

ԵՐԵՎԱՆԻ ԶՐԶՐԿԱՅԻՆ ԲՆԴՆՐՏՈՒՄ
ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ԲԻԶԻՇԵՍԿԻ ԻՆՏԻՏՄՒՏ

ԵՓԻ-ԴՓ-12(70)

Տ.Մ. Դարբինյան, Ա.Ն. Կովալ

**ԴՅՄԿԱՆԱԼՆԵ ՐԵԱԿԿԻՄ ՆԱ ԿԴՐԱԿ
ՔԻՒ ՎԻՍՈԿԻՒ ԶՆԵՐԿԻՒԿ**

ԱՐՍ



ԵՐԵՎԱՆ

1970

ԵՐԵՎԱՆ

теории Глаубера рассмотрены двухканальные реакции
высоких энергиях.

—CHANNEL REACTIONS ON NUCLEI AT HIGH ENERGIES

S.M. DARBINIAN and L.N. KOVAL

Two-channel reactions on nuclei at high energies are con-
sidered in the Glauber theory framework.

Երկաճալ ռեւոյիւսեր տրոսիւսերի ՎՐԱ
ՄԵՆ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ՊԵՊՈՆՈՄ

Ս.Մ. ԴԱՐԲԻՆԻԱՆ, Լ.Ն. ԿՈՎԱԼ

Գլաուբերի տեսության շրջանակներում ստանդարտ է հետազոտ-
ված են երկաճալ սեպիտիաներ միջուկների վրա մեծ էներգիաների
դեպքում:

I. Введение

Проблема рассеяния на ядрах и вообще на составных объектах
имеет в физике элементарных частиц важное значение, поскольку
нуклоны, являющиеся микронными в процессах рассеяния, в основном
находятся в связанном состоянии. Поэтому особый интерес приобре-
тают теоретические исследования, позволяющие из процессов рас-
сеяния на ядрах извлечь информацию о взаимодействии с нуклонами.

За последнее время приобрела известность теория многократного
рассеяния Глаубера [1]. В отличие от общей теории рассеяния на
микронных из составных частиц, развитой Ватсоном [2], Глаубер, вы-
ходя из эйкональной картины рассеяния, получил при высоких энер-
гиях простое выражение, связывающее амплитуду рассеяния на ядрах
с амплитудами на отдельных частицах, из которых состоит микрон.

В дальнейшем были сделаны обобщения теории Глаубера на слу-
чай неупругих процессов [3,4]. Однако следует отметить, что
эти рассмотрения носят частный характер. В данной работе, опи-
раясь на теорию Глаубера, мы даем общее рассмотрение двухка-

нальных процессов рассеяния на средних и тяжелых ядрах, учитывающее неупругие переходы на нуклонах ядра. Отметим, что выбор двухканальной реакции сделан потому, что только в этом случае задача решается точно до конца и вместе с тем простота картины рассеяния не исчезает за приближениями и математическими выкладками и виды пути для обобщения на случай, когда открыто π -каналов.

2. Амплитуда реакции

Рассмотрим реакцию следующего типа



где $a, b = 1, 2$ - две входящие частицы, A и A' - начальное и конечное ядра. Предполагается, что энергия падающей частицы не очень большая (порядка нескольких Бэв), так что в процессе рассеяния на нуклонах ядра следует учитывать лишь одночастичные состояния, при этом открыты следующие каналы:



При решении данной задачи мы не будем учитывать ни корреляций нуклонов в ядре, ни продольных составляющих переданного импульса z , потому что основная цель этой работы - последовательный учет неупругих переходов на нуклонах ядра. Эти вопросы, связанные с получением количественных результатов будут решены позднее.

* Поэтому наши результаты могут иметь отношение к реальности только для тяжелых ядер.

Обобщение теории Глаубера на двухканальный случай достигается заменой функции профиля $\Gamma(\vec{b}; \vec{z}_1, \dots, \vec{z}_A)$ на матричный оператор. Тогда фазовый сдвиг волны, прошедшей через ядро, запишется в виде ** :

$$e^{i\chi(\vec{b}; \vec{z}_1, \dots, \vec{z}_A)} = e^{i\chi(\vec{b}-\vec{s}_1)} e^{i\chi(\vec{b}-\vec{s}_2)} \dots e^{i\chi(\vec{b}-\vec{s}_A)} \quad (2.3)$$

где \vec{b}, \vec{s}_i - прицельный параметр падающей частицы и i -го нуклона, $\chi(\vec{b}-\vec{s}_i)$ - приращение фазы на i -ом нуклоне. Произведение экспонент в (2.3) следует понимать как матричное умножение. Связанная с $\chi(\vec{b}-\vec{s})$ функция профиля

$$\Gamma(\vec{b}-\vec{s}) = 1 - e^{i\chi(\vec{b}-\vec{s})} \quad (2.4)$$

представляет собой матрицу второго порядка, фурье образ от элементов которой будет давать амплитуды процессов (2.2):

$$f_{ab}(\vec{a}) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i(\vec{P}_a - \vec{P}_b)} \Gamma_{ab}(\vec{b}) d^2b. \quad (2.5)$$

где $a, b = 1, 2$, P_a, P_b - импульсы падающей и вылетающей частиц, $K = |\vec{P}_a| = |\vec{P}_b|$ - абсолютное значение импульса, $\vec{a} = \vec{P}_a - \vec{P}_b$. С учетом (2.4) полная функция профиля будет даваться выражением:

$$\Gamma(\vec{b}; \vec{z}_1, \dots, \vec{z}_A) = 1 - e^{i\chi(\vec{b}; \vec{z}_1, \dots, \vec{z}_A)} = 1 - \prod_{j=1}^A (1 - \Gamma(\vec{b}-\vec{s}_j)) \quad (2.6)$$

а амплитуда процесса (2.1) запишется в виде:

$$F_{fi}^{ba}(\vec{P}_b, \vec{P}_a) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\vec{q}\vec{b}} \langle f, b | 1 - \prod_{j=1}^A (1 - \Gamma(\vec{b}-\vec{s}_j)) | i, a \rangle d^2b, \quad (2.7)$$

* Аналогичный прием был применен В.Н.Грибовым^[5] при учете неупругих (лучковых) перерассеяний (см. также^[6]).

$|f\rangle$ и $|i\rangle$ - волновые функции конечного и начального ядра, $|a\rangle$ и $|b\rangle$ - паулиевские спиноры, представляющие частицы a и b , так что

$$|1\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |2\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

3. Когерентное рассеяние

В случае когерентного рассеяния $i=f$. Отвлекаясь от корреляций, связанных с различным расположением нуклонов в ядре, а также корреляции, связанной с движением центра масс ядра, положим

$$|U_i(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A)|^2 = \prod_{j=1}^A \rho(\vec{r}_j), \quad (3.1)$$

где $\rho(\vec{r})$ - одночастичная плотность нуклонов ядра с нормировкой

$$\int \rho(\vec{r}) d\vec{r} = 1 \quad (3.2)$$

Подставляя (3.1) в (2.6) для амплитуды когерентного рассеяния получим $(\vec{r} = (\vec{s}, z))$:

$$F_{ii}^{ba}(\vec{p}_2, \vec{p}_1) = \frac{i\kappa}{2\pi} \int e^{i\vec{q}\vec{b}} \langle b | I - \left\{ \int \rho(\vec{r}) d\vec{r} [I - \Gamma(\vec{b} - \vec{s})] \right\}^A | a \rangle d^2b. \quad (3.3)$$

Определим функцию $T(\vec{b})$ согласно формуле:

$$T(\vec{b}) = A \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\vec{b}, z) dz, \quad (3.4)$$

тогда

$$\int \rho(\vec{r}) \Gamma(\vec{b} - \vec{s}) d\vec{r} = -\frac{2\pi i}{\kappa} \frac{T(\vec{b})}{A} f(\circ). \quad (3.5)$$

При выводе (3.5) мы расцепили интегрирование по \vec{s} и z , что возможно, так как $(d/R)^2 \ll 1$, где

R - радиус ядра, а d - радиус двухчастичного взаимодействия.

Используя (3.5), а также приближение при больших A :

$$\left[I + \frac{2\pi i}{\kappa} \frac{T(\vec{b})}{A} f(\circ) \right]^A \approx e^{\frac{2\pi i}{\kappa} T(\vec{b}) f(\circ)} \quad (3.6)$$

для амплитуды когерентного рассеяния получим:

$$F_{ii}^{ba}(\vec{p}_2, \vec{p}_1) = \frac{i\kappa}{2\pi} \int e^{i\vec{q}\vec{b}} \left\{ \langle b | a \rangle \left[1 - e^{\frac{2\pi i}{\kappa} \mathcal{X}_0 T(\vec{b})} \cos\left(\frac{2\pi i}{\kappa} \mathcal{X} T(\vec{b})\right) - \right. \right. \\ \left. \left. - i \langle b | \frac{\vec{b}\mathcal{X}}{\mathcal{X}} | a \rangle e^{\frac{2\pi i}{\kappa} \mathcal{X}_0 T(\vec{b})} \sin\left(\frac{2\pi i}{\kappa} \mathcal{X} T(\vec{b})\right) \right] \right\}, \quad (3.7)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{X}_0 &= \frac{f_{11}(\circ) + f_{22}(\circ)}{2}, \\ \mathcal{X}_1 &= \frac{f_{12}(\circ) + f_{21}(\circ)}{2}, \\ \mathcal{X}_2 &= i \frac{f_{12}(\circ) - f_{21}(\circ)}{2}, \\ \mathcal{X}_3 &= \frac{f_{11}(\circ) - f_{22}(\circ)}{2}, \\ \mathcal{X} &= \sqrt{\mathcal{X}_1^2 + \mathcal{X}_2^2 + \mathcal{X}_3^2} = \frac{1}{2} \sqrt{4f_{12}(\circ)f_{21}(\circ) + (f_{11}(\circ) - f_{22}(\circ))^2}, \end{aligned} \quad (3.8)$$

а $\mathcal{G}_1, \mathcal{G}_2, \mathcal{G}_3$ - матрицы Пауля.

Переходя к частному случаю процесса рождения

$$1 + A \rightarrow 2 + A,$$

из (3.7) для амплитуды получим следующее выражение

$$F_{ii}^{21}(\vec{p}_2, \vec{p}_1) = \frac{\kappa}{2\pi} \frac{f_{21}(\circ)}{\lambda} \int e^{i\vec{q}\vec{b}} \sin\left(\frac{2\pi i}{\kappa} \mathcal{X} T(\vec{b})\right) e^{\frac{2\pi i}{\kappa} \mathcal{X}_0 T(\vec{b})} d^2b. \quad (3.9)$$

При этом, если положить $f_{12}(\circ) = 0$ (т.е. запретить переход $2+N \rightarrow 1+N$), то (3.9) примет вид:

$$F_{ii}^{21}(\vec{p}_2, \vec{p}_1) = -\frac{i\kappa}{2\pi} \frac{f_{21}(\circ)}{f_{11}(\circ) - f_{22}(\circ)} \int e^{i\vec{q}\vec{b}} \left[e^{\frac{2\pi i}{\kappa} f_{11}(\circ) T(\vec{b})} - e^{\frac{2\pi i}{\kappa} f_{22}(\circ) T(\vec{b})} \right] d^2b, \quad (3.10)$$

что совпадает с амплитудой, когерентного рождения, полученной в [3]. Ниже мы приведем выражения для амплитуды упругого рассеяния, а также полных сечений на ядрах вычисленных для $\rho(\vec{r})$, принимающего постоянное значение в области ядра, а вне его обретающегося в ноль. Очевидно, что в силу сделанного предположения эти формулы имеют полуколичественный характер.

$$F_{ii}^{b_a}(\vec{p}_2, \vec{p}_1) = i\kappa R^2 \frac{J_1(qR)}{qR} \left\{ \langle b|a \rangle \left[1 - e^{i \frac{2A\chi_0}{\kappa R^2}} \cos\left(\frac{2A\chi}{\kappa R^2}\right) \right] - i \langle b| \frac{\vec{b}\chi}{\chi} |a \rangle e^{i \frac{2A\chi_0}{\kappa R^2}} \sin\left(\frac{2A\chi}{\kappa R^2}\right) \right\}, \quad (3.11)$$

$$b_{1,2} = 2\pi R^2 \left\{ 1 - \text{Re} \left[e^{i \frac{2A\chi_0}{\kappa R^2}} \left(\cos \frac{2A\chi}{\kappa R^2} \pm i \frac{\chi}{\chi_0} \sin \frac{2A\chi}{\kappa R^2} \right) \right] \right\}, \quad (3.12)$$

где $R = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1,12 f$.

4. Некогерентное рассеяние

Когерентное рассеяние, рассмотренное в предыдущем разделе, существенно при малых переданных импульсах. С увеличением переданного импульса нуклоном будет передаваться больший импульс, что приведет к изменению состояния ядра. нас будет интересовать дифференциальное сечение, просуммированное по всем состояниям конечного ядра. В этом случае для дифференциального сечения получим:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_f \left| F_{fi}^{b_a}(\vec{p}_2, \vec{p}_1) \right|^2 = \frac{\kappa^2}{4\pi^2} \sum_f \int e^{i\vec{q}(\vec{b}-\vec{b}')} \langle i, a | I - \prod_{j=1}^A (I - \Gamma^+(\vec{b}' - \vec{s}_{j1})) | f, b \rangle \times \times \langle f, b | I - \prod_{j=1}^A (I - \Gamma(\vec{b} - \vec{s}_j)) | i, a \rangle d^2 b. \quad (4.1)$$

Пользуясь полнотой возможных функций конечного ядра и произведя преобразования, аналогичные проведенным в предыдущем разделе, получим:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma^{(кор)}}{d\Omega} + \frac{\kappa^2}{4\pi^2} \int e^{i\vec{q}(\vec{b}-\vec{b}')} d^2 b d^2 b' \times \times \left\{ \int_{\epsilon=1}^A \rho(\vec{r}_\epsilon) d\vec{r}_\epsilon \langle a | \prod_{j=1}^A (I - \Gamma^+(\vec{b}' - \vec{s}_{j1})) | b \rangle \langle b | \prod_{j=1}^A (I - \Gamma(\vec{b} - \vec{s}_j)) | a \rangle - \langle a | (I - \frac{2\pi i}{\kappa} \frac{T(\vec{b}')}{A} f^+(0))^A | b \rangle \langle b | (I + \frac{2\pi i}{\kappa} \frac{T(\vec{b})}{A} f(0))^A | a \rangle \right\}, \quad (4.2)$$

где

$$\frac{d\sigma^{(кор)}}{d\Omega} = \frac{\kappa^2}{4\pi^2} \int e^{i\vec{q}\vec{b}} \langle b | I - e^{\frac{2\pi i}{\kappa} T(\vec{b})} f(0) | a \rangle d^2 b / \epsilon,$$

а второе слагаемое соответствует некогерентному рассеянию.

В случае больших переданных импульсов ($qR \gg 1$) из общего выражения (4.2) для некогерентного дифференциального сечения получим:

$$\frac{d\sigma^{(некор)}}{d\Omega} = \int \frac{T(\vec{b})}{A} d^2 b \sum_{p=0}^{A-1} \left| \langle b | e^{\frac{2\pi i}{\kappa} \frac{T(\vec{b})}{A} f(0)} P_f(\vec{q}) e^{\frac{2\pi i}{\kappa} \frac{T(\vec{b})}{A} f(0)(A-p-1)} | a \rangle \right|^2 + \dots \quad (4.3)$$

в котором отброшены члены, соответствующие двукратному и многократному перерассеянию с передачей большого импульса. Члены подобного рода подробно обсуждались в [3], где было показано, что они будут малы вплоть до $t \ll 0,1$ ($B \approx b/c$)²

Ясно, что представляет интерес вычисление (4.3) без каких-либо приближений. Ниже мы приводим результат точного расчета:

$$\frac{d\sigma^{(некор)}}{d\Omega} = \int \frac{T(\vec{b})}{|\lambda_1 - \lambda_2|^4} d^2 b \left\{ \langle b | f(0) f(\vec{q}) f(0) \left[e^{\frac{2\pi i}{\kappa} T(\vec{b}) \lambda_1} + e^{\frac{2\pi i}{\kappa} T(\vec{b}) \lambda_2} \right] - [f(0), f(\vec{q})] + [\lambda_1 e^{\frac{2\pi i}{\kappa} T(\vec{b}) \lambda_2} + \lambda_2 e^{\frac{2\pi i}{\kappa} T(\vec{b}) \lambda_1}] + + f(\vec{q}) [\lambda_1 e^{\frac{2\pi i}{\kappa} T(\vec{b}) \lambda_2} + \lambda_2 e^{\frac{2\pi i}{\kappa} T(\vec{b}) \lambda_1}] \right\} | a \rangle \right|^2 +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{|\lambda_1 - \lambda_2|^2} \left[(|\langle b | f(0) f(\bar{q}) f(0) | a \rangle|^2 A + |\langle b | f(\bar{q}) | a \rangle|^2 B + \right. \\
& + [|\langle b | f(0) f(\bar{q}) | \bar{a} \rangle|^2 + |\langle b | f(\bar{q}) f(0) | a \rangle|^2] C + \\
& + 2 \operatorname{Re} [\langle b | f(0) f(\bar{q}) + (0) | a \rangle \langle a | f^*(\bar{q}) | b \rangle] D - \\
& - 2 \operatorname{Re} [\langle b | f(0) f(\bar{q}) f(0) | a \rangle \langle a | \{ f^*(\bar{q}), f(0) \} | b \rangle] E] \\
& - 2 \operatorname{Re} [\langle b | f(\bar{q}) | a \rangle \langle a | \{ f^*(\bar{q}), f(0) \} | b \rangle] F] \\
& + 2 \operatorname{Re} [\langle b | f(0) f(\bar{q}) | a \rangle \langle a | f^*(0) f^*(\bar{q}) | b \rangle] G] \quad (4.4)
\end{aligned}$$

где λ_1, λ_2 - собственные значения матрицы $f(0)$, а величины A, B, \dots имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
A &= 2 N_{22}^{11} + 2 N_{12}^{21} - 4 \operatorname{Re} (N_{21}^{22} + N_{12}^{11}) \\
B &= 2 |\lambda_1|^2 |\lambda_2|^2 (N_{22}^{11} + N_{12}^{21}) - 4 |\lambda_1|^2 \operatorname{Re} (\lambda_1 \lambda_2 N_{12}^{22}) - 4 |\lambda_2|^2 \operatorname{Re} (\lambda_1 \lambda_2 N_{21}^{11}) \\
C &= (|\lambda_1|^2 + |\lambda_2|^2) N_{22}^{11} - 2 \operatorname{Re} [(|\lambda_1|^2 + \lambda_1^* \lambda_2) N_{12}^{22}] - 2 \operatorname{Re} [(|\lambda_2|^2 + \lambda_2^* \lambda_1) N_{21}^{11}] \\
& + 2 \operatorname{Re} (\lambda_1 \lambda_2^*) N_{12}^{21} \\
D &= -2 \lambda_1^* \lambda_2^* (N_{12}^{11} + N_{21}^{22} - N_{21}^{12} - N_{22}^{11}) - 2 \lambda_1^* \lambda_2^* N_{12}^{22} - 2 \lambda_2^* \lambda_1^* N_{21}^{11} \\
E &= -(\lambda_1^* + \lambda_2^*) (N_{12}^{11} + N_{21}^{22} - N_{22}^{11} - N_{21}^{12}) - 2 \lambda_1^* N_{12}^{22} - 2 \lambda_2^* N_{21}^{11} \\
F &= -(\lambda_1 |\lambda_1|^2 + \lambda_1^* \lambda_2^*) N_{21}^{22} - (\lambda_2 |\lambda_2|^2 + \lambda_2^* \lambda_1^*) N_{12}^{11} - 2 \lambda_1 |\lambda_2|^2 N_{21}^{11} \\
& - 2 \lambda_2 |\lambda_1|^2 N_{12}^{22} + (\lambda_1 |\lambda_2|^2 + \lambda_2 |\lambda_1|^2) (N_{22}^{11} + N_{12}^{21}) \\
G &= -(\lambda_1^* \lambda_2 + |\lambda_2|^2) N_{12}^{11} - (\lambda_1 \lambda_2^* + |\lambda_1|^2) N_{21}^{22} - \\
& - (\lambda_1 \lambda_2^* + |\lambda_2|^2) N_{21}^{11} - (\lambda_2 \lambda_1^* + |\lambda_1|^2) N_{12}^{22} + \\
& + (|\lambda_1|^2 + |\lambda_2|^2) N_{21}^{12} + 2 \operatorname{Re} (\lambda_1 \lambda_2^*) N_{22}^{11} \quad (4.5)
\end{aligned}$$

а через N_{kl}^{ij} обозначен интеграл

$$N_{kl}^{ij} = \frac{\kappa}{2\pi i} \int \frac{\exp[\frac{2\pi i}{\kappa} \Gamma(\bar{b})(\lambda_i - \lambda_j^*)] - \exp[\frac{2\pi i}{\kappa} \Gamma(\bar{b})(\lambda_k - \lambda_l^*)]}{\lambda_i - \lambda_j^* - \lambda_k + \lambda_l^*} d^2 b \quad (4.6)$$

Отметим, что в случае рождения на большие углы существенное отличие наших результатов от результатов работы [3] заключается не только в том, что мы учли всевозможные неупругие (одночастичные) переходы на нуклонах ядра, но и в том, что нуклон, на котором происходит изменение направления движения частицы, не обязательно должен совпадать с нуклоном, на котором происходит рождение частицы. Действительно, если для процесса рождения $1+A \rightarrow 2+A'$ принять, что нуклон, на котором произошло отклонение, будет совпадать с нуклоном, на котором произошло рождение, а неупругость учесть один раз:

$$\exp\left[\frac{2\pi i}{\kappa} \frac{\Gamma(\bar{b})}{A} f(0) \rho\right] \rightarrow \exp\left[\frac{2\pi i}{\kappa} \frac{\Gamma(\bar{b})}{A} f_{22}(0) \rho\right],$$

$$\exp\left[\frac{2\pi i}{\kappa} \frac{\Gamma(\bar{b})}{A} f(0) (A-\rho-1)\right] \rightarrow \exp\left[\frac{2\pi i}{\kappa} \frac{\Gamma(\bar{b})}{A} f_{11}(0) (A-\rho-1)\right],$$

то из (4.3) для дифференциального сечения на большие углы получим выражение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{(\text{нуклон})} = \frac{d\sigma^{21}}{d\Omega}(\bar{q}) N(A; \bar{b}_1, \bar{b}_2), \quad (4.7)$$

где $\frac{d\sigma^{21}}{d\Omega}(\bar{q})$ - дифференциальное сечение рождения на нуклоне $\bar{b}_1(\bar{e})$ - полное сечение взаимодействия частицы $I(2)$ с нуклоном, а

$$N(A; \bar{b}_1, \bar{b}_2) = \frac{1}{\bar{e}_2 - \bar{e}_1} \int [e^{-\bar{e}_1 \Gamma(\bar{b})} - e^{-\bar{e}_2 \Gamma(\bar{b})}] d^2 b, \quad (4.8)$$

что совпадает с дифференциальным сечением, полученным в [3].

Применим полученные формулы для процесса фоторождения. В этом случае следует положить $\lambda_1 = \lambda_\gamma = 0$, $\lambda_2 = f_{22}(0)$ и (4.4) примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(некор)}}{d\Omega} = & |f_{2\gamma}(\vec{q})|^2 N(A, 0, \epsilon_2) + \left| \frac{f_{22}(\vec{q}) f_{2\gamma}(0)}{f_{22}(0)} \right|^2 \left[2N(A, 0, \frac{\epsilon_2}{2}) - 3N(A, 0, \epsilon_2) \right] - \\ & - 2\text{Re} \left[\frac{f_{22}(\vec{q}) f_{2\gamma}(0) f_{2\gamma}^*(\vec{q})}{f_{22}(0)} \right] \left[N(A, 0, \frac{\epsilon_2}{2}) - N(A, 0, \epsilon_2) \right] + \\ & + \left| \frac{f_{22}(\vec{q}) f_{2\gamma}(0)}{f_{22}(0)} \right|^2 \int T(\vec{b}) e^{-\epsilon_2 \tau(\vec{b})} d^2b. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Процесс фоторождения можно рассматривать, как процесс проникновения γ - кванта в глубь ядра с последующим рождением частицы и вылетом ее из ядра (неупругость надо учесть только один раз). Так как, рождение частицы может произойти на любом из нуклонов, то наблюдение частицы за ядром будет соответствовать интерференционная картина от A независимых источников.

Рассмотрим процесс рождения на малые углы. Вследствие полной независимости (некогерентности) волн, испускаемых различными источниками, результирующая интенсивность сведется к сумме интенсивностей от различных источников, т.е. в данном случае эффект будет пропорционален объему ядра.*)

Рассмотрим процесс рождения на большие углы. В этом случае рождение частицы происходит на каком-то нуклоне, далее частица движется без изменения своего направления, на еще каком-то нуклоне отклоняется, а затем, не меняя направления, вылетает из

*) В (3.10) этот факт проявляется в том, что подынтегральное выражение функции $N(A; \epsilon_1, \epsilon_2)$, как функция прицельного параметра, имеет максимум в области центра ядра.

ядра. (При этом процесс может идти и в обратном порядке, а также нуклон, на котором произошло рождение и изменение импульса частицы может быть одним и тем же).

В соответствии с этим дифференциальное сечение будет состоять из членов, которым соответствует:

1. случай, когда нуклон, на котором произошло рождение частицы и изменение ее направления, один и тот же.
2. случай, когда нуклоны рождения и отклонения разные.
3. интерференция от процессов первого и второго типа.
4. интерференция от процессов рождения на разных нуклонах, происходящая от процессов второго типа.

Перечисленным первым трем случаям соответствуют первые три члена в (4.9). Опять-таки, вследствие некогерентности процессов, отличающихся нуклонами рождения и отклонения, дифференциальное сечение будет состоять из суммы членов, соответствующих определенному выбору нуклонов, - т.е. и в этом случае эффект будет пропорционален объему ядра.

Рассмотрим вклад от интерференция процессов рождения на разных нуклонах. В этом случае, вследствие некогерентности излучения, при суммировании по нуклонам отклонения и рождения происходит полное гашение волн, так что вылет образованной частицы из ядра может произойти только без взаимодействия с нуклонами. При этом процесс вылета не может идти за счет объема ядра, так как вследствие поглощения ядерной среды интенсивность будет сильно зависеть от глубины, на которой произошел процесс рождения.

Пусть $\omega_n(\vec{b})$ вероятность обнаружения частицы α вне ядра, рожденной на прицельном расстоянии \vec{b} (отсчитываемого от центра

ядра) и вышедшей на поверхность ядра без взаимодействия (соответствующая выше рассмотренной интерференционной картине 4). Функция $T(\vec{b})$, очевидно, даёт распределение числа нуклонов ядра на единицу площади в плоскости прицельного параметра. Тогда для вероятностей процессов, происходящих на прицельных расстояниях \vec{b} и $\vec{b}' = \vec{b} + d\vec{b}$ будем иметь соответственно:

$$\omega_a(\vec{b}'), \quad \omega_a(\vec{b}') = \omega_a(\vec{b}) (1 - \epsilon_a dT(\vec{b})),$$

отсюда

$$d\omega_a(\vec{b}) = -\epsilon_a \omega_a(\vec{b}) dT(\vec{b}).$$

Пользуясь тем, что вне ядра $\omega_a(\vec{b}) = 1$ и $T(\vec{b}) = 0$, для $\omega_a(\vec{b})$ получим

$$\omega_a(\vec{b}) = e^{-\epsilon_a T(\vec{b})} \quad (4.12)$$

Определим эффективное число нуклонов для этого случая. Число нуклонов при данном значении прицельного параметра \vec{b} получится на произведении вероятности проникновения γ - квантов в глубь ядра (она практически равна единице), на вероятность вылета рожденной частицы $\omega_a(\vec{b})$ и на число нуклонов в данной точке плоскости прицельного параметра:

$$\omega_a(\vec{b}) T(\vec{b}) d^2b = T(\vec{b}) e^{-\epsilon_a T(\vec{b})} d^2b. \quad (4.13)$$

Из (4.13) видно, что вклад от объема ядра исчезает, так как максимуму функции $T(\vec{b})$ соответствует центр ядра. Полученный результат изображен на рис.1, где в качестве одночастичной функции плотности нуклона в ядре мы взяли гауссовое распределение

$$f(\vec{r}) = \left(\frac{2}{3} \pi R^2\right)^{-1/2} e^{-r^2/3 R^2} \quad (4.14)$$

Интегрируя (4.13) по всем прицельным параметрам получим коэффициент при $\left| \frac{f_{22}(\vec{q}) f_{22}(0)}{f_{22}(0)} \right|^2$ в последнем члене формулы (4.9).

Представляет интерес провести сравнение с экспериментом формулы (4.9). Однако, в виду бедности на сегодняшний день экспериментальных данных, для средних и тяжелых ядер это можно сделать только для фоторождения P^0 -мезона, при этом надо соблюдать осторожность в выводах, так как эти данные относятся к процессу фоторождения с энергией 4 Бэв [7], и, следовательно, при этих энергиях данная задача заведомо не будет двухмеральной.

Если считать, что f^0 -доминантность дает основной вклад в процесс фоторождения

$$f_{P^0}(\vec{q}) \approx f_{P^0}(\vec{q}) g_{P^0} \quad *) \quad (4.15)$$

то все объемные члены сокращаются и (4.9) примет вид:

$$\frac{d\sigma^{(некор)}}{d\Omega} = |f_{P^0}(\vec{q})|^2 \int T(\vec{b}) e^{-\epsilon_a T(\vec{b})} d^2b \quad (4.16)$$

Используя (4.14), можно вычислить интегралы в (4.16), и для дифференциального некогерентного сечения окончательно получим:

$$\frac{d\sigma^{(некор)}}{d\Omega} = \frac{2}{3} A^{1/2} \frac{\pi R^2}{6\rho} \left(1 - e^{-\epsilon_a A^{1/2} / \frac{2}{3} \pi R^2}\right) |f_{P^0}(\vec{q})|^2 \quad (4.17)$$

На рис.2 приведено сравнение с экспериментом дифференциального некогерентного сечения, рассчитанного по (4.17). Подгонка произ-

*) Заметим, что соотношение (4.16) имеет более общий характер, а именно, его можно получить из (4.9), если предположить, что матричные элементы электромагнитного тока доминируются вкладом его изовекторной части для рождения f^0 -мезонов и изоскалярной - для рождения ω^0 - и φ^0 - мезонов.

водилась по одной точке — для процесса фоторождения на ядре меди. Полученное при этом значение $\sigma_p = 26 \text{ мб}$ представляется довольно хорошим. Формула (4.17) при данном значении σ_p дает удивительное согласие с экспериментом (кривая I-I) и $A_{\text{эфф}} \approx A^{2/3}$. Отметим еще одно обстоятельство: кривая I-I, экстраполированная в область легких ядер, хорошо ложится на экспериментальные данные по C_{12} . Этот факт, а также факт согласия с экспериментом при энергиях в 4 Бэв, еще требует своего объяснения. Там же, на рис. 2, приведена кривая 2-2 для (4.16), рассчитанная для $f(\bar{z})$, принимающего постоянное значение в области ядра, а вне его обращающегося в нуль:

$$\frac{d\sigma^{(\text{натор})}}{d\Omega} = A e^{-A^{1/3} \sigma_p / \pi z_0^2} |f(\bar{z})|^2 \quad (4.18)$$

В этом случае кривую можно провести через экспериментальные точки, но при этом получаем $\sigma_p = 14 \text{ мб}$.

Для сравнения с нашими данными мы привели также кривые Мерголиса (3-3 и 4-4), соответствующие $\sigma_p = 30 \text{ мб}$, $\sigma_p = 20 \text{ мб}$. Согласия в этом случае нет, потому что процесс идет не за счет объема ядра.

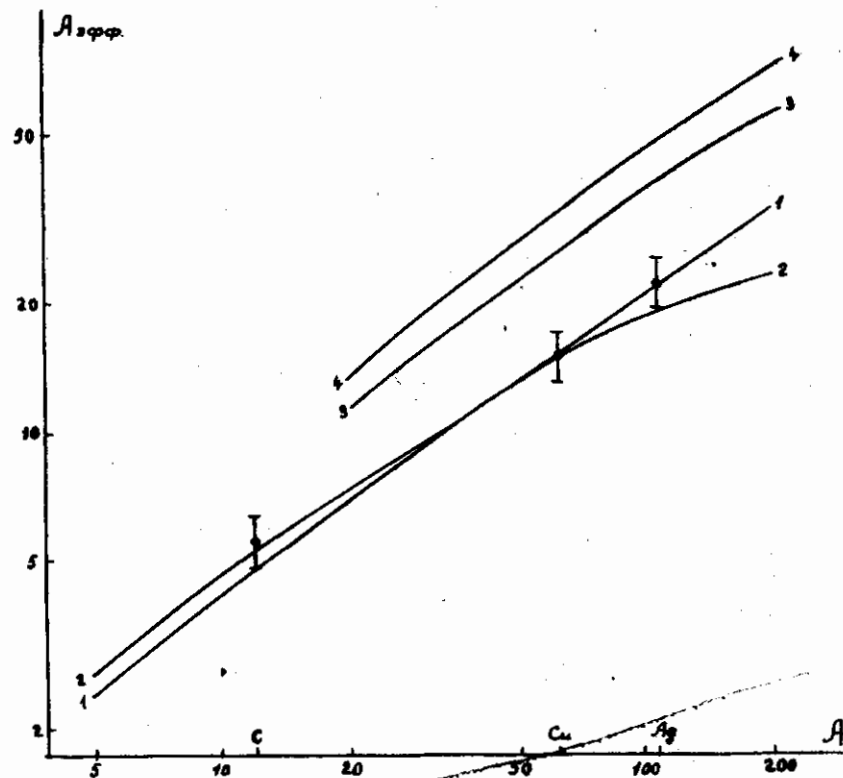
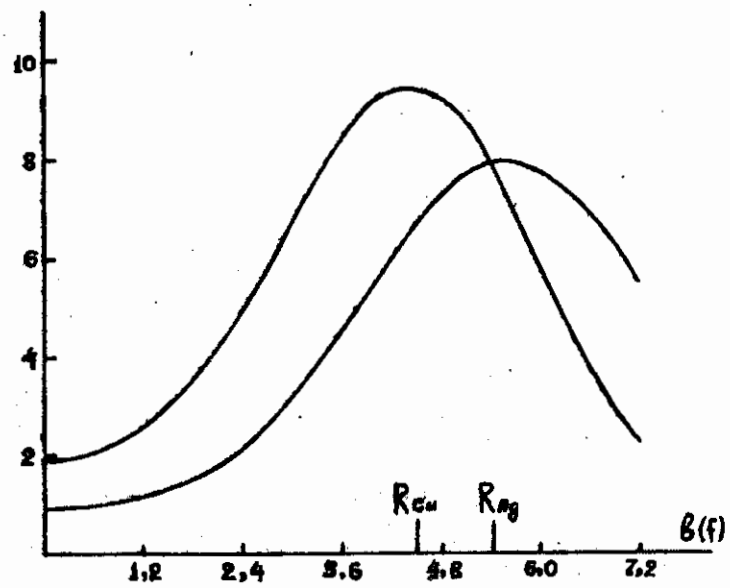
Для изучения зависимости полных сечений на ядрах от атомного номера воспользуемся полуколичественной формулой (3.12). Используя (4.15), для полного сечения ρ^0 -мезона на ядре получим выражение:

$$\sigma_{pA} = 2\pi z_0^2 A^{2/3} (1 - e^{-A^{1/3} \sigma / 2\pi z_0^2}) \quad (4.19)$$

Полное сечение χ -кванта на ядре связано с σ_{pA} следующим образом

$$\sigma_{\chi A} = g \chi^2 \sigma_{pA} \quad (4.20)$$

Авторы выражают глубокую благодарность С.Г.Матиняну за интерес к работе и за многочисленные ценные замечания, Р.А.Сардаряну, обратившему наше внимание на эту тему, за полезные обсуждения, Г.А.Вартапетяну, В.А.Джрбашяну и О.В.Канчели за обсуждение результатов.



ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 По оси ординат сложена величина $10^2 \cdot \frac{2}{3} \frac{\pi R^2}{A} T(\vec{b}) e^{-\epsilon T(\vec{b})}$,
по оси абсцисс - прицельный параметр в единицах f ;

$$T(\vec{b}) = \frac{A}{\frac{2}{3} \pi R^2} e^{-\frac{b^2}{\frac{2}{3} R^2}}$$

Рис.2 Зависимость эффективного нуклонного числа от атомного
номера A . $A_{эфф} = \frac{d\epsilon}{d\Omega} \Big|_{A=1}^{(некор)}$

ЛИТЕРАТУРА

1. R.J.Glauber, Boulder Lectures in Theoretical Physics, Vol.I (1958) (Interscience Publ. Inc. New-York, 1959). High-energy physics and nuclear structure. (North - Holland, Amsterdam, 1967) p.311
2. М.Гольдберггер, К.Ватсон, "Теория столкновений", изд. "Мир"1967.
3. K.S.Kolbig, B.Margolis, Nuclear Physics, В6, 85 (1968)
4. J.S.Trefil, Physical Review, 180, 1366; 1379 (1969)
5. В.Н.Грибов, ЖЭТФ, 57, 1306 1969
6. О.В.Канчели, С.Г.Матинян, ЯФ, II, 1305 1970
7. G.Mc.Clellan et al, preprint C L N S - 60, 1969.

Рукопись поступила 8-го октября 1970г.