

2 - 6713

КОПЕЛИОВИЧ Борис Зиновьевич

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В АДРОННЫХ РЕАКЦИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук
профессор Л.И.Липидус

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
В.И.Огиевецкий,
кандидат физико-математических наук В.Л.Коротких

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Ереванский физический институт.

Автореферат разослан *20 ноября* 1972 года.

Защита диссертации состоится в *17 января 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

2 - 6713

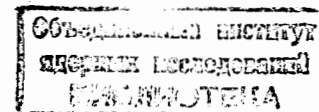
КОПЕЛИОВИЧ Борис Зиновьевич

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В АДРОННЫХ РЕАКЦИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Эффекты, связанные с наличием у частиц спина, на протяжении многих лет привлекали внимание экспериментаторов и теоретиков, работающих в различных областях физики элементарных частиц и атомных ядер. Этот интерес вызван тем, что поляризационные эффекты — явление интерференционное. Их измерение позволяет восстанавливать амплитуду рассеяния. Изучение этих эффектов является важным средством проверки предсказаний теории. Они наиболее чувствительны к малым примесям различных взаимодействий, что дает возможность изучения последних, а также проверки различных законов сохранения.

При проведении расчетов поляризационных эффектов в процессах с участием частиц со спином $1/2$ часто, особенно при высоких энергиях частиц, используют метод ковариантной матрицы плотности. Выражение для нее было получено Мишелем и Вайтманом⁽¹⁾ в 1955 г. Правила обращения с матрицей плотности просты и широко известны. Поскольку в этом подходе для описания частиц с целыми или полуцелыми спинами используются ковариантные формализмы Паули-Гирца⁽²⁾ и Рарита-Швингера⁽³⁾, то в амплитуде реакции явным образом учитывается инвариантность по отношению к преобразованиям Лоренца, пространственному отражению, обращению времени и зарядовому сопряжению. Такая амплитуда позволяет сравнительно просто переходить из одной системы отсчета в другую. Метод матрицы плотности позволяет просто вычислять корреляции между спинами различных частиц, участвующих в реакции. Он с одинаковым успехом может применяться для расчета как двух, так и мно-

гочастичных процессов, что особенно важно при высокой энергии.

К настоящему времени экспериментально установлено существование большого числа резонансных состояний адронов с высокими значениями спинов. Имеется большое количество реакций, представляющих интерес, с участием этих частиц. Выяснилось, что учет виртуальных состояний с высокими значениями спина в прямом и перекрестных каналах необходим при вычислении амплитуды. В ядерных реакциях также встречаются нуклонные образования с большим спином. В связи с этим представляется важным получение поляризационной матрицы плотности для частиц с высокими значениями спина в ковариантной форме.

Настоящая диссертация состоит из введения, пяти глав, краткого обзора результатов и пяти приложений.

Первая глава диссертации посвящена проблеме построения матрицы плотности. Выражения для матрицы плотности, усредненной по поляризации, для целого и полуцелого спинов получены, исходя из требования лоренцевой ковариантности и свойств волновых функций. Для описания поляризационного состояния частицы введен набор из

$2S$ спин-тензоров (S - спин частицы), являющихся неприводимыми комбинациями, построенными из операторов спина. Для поляризационной матрицы плотности частиц с целым спином J получено следующее выражение:

$$P_{\{\mu\}\{\nu\}}^J = \Lambda_{\{\mu\}\{\sigma\}}^J \left[\sum_{n=0}^{2J} (-1)^n b_n^J S_{\lambda_1 \dots \lambda_n}^{J,n} \Omega_{\lambda_1 \dots \lambda_n, \{\sigma\}\{\delta\}}^{J,n} \right] \Lambda_{\{\delta\}\{\nu\}}^J \quad (1)$$

Здесь $\{\mu\}$ обозначает совокупность из J индексов μ_i ; $S_{\lambda_1 \dots \lambda_n}^{J,n}$ - n -мерный тензор ранга n , равный в системе покоя частицы среднему значению спин-тензора ранга n ; коэффициенты b_n^J получены в приложениях;

$$\Omega_{\lambda_1 \dots \lambda_{2k}, \{\sigma\}\{\delta\}}^{J, 2k} = \sum_{\{\lambda\}\{\sigma\}\{\delta\}} P (d_{\lambda\sigma})_k (d_{\lambda\delta})_k (d_{\sigma\delta})_{J-k} \quad (2.a)$$

$$\Omega_{\lambda_1 \dots \lambda_{2k+1}, \{\sigma\}\{\delta\}}^{J, 2k+1} = \sum_{\{\lambda\}\{\sigma\}\{\delta\}} P i \epsilon_{\lambda\sigma\delta\gamma} \frac{P_\gamma}{m} (d_{\lambda\sigma})_k (d_{\lambda\delta})_k (d_{\sigma\delta})_{J-k-1} \quad (2.б)$$

где $d_{\lambda\sigma} = \hat{g}_{\lambda\sigma} - P_\lambda P_\sigma / m^2$; P и m - импульс и масса частицы; знак $\sum_{\{\lambda\}\{\sigma\}\{\delta\}} P$ означает суммирование по всем перестановкам индексов в совокупностях $\{\lambda\}$, $\{\sigma\}$, $\{\delta\}$; нумерация индексов в (2.a) и (2.б) опущена.

Показано, что поляризационная матрица плотности для частиц с полуцелым спином $J + \frac{1}{2}$ простым соотношением выражается через $P_{\{\mu\}\{\nu\}}^J$:

$$P_{\{\mu\}\{\nu\}}^{J+\frac{1}{2}} = P_{\{\mu\}\{\nu\}}^{J+1} \gamma_{\mu\sigma} \gamma_{\nu\sigma} \frac{\hat{p} + m}{4m} \quad (3)$$

Следует отметить также редукционные формулы

$$g_{\mu\nu} P_{\{\mu\}\{\nu\}}^S = P_{\{\mu\}\{\nu\}}^{S-1} \quad (4)$$

где $S = J$ или $J + \frac{1}{2}$;

$$S_P P_{\{\mu\}\{\nu\}}^{J+\frac{1}{2}} = P_{\{\mu\}\{\nu\}}^J \quad (5)$$

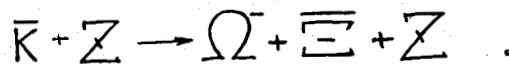
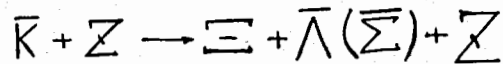
В соотношениях (3)-(5) предполагается равенство средних значений спин-тензоров одного ранга для различных S .

Отдельно в первой главе рассмотрен случай полностью поляризованных, или чистых, состояний. Здесь выражения для матрицы плотности для произвольного спина существенно упрощаются и связаны с соответствующими выражениями для спинов $1/2$ и 1 .

Поскольку в поляризационных расчетах часто используется спиральный формализм Якоба-Вика и Заставенко, нередко возникает необходимость перехода от инвариантных амплитуд к спиральным. Простой способ такого перехода с использованием матрицы плотности для чистого состояния указан в последнем параграфе первой главы.

Во второй главе диссертации рассмотрен вопрос о возможности экспериментального определения спина и четности Ω^- -гиперона и четности Ξ^- -гиперона. Предсказание существования Ω^- -гиперона и его квантовых чисел явилось важным результатом теории SU_3 -симметрии. Поэтому огромный интерес представляет экспериментальная проверка предсказанных значений спина и четности. Спин Ω^- -гиперона можно измерить в любой реакции с достаточно большим сечением рождения Ω^- , анализируя его распады⁽⁴⁾. Определение же четности Ω^- -гиперона сопряжено с трудностями принципиального характера, так как в трехчастичных реакциях, в которых рождается Ω^- , за исключением случая компланарной геометрии⁽⁵⁾, его четность измерить невозможно.

Однако результаты изучения процессов когерентного рождения частиц на ядрах при высокой энергии, интенсивно проводившегося в последнее время, позволяют надеяться на возможность их использования для решения рассмотренной проблемы. Как показано во второй главе, удобными для этого являются процессы когерентной диссоциации мезонов на ядрах в гиперон-антигиперонные пары



Произведенные оценки показывают, что сечение таких реакций растет с энергией и уже при энергиях ускорителей в Серпухове и Батавии может достигнуть значений, доступных на современном уровне экспериментальной техники.

Специфика когерентного рождения на ядрах, заключающаяся в чрезвычайной узости углового распределения, позволяет рассматривать эти реакции как двухчастичные. Наличие же второго гиперона, распад которого является анализатором его поляризационного состояния, дает возможность обходиться без поляризованной мишени.

Расчеты проводились с использованием техники, развитой в первой главе. Результаты приведены в форме, пригодной для непосредственного анализа экспериментальных данных.

Далее в диссертации рассмотрены различные ядерные реакции при высокой энергии, происходящие с передачей одного или нескольких нуклонов. Здесь поляризационные измерения являются важным дополнительным средством выявления механизма, ответственного за данный процесс.

В третьей главе обсуждается вопрос о механизме реакции



при высокой энергии.

В литературе имеется большое количество расчетов для этого процесса, проводимых в модели, предложенной Рудерманом⁽⁶⁾ в 1952 г. Согласно этой модели между налетающим и связанным протонами происходит реакция



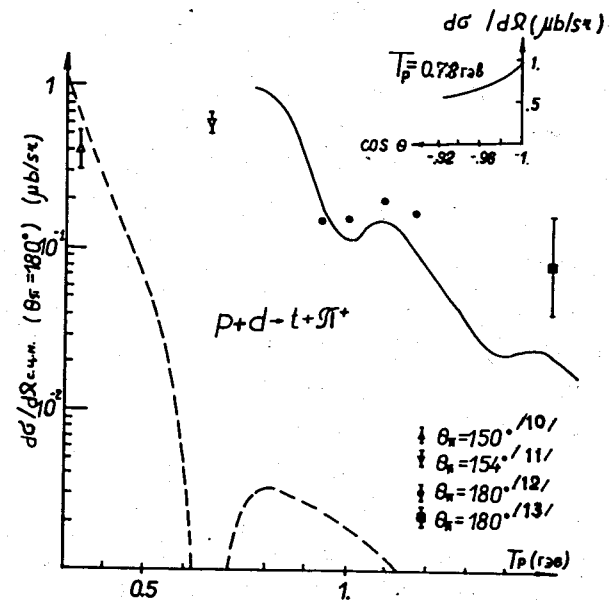
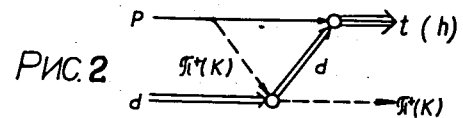
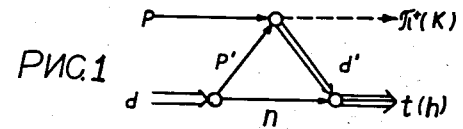
после чего рожденный дейтрон с нейтроном образует ядро трития.

Первые расчеты⁽⁷⁾ показали, что при энергии протонов 341 Мэв этот механизм хорошо описывает экспериментальные данные при всех углах. Позже выяснилось, что с ростом энергии согласие ухудшается; это приписывалось неудачному выбору волновых функций ядер. Авторами работы⁽⁸⁾ было показано, что подбором волновых функций, действительно, можно добиться хорошего согласия расчетов с экспериментом при малых углах вылета π -мезона в с.ц.м.; в области же больших углов расхождение остается значительным.

В настоящей работе из расчетов по диаграмме, изображенной на рис.1, получена формула Рудермана. При этом выявлены предположения, которые необходимо для этого сделать, и получен более точный результат. Энергетическая зависимость сечения для угла вылета π -мезонов 180° показана на рис.3 пунктирной линией.

Проанализированы причины того, что расчетное сечение оказывается сильно заниженным по сравнению с экспериментальными данными.

Для этой области углов предложен механизм, однопионного обмена, графически показанный на рис.2. Близость аномального порога в амплитуде, отвечающей этому механизму, к физической области рассеяния дает основание для надежды на большое сечение. Из-за незнания немассовых членов в вершинной функции ядра трития, которые предполагались малыми, для вычисления интеграла по импульсам виртуальных частиц использовался также дисперсионный подход в предположении о доминировании области аномального разреза. Полученные результаты близки по величине. Благодаря быстрой сходимости интеграла, слабо меняющиеся члены были вынесены за знак интеграла, что позволило просто связать сечение рассматриваемого процесса с сечением πd - рассеяния назад и вычислить поляризационные эффек-



ты. Рассчитанная таким образом зависимость сечения реакции (6) от энергии протонов в л.с. при угле вылета Π -мезонов 180° показана на рис.3 сплошной линией. Поскольку в энергетической зависимости Πd - рассеяния назад наблюдается резкий пик при импульсе Π -мезонов в л.с. ~ 700 Мэв/с⁽⁹⁾, в расчетной энергетической зависимости сечения реакции $P+d \rightarrow t+\pi^+$ для Π -мезонов, вылетающих назад, также существует пик при энергии протонов в л.с. ~ 1080 Мэв. Имеющиеся экспериментальные данные, действительно, указывают на существование в этом месте "плеча" в энергетической зависимости.

Из-за неопределенностей в вычислении интеграла по импульсам виртуальных частиц численное согласие с экспериментальными данными может быть достигнуто лишь по порядку величины, и поэтому мало говорит о роли механизма. Гораздо более важным является сравнение энергетической и угловой зависимостей, а также поляризационных эффектов.

Поляризационные параметры в однопионной модели выражены через соответствующие параметры Πd - рассеяния. Показано, что квадрупольная поляризация дейтронов не дает вклада в реакцию (6). Параметры асимметрии в опытах с поляризованным пучком и поляризованной мишенью связаны коэффициентом $3/2$, в то время как в модели Рудермана они примерно равны по величине.

Глава IV посвящена изучению процессов рассеяния протонов назад на легких ядрах. Эти реакции привлекли внимание экспериментаторов в последнее время в связи с тем, что у них оказалось удивительно большое сечение и нет достаточного понимания их механизма.

В § 1 рассмотрено Pd - рассеяние назад. Для этого процесса имеется наибольшее количество экспериментальных данных и теоре-

тических расчетов. В большинстве случаев получено удовлетворительное согласие расчетных значений сечения с экспериментальными. Тем не менее сейчас нельзя сделать определенного заключения о роли различных механизмов. Дополнительную информацию можно получить из рассмотрения поляризационных эффектов. Проведенное сравнение данных по асимметрии сечения рассеяния поляризованных протонов на дейтронах при энергии 425 Мэв с предсказаниями модели однопионного обмена показало в области больших углов рассеяния сильное расхождение. Высокая чувствительность поляризационных эффектов к примеси других механизмов делает их изучение важным средством проверки предсказаний однопионной модели. Показано, например, что эта модель требует отсутствия квадрупольной поляризации у дейтронов отдачи в Pd - рассеянии назад и реакции $P+P \rightarrow d+\pi^+$. Кроме того, следует ожидать изменения знака параметра поляризации для этих реакций в области больших углов рассеяния при энергии протонов $\sim 1,5$ Гэв.

Во втором параграфе рассмотрены процессы упругого рассеяния и перезарядки протонов назад на ядрах ^3He и t . Амплитуды классифицированы по изотопическому спину в перекрестном канале. В качестве диаграмм, дающих вклад в изоскалярную и изовекторную амплитуду, рассмотрены полюсная диаграмма с передачей дейтрона, и треугольная, содержащая однопионный обмен. Они показаны на рис.4 и 7. В отличие от реакции Pd - рассеяния назад здесь эти два механизма не пересекаются.

Для расчета вершин в полюсной диаграмме использовалась простая параметризация для волновых функций ядер ^3He и t в виде двойного гауссовского распределения, эффективно учитывающего ядерный кор. Часть параметров фиксировалась данными по $e^-^3\text{He}$ -рассеянию

при малых значениях переданного импульса. Остальные параметры были получены из сравнения расчетного значения вклада полюсной диаграммы в изоскалярное сечение с экспериментальной величиной сечения $P\text{-}^3\text{He}$ -рассеяния назад при $T_p=670$ Мэв. Несмотря на ряд введенных упрощений, крайне высокая чувствительность полюсного механизма к поведению ядерной волновой функции на малых расстояниях позволила получить хорошее согласие предсказанных параметров с появившимися позже данными по зарядовому фактору ^3He (14). Сравнение производится на рис.6. Благодаря наличию эффективного ядерного кора, в энергетической зависимости вклада полюсной диаграммы, показанной на рис.5, имеется провал при $T_p \sim 270$ Мэв. Если он сильно заполняется вкладом от изовекторной амплитуды, изоскалярный член в сечении следует выделить, для чего нужно иметь данные по всем трем процессам.

Расчет треугольной диаграммы проводился аналогично тому, как это делалось в предыдущей главе для реакции (6). При вычислениях использовались как экспериментальные данные по этой реакции, так и результаты проведенных расчетов. В энергетической зависимости вклада этой диаграммы, показанной на рис.8, ожидается пик при $T_p \sim 1100$ Мэв. При использовании вычисленного значения сечения $p\text{-}t$ -рассеяния назад и экспериментального для $P\text{-He}^3$ -рассеяния назад (15) из изотопических соотношений получены ограничения на отношение сечений квазиупругого выбивания He^3 и t из изоскалярных ядер при $T_p=670$ Мэв:

$$4,5 \pm 1,33 \leq \sigma_{\text{He}^3} / \sigma_t \leq 12,1 \pm 2,3 .$$

Как уже отмечалось, из-за неопределенностей в вычислении контурного интеграла большое значение имеет изучение поляризационных

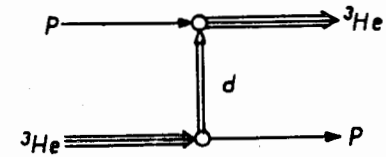


Рис. 4

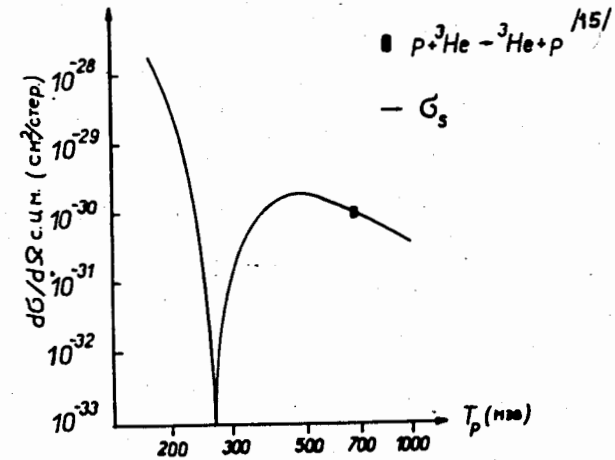


Рис. 5

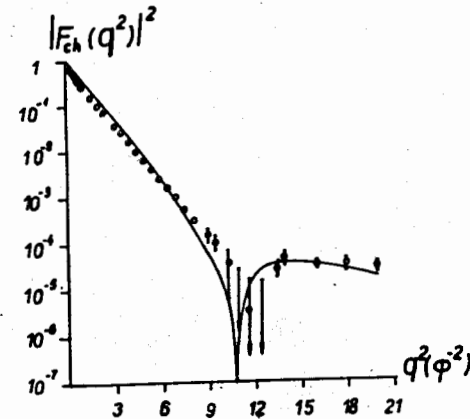


Рис. 6

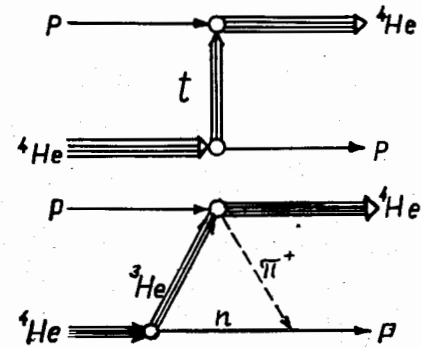
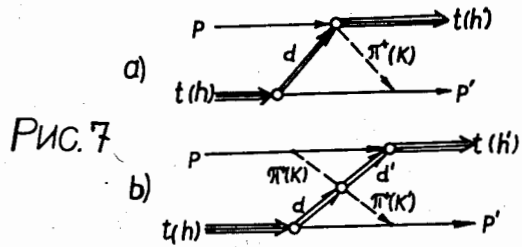


Рис. 9

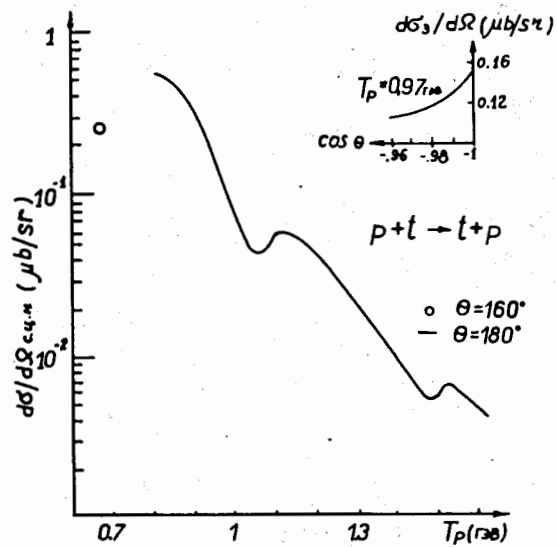


Рис. 8

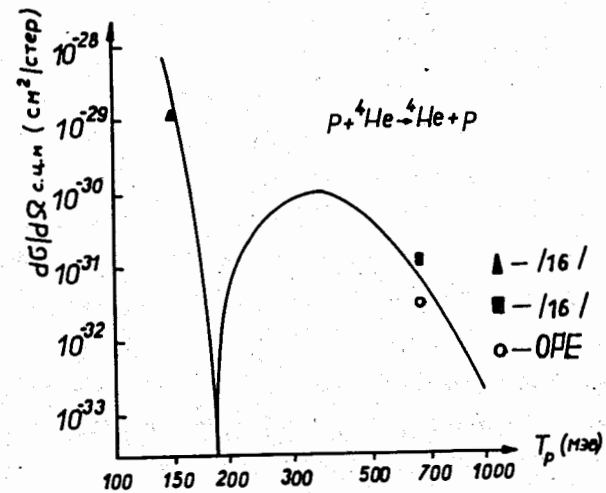


Рис. 10

эффектов. Расчет треугольной диаграммы позволяет выразить поляризационные параметры рассматриваемых процессов через соответствующие параметры реакций $P+d \rightarrow t+\pi^+$ и πd - рассеяния. Полосная диаграмма дает для поляризации нулевое значение.

Наконец, в последнем параграфе рассмотрено $P-^4\text{He}$ -рассеяние назад. В этом случае имеется одна изотопическая амплитуда. Расчет произведен в полюсном приближении и однопонионной модели. Для вычисления вершин диаграммы на рис.9 использовалась волновая функция ядра ^4He в виде двойного гауссовского распределения, все параметры которого известны⁽¹⁷⁾ из данных по зарядовому фактору He^4 . Результаты расчета по порядку величины согласуются с имеющимися данными. В энергетической зависимости дифференциального сечения рассеяния назад, вычисленного в полюсном приближении, ожидается провал в районе $T_p = 200$ Мэв.

В пятой главе работы рассмотрен вопрос о том, какую информацию о свойствах нуклонной траектории Редже можно извлечь из имеющихся данных по структуре легких ядер. Эта информация является весьма полезной, поскольку при высокой энергии поляризационные эффекты в процессах, идущих через обмен нуклонной траекторией, не зависят от вычета, а определяются только формой траектории. Это особенно интересно в связи с возникшими в последнее время большими трудностями при попытке одновременного описания данных по поляризации в πN -рассеянии и перезарядке назад⁽¹⁸⁾.

При определении параметров траектории Редже важным является знание спектра масс частиц, а в случае фермионной траектории и их партнеров по четности, предсказанных Грибовым⁽¹⁹⁾. Отсутствие в природе нуклонного партнера обычно объясняется обращением вычета

в нуль в этом месте. Знание $U = U_0$, при котором это происходит, ввиду сказанного выше, было бы интересным.

В пятой главе показано, что при обращении в нуль вычета траектории Редже вклад в амплитуду от обмена любым состоянием, лежащим на этой траектории, также обращается в нуль и при том же значении квадрата переданного 4-импульса. По этой причине любая вершина виртуального испускания нуклона должна проходить через нуль при $U = U_0$. Рассмотрение вершины развала дейтрона и результаты, полученные в четвертой главе для ядер ^3He и ^4He , показывают, что нули у ядерных вершин, действительно, имеются и они в основном расположены в районе $\sqrt{U_0} = (746 - 755)$ Мэв/с. Если вклад нуклонной траектории в Pd -рассеяние назад достаточно велик, то следует ожидать провала в энергетической зависимости сечения и аномалии в угловом распределении в области энергии протонов 1,13+1,19 Гэв. Данные по угловой зависимости сечения при $T_p = 1,180$ Гэв⁽²⁰⁾ действительно, указывают на существование такой аномалии.

Основные результаты диссертации докладывались на сессии Отделения Ядерной Физики АН СССР в 1972 г. и опубликованы в работах^(21 - 25).

ЛИТЕРАТУРА.

1. L.Michel, A.S.Wightman, *Phys.Rev.*, **98**, 1190, 1955.
2. M.Fierz, W.Pauli, *Proc.Roy.Soc.*, **A173**, 211, 1939.
3. W.Rarita, J.Schwinger, *Phys.Rev.*, **60**, 61, 1941.
4. N.Byers, S.Fenster, *Phys.Rev.Lett.*, **11**, 52, 1963.
5. С.М.Биленький, Р.М.Рыдин, *ЯФ*, **4**, 875, 1966.

6. M. Ruderman, Phys. Rev., 87, 383, 1952.
7. S. A. Bludman, Phys. Rev., 94, 1722, 1954.
8. C. H. Q. Ingram et al., Nucl. Phys., B31, 331, 1971.
9. L. S. Schroeder et al., Phys. Rev. Lett., 27, 1813, 1971.
10. W. Frank et al., Phys. Rev., 94, 1716, 1954.
11. Ю. К. Акимов, В. И. Комаров, К. С. Марин, О. В. Савченко, Л. М. Сороко, ЖЭТФ, 40, 1532, 1961.
12. I. Banaigs et al., Nucl. Phys., B28, 509, 1971.
13. A. C. Melissinos, Phys. Rev., 159, 1210, 1967.
14. I. S. McCarthy et al., Phys. Rev. Lett., 25, 884, 1970.
15. В. И. Комаров, Г. Е. Косарев, О. В. Савченко, ЯФ, II, 70II, 1970.
16. В. И. Комаров, Г. Е. Косарев, О. В. Савченко, ЯФ, I2, II3I, 1970.
17. R. H. Bassel, C. Wilkin, Phys. Rev., 174, 1179, 1968.
18. F. L. Berger, G. C. Fox, Nucl. Phys., B26, 1, 1971.
19. В. Н. Грибов, ЖЭТФ, 43, 1529, 1962.
В. Н. Грибов, Л. Б. Окунь, И. Я. Померанчук, ЖЭТФ, 45, 1114, 1963
20. I. Banaigs et al., Nucl. Phys., B23, 196, 1970.
21. Б. З. Копелиович, ЯФ, I2, 1286, 1970.
22. Б. З. Копелиович, ЯФ., I6, 585, 1972; препринт ОИЯИ, P2-625I, Дубна, 1972.
23. Б. З. Копелиович, И. К. Поташникова, сообщение ОИЯИ, P2-67II,
Дубна, 1972.
24. Б. З. Копелиович, И. К. Поташникова, ЯФ, I3, 1032, 1971.
25. Б. З. Копелиович, препринт ОИЯИ, P2-6290, Дубна, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 октября 1972 года.