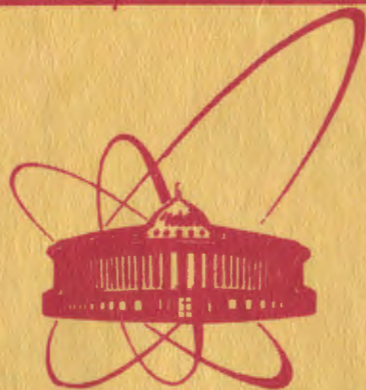


1125/82

9/11-82



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-81-789

В.В.Ужинский

ОЦЕНКА ЭФФЕКТОВ  
НЕУПРУГИХ ЭКРАНИРОВОК  
В УПРУГОМ ЯДРО-ЯДЕРНОМ РАССЕЯНИИ

*Направлено в ЯФ*

1981

## §1. ВВЕДЕНИЕ

Эффекты неупругих экранировок в адрон-ядерных взаимодействиях, по сути дела, обусловлены тем, что частица, упруго рассеивающаяся на ядерной мишени, в процессе рассеяния может совершать обратимые переходы в состояния, отличающиеся от состояния налетающей частицы. Такие переходы могут быть связаны или с многократными изменениями изоспина или с реакциями дифракционной диссоциации. При высоких энергиях роль первых невелика, однако эффекты, обусловленные вторыми, могут оказаться существенными. На это было обращено внимание в работе<sup>1/1</sup> и с тех пор, исходя из той или иной предполагаемой структуры промежуточных состояний, неоднократно предпринимались попытки оценить эффекты неупругих экранировок /см.<sup>2-4/</sup> и ссылки в работах<sup>2,5/</sup> /. Например, в работах<sup>2,8/</sup> предполагалось, что промежуточные состояния представляют собой пучки дифракционных адронов, которые могут рассеиваться на внутриядерных нуклонах так же, как и обычные адроны<sup>3/</sup>. В работах же<sup>4/</sup> эффекты неупругих экранировок оценивались с привлечением кварк-партоновых представлений о структуре адронов. Отметим, что как в первом, так и во втором подходах подчеркивалась связь неупругих экранировок с процессами дифракционного когерентного рождения частиц на ядерных мишенях. Поэтому исследование эффектов неупругих экранировок имеет значение не только для определения границ применимости эйконального подхода, но и для выявления закономерностей процессов дифракционного рождения адронов на адронах и ядрах, а также для выяснения структуры адронов. Поскольку аналогичные эффекты могут иметь место и в ядро-ядерных соударениях, представляет интерес произвести их оценку и получить ряд предсказаний для экспериментов осуществленных или только планируемых на ISR. Этому и посвящена настоящая работа.

В следующем разделе излагается основной формализм эйконального подхода, который затем в §§3,4 используется при расчетах дифференциальных сечений упругого рассеяния. Собственно оценка эффектов неупругих экранировок в духе метода собственных состояний<sup>4/</sup> производится в пятом, заключительном разделе.

## §2. СТРУКТУРА АМПЛИТУДЫ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

Предположение об аддитивности элементарных фаз рассеяния, лежащее в основе всего эйконального подхода, привело, практически одновременно, нескольких авторов работ<sup>/6-8/</sup> к следующему выражению для амплитуды рассеяния двух ядер А и В, содержащих соответственно А и В нуклонов

$$F_{AB}(\vec{Q}) = \frac{iP_B}{2\pi} \int d^2b e^{i\vec{Q}\vec{b}} \Gamma(\vec{b}), \quad /1/$$

$$\Gamma(\vec{b}) = \langle \psi_A^f \psi_B^f | \{ 1 - \prod_{i=1}^A \prod_{j=1}^B (1 - \gamma(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{r}_j)) \} | \psi_B^i \psi_A^i \rangle.$$

Здесь  $P_B$  - импульс налетающего ядра В в системе покоя ядра А;  $q$  - переданный поперечный импульс;  $\psi_A^i, \psi_B^i$  ( $\psi_A^f, \psi_B^f$ ) - начальные /конечные/ волновые функции ядер, усреднение по которым обозначается угловыми скобками;  $\gamma(\vec{b})$  - амплитуда упругого NN - рассеяния в представлении прицельного параметра;  $\{\vec{s}_A^i\}, \{\vec{r}_B^i\}$  - множества прицельных координат нуклонов, взятых относительно центров масс соответствующих ядер.

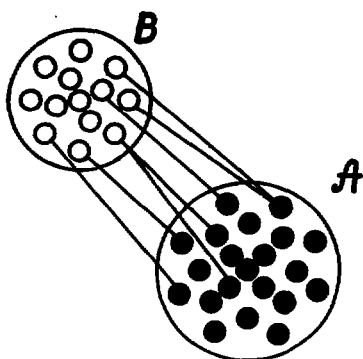
Как видно из выражения /1/, амплитуда рассеяния в общем случае определяется суммой большого числа слагаемых  $(2^{A \cdot B} - 1)$ , представляющих амплитуды различных процессов рассеяния. Поэтому первой задачей, как отмечалось в работе /7/, является классификация процессов рассеяния и приведение подобных в ряде /1/, а второй - вычисление существенно отличных членов ряда.

Для решения первой задачи изобразим условно какой-либо процесс рассеяния рисунком, на котором темными и светлыми точками представим ядерные нуклоны, а линиями - их взаимодействия. Из такого рисунка /см. рис.1/ ясно, что для решения поставленной задачи необходимо привлечь теорию графов и, в частности, теорию помеченных 2-раскрашенных графов\*.

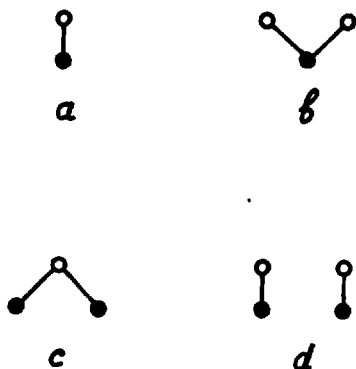
Графы делятся на связанные и несвязные. Например, первым А·В членом разложения

$$\begin{aligned} \Gamma(\vec{b}) = & \langle \psi_A^f \psi_B^f | \sum_{i=1}^A \sum_{j=1}^B \gamma_{ij} - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \sum_{\substack{j,k=1 \\ j \neq k}}^B \gamma_{ij} \gamma_{ik} - \\ & - \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^A \sum_{k=1}^B \gamma_{ik} \gamma_{jk} - \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^A \sum_{\substack{k,\ell=1 \\ k \neq \ell}}^B \gamma_{ik} \gamma_{j\ell} + \dots | \psi_B^i \psi_A^i \rangle \quad /2/ \\ \gamma_{ij} = & \gamma(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{r}_j) \end{aligned}$$

\* Здесь и далее используется терминология книги Ф.Харари<sup>/9/</sup>.



**Рис. 1.** Схема взаимодействия двух ядер А и В. Темные и светлые точки - ядерные нуклоны, линии - их взаимодействия.



**Рис. 2.** Связные (а, б, с) и несвязные (д) графы, соответствующие членам разложения /2/.

соответствуют связные графы типа показанных на рис. 2а, следующим  $A \cdot B \cdot (B-1)/2$  и  $A \cdot (A-1) \cdot B/2$  членам - связные графы рис. 2 б, с, а последним выписанным членам - несвязные графы рис. 2 д. Графы могут быть представлены не только вышеописанным способом, но и с помощью матрицы смежностей, имеющей в нашем случае следующую структуру:

$$S = \begin{pmatrix} Z_1 & Q \\ Q^T & Z_2 \end{pmatrix} ;$$

Каждый элемент матрицы  $Z_1$  порядка  $B \times B$  и матрицы  $Z_2$  порядка  $A \times A$  равен нулю, а элемент матрицы  $Q$ , стоящий в  $i$ -ой горизонтальной строке ( $1 \leq i \leq B$ ) и в  $j$ -ом столбце ( $1 \leq j \leq A$ ), равен нулю, если  $i$ -ая вершина одного цвета и  $j$ -ая вершина другого цвета не эксидентны одному и тому же ребру, и равен единице в противоположном случае. Матрица  $Q$  в свою очередь может быть представлена множеством точек пересечений  $B$ -горизонтальных и  $A$ -вертикальных линий с располагающимися в них /в точках пересечений/ темными точками, как раз в местах, соответствующих ненулевым элементам матрицы  $Q$ . Такое представление графов и соответствующих им членов разложения /2/ было предложено в работах /10, 11/ и интенсивно использовалось в работах /12, 13/, в которых последнее называлось диаграммным представлением. Примеры неко-

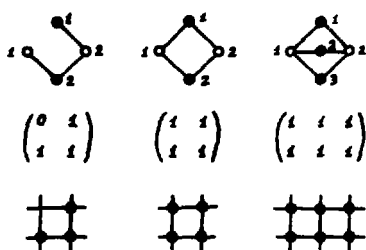


Рис.3. Примеры помеченных дву-раскрашенных графов, соответствующих им матриц и диаграмм рассеяния.

торых графов, соответствующих им матриц  $Q$  и диаграмм рассеяния даны на рис.3.\*

В заключение этого небольшого введения в теорию графов отметим, что определение связанных диаграмм, данное в работе<sup>13/</sup>, соответствует определению связанных графов, а определение диаграмм с петлями - определению графов, содержащих циклы. Кроме того, классификация диаграмм рассеяния, приведенная в<sup>13/</sup>, соответствует делению связанных графов на деревья, на графы, содержащие один простой цикл, два и т.д. Сами же диаграммы рассеяния эквивалентны реберным графам.

Вернемся теперь к теории ядро-ядерных реакций и рассмотрим задачу упругого рассеяния. В этом случае  $\psi_A^i = \psi_A^i$ ,  $\psi_B^f = \psi_B^i$ , а следовательно, для вычисления амплитуды рассеяния необходимо задать только функции плотностей основных состояний ядер, что, безусловно, связано с привлечением тех или иных ядерных моделей. Наипростейшей среди них является модель независимых нуклонов, согласно которой

$$|\psi_{A(B)}^i|^2 = \frac{A(B)}{\prod_{j=1}^A(B)} \rho_{A(B)}(\vec{r}_j)$$

$$\Gamma = \sqrt{v^2 + z^2} \quad (\Gamma = \sqrt{v^2 + z^2}),$$

где  $\rho$  - плотность одночастичного распределения. В таком приближении амплитуду рассеяния запишем в виде

$$\Gamma(\vec{b}) = \sum_{i=1}^A \sum_{j=1}^B \int \gamma_{ij} \rho_A(\vec{b}_1, z_1) \rho_B(\vec{r}_j, z_j) d^2 b_1 d z_1 d^2 r_j d z_j + \dots \quad /3/$$

Поскольку раньше мы каждому члену ряда /2/ ставили в соответствие определенный граф, то теперь естественно рассматривать каждый член разложения /3/ как функцию графа ( $g(Q)$ ). Она обладает следующими особенностями:

\*Изолированные вершины, столбцы и строки матрицы  $Q$ , содержащие только нулевые элементы, а также линии диаграмм без точек, для простоты опущены.

1. Для изоморфных графов значение функции одно и то же.
2. Функция несвязного графа равна произведению функций его связанных компонент.

Эти свойства позволяют осуществить приведение подобных в выражении /3/. Действительно, рассмотрим граф, содержащий  $l$  связанных компонент, среди которых  $k_1$  принадлежат одной группе изоморфизма,  $k_2$  - другой и т.д. ( $l = k_1 + k_2 + \dots + k_j$ ). Пусть компонента, принадлежащая  $i$ -группе изоморфизма, содержит  $m_i$  вершин одного цвета и  $n_i$  вершин другого цвета. Тогда, исходя из свойств 1,2, сумму функций таких помеченных изоморфных графов, которые можно построить на  $A$  и  $B$  вершинах, определим как

$$g(G) = \frac{A!}{(m_1!)^{k_1} \dots (m_j!)^{k_j} (A - \sum_{i=1}^j k_i m_i)!} \times \quad /4/$$

$$\times \frac{B!}{(n_1!)^{k_1} \dots (n_j!)^{k_j} (B - \sum_{i=1}^j k_i n_i)!} \cdot \prod_{i=1}^j \left[ \frac{m_i! n_i!}{\alpha(G_i)} g(G_i) \right]^{k_i},$$

где  $\alpha(G_i)$  - число симметрий графа  $G_i$ , а  $m_i! n_i! / \alpha(G_i)$  - число способов распределений пометок в данном графе  $G_i$ . Следовательно, амплитуда рассеяния

$$\Gamma(\vec{b}) = -\sum_{k_1, k_2, \dots} \frac{A!}{(A - \sum_{i=1}^j k_i m_i)!} \cdot \frac{B!}{(B - \sum_{i=1}^j k_i n_i)!} \cdot \prod_{i=1}^j \left[ \frac{1}{m_i! n_i!} \left( \frac{m_i! n_i!}{\alpha(G_i)} g(G_i) \right)^{k_i} \right] \quad /5/$$

Произведение в выражении /5/ берется по всему множеству связанных графов с числами вершин, не превосходящими  $A$  и  $B$ , а индексы  $k_1, k_2, \dots$  принимают целые неотрицательные значения.

Очевидно, что при достаточно больших  $A$  и  $B$

$$\Gamma(\vec{b}) \approx 1 - \exp \left[ \sum_{i=1}^j \frac{A^{m_i}}{m_i!} \cdot \frac{B^{n_i}}{n_i!} \left( \frac{m_i! n_i!}{\alpha(G_i)} g(G_i) \right) \right]. \quad /6/$$

Таким образом, первая поставленная задача решена. Перейдем ко второй.

### §3. ВЫЧИСЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР

При небольших числах  $A$  и  $B$  класс возможных графов невелик. Поэтому можно вычислить функции всевозможных графов, что не представляет сложной математической задачи, если воспользоваться популярной аппроксимацией функций плотностей основных состояний ядер вида

$$|\psi_A\rangle = c_A \cdot \delta \left( \sum_{j=1}^A \vec{r}_j / A \right) \cdot \prod_{j=1}^A \rho_A(\vec{r}_j) \quad \rho_A(\vec{r}) = \frac{1}{(\pi R_A^2)^{3/2}} \cdot e^{-\vec{r}^2 / R_A^2},$$

$$|\psi_B^i|^2 = c_B \cdot \delta \left( \sum_{j=1}^B \vec{r}_j / B \right) \cdot \prod_{j=1}^B \rho_B(\vec{r}_j) \quad \rho_B(\vec{r}) = \frac{1}{(\pi R_B^2)^{3/2}} e^{-\vec{r}^2 / R_B^2}, \quad //7/$$

а амплитуду NN-рассеяния определить как

$$\gamma(\vec{b}) = \gamma(0) e^{-a\vec{b}^2} \quad \gamma(0) = \frac{a}{\pi} \bar{\sigma} \quad \bar{\sigma} = \sigma(1 - i\epsilon).$$

В этом случае задача сводится к уже рассмотренному приближению независимых нуклонов, поскольку //8/

$$F(\vec{Q}) = K(\vec{Q}) F^{ind}(\vec{Q}),$$

где фактор  $K(\vec{Q}) = \exp\left(\frac{\vec{q}^2 R_A^2}{4A} + \frac{\vec{q}^2 R_B^2}{4B}\right)$  учитывает наличие  $\delta$ -функций в выражениях //7/, а  $F^{ind}$  имеет прежний вид. Фурье-образ функции графа можно определить как //7,10/

$$\bar{g}(\vec{Q}) = \frac{|A|}{(m_1!) \dots (m_j!) (A - \sum_{i=1}^j k_i m_i)!} \cdot \frac{|B|}{(n_1!) \dots (n_j!) (B - \sum_{i=1}^j k_i n_i)!} \times$$

$$\times \left(\frac{m_1! n_1!}{\pi(Q_1)}\right)^{k_1} \dots \left(\frac{m_j! n_j!}{\pi(Q_j)}\right)^{k_j} \cdot (-\gamma(0))^{\nu_0} \cdot \frac{\pi}{\text{Det}|C|} \cdot \exp\left(-\frac{\vec{q}^2}{4} \frac{\text{Det}|D|}{\text{Det}|C|}\right), \quad //8/$$

где

$$D = \begin{pmatrix} P & -aQ \\ -aQ^T & T \end{pmatrix},$$

$$(P)_{ij} = \left(\frac{1}{R_B^2} + a\beta_i\right) \delta_{ij}$$

$$(T)_{ij} = \left(\frac{1}{R_A^2} + a\alpha_i\right) \delta_{ij},$$

$$C = \begin{pmatrix} D & V \\ V^T & a \cdot \nu_0 \end{pmatrix},$$

$$\nu_0 = \sum_{i=1}^A \alpha_i = \sum_{i=1}^B \beta_i,$$

$$V^T = (-a\beta_1, -a\beta_2, \dots, -a\beta_B, a\alpha_1, a\alpha_2, \dots, a\alpha_A).$$

Здесь  $Q$ , как и прежде, - существенная часть матрицы смежностей, а  $\alpha_i$  ( $\beta_i$ ) - степени вершин, принадлежащих множеству вершин  $A(B)$ . Очевидно, что, просуммировав выражения типа //8/ для всех графов и умножив сумму на  $iP_B \cdot K(\vec{q}) / 2\pi$ , найдем искомую амплитуду упругого рассеяния. Пример подобного рода расчета при  $A=B=4$  представлен на рис. 4. При его выполнении графы задавались матрицей  $Q$ , а перечисление графов достигалось последовательной заменой нулей в матрице  $Q$  единицами, начиная с нулевой матрицы.

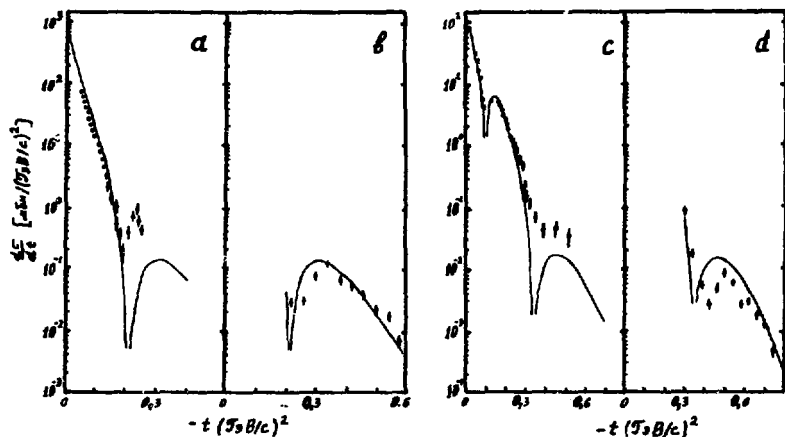
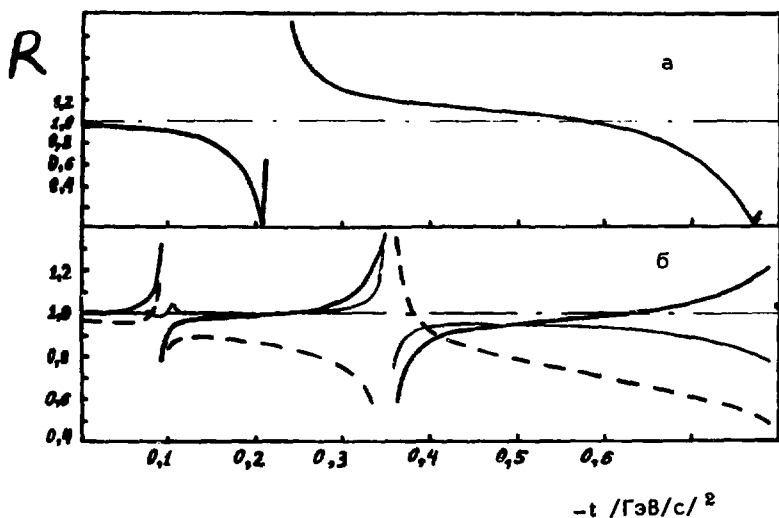


Рис. 4. Сечения упругого  $pa$ - и  $aa$ -рассеяний при энергиях ISR / а, b и с, d соответственно/. Точки - экспериментальные данные работы /14/. Кривые - расчет при  $\sigma = 40$  мб,  $\epsilon = 0$ ,  $\alpha = 1/\text{Фм}/^{-2}$  и  $R_\alpha = 1,37$  Фм, с учетом вкладов всех диаграмм и без учета неупругих экранировок.

С помощью изложенного выше метода, реализованного полностью или частично, были выполнены многочисленные вычисления, в ходе которых выяснялись зависимость амплитуды рассеяния от обрезания ряда, влияние реальной части амплитуды  $NN$ -взаимодействия на  $F(\vec{q})$ , чувствительность амплитуды адрон-ядерного рассеяния к радиусу  $NN$ -взаимодействия, к сечению  $\sigma$ , а также характер изменения  $F(\vec{q})$  с изменением чисел  $A$  и  $B$ . Здесь же мы рассмотрим зависимость сечения упругого рассеяния от класса рассматриваемых графов при  $A = B = 4$ .

Класс графов, описывающих процессы упругих перерассеяний во взаимодействиях двух ядер  ${}^4\text{He}$ , ограничен всего 316 графами. Среди них графов древесного типа, представляемых беспетлевыми диаграммами, - 81; графов, содержащих простой цикл, - 68. Остальные имеют циклы более высокого порядка. В амплитуду, а следовательно, и в сечение упругого  $aa$ -рассеяния основной вклад дают, как это видно из рис. 5, беспетлевые диаграммы. Вклад же однопетлевых и многопетлевых диаграмм уже можно рассматривать как поправку. Этот результат имеет большое значение, поскольку существуют достаточно мощные методы перечисле-





**Рис.5.** а/ Отношение сечений упругого  $pa$ -рассеяния, рассчитанных с учетом и без учета неупругих экранировок. б/ Отношение сечений упругого  $aa$ -рассеяния, рассчитанных с учетом вкладов только беспетлевых диаграмм, вкладов беспетлевых и однопетлевых диаграмм, вкладов всех диаграмм и с учетом неупругих экранировок к сечению, вычисленному с учетом вкладов всех диаграмм, но без учета неупругих экранировок /толстая, тонкая сплошные кривые и пунктирная кривая соответственно/. Значения параметров прежние /см. подпись к рис.4/.

ния деревьев. Кроме того, оказывается, что и при больших числах  $A$  и  $B$  вклад беспетлевых диаграмм также является доминирующим /16/. В этом мы убедимся в следующем разделе.

#### §4. ВЫЧИСЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Из выражения /5/ следует, что при  $A, B \rightarrow \infty$

где  $\Gamma(\vec{b}) = 1 - e^{i\chi(\vec{b})}$ ,

$$i\chi(\vec{b}) = \sum_i \frac{A^{m_i}}{m_i!} \cdot \frac{B^{n_i}}{n_i!} \cdot \left( \frac{m_i |n_i|}{s(Q_i)} \right) g(Q_i).$$

/9/

Следовательно, в оптическом пределе по массовым числам сталкивающихся ядер фазовая функция упругого рассеяния определяется суммой вкладов только связанных диаграмм, графов, что позволяет существенно упростить вычисления, поскольку отпадает необходимость в нахождении комбинаторных коэффициентов функций несвязных графов. Однако за это приходится "расплачиваться" суммированием ряда /9/. Так как ряд /9/ знакопеременный, а его члены в общем случае не убывающие, нахождение суммы ряда становится принципиальным вопросом, хотя бы для оценки точности той или иной аппроксимации суммы ряда. К счастью, в разумных предположениях удастся найти сумму ряда /16, 17, 18/. Действительно, предположим, что в ряде /9/, как и в амплитуде упругого рассеяния легких ядер, доминируют вклады беспатлевых диаграмм /деревьев/. Кроме того, учтем, что, по крайней мере при достигнутых энергиях и для достаточно тяжелых ядер  $1/a \ll \ll R_A^2, R_B^2$ . Следовательно, при вычислении функций графов, при вычислении сверток быстро меняющихся функций  $y$  с медленно меняющимися функциями  $\rho_A$  и  $\rho_B$ , последние можно выносить за знак интеграла. Это приводит к редукции функции графа такой, что она для деревьев определяется только числом вершин. Поэтому в данном случае неизоморфные деревья с одинаковыми числами вершин имеют одну и ту же функцию. Поскольку же известно /18/, что на множестве  $m$ -вершин одного цвета и  $n$ -вершин другого цвета можно построить  $m^{n-1} n^{m-1}$  деревьев, то в этих предположениях \*

$$i\chi(\vec{b}) = -\frac{2}{\sigma} \int d^2s \sum_{m,n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m+n}}{m!n!} m^{n-1} n^{m-1} x^m y^n, \quad /10/$$

$$x = A \frac{\sigma}{2} \int \rho_A(\vec{b} - \vec{s}, z) dz \quad y = B \frac{\sigma}{2} \int \rho_B(\vec{s}, z) dz.$$

Суммируя ряд /10/, имеем /16, 17/

$$i\chi(\vec{b}) = -\frac{2}{\sigma} \int d^2s \{ u(e^x - 1) + z(e^u - 1) - uz \}, \quad /11/$$

где

$$\begin{cases} u = ye^{-z} \\ z = xe^{-u} \end{cases} \quad /12/$$

Поскольку алгоритм нахождения решений системы уравнений /12/ изложен в работе /20/, мы на нем останавливаться не будем.

\* Альтернативные методы определения  $\chi(\vec{b})$  см. в работах /19, 17, 16, 15/

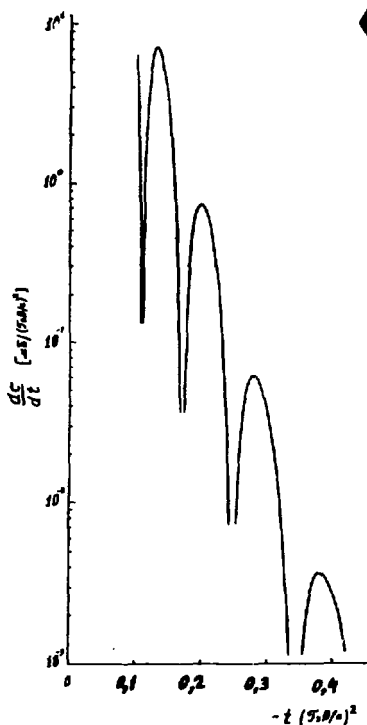
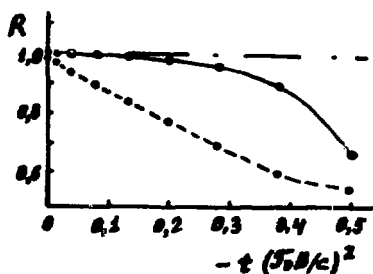


Рис. 6. Дифференциальное сечение упругого  $^{40}\text{Ca}^{40}\text{Ca}$  рассеяния. Кривая - расчет при  $\sigma = 40$  мб,  $\epsilon = 0$ , ядерные параметры взяты из работы /20/.

Рис. 7. Отношение сечений упругого  $^{40}\text{Ca}^{40}\text{Ca}$ -рассеяния, рассчитанных: а/ с учетом вкладов однопетлевых диаграмм; б/ с учетом неупругих экранировок, но без учета однопетлевых диаграмм /сплошная и пунктирная кривые соответственно/ к сечению, вычисленному без учета этих поправок, в точках максимума кривой рис. 6.



Сравнение результатов вычислений по формулам /11/, /12/ с экспериментальными данными по упругому рассеянию  $\alpha$ -частиц ядрами при  $T_\alpha = 1,37$  ГэВ /21,22/ показало /16/, что такое приближение вполне приемлемо. Как пример предсказаний теории, на рис. 6 представлен расчет упругого дифференциального сечения реакции  $^{40}\text{Ca}^{40}\text{Ca}$  для энергий ISR\*.

Оценим теперь вклад однопетлевых диаграмм в фазовую функцию и амплитуду рассеяния. Для этого воспользуемся прежней процедурой редукции функций графов, которая в данном случае приводит к тому, что функции неизоморфных графов с циклом становятся рав-

\* В ближайшее время на ISR предполагают получить пучки ядер  $^{40}\text{Ar}$ ; с учетом того, что ядерные плотности  $^{40}\text{Ar}$  и  $^{40}\text{Ca}$  мало отличаются друг от друга /22/, представлен расчет для ядер  $^{40}\text{Ca}$ .

ными, если графы построены на одних и тех же вершинах и содержат простые циклы равной длины. Общее число таких графов с  $m$  и  $n$  вершинами и с циклом длины  $2l$  равно /13/

$$C_m^l \cdot C_n^l \cdot d_l [m^{n-l} n^{m-l} - (m-l)(n-l) m^{n-l-1} n^{m-l-1}],$$

где  $d_l$  - число способов, которыми может быть помечен цикл длиной  $2l$  ( $d_l = l! / 2l$ ). Следовательно, сумма функций таких графов определяется как /13, 15/

$$\chi^{(1)}(\vec{b}) = -\frac{2}{\sigma} \int d^2s [uz - \int_0^1 \frac{d\delta}{\delta} \ln(1 - uz\delta)] \cdot \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{a}}{8\pi}, \quad /13/$$

где  $u$  и  $z$  - решения системы /12/. Как видно из рис. 7, учет этой добавки к функции  $\chi$  приводит к незначительному изменению дифференциальных сечений при малых передачах. Однако с ростом передачи вклад петлевых диаграмм становится все более существенным. Им можно было бы пренебречь, если бы эффекты, обусловленные неупругими экранировками, были гораздо большими.

## §5. ОЦЕНКА ЭФФЕКТОВ НЕУПРУГИХ ЭКРАНИРОВОК

Для оценки эффектов неупругих экранировок воспользуемся методом собственных состояний /4/, согласно которому составляющий кварк представляется в виде суперпозиции собственных состояний  $|a\rangle$  оператора рассеяния

$$|\varphi\rangle = \sum_a C_a |a\rangle, \quad \hat{T}|a\rangle = f_a |a\rangle, \quad /14/$$

а амплитуда кварк-ядерного взаимодействия в соответствии с этим определяется как

$$\Gamma_{qA}^{\vec{a}} \Big|_{A \rightarrow \infty} \approx 1 - \sum_a |C_a|^2 e^{-\alpha A \int \rho_A(\vec{b}, z) dz}.$$

Если дополнительно предположить, что среди всех состояний  $|a\rangle$  имеется одно с  $f_0 = 0$ , а все другие собственные значения равны между собой и равны  $f^{\alpha}$ , то мы приходим к результату работ /4/

$$\Gamma_{qA}^{\vec{a}} \Big|_{A \rightarrow \infty} = p(1 - e^{-\frac{f^{\alpha} A}{p} \int \rho(\vec{b}, z) dz}),$$

/15/

$$p = 1 - |C_0|^2, \quad f^{\alpha} = p \cdot f^{\alpha}.$$

Предположим теперь, что приведенное выше рассмотрение справедливо и для адронов. Тогда амплитуда упругого адрон-ядерного рассеяния с учетом эффектов неупругих экранировок дается выражением /15/ с заменой кварк-нуклонной амплитуды на адрон-

нуклонную\*. Последний результат можно интерпретировать следующим образом: налетающий адрон может находиться с вероятностью  $p$  в активном состоянии. В этом состоянии его рассеяние на нуклоне описывается амплитудой  $f^a$ . Следовательно, "наблюдаемая" амплитуда равна  $f^H = p \cdot f^a$ . В случае, когда адрон налетает на ядро, для того, чтобы произошло рассеяние, необходимо, чтобы адрон находился в активном состоянии, при этом амплитуда рассеяния определяется выражением типа /15/. С другой стороны, можно считать, что и налетающий адрон, и каждый нуклон ядра мишени могут находиться как в активном, так и в пассивном состояниях. В том случае, когда и налетающий адрон и нуклон мишени находятся каждый в активном состоянии, их рассеяние описывается амплитудой  $f^a$ , связанной с "наблюдаемой" амплитудой  $f^H$  соотношением  $f^H = p^2 \cdot f^a$ . При этом для адрон-ядерного рассеяния снова приходим к выражению типа /15/. Последняя интерпретация позволяет с легкостью обобщить ее на случай ядро-ядерных реакций.

Действительно, здесь учет неупругих экранировок сводится к замене  $\gamma(b)$  на  $\gamma(b)/p^2$ , а функций  $p_A$  и  $p_B$  - на функции  $p \cdot p_A$  и  $p \cdot p_B$  соответственно, т.е. к домножению функции графа, построенного на  $n$  и  $m$  вершинах и содержащего  $v_0$  ребер, на множитель  $p^{n+m-2v_0}$ . Расчеты дифференциальных сечений упругих ядро-ядерных реакций, выполненные с учетом такой поправки при значении  $p = 0,91$ , выбранном из требования, чтобы поправка к полным нуклон-ядерным сечениям в среднем составляла 5%, представлены на рис. 5, 7. Как видно, в полных сечениях эффекты неупругих экранировок можно ожидать на уровне 3%. В дифференциальных же сечениях величина эффекта зависит от передачи. При больших передачах возможна заметная величина эффекта. Однако интерпретация данных при больших  $p_{\perp}$  сопряжена с определенными теоретическими трудностями. Наиболее же ярко эффекты неупругих экранировок, пожалуй, могут проявиться в областях дифракционных минимумов, которые при энергиях ISR имеют четкую структуру вследствие малости реальной части амплитуды упругого NN-взаимодействия\*\*. Судя по существующим предварительным экспери-

\* Безусловно, рассматривать рассеяние адронов в двухкомпонентном приближении довольно некорректно<sup>1/2</sup>, но для производимых оценок это наиболее приемлемый и простой вариант.

\*\* Оценки в духе работ /2;3/, сводящиеся к добавке к фазовой функции члена вида  $32\pi \cdot \left( \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} \right)^{d.d.} \cdot \frac{2}{\sigma} \int d^2u \left[ u \cdot z^2 + u \cdot \bar{z}^2 \right] / 2$ , приводят к аналогичным результатам.

ментальным данным, думается, что "извлечь" эти эффекты будет затруднительно, поскольку /см. рис.4/ разрешение в областях дифракционных минимумов явно недостаточно. Кроме того, наблюдается рассогласование данных при малых и больших  $t$ .

Подводя итоги, можно сказать, что результаты расчетов дифференциальных сечений упругого рассеяния легких ионов, полученные в рамках традиционного глауберовского приближения, находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными при небольших передачах. В области же больших передач наблюдается систематическое отличие предсказаний теории от экспериментальных данных, что может быть обусловлено эффектами неупругих экранировок. Проведенные оценки показывают, что учет неупругого экранирования приводит к изменению предсказываемых положений дифракционных минимумов /резкие "выбросы" пунктирной кривой рис.5б/ и к уменьшению сечений в точках дифракционных максимумов\*. Способствует ли это более лучшему теоретическому описанию рассматриваемых экспериментальных данных, сказать трудно, поскольку они имеют предварительный характер.

В заключение заметим, что характер проявления эффектов в рассеянии легких и тяжелых ядер примерно одинаков. Поэтому сделать вывод о преимущественном использовании легких или тяжелых ядер без знания геометрической конфигурации той или иной экспериментальной установки крайне затруднительно. Для заинтересованных лиц представлены рис.5-7, пользуясь которыми, можно оценить требования, предъявляемые к регистрирующей аппаратуре и пучкам.

Автор благодарен Л.И.Лapidусу, Б.З.Копелиовичу, А.В.Тарасову за интерес к работе и ценные замечания, а также Б.Ф.Костенко, первому обратившему внимание на связь графов и диаграмм рассеяния.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Грибов В.Н. ЖЭТФ, 1969, 56, с.892.
2. Карманов В.А., Кондратюк Л.А. Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, с.451.
3. Шабельский Ю.М. ЯФ, 1976, 26, с.1084.

---

\*\* Приведенные оценки имеют асимптотический характер, поскольку не учитывают продольных передач. Однако качественно они согласуются с тем, что наблюдалось в  $pd$ - и  $dd$ -взаимодействиях /24/.

4. Копелиович Б.З., Лapidус Л.И. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с.664; Замолодчиков А.Б. и др. ЖЭТФ, 1979, 77, с.451; Копелиович Б.З., Лapidус Л.И., Вег Л. ОИЯИ, E2-81-631, Дубна, 1981.
5. Николаев Н.Н. УФН, 1981, 134, с.369.
6. Franco V. Phys.Rev., 1968, 175, p.1376.
7. Kofoed-Hansen O. Nuovo Cim., 1969, 60A, p.621.
8. Czyz W., Maximon L.C. Ann.of Phys. (N.Y.), 1969, 52, p.59.
9. Харари Ф. Теория графов. "Мир", М., 1973.
10. Formanek J. Nucl.Phys.B, 1969, 12, p.441.
11. Kanada H., Sakai K., Yasuno M. Prog.Theor.Phys., 1971, 46, p.1071.
12. Пак А.С., Ужинский В.В., Цэрэн Ч. ЯФ, 1979, 30, с.343.
13. Ужинский В.В. ОИЯИ, P2-13054, Дубна, 1979.
14. Faessler M.A. CERN, EP/81-61, Geneva, 1981.
15. Пак А.С. и др. ЯФ, 1979, 30, с.102.
16. Пак А.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с.314.
17. Андреев И.В., Чернов А.В. ЯФ, 1978, 28, с.477; Андреев И.В., Хейн Л.А. ЯФ, 1978, 28, с.1499.
18. Scoins H.I. Proc. Cambridge Philos.Soc., 1962, 58, p.12.
19. Franco V., Varma G.K. Phys.Rev., 1978, C18, p.343.
20. Ужинский В.В., Цэрэн Ч. ОИЯИ, P2-12079, Дубна, 1979.
21. Alkhasov G.D. et al. Nucl.Phys.A, 1977, 280, p.365.
22. Chaumeaux A. et al. Nucl.Phys., 1976, A267, p.413.
23. Wendling R.D., Walther V.H. Nucl.Phys., 1974, A219, p.450.
24. Goggi G. et al. Nucl.Phys., 1979, B149, p.381.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 декабря 1981 года.