

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С 344.4 м  
Б-93

29/IX-75

P13 - 8989

А.Е.Банифатов, Г.Н.Зорин, Б.М.Сабиров,  
В.А.Скакодуб, А.Д.Соколов, Х.-Г.Ортлепп,  
Р.С.Резников, Г.М.Щербаков

3720/2-75

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ СВОЙСТВ  
СЕРИЙНЫХ КОАКСИАЛЬНЫХ  
Ge(Li)- ДЕТЕКТОРОВ БОЛЬШОГО ОБЪЕМА

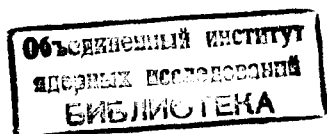
**1975**

P13 - 8989

А.Е.Банифатов, Г.Н.Зорин, Б.М.Сабилов,  
В.А.Скакодуб, А.Д.Соколов, Х.-Г.Ортлепп,  
Р.С.Резников, Г.М.Щербаков

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ СВОЙСТВ  
СЕРИЙНЫХ КООКСИАЛЬНЫХ  
Ge(Li)- ДЕТЕКТОРОВ БОЛЬШОГО ОБЪЕМА

Направлено в ПТЭ



За последнее время в экспериментальной ядерной физике повысился интерес к исследованиям временных свойств ядерной материи в наносекундной области, который вполне реализуется достижениями современной электроники /1/. В частности, получение полупроводниковых детекторов большой эффективности с хорошим временным разрешением стало необходимым в связи с созданием сильноточных протонных ускорителей /"мезонных фабрик"/ для исследований взаимодействия с ядерной материей  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов, время жизни которых лежит в области  $10 \div 10^3$  нс, а величины эффектов такого взаимодействия находятся на уровне фона, повышающегося с увеличением интенсивности ускоряемых протонов /2,3/.

Цель нашей работы состоит в изучении временных свойств получаемых серийно Ge(Li)-детекторов больших объемов /30 ÷ 90 см<sup>3</sup>/, коаксиальных с одним "открытым концом".

На рис. 1 приведена состоящая из трех каналов блок-схема установки, с помощью которой измерялось временное разрешение Ge(Li)-детектора, энергетическое разрешение которого - 2,5 кэВ на фотолинии  $^{60}\text{Co}$  /  $E_{\gamma} = 1332$  кэВ/ с чувствительным объемом  $\approx 60$  см<sup>3</sup>. Этот детектор используется в настоящее время для физических измерений в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

В отличие от установки, описанной в работе /1/, мы использовали в третьем канале одноканальный анализатор. Это упростило выделение "окна" по энергии  $\gamma$ -квантов от  $^{60}\text{Co}$ , регистрируемых Ge(Li)-детектором, находящимся в одном из быстрых каналов, в совпадении с пластмассовым сцинтиллятором, находящимся в другом канале. Все блоки быстрой электроники описаны в работе /1/.

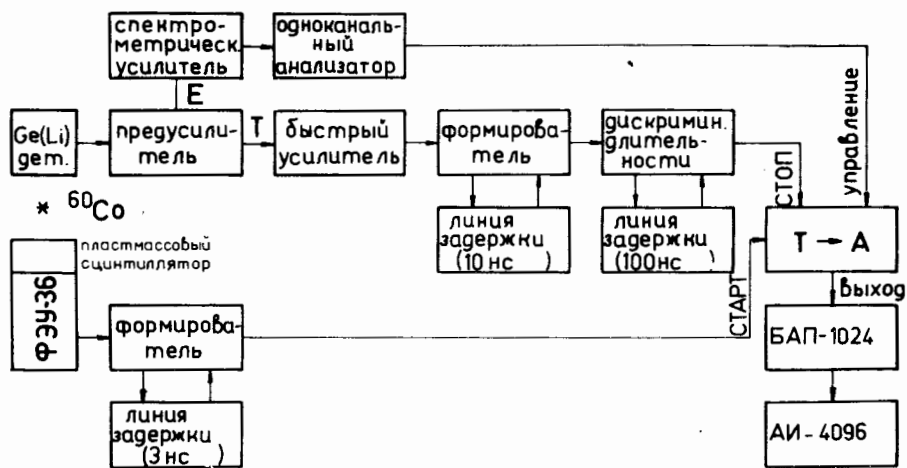


Рис. 1. Блок-схема системы для исследования временных свойств  $Ge(Li)$ -детекторов.

На рис. 2 приведены временные распределения  $\gamma$ -квантов для нашего детектора, измеренные на этой установке при разных энергетических порогах. Асимметрия распределений обусловлена неоднородностью поля в кристалле, приводящей к различию во фронтах сигналов, снимаемых с детектора <sup>6/</sup>. Полученное временное разрешение 5,8 нсв энергетическом интервале 100-1000 кэВ не уступает временному разрешению для такого же класса детекторов, параметры образцов которых приведены в работе <sup>4/</sup>. Предельное разрешение, которое, по-видимому, может быть достигнуто для таких же объемов детекторов с использованной временной привязкой <sup>1/</sup>, находится в районе  $\approx 3$  нс, как это следует из временного распределения при пороге 1000 кэВ, т.е. когда выделялись только фотолинии  $^{60}Co$ . И, следовательно, чтобы получить лучшее временное разрешение, требуется, с одной стороны, использовать иной принцип временной привязки <sup>5/</sup>, а с другой - для измерения применять коаксиальные детекторы с двумя "открытыми концами" <sup>4/</sup>.

Временное разрешение 4 нс /рис. 2/, полученное с порогом 122 кэВ в быстром канале /калибровка велась по

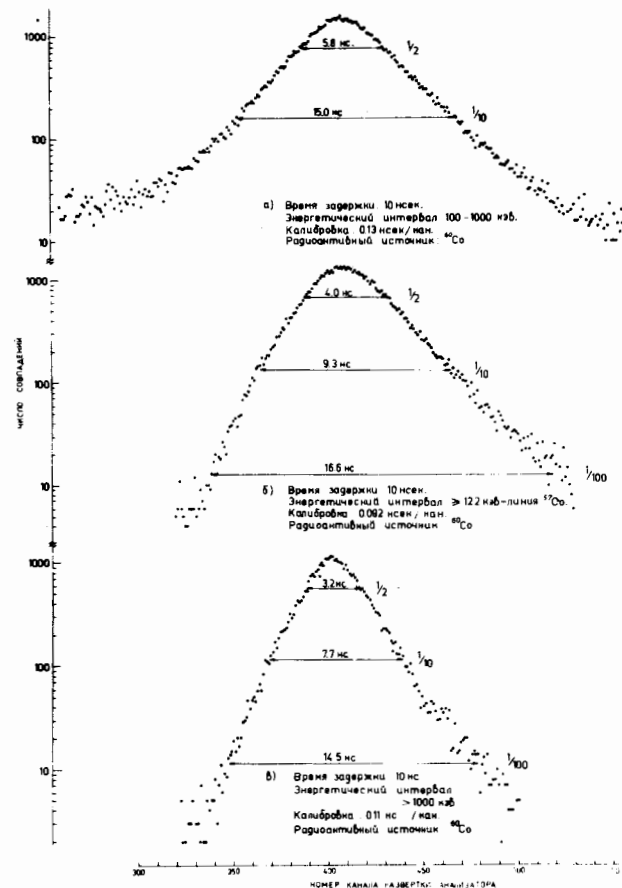


Рис. 2. Временные спектры  $\gamma$ -квантов, полученные на  $Ge(Li)$ -детекторе с чувствительным объемом  $60 \text{ см}^3$ .

фотолинии от  $^{57}Co$  /, вполне удовлетворительно для целого класса физических задач, для которого и предназначался детектор такого объема.

По упрощенной схеме, без одноканального анализатора, при энергетическом пороге 122 кэВ в быстром канале, были также произведены измерения временного разрешения для одной из партий  $Ge(Li)$ -детекторов, изготовленных серийно. Их временные разрешения на

Таблица I. Временные разрешения серийных коаксиальных Ge (Li)-детекторов, полученные методом, описанным в работе /1/.

Тип детектор	Рабочее напряжение (В)	Временное разрешение на 1/2 высоты (нс)	Временное разрешение на 1/10 высоты (нс)
ДГДК 90Г № 300	2000	5,7	16,1
ДГДК 90В № 299	2000	6,2	15,8
ДГДК 80Г № 304	2500	4,0	9,3
ДГДК 80В № 291	1800	7,3	17,2
ДГДК 80Б № 292	1200	6,3	13,4
ДГДК 60В № 298	3200	4,8	10,2
ДГДК 50В № 285	2200	4,8	10,1
ДГДК 50В № 296	3400	5,5	11,4
ДГДК 50В № 297	1800	6,1	13,1
ДГДК 70Г № 301	2400	4,4	10,2
ДГДК 40В № 303	2800	4,4	11,2
ДГДК 40В № 284	2400	4,2	9,6
ДГДК 40Б № 294	1400	7,3	18,3
ДГДК 40В № 274	3200	4,3	8,9

половине высоты распределения, как показали измерения, лежат в диапазоне 5:7 нс, а ширины распределения на 1/10 высоты находятся в интервале 9:18 нс /табл. 1/, что является для этого класса детекторов с подобными объемами вполне удовлетворительным и соответствует требованиям большинства современных научных и технических задач.

В заключение авторы выражают благодарность В.П.Джелепову, С.М.Поликанову и В.А.Янушковскому за содействие, В.С.Евсееву, Н.А.Синаеву и А.И.Калинину за помощь в работе, Б.П.Осипенко и Ф.Габриэлю - за полезные обсуждения полученных результатов.

#### Литература

1. Yu.K.Akimov et al. Nucl. Instr. and Meth., 104, 581 (1972).
2. В.П.Джелепов и др. Препринт ОИЯИ, Р9-7833, Дубна /1974/.
3. K.Andert et al. Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys., Munich, August 27 - September 1, v. 1, 609 (1973).
4. P.Ryge and R.RBorchers. Nucl. Instr. and Meth., 95, 137 (1971).
5. D.C.S.White and W.J.McDonald. Nucl. Instr. and Meth., 115, 1 (1974).
6. P.G.Coulter et al. Nucl. Instr. and Meth., 117, 239 (1974).

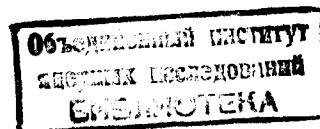
Рукопись поступила в издательский отдел 18 июня 1975 года.

P4 - 8988

В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий

О ФЛЮКТУАЦИЯХ ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ  
В УНИТАРНОЙ ТЕОРИИ

*Направлено в ЯФ*



1. Плотность уровней компаунд-ядра быстро возрастает с энергией возбуждения  $U$ , ширина уровней  $\Gamma$  также возрастает, хотя и не так быстро. Поэтому при достаточно большой энергии возбуждения возникает сильное перекрывание уровней, когда

$$\rho \Gamma \gg 1. \quad /1/$$

Следовательно, амплитуда упругого рассеяния /и других двухчастичных процессов/ определяется совместным действием очень большого числа перекрывающихся резонансов ( $N \sim \rho \Gamma$ ), расположенных вблизи избранного значения  $U$  и отличающихся по энергии от  $U$  на величину порядка  $\Gamma$ . С другой стороны, крайняя сложность рассматриваемых компаунд-ядер приводит к тому, что положение их уровней можно считать случайным. Это утверждение хорошо согласуется с экспериментом в области сравнительно малых возбуждений, когда резонансы еще не перекрываются, и оно кажется столь же справедливым при более высоких возбуждениях.

В этих условиях эффективное сечение любого фиксированного канала также является случайной величиной, но на первый взгляд кажется, что относительная флуктуация  $\eta_\sigma \sim \frac{1}{\sqrt{N}}$ , т.е. очень мала. Однако, согласно теории

Эриксона и многих других авторов, развивающих его идеи, такое заключение является ошибочным: при больших  $N$  флуктуации оказываются конечными, большими и не зависящими от  $N$ . Эксперимент подтвердил фактическое существование эриксоновских флуктуаций, и в настоящее время им посвящена громадная литература, теоретическая и экспериментальная /см., например, обзоры 1,2 /.

Между теорией и экспериментом имеется качественное согласие, и по этой причине исходные положения теории принято считать правильными\*. Такое мнение кажется нам, однако, преждевременным. Во-первых, хорошо известно, что некоторые теоретические предпосылки эриксоновского подхода не вполне обоснованы. Во-вторых, можно, как будет показано ниже, развить более последовательную теоретическую схему, приводящую к качественно сходным /но все же другим/ результатам.

Поскольку речь идет сейчас только о сопоставлении различных теоретических подходов, возможно и даже желательно ограничиться на первых порах простейшей мыслимой ситуацией, лишь бы она отражала основные черты явления и допускала в силу своей простоты достаточно прозрачную теоретическую разработку. Будем поэтому считать, что дело сводится к упругому резонансному рассеянию бесспиновой частицы на бесспиновом ядре, что упругое рассеяние является единственным каналом реакции и что всем перекрывающимся резонансам соответствует один и тот же орбитальный момент  $l$ .

Включение в анализ разных  $l$  и спинов взаимодействующих частиц не повлекло бы за собой особых осложнений. Переход к многоканальным реакциям кажется существенно более важным, но этот шаг не является целью настоящей работы. Хотя реальные реакции не являются, конечно, одноканальными, при идеологическом обосновании общепринятого подхода многоканальность не играет сколько-нибудь принципиальной роли. С наличием многих конечных состояний связывают обычно возможность принять для всех перекрывающихся резонансов единое значение ширины  $\Gamma$ . Мы в дальнейшем также будем пользоваться этим предположением, приводящим к некоторому упрощению математики, но в то же время не затрагивающим физического смысла явления.

\* На количественное согласие теория не претендует: слишком многие факторы, не поддающиеся точному теоретическому анализу, могут исказить основное явление.

2. Нечто подобное эриксоновским флюктуациям впервые было выявлено еще Релеем в связи с задачей о флюктуациях интенсивности естественного света<sup>3</sup>. Для поляризованного света в любой фиксированный момент времени амплитуда

$$A = \sum_{n=1}^N a_n \quad /2/$$

является суммой очень большого числа независимых случайных слагаемых; все они имеют нулевые средние значения и одинаковые дисперсии  $\alpha$ . Поэтому при  $N \gg 1$  амплитуда должна быть распределена в соответствии с законом Гаусса, т.е.

$$dP(A) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N\alpha}} e^{-A^2/2N\alpha} dA \quad /3/$$

Для неполяризованного света имеется еще вторая, не зависящая от  $A$ , компонента  $B$ , распределенная по такому же закону /3/.

Интенсивность неполяризованного света  $J = A^2 + B^2$ ; ее закон распределения получается комбинацией законов /3/ для  $A$  и  $B$  и, как легко показать, имеет вид

$$dW(J) = \frac{1}{2N\alpha} e^{-J/2N\alpha} dJ \quad /4/$$

Из /4/ немедленно следуют выражения для среднего значения интенсивности  $\bar{J}$ , ее дисперсии  $D_J$  и относительной флюктуации  $\eta_J$ :

$$\bar{J} = 2N\alpha, \quad D_J = (\bar{J})^2, \quad \eta_J = \frac{\sqrt{D_J}}{\bar{J}} = 1. \quad /5/$$

Таким образом, при достаточно больших  $N$  средняя интенсивность растет пропорционально  $N$ , но относительная флюктуация от  $N$  не зависит!

Подчеркнем, что результаты /4/ и /5/ получены в предположении, что компоненты  $A$  и  $B$  статистически независимы и имеют одинаковые распределения и что средние значения статистически независимых величин  $a_n$ , входящих в /2/, равны нулю. Стоит предположить, что эти средние значения при сохранении статистической независимости равны некоторой конечной величине  $\beta$ ,



и положение радикально изменится: вместо /5/ получается

$$\eta_J = \sqrt{\frac{N^2 a^2 + 2N^3 \beta^2 a}{N^4 \beta^4 + 2N^3 a \beta^2 + N^2 a^2}} \quad /5'/$$

При достаточно больших  $N$  относительная флюктуация  $\eta_J \approx \sqrt{\frac{2a}{N\beta^2}}$ , т.е. интенсивность  $J$  перестает флюктуировать. Соотношения /4/ и /5/ могут не выполняться и в случае, когда статистическая независимость слагаемых  $a_n$  или компонент  $A$  и  $B$  сменяется какой-либо корреляцией между ними.

3. В теории Эриксона амплитуду процесса записывают в виде

$$A = \sum_n \frac{a_n}{E_n - E - i \frac{\Gamma}{2}} \quad /6/$$

Далее, ссылаясь на крайнюю сложность высоковозбужденных компаунд-ядер, предполагают, что комплексные числа  $a_n$  являются независимыми случайными величинами с нулевыми средними значениями и что энергии резонансов  $E_n$  также независимы и распределены случайно и равномерно /конкретный вид закона распределения точек  $E_n$  вдоль оси энергии не является очень существенным; можно, например, считать его пуассоновским с постоянной плотностью  $\rho$ /. Тогда амплитуда  $A$  также оказывается некоторой случайной функцией энергии, причем в условиях сильного перекрывания  $\text{Im}A$  и  $\text{Re}A$  являются суммами очень большого числа независимых случайных слагаемых и, следовательно, распределены по закону Гаусса типа /3/.

В свою очередь, и эффективное сечение является случайной величиной, причем  $\sigma = (\text{Re}A)^2 + (\text{Im}A)^2$ . Поэтому при дополнительном предположении о равноправности и взаимной статистической независимости  $\text{Re}A$  и  $\text{Im}A$  возникает полная математическая аналогия с задачей

Релея. Следовательно, закон распределения  $\sigma$  совпадает с /5/, т.е.

$$dW(\sigma) = \frac{1}{\sigma} e^{-\sigma/\bar{\sigma}} d\sigma \quad /7/$$

Из /7/ вытекают большие флюктуации  $\sigma$ , в частности, дисперсия  $D_\sigma = (\bar{\sigma})^2$  и относительная флюктуация  $\eta_\sigma^{-1}$ . Важной особенностью эриксоновских флюктуаций является также существование корреляции между эффективными сечениями для двух энергий, различающихся на некоторую величину  $\epsilon$ . Ее можно охарактеризовать коэффициентом корреляции

$$R(\epsilon) = \frac{\overline{\sigma(E)\sigma(E+\epsilon) - \sigma(E)\sigma(E+\epsilon)}}{D_\sigma} \quad /8/$$

где  $D_\sigma = \overline{\sigma^2(E) - (\sigma(E))^2}$ . Усреднение проводится здесь по энергии  $E$ , поэтому  $R$  зависит только от  $\epsilon$ . Часто вводят еще величину

$$r(\epsilon) = \frac{\overline{A(E)A^*(E+\epsilon) - A(E)A^*(E+\epsilon)}}{|\overline{A(E)}|^2 - |\overline{A(E)}|^2} \quad /8'/$$

характеризующую корреляцию между амплитудами. В теории Эриксона /1/

$$r(\epsilon) = \frac{1}{1 + i\epsilon\Gamma}, \quad R(\epsilon) = \frac{1}{1 + (\epsilon/\Gamma)^2} \quad /8''/$$

т.е. обе величины зависят от ширины уровней компаунд-ядра  $\Gamma$ , но не от плотности уровней  $\rho$ . Быстрое убывание функций  $r(\epsilon)$  и  $R(\epsilon)$  при  $\epsilon \gg \epsilon_0 \sim \Gamma$  обычно связывают с соотношением неопределенностей между энергией и временем  $\epsilon_0 \tau \sim \hbar$ , в котором  $\tau = \hbar/\Gamma$  интерпретируется как характерное время жизни возбужденного компаунд-ядра. Выражение /8''/ для  $R(\epsilon)$  повсеместно используется для экспериментального определения ширины  $\Gamma$  в условиях сильного перекрывания, когда не-

посредственное измерение  $\Gamma$  невозможно. Таковы исходные предположения и основные результаты теории Эриксона в ее наиболее простом варианте, не учитывающем различные осложнения, хотя и важные в практическом отношении, но не очень существенные в принципиальном плане.

Несмотря на отмеченное выше качественное согласие с экспериментом, следует признать, что общая картина здесь далеко не такая ясная, как в упомянутой ранее задаче Релея. Многие вопросы остаются без достаточно четких ответов. Можно ли считать величины  $a_n$  статистически независимыми, несмотря на сложные связи, налагаемые на них требованием унитарности? Можно ли в этих условиях считать независимыми компоненты  $\text{Re}A$  и  $\text{Im}A$ ? Верно ли, что они равноправны, несмотря на отсутствие равноправия между действительной и мнимой частями амплитуд изолированных резонансов? Какую роль играет тот факт, что среднее значение  $\text{Im}A$ , согласно оптической теореме, больше нуля? Не вытекает ли из него, с учетом формулы /5/, фактическое исчезновение флуктуаций, если выполнено условие /1/?

Все эти неясности приводят к сомнению в исходных теоретических предпосылках эриксоновского подхода. Основное возражение сводится к тому, что этот подход фактически не учитывает такого фундаментального свойства  $S$ -матрицы, как унитарность. В ряде работ уже отмечалось, что в рамках унитарной теории амплитуды  $a_n$  в формуле /6/ нельзя считать независимыми, что существуют корреляции между амплитудами, соответствующими разным резонансным уровням /4-6/. Эти корреляции становятся очень существенными именно в случае перекрывающихся резонансов /при  $\rho\Gamma \gg 1$ /. В частности, в работе Мольдауэра /4/ для ряда унитарных моделей были получены соотношения, коренным образом отличающиеся от результатов стандартной теории Эриксона. Однако последовательной немодельной теории флуктуаций эффективных сечений, автоматически удовлетворяющей условию унитарности, до сих пор не существует. Ниже мы попытаемся в общих чертах развить возможный подход к такой теории, ограничиваясь случаем однокачественных реакций. Поскольку речь будет идти только о

чисто упругом рассеянии, не сопровождаемом неупругими процессами, сопоставление полученных результатов с экспериментом пока что преждевременно. Интересна только общая структура этих результатов, выявление их сходства или различия с соответствующими результатами эриксоновской схемы.

4. Для изолированного резонанса с угловым моментом  $\ell$  амплитуда чисто упругого рассеяния на угол  $\Theta$  представляется в виде

$$A(E, \Theta) = \frac{2\ell + 1}{2ik} \left( \frac{E_0 - E + \frac{i}{2}\Gamma}{E_0 - E - \frac{i}{2}\Gamma} - 1 \right) P_\ell(\cos \Theta), \quad /9/$$

где  $k$  - волновое число,  $E_0$  - энергия резонанса,  $P_\ell(\cos \Theta)$  - полином Лежандра. Если имеется несколько перекрывающихся уровней, то с учетом требования унитарности общую амплитуду  $A(E, \Theta)$  нельзя записывать в виде суммы выражений /9/. Она имеет иную структуру, а именно /7,8,9/.

$$A(E, \Theta) = \frac{2\ell + 1}{2ik} (S(E) - 1) P_\ell(\cos \Theta) = \frac{2\ell + 1}{2ik} \prod_{n=1}^N \frac{E_n - E + \frac{i}{2}\Gamma_n}{E_n - E - \frac{i}{2}\Gamma_n} - 1 P_\ell(\cos \Theta) /10/$$

Если расстояния между соседними резонансами велики по сравнению с их шириной  $\Gamma$ , формула /10/ практически совпадает с суммой парциальных амплитуд /9/, но в интересующем нас случае сильного перекрывания такое приближение /которым фактически пользовался Эриксон/ совершенно непригодно. Можно, конечно, переписать /10/ в виде суммы полюсных членов типа /6/, но тогда каждый из числителей оказался бы довольно сложной функцией всех  $E_n$  и  $\Gamma_n$  и дальнейший статистический ана-

лиз в этих терминах потребовал бы дополнительных мало обоснованных предположений\*. Поэтому в качестве исходного гораздо лучше использовать выражение /10/.

Представим функцию  $S(E)$ , входящую в /10/, в виде

$$S(E) = e^{i\delta} = \prod_{n=1}^N e^{2i\delta_n}, \quad /11/$$

где фазы

$$\delta_n = \arctg \frac{\Gamma_n}{2(E_n - E)}. \quad /11' /$$

Мы будем исходить из следующей статистической гипотезы: при хаотическом расположении большого числа уровней различные функции амплитуд и сечений, усредненные по широкому интервалу энергий, во много раз превышающему ширины  $\Gamma_n$  и расстояния между соседними уровнями, совпадают с теми же функциями при некоторой фиксированной энергии  $E$  внутри данного интервала, усредненными по совокупности резонансных параметров, которые для каждого из уровней предполагаются случайными и независимыми. В дальнейшем мы увидим, что полученные таким методом результаты либо совсем не зависят от  $E$  и границ энергетического интервала, либо эта зависимость является несущественной и исчезает в предельном случае высокого перекрытия резонансных уровней.

Будем считать, что энергии уровней  $E_n$  /и ширины  $\Gamma_n$  / являются статистически независимыми. При этом

парциальные фазы  $\delta_n$  являются также независимыми случайными величинами, а суммарная фаза  $\delta = 2 \sum_{n=1}^N \delta_n$

есть сумма большого числа случайных величин. Следовательно, дисперсия  $D_\delta$  растет по мере увеличения степени перекрытия резонансов, и при достаточно большой плотности уровней, когда  $\sqrt{D_\delta} \gg 2\pi$ , закон распределения  $\delta$  становится практически равномерным в интервале от  $\delta=0$  до  $\delta=2\pi$ \*.

Но тогда задача сильно упрощается: требуется проанализировать статистические свойства сечения резонансного рассеяния  $\sigma = |A|^2$ , где

$$A = \frac{2\ell+1}{2ik} (e^{i\delta} - 1), \quad /10' /$$

причем случайная фаза  $\delta$  равномерно распределена в интервале  $(0, 2\pi)$ . Для вычисления  $\bar{\sigma}$  и  $\sigma^2$  надо усреднить выражения

$$\sigma = |A|^2 = \frac{(2\ell+1)^2 P_\ell^2(\cos\theta)}{2k^2} (1 - \cos\delta)$$

$$\text{и} \quad \sigma^2 = \frac{(2\ell+1)^4 P_\ell^4(\cos\theta)}{4k^4} (1 + \cos^2\delta - 2\cos\delta).$$

В рассматриваемых условиях  $\overline{\cos\delta} = 0$  и  $\overline{\cos^2\delta} = \frac{1}{2}$ , следовательно, относительная флюктуация не зависит от угла рассеяния и равна

$$\eta_\sigma = \sqrt{\frac{\overline{\sigma^2} - (\bar{\sigma})^2}{(\bar{\sigma})^2}} = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad /12/$$

\* Такой же результат получается и при значительно более слабых предположениях: энергии  $E_n$  и ширины  $\Gamma_n$  не обязательно должны быть полностью независимыми. По существу, требуется только одно: при выполнении неравенства /1/ распределение  $\delta$  должно становиться достаточно широким ( $\sqrt{D_\delta} \gg 2\pi$ ).

\* Нетрудно показать, что унитарное полюсное представление амплитуды рассеяния /10/ имеет вид /см. /7, 10/

$$A(E, \theta) = \frac{1}{2k} \sum_{n=1}^N (2\ell+1) g_n P_\ell(\cos\theta) / (E_n - E - i \frac{\Gamma_n}{2}),$$

где

$$g_n = -i \operatorname{res}_n S(E) = \Gamma_n \prod_{k \neq n} (E_n - E_k + i \frac{\Gamma_n + \Gamma_k}{2}) / (E_n - E_k - i \frac{\Gamma_n - \Gamma_k}{2}).$$

Для системы изолированных резонансов ( $|E_n - E_k| \gg \Gamma_n, \Gamma_k$ ) получаем  $g_n \approx \Gamma_n$ . Ясно, что в общем случае, когда  $|E_n - E_k| \leq \Gamma_n, \Gamma_k$ , комплексные вычеты  $g_n$  никак нельзя считать независимыми.

Таким образом, и при таком подходе флуктуации эффективного сечения оказываются конечными, большими и не зависящими от степени перекрывания /если оно высокое/, но количественно они несколько меньше, чем в теории Эриксона.

Зная связь между  $\sigma$  и  $\delta$  и закон распределения фазы  $\delta$ , можно найти и закон распределения эффективного

сечения  $dW(\sigma)$ . Он описывается формулой  $dW(\sigma) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\delta}{d\sigma} d\sigma$ , из которой следует

$$dW(\sigma) = \frac{d\sigma}{2\pi\bar{\sigma}\sqrt{1-(\sigma/\bar{\sigma})^2}} \quad /13/$$

5. Формула /12/ является предельной в том смысле, что она соответствует очень высокому перекрыванию. Имеет смысл остановиться кратко и на общем случае, когда условие /1/ может не выполняться. Для этого рассмотрим сначала одну вспомогательную задачу и вычислим величину  $\langle \prod \phi(E_n, E) \rangle$ , считая, что точки  $E_n$  на некотором энергетическом интервале  $(Q, P)$  распределены по закону Пуассона\*. Начнем с точек, расположенных в очень малом интервале  $(E', E' + \Delta E')$ . Их вклад  $\phi^m(E', E)$  следует усреднить по числу точек  $m$ . Это дает

$$\sum_{m=0}^{\infty} \phi^m(E', E) \frac{(\rho \Delta E')^m}{m!} e^{-\rho \Delta E'} = e^{\int_Q^P [\phi(E', E) - 1] \rho \Delta E'}$$

где  $\rho$  - плотность точек, которая предполагается не зависящей от  $E'$ . Собирая соответствующие множители от всех интервалов, получим

$$\langle \prod_n \phi(E_n, \tilde{E}) \rangle = e^{\rho \int_Q^P [\phi(E', \tilde{E}) - 1] dE'} \quad /14/$$

Этот результат довольно устойчив к виду распределения точек  $E_n$ , закон Пуассона не является здесь обязатель-

\*Символом  $\langle \dots \rangle$  мы обозначили среднее по ансамблю точек  $E_n$ , величина  $\tilde{E}$  считается фиксированной.

ным. Пусть, например, в интервале  $(Q, P)$  имеется фиксированное число  $N$  точек, каждая из которых с равной вероятностью может попасть в любое место интервала. Из взаимной статистической независимости различных  $E_n$  следует, что

$$\langle \prod_n \phi(E_n, \tilde{E}) \rangle = \langle \phi(E_n, \tilde{E}) \rangle^N,$$

причем величина  $\langle \phi(E_n, \tilde{E}) \rangle$  одинакова для всех индексов  $n$ . Ее можно представить в виде

$$\langle \phi(E_n, \tilde{E}) \rangle = \frac{1}{P-Q} \int_Q^P \phi(E', \tilde{E}) dE' = 1 + \frac{1}{P-Q} \int_Q^P [\phi(E', \tilde{E}) - 1] dE'.$$

Если ввести еще плотность точек  $\rho = \frac{N}{P-Q}$ , то

$$\langle \phi(E_n, \tilde{E}) \rangle = 1 + \frac{\rho}{N} \int_Q^P [\phi(E', \tilde{E}) - 1] dE'.$$

Следовательно,

$$\langle \prod_n \phi(E_n, \tilde{E}) \rangle = \left( 1 + \frac{\rho}{N} \int_Q^P [\phi(E', \tilde{E}) - 1] dE' \right)^N,$$

т.е. при достаточно больших  $N$  мы снова приходим к формуле /14/.

В дальнейшем будем для простоты предполагать, что ширины всех уровней равны друг другу. Согласно /10/ полное сечение резонансного рассеяния в этом случае равно

$$\sigma_t = 2\pi \int |A(\Theta, E)|^2 d(\cos \Theta) = \frac{2\pi(2\ell+1)}{k^2} (1 - \text{Re } S(E)) = \frac{2\pi(2\ell+1)}{k^2} \left( 1 - \text{Re} \prod_n \frac{E_n - E + \frac{i}{2}\Gamma}{E_n - E - \frac{i}{2}\Gamma} \right). \quad /15/$$

Поэтому, в соответствии с принятой нами статистической гипотезой, для вычисления  $\bar{\sigma}_t$  можно воспользоваться соотношением /14/, полагая

$$\phi(E', \tilde{E}) = \frac{E' - \tilde{E} + \frac{i}{2}\Gamma}{E' - \tilde{E} - \frac{i}{2}\Gamma}.$$

В интересующей нас задаче следует считать длины интервалов  $(Q, \tilde{E})$  и  $(\tilde{E}, P)$  очень большими по сравнению с шириной  $\Gamma$ . Тогда после простых выкладок получаем /ср. 6 /

$$\bar{S} = \langle \Pi_n \frac{E_n - \tilde{E} + \frac{i}{2}\Gamma}{E_n - \tilde{E} - \frac{i}{2}\Gamma} \rangle = e^{-\pi\rho\Gamma} e^{i\Gamma\rho \ln \frac{P - \tilde{E}}{\tilde{E} - Q}} \quad /16/$$

Следовательно, среднее значение эффективного сечения

$$\bar{\sigma}_1 = \frac{2\pi(2\ell+1)}{k^2} (1 - \text{Re} \bar{S}) = \frac{2\pi(2\ell+1)}{k^2} \{ 1 - e^{-\pi\rho\Gamma} \cos(\rho\Gamma \ln \frac{P - \tilde{E}}{\tilde{E} - Q}) \} \quad /17/$$

Дисперсия эффективного сечения

$$D_{\sigma_1} = \overline{\sigma_1^2} - (\bar{\sigma}_1)^2 = \frac{4\pi^2(2\ell+1)^2}{k^4} \{ (\text{Re} S)^2 - (\text{Re} \bar{S})^2 \}$$

Поскольку  $S = e^{i\delta}$ , имеет место равенство

$$(\text{Re} S)^2 = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \text{Re} S^2,$$

позволяющее снова воспользоваться формулой /14/ для вычисления  $\text{Re} S^2$  и затем  $(\text{Re} S)^2$ . Это дает

$$(\text{Re} S)^2 = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} e^{-2\pi\rho\Gamma} \cos(2\rho\Gamma \ln \frac{P - \tilde{E}}{\tilde{E} - Q}), \quad /18/$$

$$D_{\sigma_1} = \frac{2\pi^2(2\ell+1)^2}{k^4} (1 - e^{-2\pi\rho\Gamma}).$$

Следовательно, относительная флюктуация имеет вид

$$\eta_{\sigma_1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{1 - e^{-2\pi\rho\Gamma}}}{1 - e^{-\pi\rho\Gamma} \cos(\rho\Gamma \ln \frac{P - \tilde{E}}{\tilde{E} - Q})} \quad /18' /$$

В рассматриваемом случае такое же выражение получается и для относительной флюктуации дифференциального сечения рассеяния. Из формул /17/, /18/ и /18' / видно, что асимптотический режим наступает очень быстро, даже при  $\rho\Gamma = 2$  практически уже можно пользоваться предельным выражением /12/. С другой стороны, выявляется и некоторое затруднение, состоящее в том, что при

$(\tilde{E} - Q) \rightarrow \infty$ ,  $(P - \tilde{E}) \rightarrow \infty$  интеграл в /14/ не имеет определенного предела, так что даже для очень больших интервалов  $(Q, P)$  положение их границ влияет в какой-то мере на окончательные результаты. К счастью, с этим обстоятельством можно не считаться при  $\rho\Gamma \gg 1$ , т.е. в той области, в которой проблема флюктуаций эффективного сечения является физически интересной \*.

6. Вычислим теперь коэффициент корреляции эффективных сечений. Согласно /15/,

$$\overline{\sigma_1(E) \sigma_1(E + \epsilon)} - \overline{\sigma_1(E)} \overline{\sigma_1(E + \epsilon)} = \frac{4\pi^2(2\ell+1)^2}{k^4} \{ \overline{\text{Re} S(E) \text{Re} S(E + \epsilon)} - \overline{\text{Re} S(E)} \cdot \overline{\text{Re} S(E + \epsilon)} \}.$$

Здесь черта означает усреднение по энергии  $E$ , которое, в соответствии с принятой нами процедурой, мы заменяем усреднением тех же функций по случайным положениям резонансных уровней, при определенной энергии  $\tilde{E}$  внутри рассматриваемого интервала; члены  $\text{Re} S(E)$  и  $\text{Re} S(E + \epsilon)$  были уже вычислены выше, каждый из них равен

$$e^{-\pi\rho\Gamma} \cos(\rho\Gamma \ln \frac{P - \tilde{E}}{\tilde{E} - Q})^{**}$$

Легко видеть, что

$$\overline{\text{Re} S(E) \text{Re} S(E + \epsilon)} = \frac{1}{4} \{ \overline{S(E) S(E + \epsilon)} + \overline{S^*(E) S^*(E + \epsilon)} + \overline{S(E) S^*(E + \epsilon)} + \overline{S^*(E) S(E + \epsilon)} \} \quad /19/$$

\* Осциллирующим членом можно пренебречь и в противоположном предельном случае, соответствующем системе изолированных резонансов. При  $\rho\Gamma \ll 1$  формула /18' / дает  $\eta_{\sigma} = 1/\sqrt{\pi\rho\Gamma}$ . Как и следовало ожидать, при  $\rho\Gamma \rightarrow 0$  относительная флюктуация сечений неограниченно растет /см. также /4/ /.

\*\* Предполагается, что  $|\epsilon| \ll (P - \tilde{E}), (\tilde{E} - Q)$ .

Это позволяет определить  $\text{Re}S(E)\text{Re}S(E+\epsilon)$ , поскольку все слагаемые в правой части /19/ можно вычислить, используя общее соотношение /14/. При этом для первого и третьего членов в /19/ следует положить соответственно

$$\phi(E; \tilde{E}) = \left(1 + i \frac{\Gamma}{E' - \tilde{E} - \frac{i}{2}\Gamma}\right) \left(1 + i \frac{\Gamma}{E' - \tilde{E} - \epsilon - i \frac{\Gamma}{2}}\right),$$

$$\phi(E; \tilde{E}) = \left(1 + i \frac{\Gamma}{E' - \tilde{E} - i \frac{\Gamma}{2}}\right) \left(1 - i \frac{\Gamma}{E' - \tilde{E} - \epsilon + i \frac{\Gamma}{2}}\right),$$

а для второго и четвертого членов использовать комплексно сопряженные функции. Окончательный результат имеет вид:

$$\overline{\sigma_t(E)\sigma_t(E+\epsilon) - (\bar{\sigma}_t)^2} = \frac{2\pi^2(2l+1)^2}{k^4} \left\{ e^{-2\pi\rho\Gamma\epsilon^2/(\epsilon^2+\Gamma^2)} \times \right. \\ \left. \times \cos\left(\frac{2\pi\rho\Gamma^2\epsilon}{\epsilon^2+\Gamma^2}\right) - e^{-2\pi\rho\Gamma} \right\}. \quad /20/$$

При  $\epsilon \rightarrow 0$  имеет место естественный переход /20/ в выражение /18/ для дисперсии  $D_{\sigma_t}$ .

Для коэффициента корреляции  $R(\epsilon)$ , определяемого в соответствии с /8/, получаем

$$R(\epsilon) = \frac{e^{-2\pi\rho\Gamma\epsilon^2/(\Gamma^2+\epsilon^2)} \cos\left(\frac{2\pi\rho\Gamma^2\epsilon}{\Gamma^2+\epsilon^2}\right) - e^{-2\pi\rho\Gamma}}{1 - e^{-2\pi\rho\Gamma}}. \quad /21/$$

Нетрудно также показать, что коэффициент корреляции амплитуд /см. /8'/ / имеет вид

$$r(\epsilon) = \frac{\overline{S(E)S^*(E+\epsilon) - S(E)S^*(E+\epsilon)}}{(1 - |\overline{S(E)}|^2)}$$

$$= \left( e^{-2\pi\rho\Gamma\epsilon^2/(\epsilon^2+\Gamma^2)} - e^{-2\pi i\rho\Gamma^2\epsilon/(\epsilon^2+\Gamma^2)} - e^{-2\pi\rho\Gamma} \right) (1 - e^{-2\pi\rho\Gamma})^{-1}. \quad /22/$$

Отметим, что полученные результаты не зависят от  $\tilde{E}$  и положения границ интервала  $(Q, P)$ .

Фактически интересна только область сильного перекрывания, в которой  $\rho\Gamma \gg 1$ . Тогда члены  $e^{-2\pi\rho\Gamma}$  в числителе и знаменателе /21/ можно зачеркнуть, а эк-

спонента  $e^{-2\pi\rho\Gamma\epsilon^2/(\epsilon^2+\Gamma^2)}$  заметно отличается от нуля только при  $\epsilon \ll \Gamma$ . В этих условиях /21/ переходит в

$$R(\epsilon) = e^{-2\pi\epsilon^2/\Gamma\Delta} \cos\left(2\pi \frac{\epsilon}{\Delta}\right). \quad /21'/$$

где  $\Delta = 1/\rho$  - среднее расстояние между уровнями. Аналогичным образом, при  $\rho\Gamma \gg 1$  и  $\epsilon \ll \Gamma$

$$r(\epsilon) = e^{-2\pi\epsilon^2/\Gamma\Delta} e^{-2\pi i\epsilon/\Delta}. \quad /22'/$$

Структура /21'/ и /22'/ резко отличается от структуры соответствующих эриксоновских выражений /8''/. Последние зависят только от  $\epsilon$  и ширины резонансов  $\Gamma$ , в то время как в /21'/ и /22'/ входит также и среднее расстояние между резонансами  $\Delta$ .

Интересно, что в предельном случае  $\rho\Gamma \ll 1$  из /21/ и /22/ следуют соотношения

$$R(\epsilon) = \frac{1}{(1+(\epsilon/\Gamma)^2)}, \quad r(\epsilon) = \frac{1}{1+i\epsilon/\Gamma},$$

формально совпадающие с формулами Эриксона. Не следует, однако, придавать этому совпадению особого значения, так как при условии  $\rho\Gamma \ll 1$  все аргументы, которые обычно используются для обоснования эриксоновской схемы /1,2/, вообще теряют свой смысл. К тому же в случае системы неперекрывающихся уровней мы, в соответствии с формулой /18/, получаем для относительной флуктуации значение  $\eta_{\sigma} \gg 1$ . В то время как в теории Эриксона всегда  $\eta_{\sigma} = 1$ . Следует отметить, что в работе /10/ формула типа /8''/ для  $R(\epsilon)$  была получена при произ-

вольных значениях параметра  $\rho\Gamma$ ; хотя авторы этой работы исходили из полюсного представления одноканальной амплитуды рассеяния, удовлетворяющего требованию унитарности /см. примечание на стр. 10/. Данный результат явно противоречит нашему соотношению /21/. Нам кажется, что это связано с некорректным усреднением полюсных членов в работе /10/.\*

Из /21/ и /22/ следует, что в условиях сильного перекрытия коэффициенты корреляции  $R(\epsilon)$  и  $r(\epsilon)$  резко изменяются при изменении энергии на величину  $\epsilon_0 \sim \Delta/2\pi$ , которая мала по сравнению с шириной  $\Gamma$ . Однако мы не видим здесь противоречия с упоминавшимся выше соотношением  $\epsilon_0 \sim \hbar$ . Дело в том, что характерная длительность процесса, связанная с эриксонскими флуктуациями, вовсе не равна  $\hbar/\Gamma$ . Величина  $\hbar/\Gamma$  совпадает с временем жизни компаунд-ядра, если в начальный момент времени оно находится в одном из своих квазистационарных состояний. Но в условиях, необходимых для возникновения и наблюдения флуктуаций, вклад в амплитуду рассеяния вносит множество таких состояний и временной ход процесса становится сложным. Его можно характеризовать вигнеровским временем задержки /12/

$$r = \hbar d\delta / dE,$$

где  $\delta$  - фаза, входящая в /11/. В интересующем нас случае

$$\delta = 2 \sum_n \arctg \frac{\Gamma}{2(E_n - E)}, \quad \frac{d\delta}{dE} = \Gamma \sum_n \frac{1}{(E_n - E)^2 + \Gamma^2/4}. \quad /24/$$

При  $\rho\Gamma \gg 1$  мы можем заменить суммирование в /24/ интегрированием. В результате получаем

\* В связи с этим можно указать на работы [6] и [11], в которых специально подчеркивается, что при усреднении суммы полюсных членов с комплексными вычетами нужно соблюдать большую осторожность. Существенно, что в случае представления функции  $S(E)$  в виде произведения /11/ затруднения такого рода не возникают.

$$r = \hbar \rho \Gamma \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dE'}{(E' - E)^2 + \Gamma^2/4} = 2\pi \hbar \rho = \frac{2\pi \hbar}{\Delta}. \quad /25/$$

Сопоставляя /25/ с /21'/ и /22'/, убеждаемся, что  $r \epsilon_0 \sim \hbar$ .

7. Откажемся от принятого ранее предположения об едином угловом моменте всех резонансов и сделаем несколько замечаний о противоположном случае, когда представлены все моменты от  $\ell=0$  до некоторого большого  $\ell=L \gg 1$ . Тогда амплитуда

$$A(\Theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell=0}^L (2\ell + 1) (e^{2i\delta_\ell} - 1) P_\ell(\cos \Theta).$$

Будем считать, что все фазы  $\delta_\ell$  взаимно независимы и распределены равномерно в интервале  $(0, 2\pi)$ . Для среднего эффективного сечения имеем выражение

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{4k^2} \sum_{\ell=0}^L \sum_{m=0}^L (2\ell + 1)(2m + 1) P_\ell(\cos \Theta) P_m(\cos \Theta) \times \\ \times (e^{2i\delta_\ell} - 1)(e^{-2i\delta_m} - 1).$$

С учетом взаимной независимости фаз оно переходит в сумму  $\bar{\sigma} = \sigma_1(\Theta) + \sigma_2(\Theta)$ , где

$$\sigma_1(\Theta) = \frac{1}{4k^2} \sum_{\ell=0}^L \sum_{m=0}^L (2\ell + 1)(2m + 1) P_\ell(\cos \Theta) P_m(\cos \Theta), \quad /26/$$

$$\sigma_2(\Theta) = \frac{1}{4k^2} \sum_{\ell=0}^L (2\ell + 1)^2 P_\ell^2(\cos \Theta). \quad /26'/$$

Легко видеть, что  $\sigma_1(\Theta)$  совпадает с эффективным сечением упругого рассеяния на абсолютно черной сфере радиуса  $R=L/k$ . Из взаимной ортогональности полиномов  $P_\ell(\cos \Theta)$  сразу следует, что

$$\int \sigma_1(\Theta) d\Omega = \frac{1}{4k^2} \sum_{\ell=0}^L (2\ell + 1)^2 \int P_\ell^2(\cos \Theta) d\Omega = \int \sigma_2(\Theta) d\Omega = \pi R^2.$$

Всю картину в целом можно, вероятно, описать такими словами: если параметр удара первичных частиц не пре-

восходит R, они с вероятностью единица захватываются, запутываются и излучаются при последующем распаде компаунд-ядра; как следствие, имеется также дополнительное дифракционное рассеяние с эффективным сечением, равным эффективному сечению поглощения; отсутствие интерференции  $\sigma_1(\Theta)$  и  $\sigma_2(\Theta)$  складывается/связано с тем, что рассеяние через компаунд-ядро происходит с большой временной задержкой.

При вычислении флуктуаций ограничимся для простоты случаями полного сечения  $\sigma_1$  и дифференциального сечения на угол  $\Theta = 0$ . Из оптической теоремы следует, что

$$\sigma_1 = \frac{4\pi}{k} \text{Im} A(0) - \frac{2\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^L (2\ell+1)(1 - \cos 2\delta_\ell),$$

$$\sigma_1^2 = \frac{4\pi^2}{k^4} \sum_{\ell=0}^L \sum_{m=0}^L (2\ell+1)(2m+1)(1 - \cos 2\delta_\ell)(1 - \cos 2\delta_m).$$

Поэтому

$$\overline{\sigma_1} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^L (2\ell+1) = \frac{2\pi}{k^2} (L+1)^2.$$

При вычислении  $\overline{\sigma_1^2}$  надо учесть статистическую независимость фаз, соответствующих разным угловым моментам. Это дает

$$\overline{\sigma_1^2} = \frac{2\pi^2}{k^4} \left( \sum_{\ell=0}^L (2\ell+1)^2 \right) + (\overline{\sigma_1})^2;$$

следовательно, дисперсия

$$D_{\sigma_1} = \frac{2\pi^2}{k^4} \sum_{\ell=0}^L (2\ell+1)^2 = \frac{2}{3} \frac{\pi^2}{k^4} (2L+1)(2L+3)(L+1), \quad /27/$$

а относительная флуктуация

$$\eta_{\sigma_1} = \sqrt{\frac{(2L+1)(2L+3)}{6(L+1)^3}}. \quad /28/$$

При  $L=0$  выражение /28/ переходит в /12/; в случае  $L \gg 1$

$$\eta_{\sigma_1} \approx \sqrt{\frac{2}{3L}}. \quad /28'/$$

Падение величины  $\eta_{\sigma_1}$  с ростом L следует из факта независимости полных сечений, связанных с каждым из угловых моментов  $\ell$ ; поэтому сходное явление имеет место не только в нашем подходе, но и в теории Эриксона.

Сходство, однако, исчезает, например, при переходе от  $\sigma_1$  к дифференциальному сечению при  $\Theta = 0$ . В этом случае все полиномы Лежандра равны 1 и

$$\sigma(0) = \frac{1}{4k^2} \sum_{\ell=0}^L \sum_{m=0}^L (2\ell+1)(2m+1)(e^{2i\delta_\ell} - 1)(e^{-2i\delta_m} - 1).$$

После усреднения получаем:

$$\overline{\sigma(0)} = \frac{1}{4k^2} \left[ \sum_{\ell=0}^L (2\ell+1) \right]^2 + \frac{1}{4k^2} \sum_{\ell=0}^L (2\ell+1)^2 = \quad /29/$$

$$= \frac{1}{4k^2} \left[ (L+1)^4 + \frac{(2L+1)(2L+3)(L+1)}{3} \right].$$

При  $L \gg 1$

$$\overline{\sigma(0)} \approx \frac{1}{4k^2} (L^4 + \frac{16}{3} L^3).$$

Теперь надо вычислить

$$\overline{\sigma^2(0)} = \frac{1}{16k^4} \sum_{\ell=0}^L \sum_{m=0}^L \sum_{n=0}^L \sum_{j=0}^L (2\ell+1)(2m+1)(2n+1)(2j+1) \times \\ \times (e^{2i\delta_\ell} - 1)(e^{2i\delta_m} - 1)(e^{-2i\delta_n} - 1)(e^{-2i\delta_j} - 1).$$

Опуская члены с нечетным числом фазовых множителей, которые при усреднении обращаются в нуль, мы можем написать

$$\overline{\sigma^2(0)} = \frac{1}{16k^4} \left\{ \left[ \sum_{\ell=0}^L (2\ell+1) \right]^4 + \sum_{\ell=0}^L \sum_{m=0}^L \sum_{n=0}^L \sum_{j=0}^L (2\ell+1)(2m+1)(2n+1)(2j+1) \times \right. \\ \left. \times e^{2i(\delta_\ell + \delta_m - \delta_n - \delta_j)} + 4 \left[ \sum_{\ell=0}^L (2\ell+1) \right]^2 \sum_{m=0}^L \sum_{n=0}^L (2m+1)(2n+1) e^{2i(\delta_m - \delta_n)} \right\}. \quad /30/$$



Первый член в фигурных скобках /30/ равен  $(L+1)^3$ , второй член равен

$$2 \left[ \sum_{l=0}^L (2l+1)^2 \right]^2 - \sum_{l=0}^L (2l+1)^4 \approx \frac{32}{9} L^6,$$

третий -

$$4 \left[ \sum_{l=0}^L (2l+1) \right]^2 \sum_{m=0}^L (2m+1)^2 \approx \frac{16}{3} L^7.$$

В итоге

$$D_{\sigma(0)} \approx \frac{1}{16k} \frac{8}{3} L^7, \quad \eta_{\sigma(0)} \approx \sqrt{\frac{8}{3L}}. \quad /31/$$

Таким образом, с ростом  $L$  относительная величина флюктуаций падает. В рамках же эриксоновского подхода получился бы совсем другой результат. При наличии резонансов с разными  $l$  для дифференциального сечения оставался бы в силе закон распределения /7/ и, следовательно, по-прежнему относительная флюктуация  $\eta_{\sigma(0)} = 1$ .

Точно так же введение многих  $l$  не снимает и отмеченного ранее различия между двумя сопоставленными подходами в отношении поведения коэффициентов корреляции. Покажем это на примере коэффициента  $r(\epsilon)$ . Если амплитуда является суммой независимых парциальных амплитуд, величина  $A(E)A^*(E+\epsilon) - A(E) \cdot A^*(E+\epsilon)$  также складывается из суммы соответствующих парциальных величин. Из /22/ вытекает, что в рамках нашего подхода /при  $\rho \Gamma \gg 1$ / каждое из этих парциальных слагаемых осциллирует с периодом  $\Delta l$  и затухает на интервале  $\epsilon \sim \sqrt{\Gamma} \Delta l$ . Такими же свойствами обладает, конечно, и сумма всех слагаемых /если считать, что величины  $\Delta l$  и  $\Gamma$  мало зависят от  $l$ /. Для аналогичного рассуждения в теории Эриксона исходным является соотношение /8"/, поэтому здесь величина  $A(E)A^*(E+\epsilon) - A(E) \cdot A^*(E+\epsilon)$ , а следовательно, и коэффициент корреляции  $r(\epsilon)$  ведут себя совершенно иначе: они затухают при  $\epsilon > \Gamma$ . Полное эффективное сечение  $\sigma_1$  также является суммой соответствующих сечений, относящихся к различным  $l$ . Поэтому сказанное о величине  $r(\epsilon)$  полностью применимо и к коэффициенту корреляции  $R(\epsilon)$ .

8. Таким образом, можно констатировать, что в одноканальном случае теория, учитывающая в явном виде требование унитарности, приводит к результатам, сильно отличающимся от соответствующих результатов теории Эриксона. Не исключено, что некоторые из выявленных отличий сохранятся и при переходе к многоканальным реакциям. Нам кажется, что сказанное прежде всего относится к структуре коэффициентов корреляции. В этом случае общепринятая процедура экспериментального определения ширины перекрывающихся резонансов оказалась бы несостоятельной.

В заключение мы бы хотели выразить глубокую благодарность Г.И.Копылову за участие в обсуждениях и ценную помощь. Мы признательны также Э.В.Шуряку за полезные замечания.

#### Литература

1. T. Ericson, T. Mayer-Kuckuk. *Annual Rev. of Nucl. Sci.*, 16, 183 (1966).  
/См. перевод: УФН, 92, 271, 1967/.
2. Е.Л.Фейнберг. Эриксоновские флюктуации. Труды проблемного симпозиума по физике ядра, том 2, Тбилиси, 1967; АН СССР, М., 1967.
3. Дж.В.Стрэнг /Релей/. Волновая теория света, §4, ГИТТЛ, 1940.
4. P.A. Moldauer. *Phys. Rev.*, 157, 907 (1967).
5. H.A. Weidenmüller. *Phys. Rev.*, C9, 1202 (1974).
6. M. Simonius. *Phys. Lett.*, 52B, 279 (1974).
7. M. Simonius. *Nucl. Phys.*, 218A, 53 (1974).
8. В.Л.Любошиц. Сообщения ОИЯИ, P2-5328, Дубна, 1970.
9. И.С.Шапиро. Перекрывающиеся уровни и гигантские резонансы, доклад на втором проблемном симпозиуме по физике ядра, Новосибирск, 12-19 июня 1970 г. /Проблемы современной ядерной физики, Наука, 1971/.

10. *K.R.Sandhya Devi and Nazakat Ullah. Journ. Math. Phys., 13, 346 (1972).*
11. *H.Feshbach and P.A.Mello. Phys.Lett., 39B, 461 (1972).*
12. *E.P.Wigner. Phys.Rev., 98, 145 (1955).*

*Рукопись поступила в издательский отдел  
18 июня 1975 года.*