, т.43, вып.1, с.342.

Рукопись поступила 13 июня 1986 г.

Г.Г.МКРТЧЯН, И.А.ТРОШЕНКОВА

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ ПРОЦЕССА ( $e$ ,  $e'$ ) НА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ  
УСТАНОВКЕ ЕФИ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

---

Подписано в печать 16/IX-86г.  
Офсетная печать. Уч.изд.л.0,5  
Зак.тип.№ 492

ВФ-06872 Формат 60x84/16  
Тираж 299 экз. Ц.7 к.  
Индекс 3624

---

Отпечатано в Ереванском физическом институте  
Ереван 36, Маркаряна 2

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ