

Λ-883

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

2 - 7579

ЛЫКАСОВ

Геннадий Иванович

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ АДРОНОВ СРЕДНИХ
И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1973

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители: кандидат физико-математических наук

А.В. Тарасов,

профессор А.С. Шехтер,

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук

Е.С. Инопин,

кандидат физико-математических наук

А.Л. Зубарев.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Ереванский физический институт.

Автореферат разослан " " 1973 года.

Защита диссертации состоится в час. " " 1973 года на заседании Ученого совета Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

Ю.А. Батусов

ЛЫКАСОВ

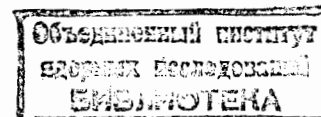
Геннадий Иванович

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ АДРОНОВ СРЕДНИХ
И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ**

**Специальность, 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

(Диссертация написана на русском языке)



Теоретическое исследование динамики адрон-ядерных взаимодействий при высоких энергиях в последнее время успешно проводится с помощью "дифракционного" приближения Глаубера^{/1-3/}. Учет теорией Глаубера так называемых теневых поправок, обусловленных вкладами многократных соударений налетающей частицы с нуклонами ядра, позволяет вполне удовлетворительно описать экспериментальные данные о сечениях рассеяний адронов на ядрах в области энергий $T \geq 1$ Гэв и инвариантных передач $|t|$ вплоть до $1 (\text{Гэв}/c)^2$.

Амплитуды адрон-нуклонных столкновений при этом обычно рассматриваются как не зависящие от спина и аппроксимируются экспоненциальной t -зависимостью:

$$f_{hN} = \frac{k + \alpha_{hN} P \sigma_{tot}^{hN}}{4\pi} e^{a_{hN} t/2}, \quad (1)$$

где P - импульс налетающей частицы; $\alpha_{hN} = \text{Re } f_{hN}(0) / \text{Im } f_{hN}(0)$; σ_{tot}^{hN} - полное сечение адрон-нуклонного рассеяния, величина a_{hN} характеризует наклон дифференциального сечения $h-N$ взаимодействия.

Такое предположение об их поведении вполне оправдывается существующими теоретическими представлениями об адрон-нуклонных соударениях в области высоких энергий и небольших углов рассеяния и не противоречит имеющимся экспериментальным данным.

В последнее время приближение Глаубера в своем первоначальном виде активно стало применяться к анализу рассеяний частиц на ядрах при промежуточных энергиях ($T < 1$ Гэв)^{/4-8/}. Так, например,

экспериментальные данные о дифференциальных сечениях упругих $P - {}^3\text{He}$, $P - {}^4\text{He}$ соударений с $T_p = 600 \text{ МэВ}^{/6-8/}$, $\Lambda - {}^{12}\text{C}$, $\Lambda - {}^{16}\text{O}$ столкновений с $T_\Lambda = 150 + 300 \text{ МэВ}^{/4,5/}$ удовлетворительно описываются вышеуказанной высокоэнергетической теорией в довольно широком интервале передач t . Однако используемые при этом упрощенные условия поведения амплитуд адрон-нуклонных соударений, справедливые в высокоэнергетической области ($T > 1 \text{ ГэВ}$), совершенно не выполняются при энергиях $T < 1 \text{ ГэВ}$. Поэтому смысл удовлетворительного описания экспериментальных данных о сечениях вышеуказанных процессов при промежуточных энергиях остается неясным.

Для проверки применимости теории Глаубера к анализу адрон-ядерных рассеяний в области средних энергий недостаточно лишь удовлетворительного согласия расчетных и экспериментальных значений сечений. Величина поляризационных эффектов в таких процессах при промежуточных энергиях, как следует из многих экспериментальных данных $^{/4-8/}$, не мала. Эти эффекты, как явление интерференционное, более чувствительны к характеру взаимодействия адронов с ядрами, чем сечения рассеяния неполяризованных частиц. Поэтому с целью выяснения справедливости приближения Глаубера, описывающего динамику адрон-ядерного взаимодействия, в области средних энергий ($T < 1 \text{ ГэВ}$) необходим анализ как сечений, так и поляризационных явлений в рассеянии частиц на ядрах.

Настоящая диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, четырех приложений и заключения.

В первой ее главе анализируется упругое $P - {}^4\text{He}$ рассеяние в рамках теории Глаубера в случае, когда $N - N$ взаимодействие зависит от спинов.

Учет спиновой структуры амплитуд $N - N$ столкновения проводится на основе работы Тарасова, Церэна $^{/9/}$, в которой дано по-

следовательное обобщение приближения Глаубера для адрон-ядерных рассеяний на случай, когда адрон-нуклонное взаимодействие зависит от спина.

В первой главе получено общее выражение для амплитуды упругого $P - {}^4\text{He}$ рассеяния через скалярные амплитуды $N - N$ соударения $^{/10/}$. Далее обсуждаются результаты численных расчетов сечения и поляризационных величин этого процесса при энергии $T_p = 600 \text{ МэВ}$ и сравниваются с имеющимися экспериментальными данными $^{/7,8/}$.

Как указывалось выше, экспериментальные данные о дифференциальном сечении упругого $P - {}^4\text{He}$ рассеяния сравнивались авторами работы $^{/7/}$ с результатами расчетов, проведенных в рамках "бесспиновой" модели Глаубера, при упрощенных предположениях об амплитудах $N - N$ соударения и структуре ядра. Амплитуды $N - N$ взаимодействия f_{NN} представлялись в виде (1), а в качестве функции ядерной плотности бралось произведение Гауссианов $^{/7/}$, которая удовлетворительно не описывает экспериментальные данные о $e - {}^4\text{He}$ рассеянии $^{/11/}$.

Для достижения наилучшего согласия теории с экспериментом при описании дифференциального сечения авторы упомянутой работы $^{/7/}$ варьировали параметр α_{NN} .

В § 2 первой главы показана некорректность проведенных в указанной работе $^{/7/}$ расчетов и необходимость учитывать спиновую зависимость амплитуд f_{NN} и более реалистичный вид ядерной плотности ${}^4\text{He}$.

Введение в рассмотрение зависимости отношения реальных частей к мнимым амплитуд f_{NN} от передаваемого импульса и спиновой структуры этих амплитуд при использовании более реалистических, чем употребляемая в работе $^{/7/}$, ядерных плотностей $^{/11/}$

$$\rho_1(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_4) = N_1 \prod_{j=1}^4 e^{-r_j^2/R^2} [1 - D e^{-r_j^2/R^2 \gamma^2}] \quad ; (2)$$

$$R = 1,31 \text{ fm}, \quad D_1 = 0,858, \quad \gamma^2 = 0,308^{11/}.$$

$$\rho_2(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_4) = N_2 \left\{ \prod_{j=1}^4 e^{-r_j^2/R^2} - D_2 \frac{R^3}{R_1^3} \prod_{j=1}^4 e^{-r_j^2/R_1^2} \right\} \quad ; (3)$$

$$R = 1,31 \text{ fm}, \quad R_1 = 0,45 \text{ fm}, \quad D_2 = 0,0978^{18} /$$

позволяет вполне удовлетворительно описать имеющиеся экспериментальные данные о сечении (рис.1).

Вклад зависящих от спина частей амплитуд $N-N$ взаимодействия в угловое распределение рассматриваемого процесса оказывается значительным в области $q^2 > 0,2$ (Гэв/с)².

Расчетные значения поляризации протонов P_0 в упругом $P-^4\text{He}$ рассеянии неполяризованных частиц оказываются резко чувствительными к виду волновой функции ядра.

Имеющиеся экспериментальные данные о P_0 при $T_p = 600$ Мэв описываются удовлетворительно при малых q^2 (для ρ_1 с $D=0$ и $D \neq 0$) и качественно при больших q^2 (для ρ_1 с $D=0$ и ρ_2 , см.рис.2).

Как известно, в обычном приближении Глаубера пренебрегалось эффектами отдачи и предполагалось, что налетающая частица мало отклоняется от своего начального направления в процессе рассеяния^{/1-3/}.

В § 3 главы I показывается, что учет эффектов отдачи и непрямолинейности распространения падающего адрона в ядре при упругом $P-^4\text{He}$ взаимодействии дает, помимо реальных поправок, обусловленных ненулевым импульсом ядра-отдачи, дополнительную фазу в слагаемых амплитуды этого процесса, описывающих многократные столкновения.

Кроме того, в § 3 первой главы рассматривается возможность двух последовательных перезарядок налетающего протона на нуклонах

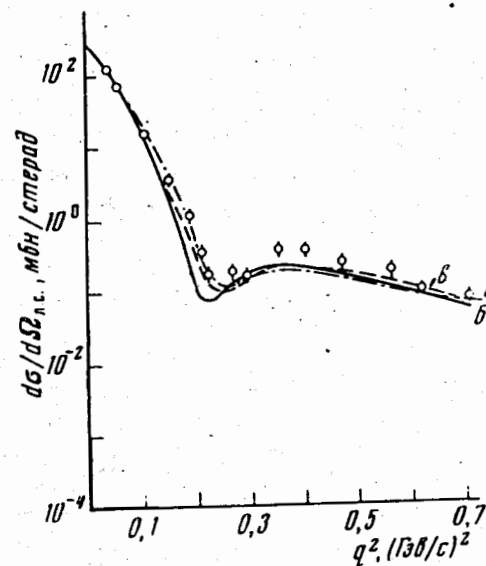


Рис.1. Дифференциальное сечение упругого $P-^4\text{He}$ рассеяния ($T_p = 600$ Мэв) с учетом спиновой зависимости амплитуд $N-N$ -рассеяния (Л.С.).
Кривая "б" соответствует ядерному формфактору ядра (2) с $D = 0,858$, $\gamma^2 = 0,308$; $R = 1,31 \text{ fm}$.
"а" - этой же плотности, но с $R = 1,2 \text{ fm}$.
"в" - ядерной плотности типа (3).
○ - экспериментальные данные, взятые из работы /7/.

ядра $p\alpha \rightarrow \alpha p$, $n\alpha \rightarrow \alpha n$ в упругом $p\text{-}^4\text{He}$ соударении ($T_p=600$ Мэв) с учетом спиновой структуры амплитуд $\mathcal{N}-\mathcal{N}$ рассеяния.

К вышеуказанным эффектам при использовании ядерной плотности ρ наиболее чувствительной, чем сечение, оказывается поляризация P_0 в области минимума кривой, а при использовании функции плотности ρ_2 - сильно чувствительны как сечение, так и P_0 при $q^2 \gtrsim 0,2$ (Гэв/с)².

В первой главе, в основном, исследуется роль спиновых эффектов в упругом $p\text{-}^4\text{He}$ столкновении при промежуточной энергии ($T_p=600$ Мэв) и не анализируется подробно чувствительность полученных результатов к описанию структуры ядра. Волновая функция ^4He Ψ_0 выбирается в сравнительно простом виде: предполагается, что ядро находится в S -состоянии и пренебрегается вкладом парциальных волн с $\ell \neq 0$ в Ψ_0 , учет которых может существенно изменить значения наблюдаемых величин при больших передачах ^{/12/}.

Во второй главе настоящей диссертации исследуется упругое $p\text{-}^3\text{He}$ соударение при промежуточной энергии $T_p=600$ Мэв с учетом спиновой структуры амплитуд $\mathcal{N}-\mathcal{N}$ взаимодействия $f_{\mathcal{N}\mathcal{N}}$. Получено общее выражение для амплитуды этого процесса через скалярные амплитуды $\mathcal{N}-\mathcal{N}$ столкновения, которые при численных расчетах восстанавливаются по результатам фазовых анализов ^{/13/}. Показано, что учет спиновой зависимости $f_{\mathcal{N}\mathcal{N}}$ позволяет улучшить согласие теории с экспериментом в области больших q^2 при описании дифференциального сечения $p\text{-}^3\text{He}$ рассеяния σ_0 при $T_p = 600$ Мэв (рис.3).

Спиновые эффекты начинают давать заметный вклад в сечение σ_0 при меньших q^2 (быстрее), чем в случае упругого $p\text{-}^4\text{He}$ взаимодействия, из-за более сложной структуры амплитуды $p\text{-}^3\text{He}$ соударения.

Значения поляризационных явлений сильнее чувствительны к виду волновой функции ^3He , чем сечение σ_0 .

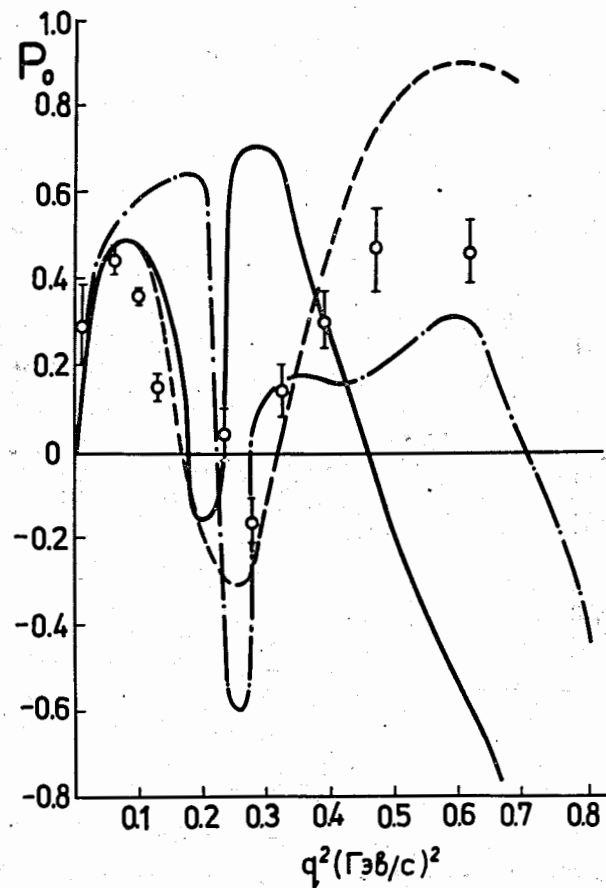


Рис.2. Поляризация протонов P_0 в упругом $p\text{-}^4\text{He}$ рассеянии ($T_p = 600$ Мэв) в с.п.м., когда налетающие частицы не поляризованы.

Сплошная кривая соответствует ядерному формфактору типа (2) с параметрами $\mathcal{D} = 0.858$; $\mathcal{R} = 1.315 \text{ fm}$; $\chi^2 = 0.308$. Пунктирная кривая - тому же формфактору, но с $\mathcal{D} = 0$, $\mathcal{R} = 1.255 \text{ fm}$. Штрих-пунктирная - для функции плотности вида (3).

ϕ - экспериментальные данные, взяты из работы ^{/8/}.

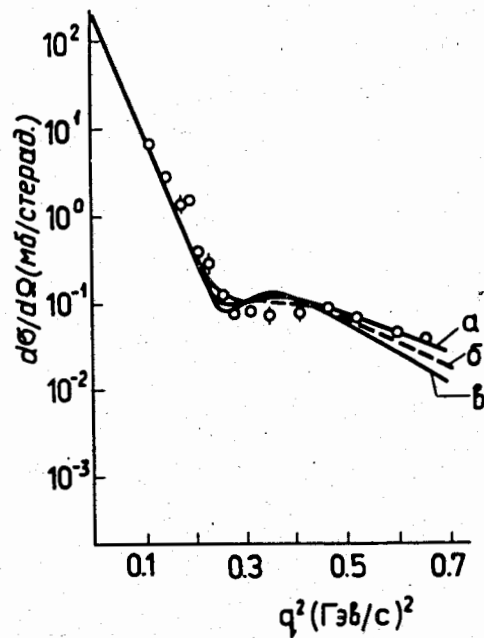


Рис. 3. Дифференциальное сечение упругого $p\text{-}^3\text{He}$ -рассеяния в с.ц.м. Кривые "а", "б" - для ядерных плотностей ρ_1, ρ_2 с $D_2=0$ соответственно; "в" - расчеты в бесспиновой модели Глаубера /6,8/ ; ϕ - экспериментальные данные /8/ .

Учет эффектов отдачи и непрямолинейности распространения налетающего протона в ядре при $p\text{-}^3\text{He}$ рассеянии, как и в $p\text{-}^4\text{He}$ столкновении, приводит к появлению дополнительной фазы в слагаемых амплитуды этого процесса, описывающих многократные соударения. При использовании в расчетах реалистической ядерной плотности типа ρ_1 , удовлетворительно описывающей экспериментальные данные о $e\text{-}^3\text{He}$ рассеянии, к указанным эффектам оказывается более чувствительной, чем сечение σ_0 , поляризация протонов P_p в области минимума кривой (рис.4).

В третьей главе рассматривается перезарядка нуклонов на дейтронах под малыми углами $p d \rightarrow n(pp)$ (скобки здесь и в дальнейшем означают, что два протона в конечном состоянии - медленные) в теории Глаубера.

Этот процесс подробно изучался Померанчуком, Шмушкевичем, Ладидусом /14,15/ в рамках "простого" импульсного приближения. Было показано, что, комбинируя данные о дифференциальных сечениях упругого $n\text{-}p$ и обменного $n\text{-}d$ рассеяний назад, можно извлечь некоторую информацию о спиновой зависимости обменных ядерных сил /14/. Кроме того, указывалось на то, что изучение дифференциального сечения обменного взаимодействия нуклонов с дейтронами эквивалентно опытам по тройному $N\text{-}N$ рассеянию .

В третьей главе настоящей диссертации перезарядка $p d \rightarrow n(pp)$ анализируется с учетом глауберовских поправок, описывающих двукратное рассеяние, и спиновой структуры амплитуд $N\text{-}N$ взаимодействия. Показано, что при высоких энергиях дифференциальное сечение этого процесса вперед дается частью сечения $p\text{-}n$ перезарядки, обусловленной только взаимодействием, зависящим от спинов нуклонов. Глауберовские поправки при этом в высокоэнергетической области составляют величину порядка 20%.

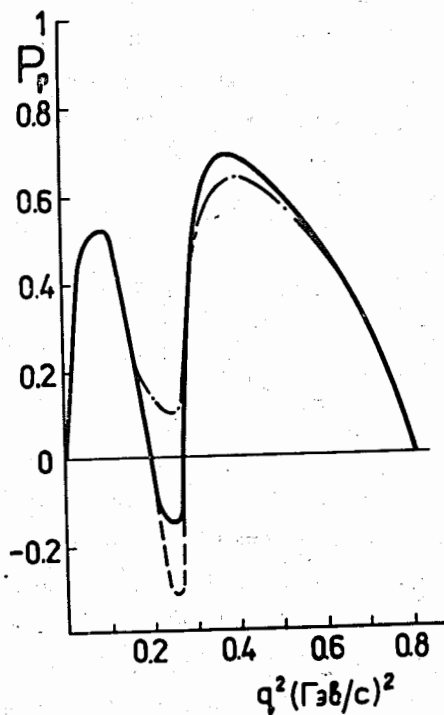


Рис. 4. Поляризация протонов P_p в упругом P - ${}^3\text{He}$ рассеянии при использовании ядерной плотности ρ_1 вида (2).
 Штрих-пунктирная кривая - с учетом и непрямолинейности распространения, и эффектов отдачи.
 Пунктирная - с учетом только непрямолинейности распространения налетающей частицы в ядре.
 Сплошная - в пренебрежении всеми этими эффектами.

Поскольку не существует до сих пор никакой информации о поведении частей амплитуд $N - N$ рассеяния с переворотом спина при высоких энергиях, подобный анализ вклада в сечение P - n перезарядки, обусловленного лишь взаимодействием, зависящим от спинов нуклонов, представляется интересным.

Выражение для дифференциального сечения перезарядки $d\sigma^{pd \rightarrow n(pP)}/d\Omega$ под малыми углами при средних энергиях ($T < 1$ Гэв) более сложное, чем при высоких. Глауберовские поправки в области энергий $T=200+600$ Мэв составляют по величине примерно 15 ± 20 %.

В четвертой главе проводится анализ эффектов перерассеяния в реакции $pd \rightarrow pPn$. В отличие от процесса, рассмотренного в предыдущей главе, два тождественных нуклона в конечном состоянии не являются медленными, поэтому применение принципа Паули не приводит к результатам, обсуждавшимся выше.

Интерес к исследованию неупругого рассеяния $pd \rightarrow pPn$ вызван тем, что на ускорителе в Вирджинии был поставлен эксперимент [17] по изучению дифференциального сечения данной реакции при $T_p = 600$ Мэв в симметричной кинематике, т.е., когда $T_p = T_p, \theta_1 = \theta_2$ (T_p, T_p - кинетические энергии двух рассеянных протонов; θ_1, θ_2 - углы рассеяния нуклонов в л.с.). Экспериментальные данные сравнивались с результатами расчетов, выполненных в рамках "простого" импульсного приближения, т.е. в пренебрежении многократными рассеяниями и спиновой зависимостью амплитуд $N - N$ взаимодействия. Расхождение теории с экспериментом составляло в области больших углов рассеяния $\theta_1 = \theta_2 = 52^\circ + 56^\circ$ примерно 40 ± 50 раз.

Реакция $pd \rightarrow pPn$ при $T_p = 600$ Мэв в IV-й главе настоящей диссертации рассматривается в рамках импульсного приближения с учетом двукратных столкновений и спиновой структуры амплитуд $N - N$ взаимодействия.

Выражение для амплитуды этого неупругого процесса получено в предположении, что величиной импульсов внутридейтронного движения можно пренебречь по сравнению с импульсами всех рассеянных частиц. Результаты расчетов при $T_p = 600$ Мэв показывают, что эффекты перерассеяния дают преобладающий вклад в дифференциальное сечение и энергетические спектры протонов в кинематической области, далекой от квазиупругого $N - N$ рассеяния ($\theta_1 = \theta_2 = 50^\circ \pm 56^\circ$). Описание экспериментальных данных о дифференциальном сечении $d\sigma/d\Omega, d\Omega, dT_p$ ($T_p = 600$ Мэв) в симметричной кинематике при больших углах рассеяния значительно улучшается, хотя оставшееся расхождение теории с экспериментом в этой области составляет примерно 2-3 раза. В энергетических спектрах протонов выделяются (особенно четко при $\theta_1 = \theta_2 \sim 52^\circ \pm 54^\circ$) пики, соответствующие однократному и двукратному рассеяниям. Подобное разделение наблюдалось в эксперименте $p_d \rightarrow ppp$ при $p_p = 19.2$ (Гэв/с)² при условии, что фиксируется один из рассеянных протонов.

Поларизационные параметры оказываются более чувствительными к выбору волновой функции дейтрона, чем энергетические спектры и дифференциальное сечение.

Все эти результаты получены в пренебрежении вкладом D -волны дейтрона.

Включение в рассмотрение D -состояния дейтрона качественно не меняет вышеизложенных результатов. Изменяются лишь количественные соотношения между вкладами однократного и двукратного соударений в сечение и энергетические спектры протонов. Значительно повышается величина однократного и немного уменьшается в к л а д двукратного рассеяний. Разделение пиков, соответствующих однократному и двойному столкновениям, в энергетических спектрах протонов несколько сглаживается.

Главный вывод о преобладающей роли двойного рассеяния в сечении и энергетических спектрах протонов реакции $p_d \rightarrow ppp$ ($T_p = 600$ Мэв) в области больших углов рассеяния остается и при включении в рассмотрение эффекта D -волны дейтрона.

Основные результаты диссертации докладывались на сессии Отделения ядерной физики АН СССР в 1973 г. и опубликованы в работах /17-23/.

Литература.

1. R.J.Glauber, V.Franco. *Phys.Rev.* **142**, 1195 (1966)
2. R.J.Glauber. *High Energy Physics and Nuclear Structure.* North-Holland. Publ. Comp. Amsterdam, 1967, p.311
3. Р. Глаубер. *УФН*, **103**, 641 (1971).
4. C.Wilkin. *Interactions of Elementary Particles with Nuclei.* Trieste, September, 1970, p. 329.
5. E.T.Boshitz. *Interactions of Elementary Particles with Nuclei.* Trieste, September, p.337, (1970).
6. M.Blechner et al. *Phys.Rev.Lett.* **24**, 1126 (1970).
7. E.T.Boshitz et al. *Phys.Rev.Lett.* **20**, 1116 (1968).
8. E.T.Boshitz et al. *Phys.Rev.* **6C**, 457 (1972).
9. А.В. Тарасов, Ч.Цэрэн. *ЯФ* **12**, 978 (1970).
10. С.М. Биленький, Л.И. Лапидус, Р.М. Рындин. *УФН*, **84**, 243 (1964).
11. R.H.Bassal, C.Wilkin. **174**, 1179 (1968).
12. *Lett. at Nuovo Cim.*, **4**, 27 (1972).
13. Б.М. Головин, А.М. Розанова. Препринт ОИЯИ Р2-861, Дубна, 1966.
14. И.Я. Померанчук. *ЖЭТФ*, **21**, III3 (1951); ДАН СССР, **78**, 249 (1951); *ЖЭТФ*, **22**, 624 (1952).

15. Л.И. Липидус. КЭТФ, 32, 1437 (1957).
16. G.F.Perdrisat, L.M.Swensen et al. Phys.Rev. 187,1201(1969).
17. Г.И. Лыкасов, А.В. Тарасов. ЯФ,17,301 (1973).
18. Г.И. Лыкасов, А.В. Тарасов. ЯФ,18,1209(1973).
19. Г.И. Лыкасов, А.В. Тарасов.
Препринт,ОИЯИ Р2-7324, Дубна, 1973.
20. Б.М. Головин, Г.И. Лыкасов, А.М. Розанова, А.В. Тарасов.
ЯФ, 16, 1096 (1972).
21. Б.М. Головин, Г.И. Лыкасов, А.М. Розанова, Ф.Ш. Хамраев.
ЯФ, 16, 333 (1973).
22. Б.М. Головин, И.К. Кульджанов, Г.И. Лыкасов, Ф.Ш. Хамраев.
Препринт ОИЯИ, Р2-7293 (1973).
23. Г.И. Лыкасов, А.В. Тарасов.
Препринт, ОИЯИ Р2-7507, Дубна,1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 ноября 1973 года.