

ЭФФЕКТЫ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АНТИНУКЛОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

В.П.Заварзина, А.В.Степанов

Институт ядерных исследований РАН, Москва

Описано влияние многократного рассеяния на характеристики упругого рассеяния и аннигиляции — основных процессов взаимодействия антинуклонов промежуточных энергий с ядрами. Проанализированы условия применимости различных вариантов оптической модели (нерелятивистский с учетом связи рассеивающих нуклонов и релятивистский (дираковский)) и теории многократного рассеяния Глаубера — Ситенко. Обсуждены некоторые характеристики упругого рассеяния легчайших ядер и антиядер на ядрах. Демонстрирована доминирующая роль сильного поглощения во взаимодействии антинуклонов с ядрами в области промежуточных энергий. Показано, что акты аннигиляции антинуклонов, имеющие место в центральных областях ядра, обусловлены антинуклонами, испытавшими предварительное квазисвободное рассеяние на нуклонах ядра.

The influence of multiple scattering upon the elastic scattering and annihilation of intermediate energies antinucleons by nuclei is investigated. The analysis of the applicability conditions of the range of variants of optical models (nonrelativistic model of scattering by a bound nucleon and relativistic (Dirac) model) and of Glauber — Sitenko multiple scattering theory is presented. Some characteristics of the elastic scattering of lightest nuclei and antinuclei by atomic nuclei are considered. The dominant role of the strong absorption within antinucleon-nucleus interaction at intermediate energies is regarded. It is also shown that annihilation cases in the central region of the nucleus volume can be connected with those antinucleons which before are quasifree scattered by nucleons of the nucleus.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее интересных проблем современной физики является исследование взаимодействия вещества и антивещества. В последнее десятилетие бурно развивается антинуклонная физика при низких и средних энергиях ($E_{\bar{p}} \lesssim 1+2$ ГэВ). Состояние этой области исследований как в теоретическом, так и в экспериментальном отношении достаточно полно отражено в ряде обзорных статей и сборниках трудов конференций и совещаний [1—10]. Эти работы охватывают широкий спектр физи-

ческих задач от применения антипротонов в исследованиях по физике твердого тела и ядерной физике до изучения тонких вопросов теории гравитации и проблем астрофизики и физики элементарных частиц. В настоящем обзоре авторы сосредоточили внимание на относительно узкой, но важной для интерпретации результатов ядерно-физических исследований теме — эффектах многократного рассеяния при взаимодействии антинуклонов с ядерным веществом. Вопросы многократного рассеяния уже получили достаточно полное развитие в связи с многолетними исследованиями взаимодействия нуклонов с атомными ядрами. Основной результат теории многократного рассеяния заключается в построении оптического потенциала (ОП), позволяющего свести исходную многочастичную задачу к одночастичной. В варианте теории многократного рассеяния, развитом К.Ватсоном с сотрудниками (см. [11]); другой, широко используемый вариант теории многократного рассеяния представлен в работе [12]), для ОП записан следующий ряд многократных столкновений:

$$V_{\text{оп}} = \sum_{\alpha=1}^A \langle 0 | t_{\alpha} | 0, \rangle + \sum_{\alpha \neq \beta=1}^A \langle 0 | t_{\alpha} \frac{1 - P_0}{d} t_{\beta} | 0, \rangle + \dots \quad (1.1)$$

$(1 - P_0)/d$ — пропагатор системы адрон — ядро в промежуточном состоянии). Это разложение ОП по числу столкновений падающего адрона с нуклонами ядра-мишени выступает в одночастичном уравнении Шредингера для волновой функции, описывающей упругое рассеяние адрона на составной системе — атомном ядре. Суммирование в (1.1) проводится по нуклонам ядра-мишени, находящегося до взаимодействия в основном состоянии $|0\rangle$; P_0 — проекционный оператор, выделяющий состояние $|0\rangle$ из всего спектра состояний ядра-мишени. Каждое столкновение с одним из A нуклонов ядра описывает t -матрица рассеяния, учитывающая связь рассеивающего нуклона в ядерном веществе. Эта t -матрица представляет собой сложный многочастичный оператор, который в ряде случаев удается с хорошей точностью аппроксимировать t^f -матрицей свободного адрон-нуклонного рассеяния, непосредственно связанной с амплитудой рассеяния свободных частиц (см., например, [13]). Разложение (1.1) в этих случаях можно оборвать на первом слагаемом

$$V_{\text{оп}}^{(1)} = \sum_{\alpha=1}^A \langle 0 | t_{\alpha}^f | 0, \rangle. \quad (1.2)$$

В этом приближении ОП $V_{\text{оп}}^{(1)}$ называется оптическим потенциалом первого порядка в импульсном приближении.

Среди множества процессов взаимодействия антинуклонов с ядрами, в которых проявляются эффекты многократного рассеяния, наиболее

важными являются упругое рассеяние и аннигиляция. Второй раздел настоящего обзора посвящен анализу результатов теоретического и экспериментального исследования упругого рассеяния антипротонов низких и средних энергий на ядрах. В этом разделе рассмотрены варианты феноменологических ОП (п.2.1) и микроскопических оптических потенциалов, полученных в рамках дираковского (релятивистского) подхода (п.2.4) и нерелятивистской теории, учитывающей воздействие ядерной среды на $\bar{N}N$ -столкновение (п.2.5). Отдельно рассмотрен вопрос о роли принципа Паули и нуклон-нуклонных корреляций (п.2.6). Один пункт этого раздела (п.2.2) посвящен применению теории многократного рассеяния Глаубера — Ситенко (ТГС) [14—16] к описанию упругого рассеяния анти-нуклонов низких и средних энергий атомными ядрами. Специально уделено внимание некоторым вопросам взаимодействия легчайших антиядер с ядрами (п.2.3). Впервые достаточно полная экспериментальная программа изучения антивещества была реализована на ускорителе протонов с энергией 70 ГэВ ИФВЭ на рубеже 60—70-х годов (см. [17] и цитированную там литературу). Тогда, в частности, путем сравнения экспериментально полученных полных сечений $\sigma_t(dp)$ и $\sigma_t(\bar{p}d)$ с высокой точностью была проведена проверка CPT -теоремы. Были обнаружены ядра антитрития и антигелия-3 и установлен экспоненциальный закон убывания сечения образования антиядер с ростом их массы. Измерения сечений проводились при энергиях падающих античастиц $E_{p(\bar{d})} \geq 10$ ГэВ. Логика развития программы исследования антивещества диктует переход не только в область высоких энергий, но и в область промежуточных и низких (и ультранизких) энергий [1,18,19]. Возможность накопления антиядер ${}^2\bar{\text{H}}$, ${}^3\bar{\text{H}}$ и ${}^3\bar{\text{He}}$ впервые обсуждалась в работе [20]. Развитие ускорительной техники и прогресс в детектировании вторичных частиц [20—22] позволяют надеяться на проведение в ближайшем будущем экспериментов и на «пучках» антиядер ${}^3\bar{\text{H}}$ и ${}^3\bar{\text{He}}$ такой же интенсивности, что и «пучки» \bar{d} , на которых были выполнены пионерские эксперименты в конце 60-х и начале 70-х годов [17]. Современное состояние техники замедления пучков высокоэнергетических частиц уже позволило осуществить ряд экспериментов на пучках антипротонов низких и средних энергий [1—10] и дало основание предложениям по использованию пучков антипротонов тепловых и надтепловых энергий для исследовательских целей не только в области физики элементарных частиц, но и в атомной физике и физике твердого тела [21]. Эти предложения, как и эксперименты на «пучках» высокоэнергетических антидейтронов и регистрация антиядер трития и антигелия-3 [17], поставили вопрос о теоретическом изучении характера взаимодействия антиядер промежуточных и низких энергий с

веществом. В работе [23] приведены результаты расчетов в эйкональном приближении сечения реакций антидейтронов промежуточных и высоких энергий с ядрами от ${}^2\text{H}$ до ${}^{208}\text{Pb}$. Анализ в рамках модели внутриядерного каскада измеренных в экспериментах на «пучке» антидейтронов с импульсом 12,2 ГэВ/с распределений множественности вторичных частиц и сопоставление с данными по адрон-ядерным взаимодействиям дают указание на возможное существование нового, отличного от каскадного, механизма взаимодействия антинуклона внутри ядра [24]. В п.2.3 приведены результаты исследования начальной стадии взаимодействия легчайших ядер и антиядер с ядрами в рамках оптической модели. Вычислены полные сечения, сечения реакций и действительные части амплитуды упругого рассеяния на нулевой угол и проведен сравнительный анализ этих параметров для ядро-ядерных и антиядро-ядерных взаимодействий [25,26].

В области низких и средних энергий во взаимодействии антинуклонов с ядрами доминирует процесс аннигиляции [1—4,27], что является следствием значительной доли сечения аннигиляции $\sigma_a^{\bar{N}N}$ в полном сечении антинуклон-нуклонного взаимодействия $\sigma_t^{\bar{N}N}$: $\sigma_a^{\bar{N}N}/\sigma_t^{\bar{N}N} \geq 0,5$ [1,4].

Но это обстоятельство — не единственная причина интенсивных экспериментальных и теоретических исследований аннигиляции антипротонов на протонах и ядрах. Попытки построить кварковые модели $\bar{p}p$ -аннигиляции (см., например, обзор [1]), исследование влияния нуклон-нуклонных корреляций на аннигиляцию антипротонов [1,4,28] и легчайших антиядер [24,26,29] в ядрах, возможное обнаружение глобулов [30], поиски признаков образования в ядерном объеме капель кварк-глюонной плазмы [1,3] — далеко не полный перечень физических задач, решение которых связывают с прогрессом в исследовании аннигиляции антинуклонов. Адекватный подход к перечисленным выше проблемам предполагает известной информации о величине вкладов «обычных» механизмов взаимодействия антинуклона с нуклонами ядра, например, перераспределения антинуклона. Как следует из анализа данных по множественности вторичных заряженных частиц [3,31], в поверхностном слое ядра Ne происходит от 80% (при энергии антипротонов 180 МэВ) до 87% (20 МэВ) случаев аннигиляции \bar{p} , а остальные 20% и, соответственно, 13% случаев приходятся на внутреннюю область ядра-мишени. Вследствие сильного затухания падающей волны большая часть актов аннигиляции в глубине ядра происходит после предварительного квазисвободного рассеяния антипротона на нуклоне ядра. Анализ такого рода процессов проводится, как правило, методом внутриядерного каскада. Однако на начальных стадиях \bar{p} -ядерного взаимодействия существенны квантово-

механические эффекты, которые не могут быть непосредственно рассмотрены в рамках классической теории переноса. Уточнение результатов классического расчета необходимо, поскольку доля «аномальных» событий аннигиляции соизмерима с указанной выше долей актов аннигиляции в глубине ядра [3,28,31]. Кроме того, условия образования кварк-глюонной плазмы в результате такого рода процессов отличаются от тех, которые имеют место в случае аннигиляции в поверхностной области ядра. В п.3.1 приведены результаты расчета различных вкладов в сечение аннигиляции антипротонов средних энергий на ядрах, появляющихся вследствие аннигиляции во входном канале, после однократного квазисвободного рассеяния антинуклона, и суммарное сечение аннигиляции в рамках оптической модели со связанными каналами [32,33].

Стремление выделить из полного сечения реакций, представляющего собой сумму слагаемых от бесконечной последовательности взаимодействий налетающей частицы с нуклонами ядра-мишени, вклады наиболее простых процессов стимулировало построение разного рода статистических подходов к описанию ядерных реакций (см., например, [34—36]). В пункте 3.1 подобный подход [35,36] применен к анализу процессов аннигиляции антинуклонов в ядрах в рамках оптической модели. Описано взаимодействие налетающего антинуклона с нуклонами ядра до самого акта аннигиляции, т.е. «взаимодействие в начальном состоянии». Большой интерес как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения представляет изучение взаимодействия мезонов, родившихся в процессе аннигиляции. Рассмотрению этого вопроса посвящен п.3.2. Некоторые вспомогательные расчеты вынесены в приложения. Основные выводы приведены в заключении.

2. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ АНТИНУКЛОНОВ НА ЯДРАХ

2.1. Феноменологический оптический потенциал. Обсуждение вопроса об оптическом потенциале (ОП), описывающем упругое рассеяние антинуклонов низких и средних энергий на ядрах, мы начнем с рассмотрения феноменологических моделей ОП. Как мы уже отмечали в предыдущем разделе, вследствие сильного поглощения \bar{p} в ядрах экспериментальные данные по угловым распределениям упругорассеянных антипротонов на ядрах позволяют установить вид ОП только на периферии ядра. Оказалось [37,38], что одинакового качества описания данных удастся добиться при весьма различных формах пространственной зависимости ОП. Однако, несмотря на различное поведение во внутренних областях ядра, все использованные модели ОП близки друг к другу в области, уда-

ленной от радиуса половинной плотности $R_{1/2}$ на $(2 + 3)a$, a — параметр диффузности. Это расстояние соответствует известному радиусу сильно-го поглощения [39]. Все рассмотренные ОП содержат большую мнимую часть $\text{Im } V_{\text{оп}}$, описывающую сильное поглощение антипротонной волны в ядре и приводящую к большим значениям сечения реакций σ_R . Поскольку, как оказалось, для описания данных необходимо также выполнение условия $|\text{Im } V_{\text{оп}}| \geq 2|\text{Re } V_{\text{оп}}|$, все модели ОП с большой притягивающей вещественной частью следует отвергнуть. Не оправдались надежды и на возможное увеличение сечения при больших углах рассеяния и наблюдение эффектов «орбитирования» антипротона вокруг ядра-мишени.

При феноменологическом анализе используется, как правило, параметризация ядерного ОП в форме Вудса — Саксона (учет кулоновского взаимодействия не приводит к принципиальным затруднениям и мы его, как правило, обсуждать не будем):

$$V_{\text{оп}}(r) = V_R f_R(r) + i V_I f_I(r), \quad (2.1)$$

$$f_x(r) = (1 + \exp [(r - r_x A^{1/3})/a_x])^{-1}, \quad x = R, I. \quad (2.2)$$

Здесь $V_R \equiv \text{Re } V_0$, $V_I \equiv \text{Im } V_0$, V_0 — параметр глубины ОП. Результаты такого анализа («best fit» parameters) приведены в табл.1 [40]. Из шести параметров ОП (V_R , r_R , a_R , V_I , r_I , a_I) достаточно надежно удастся установить только три, два из которых относятся к мнимой части ОП, а один — к вещественной. Исследованию проблемы неоднозначности параметров ОП для антипротонов низких и средних энергий посвящены работы [41, 42]. В табл.2 для некоторых ядер приведены значения радиуса R_p в окрестности которого неопределенности в параметрах феноменологических ОП оказываются минимальными [40]. Там же приведены соответствующие значения $V_R(R_p)$ и $V_I(R_p)$. Использование потенциалов, пропорциональных распределению плотности заряда ядра, оставляет большую свободу выбора параметра глубины $\text{Re } V_0$: $30 \leq \text{Re } V_0 \leq 70$ МэВ [38].

Уменьшить неопределенности в параметрах ОП удастся при совместном анализе по методу связанных каналов данных по упругому и неупругому рассеянию с возбуждением низколежащих состояний ядра-мишени [37]. Результаты такого анализа приведены в табл.1 в скобках. В работе [43] обсуждаются возможность и причина уменьшения неопределенности в параметрах антипротонных ОП путем дополнения анализа данных по упругому рассеянию рассмотрением данных по неупругому рассеянию с возбуждением коллективных состояний. Дело в том, что переходная плотность для коллективных состояний, например, в модели Тасси,

Таблица 1. Параметры ОП, полученные в результате подгонки результатов расчета к экспериментальным угловым распределениям упругого рассеяния «best fit» [40]. В скобках приведены значения параметров, полученные при другой схеме подгонки [37]

Ядро	Импульс антипротона, МэВ/с	$-V_R$, МэВ	$-V_I$, МэВ	r_R , фм	r_I , фм	a_R , фм	a_I , фм
^{12}C	300	18 (25)	109 (61)	1,36 (1,17)	1,10 (1,20)	0,59 (0,61)	0,50 (0,51)
^{40}Ca	300	40	100	1,10	1,10	0,60	0,60
^{208}Pb	300	20	140	1,10	1,10	0,65	0,65
^{12}C	600	20	113	1,35	1,10	0,44	0,50
^{40}Ca	600	16	123	1,34	1,10	0,50	0,60
^{208}Pb	600	14	272	1,34	1,05	0,47	0,65

Таблица 2. Значения радиуса R_I (фм) и соответствующие величины $V_R(R_I)$ и $V_I(R_I)$ (МэВ); сечение реакций σ_R (мб) [40]. В скобках приведены значения этих параметров из работы [38]

Ядро	Импульс антипротона, МэВ/с	R_I	$-V_R(R_I)$	$V_I(R_I)$	σ_R
^{12}C	300	3,7 (3,7)	5 ± 2 (3,5)	8 ± 1 (8,5)	610 ± 40 (600)
^{40}Ca	300	5,0	4 ± 2	11 ± 1	1210 ± 100
^{208}Pb	300	8,0	2 ± 2	14 ± 1	3320 ± 200
^{12}C	600	3,5 (3,3)	6 ± 2 (7,8)	15 ± 1 (19,6)	480 ± 20 (500)
^{40}Ca	600	5,0 (4,94)	5 ± 2 (6,2)	14 ± 1 (13,3)	1020 ± 50 (990)
^{208}Pb	600	8,0 (8,15)	6 ± 2 (5,4)	16 ± 1 (10,2)	2700 ± 100 (2670)

пропорциональна производной потенциала по радиальной переменной и, соответственно, имеет резкий максимум на поверхности ядра. Это обстоятельство позволяет определить «параметр наклона» ОП в поверхностном слое ядра.

В связи с тем, что из имеющихся к настоящему времени экспериментальных данных удастся достаточно надежно установить вид антипротонного ОП только в относительно малой области пространства вне геометрической границы ядра ($r > R_{1/2}$), представляет интерес анализ данных с ОП без ограничений на форму его пространственной зависимости. Такой подход включает представление ОП в виде разложения по некоторой полной системе функций от пространственных координат. Удобным в

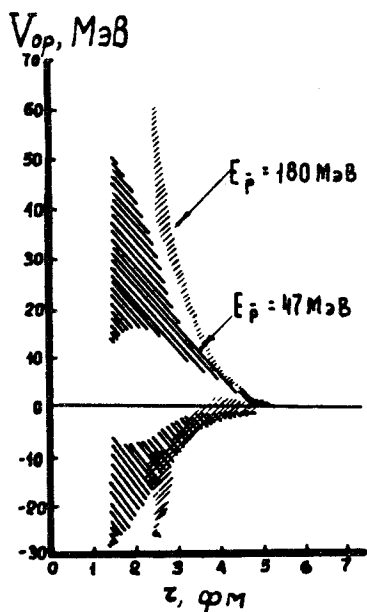


Рис.1. ОП для $\bar{p}^{12}\text{C}$ при энергиях 47 МэВ и 180 МэВ, полученный в результате анализа Фурье — Бесселя. Заштрихованы области, где ОП достаточно надежно определен [45]; вверх — $\text{Im } V_0$; вниз — $\text{Re } V_0$

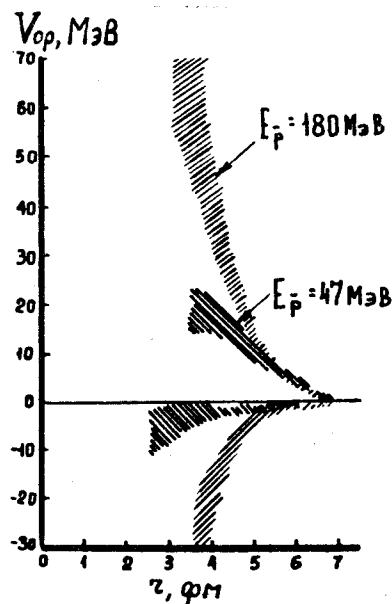


Рис.2. То же, что на рис.1, но для $\bar{p}^{40}\text{Ca}$

практических расчетах оказался метод разложения в ряд Фурье — Бесселя [44,45]:

$$V_{\text{op}}(r) = \sum_{n=1}^N a_n j_0\left(n \frac{\pi r}{R_c}\right) \quad (2.3)$$

для $r \leq R_c$ и $V_{\text{op}}(r) = 0$ при $r > R_c$. Радиус R_c выбирается достаточно большим по сравнению с радиусом ядра; $j_0(x)$ — сферические функции Бесселя. Комплексные коэффициенты a_n варьировались в рамках стандартной процедуры минимизации χ^2 . Число коэффициентов, которые удается определить из данных, достаточно надежно, невелико: как правило, не больше трех комплексных коэффициентов. На рис. 1 и 2 приведены результаты такого анализа в области r , где возможно достаточно надежное определение ОП.

Некоторого продвижения в направлении микроскопического описания упругого рассеяния антипротонов можно добиться в рамках так называемой модели свертки (фолдинг-модель), когда феноменологический ОП записывается в виде интеграла свертки распределения плотности заряда $\rho(r)$, известной из результатов рассеяния электронов на ядрах, и t -матрицы рассеяния антипротонов на нуклоне, связанном в ядре:

$$V_{\text{оп}} = -V_0 \int \exp(-(r-r')^2/s^2) \rho(r') dr'. \quad (2.4)$$

Гауссовская функция в подынтегральном выражении отражает общепринятую параметризацию зависимости амплитуды антинуклон-нуклонного рассеяния от предельного импульса $\hbar k$:

$$M(q) = \frac{k\sigma_t}{4\pi} (i + \alpha) \exp(-\beta q^2/2). \quad (2.5)$$

Здесь σ_t — полное сечение рассеяния антинуклонов с импульсом $\hbar k$ и $\alpha = \text{Re } M(0)/\text{Im } M(0)$; β — параметр наклона амплитуды $M(q)$. Выражение (2.4) непосредственно следует из формулы (1.2) для оптического потенциала первого порядка. В модели свертки параметры V_0 и s , характеризующие t -матрицу рассеяния антинуклона на нуклоне, связанном в ядре, определяются путем подгонки результатов расчета к экспериментальным данным. В [45, табл.3] приведены результаты такого анализа для \bar{p} ^{40}Ca -рассеяния при кинетической энергии $E = 180$ МэВ. Из данных этой таблицы, в частности, видно, что значение $2\beta = 1,65 \text{ фм}^2$, соответствующее взаимодействию свободных антинуклона и нуклона, лежит между значениями $s_R^2 = 2,25 \text{ фм}^2$ и $s_I^2 = 1,34 \text{ фм}^2$, полученными при сравнении результатов вычислений с данными эксперимента. Причиной этого небольшого расхождения могут служить различия в распределениях плотности нейтронов и протонов в ядре, в $\bar{p}p$ - и $\bar{p}n$ -взаимодействиях, а также влияние ядерной среды на антинуклон-нуклонное взаимодействие. Этот эффект содержится не только в ОП первого порядка, но и во всех высших членах разложения (1.1). Ниже мы остановимся на обсуждении этого вопроса (см. пп.2.5, 2.6).

2.2. Описание антипротон-ядерного взаимодействия в рамках теории Глаубера — Ситенко. Применимость теории Глаубера — Ситенко (ТГС), как известно, определяется тем, в какой степени в данной конкретной ситуации удовлетворены два условия: а) эйкональности и б) адиабатичности. Первое из этих условий предполагает прямолинейность траектории адрона в ядерном веществе, а второе — возможность пренебречь внутриядерным движением нуклонов ядра-мишени в течение пролета через него частицы-снаряда. Оба эти условия выполняются в

случае протон-ядерного взаимодействия при кинетической энергии налетающей частицы ≥ 1 ГэВ. Однако уже первые применения ТГС к описа-

нию взаимодействия антипротонов с ядрами дейтерия [46], ^3He и ^3H [47] и особенно со сложными ядрами при энергиях LEAR (50 + 180 МэВ: импульс антипротона лежит в интервале 300 + 600 МэВ/с) [2,48—50] оказались неожиданно успешными. В дальнейшем в рамках ТГС были выполнены многочисленные исследования характеристик различных процессов взаимодействия антипротонов с ядрами при низких и средних энергиях. В случае ядер с $A \gg 1$, как правило, расчеты ограничены так называемым оптическим пределом ТГС. В случае упругого рассеяния это приближение эквивалентно вычислению амплитуды рассеяния и сечения реакций с эйконалными волновыми функциями оптической модели с микроскопическим ОП первого порядка в импульсном приближении (1.2). В случае сферически-симметричного центрального потенциала $V_c(r)$ имеем следующее выражение для амплитуды упругого рассеяния $F(k, \Theta)$:

$$F(k, \Theta) = ik \int_0^{\infty} b db J_0(qb) [1 - e^{i\chi_c(b)}] \quad (2.6)$$

и, соответственно, для сечения реакций σ_R :

$$\sigma_R(k) = 2\pi \int_0^{\infty} b db [1 - e^{-2\text{Im}\chi_c(b)}], \quad (2.7)$$

где

$$\chi_c(b) = -\frac{k}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz U_c(b, z). \quad (2.8)$$

Был введен безразмерный ОП

$$U_c(r) = \frac{2\varepsilon V_c(r)}{\varepsilon^2 - m^2 c^4}, \quad (2.9)$$

где $\varepsilon = mc^2 + E_p + E_A$, а $E_p + E_A$ есть сумма кинетических энергий налетающей частицы и ядра в их с.ц.м.; m — масса налетающей частицы. Переданный импульс $\hbar q$ связан с импульсом налетающей частицы $\hbar k$ известным соотношением $q = 2k \sin \theta/2$. Ось z параллельна \mathbf{k} ($\mathbf{k}b = 0$). Если для описания рассеяния применима нерелятивистская кинематика, то вместо (2.9) имеем

$$U_c(r) = \frac{V_c(r)}{E_p}. \quad (2.10)$$

В случае рассеяния антинуклонов низких энергий ($E_{\bar{p}} \lesssim 50$ МэВ) стандартный критерий применимости эйконального приближения (ЭП) $|U| \ll 1$, $kR \gg 1$ и $kR|U| \sim 1$ (R — радиус ядра) оказывается нарушенным. Причинами, смягчающими эти ограничения в случае рассеяния антинуклонов на ядрах являются: а) дифракционный характер элементарной амплитуды NN -рассеяния M_{NN} [46—50] и б) сильное поглощение антинуклонов в ядерном веществе [51,52]. Это поглощение происходит уже в поверхностном слое ядра, где эффективное значение U_c падает в $10 + 15$ раз по сравнению с глубинами ОП в центре ядра [37,38]. При стандартной параметризации амплитуды

$$M_{NN}^-(q) = \frac{k\sigma_{NN}^-}{4\pi} (i + \alpha) e^{-\beta q^2/2} \quad (2.11)$$

дифракционный характер M_{NN}^- отображен большими значениями параметра наклона β , что приводит к увеличению эффективного значения радиуса ядра, входящего в критерий эйкональности столкновения.

Применимость адиабатического приближения связана с компенсацией разного рода неадиабатических и немассовых эффектов в амплитуде рассеяния [2,46,53]. Подробное исследование этого вопроса в случае рассеяния антинуклонов на сложных ядрах к настоящему времени не было выполнено [2]. Сильное поглощение в ядре «вытесняет» антинуклон-нуклонные столкновения на периферию ядра, где вследствие низкой плотности оказывается менее интенсивным фермиевское движение нуклонов. Таким образом, в случае взаимодействия антинуклонов с ядрами с $A \gg 1$ сложно разделить влияние различных факторов на смягчение ограничений применения ТГС.

Для анализа влияния сильного поглощения актуальной оказывается разработка вычислительного метода, позволяющего достаточно аккуратно учесть вклады поверхностной области ядра (большие значения прицельного расстояния b) в характеристики антинуклон-ядерного взаимодействия. В работах [51,52] был представлен аналитический вариант такого метода. В условиях сильного поглощения функция профиля

$$\Gamma(b) \equiv 1 - e^{i\chi_c(b)} \equiv 1 - e^{-(1+i\alpha)\chi_0(b)} \quad (2.12)$$

быстро падает от единицы при $b \leq R$ до нуля в периферической области ядра при $b > R$. Здесь $\chi_0(b) = \frac{\kappa}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz u(\sqrt{b^2 + z^2})$, $\kappa = \rho_0 \sigma_{\bar{p}N}$ — коэффициент поглощения. Это обстоятельство дает возможность с помощью интегрирования по частям получить асимптотические разложения интег-

ральных выражений (2.6) и (2.7) по степеням малых параметров, один из которых есть отношение параметра диффузности a_0 к радиусу половинной плотности $R_{1/2}$, а другой — отношение длины свободного пробега κ^{-1} к длине пути, пройденного антинуклоном в диффузном слое ядра $\sqrt{\pi R_{1/2} a_0}$. Радиальная зависимость функции $u(r)$ в случае ядер с $A \gg 1$ выбирается в форме Вудса — Саксона (ВС) с эффективными значениями радиуса половинной плотности R_{ef} и параметра диффузности a_{ef} :

$$u(r) = [1 + \exp |(r - R_{ef})/a_{ef}|]^{-1}. \quad (2.13)$$

Такой прием [54] позволяет аппроксимировать свертку гауссовой функции $(2\pi\beta)^{-3/2} \exp(-r^2/2\beta)$ и ВС-распределения, через которую выражается в случае рассеяния антинуклонов функция $u(r)$ простым аналитическим выражением (2.13). Величины R_{ef} и a_{ef} связаны с $R_{1/2}$ и a_0 параметрами распределения плотности точечных нуклонов следующими соотношениями:

$$R_{ef} = R_{1/2} \left(1 - \frac{\beta}{R_{1/2}^2}\right), \quad a_{ef} = a_0 \left[1 + \frac{3}{\pi^2} \frac{\beta}{a_0^2}\right]^{1/2}. \quad (2.14)$$

При этом точная функция $u(r)$, заданная интегралом свертки, и приближенная в форме ВС обладают одинаковыми нулевыми и вторыми моментами. Погрешность такой процедуры в области r , наиболее существенной при вычислении характеристик рассеяния, составляет 10—15%. Из (2.14) следует, что $R_{ef}/R_{1/2} < 1$ и $a_{ef}/a_0 > 1$. В случае взаимодействия с ядрами антипротонов с кинетической энергией $E_p = 160$ МэВ ($\beta = 0,87$ фм²) уменьшение R_{ef} по сравнению с $R_{1/2}$ мало для тяжелых ядер (~ 2%) и не превышает 15% для легких ядер, a_{ef} значительно увеличивается: на ~ 30% для тяжелых ядер и ~ 50% для легких ядер. Заметим, что в модели ВС при $\beta \neq 0$ эффективные значения среднеквадратичного радиуса

$$\langle r^2 \rangle_{\beta \neq 0}^{1/2} = \left[\frac{3}{5} R_{ef}^2 \left(1 + \frac{7}{3} \left(\frac{\pi a_{ef}}{R_{ef}} \right)^2 \right) \right]^{1/2} \quad (2.15)$$

увеличиваются по сравнению с $\langle r^2 \rangle_{\beta=0}^{1/2}$ на 5—10%.

В области $b > R$ с хорошей точностью можно записать

$$u(r) \approx \exp\left(-\frac{r - R_{ef}}{a_{ef}}\right) - \exp\left(-\frac{2(r - R_{ef})}{a_{ef}}\right). \quad (2.16)$$

Эта аппроксимация позволяет получить аналитические выражения для амплитуды рассеяния, полного сечения взаимодействия и сечения реакций [51,52]. Приведем выражения для вещественной части амплитуды рассеяния на нулевой угол

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} F(0) = & -kb_m a_{ef} \operatorname{arctg} \alpha \times \left\{1 + \frac{a_{ef}}{b_m} (1/2 + \gamma + \ln \sqrt{1 + \alpha^2}) + \right. \\ & \left. + (\kappa \sqrt{\pi b_m a_{ef}})^{-1} (\alpha / \operatorname{arctg} \alpha) (1 + \alpha^2)^{-1} \right\} \end{aligned} \quad (2.17)$$

и для сечения реакций

$$\begin{aligned} \sigma_R = \pi b_m'^2 \left\{ \left[\left(1 + \frac{a_{ef}}{b_m'}\right) \gamma \right]^2 + \left(\frac{a_{ef}}{b_m'}\right)^2 \left(\frac{\pi^2}{6} + \frac{3}{4} + \gamma\right) - \right. \\ \left. - (a_{ef}/b_m') (\kappa \sqrt{\pi b_m' a_{ef}})^{-1} \right\}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Здесь $\gamma = 0,5772$ — постоянная Эйлера,

$$b_m' = b_m + a_{ef} \left(1 + \frac{a_{ef}}{2R_{ef}}\right) \ln 2. \quad (2.19)$$

Прицельное расстояние b_m , определяющее наиболее существенную область интегрирования по b , получается из трансцендентного уравнения

$$b_m = R_{ef} + a_{ef} \ln [\kappa \sqrt{\pi b_m a_{ef}} / 2]. \quad (2.20)$$

С точностью до членов порядка $(a_{ef}/R_{ef})^2$ имеем

$$b_m \approx R_{ef} + a_{ef} (1 + a_{ef}/2R_{ef}) \ln [\kappa \sqrt{\pi R_{ef} a_{ef}} / 2], \quad (2.21)$$

т.е. b_m логарифмически растет с увеличением коэффициента поглощения κ . Сравнение значений сечений, полученных аналитическим методом, с результатами численного интегрирования показало, что точность аналитических выражений в этих случаях не хуже 1%. Аналитический подход может быть распространен и на вычисления характеристик рассеяния вне рамок ЭП. Неэikonальные поправки к полному сечению σ_t и сечению реакций σ_R в условиях сильного поглощения оказываются малыми, в то время как для $\operatorname{Re} F(0)$ эти поправки существенны в области минимумов $\operatorname{Re} F_{(k,0)}^{\text{ЭП}}$ (ЭП) и в области больших углов рассеяния [51,52]. В предель-

ном случае сильного поглощения $\kappa^{-1} \rightarrow 0$, $\alpha \rightarrow 0$ угловое распределение упругого рассеяния, полученное в [51,52], приобретает вид, характерный для черной сферы с диффузным краем. Эффективный радиус этой сферы $R_{\text{эф}}$ в 1,3—1,5 раза превышает геометрический радиус исходного распределения точечных нуклонов $R_{1/2}$. Причина такого роста эффективного радиуса заключается в большом значении элементарного сечения $\sigma_{\bar{p}N}$, а также в анизотропии $\bar{p}N$ -рассеяния. Роль последнего фактора особенно наглядно можно продемонстрировать на примере плотности нуклонов оболочечного типа, когда [27]

$$\chi_c(b) = \frac{A\sigma_{\bar{p}N}}{4\pi} (i + \alpha) \frac{1}{2B} e^{-b^2/2B} \left[1 - \frac{\xi}{B} \left(1 - \frac{b^2}{4B} \right) \right],$$

$$\xi = \frac{A-4}{\sigma A} R_{1/2}^2, \quad B = \frac{R_{1/2}^2}{4} (1 + 2\beta/R_{1/2}^2). \quad (2.22)$$

Описанный выше аналитический подход к расчету характеристик антинуклон-ядерного упругого рассеяния был обобщен на случай поляризационных наблюдаемых в рассеянии антинуклонов на ядрах со спином нуль [55]. В этом случае амплитуда \mathcal{F} рассеяния имеет две компоненты — центральную F и зависящую от спина антинуклона G :

$$\mathcal{F} = F(q) + G(q) (\sigma \hat{n}), \quad (2.23)$$

где $\hat{n} = [\mathbf{k} \times \mathbf{k}'] / |\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|$ — единичный вектор в направлении нормали к плоскости рассеяния, $\hat{n}\mathbf{k}(\hat{n}\mathbf{k}')$ — импульс налетающего (рассеянного) антинуклона; $\hat{n}\mathbf{q} = \hat{n}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$ — переданный ядру импульс.

В ЭП амплитуды F и G определяются следующими выражениями:

$$F(k, \theta) = ik \int_0^{\infty} b db J_0(qb) [1 - e^{i\chi_c(b)} \cos(kb\chi_s(b))], \quad (2.24)$$

$$G(k, \theta) = ik \int_0^{\infty} b db J_1(qb) e^{i\chi_c(b)} \sin(kb\chi_s(b)), \quad (2.25)$$

где

$$\chi_c(b) = -\frac{k}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz U_c(b, z) \quad (2.26)$$

и

$$\chi_s(b) = -\frac{k}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz U_{LS}(b, z). \quad (2.27)$$

Здесь U_c и U_{LS} — соответственно центральный и спин-орбитальный безразмерные ОП. В рамках модели с микроскопическим ОП первого порядка (импульсное приближение), или, что то же самое, в ТГС, используя

общепринятую гауссову параметризацию компонент амплитуды $\bar{p}N$ -рассеяния

$$M_{\bar{p}N}(q) = A(q) + C(q) (\sigma |q\hat{k}|) + \dots, \quad (2.28)$$

$$A(q) = \frac{k}{4\pi} \sigma_{\bar{p}N} (i + \alpha) \exp(-\beta q^2/2), \quad (2.29)$$

$$C(q) = \frac{k}{4\pi} \sigma_s (i + \alpha_s) \exp(-\beta_s q^2/2), \quad (2.30)$$

получим для ОП первого порядка следующее выражение:

$$V_{\text{оп}}^{(1)}(r) = -\frac{k}{2E_{\bar{p}}} \sigma_{\bar{p}N} (i + \alpha) u(r) + \frac{1}{2E_{\bar{p}}} \sigma_s (1 - i\alpha_s) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} u_s(r) (\sigma_1). \quad (2.31)$$

Аналитический метод вычисления амплитуды $F(k, \theta)$ при $C = 0$ естественным образом обобщается на случай амплитуд F и G , когда учитывается спин-орбитальное взаимодействие [55]. Подстановка вычисленных в условиях сильного поглощения амплитуд F и G в выражения для поляризации

$$P = 2\text{Re}(FG^*) / (|F|^2 + |G|^2) \quad (2.32)$$

и функции поворота спина

$$Q = 2\text{Im}(FG^*) / (|F|^2 + |G|^2) \quad (2.33)$$

приводит к характерным формулам для P и Q . Оказывается, что каждая из этих поляризованных наблюдаемых содержит две компоненты: одну, плавно зависящую от переданного импульса, и другую, осциллирующую вблизи этой плавной компоненты при изменении угла рассеяния (см. рис.3 и 4). При этом форма и размах осцилляций связаны прежде всего с относительной величиной параметров наклона β и β_s компонент $A(q)$ и $C(q)$ элементарной амплитуды $\bar{p}N$ -рассеяния. В то же время плавная средняя поляризация близка к величине, получающейся согласно теореме Кёлера — Левинтова [56]. Она определяется в основном отношением $\sigma_s / \sigma_{\bar{p}N} = \text{Im} C(0) / \text{Im} A(0)$ и практически одинакова для всех ядер. Были выполнены расчеты поляризации антинуклонов в рассеянии на ^{40}Ca при 150 МэВ, в которых использована экспериментальная информация об $A(q)$ и учтены результаты первых поляризационных измерений в $\bar{p}^{12}\text{C}$ -рассеянии при этой энергии [57]. Результаты расчета продемонстрировали эффективность аналитического подхода при описании абсолютных значений и угловой зависимости поляризации антинуклонов. Это заключение следует из сравнения результатов аналитического расчета и численного интегрирования. Сравнение результатов расчета P с экспериментальными данными [57] показало, что данные при импульсе

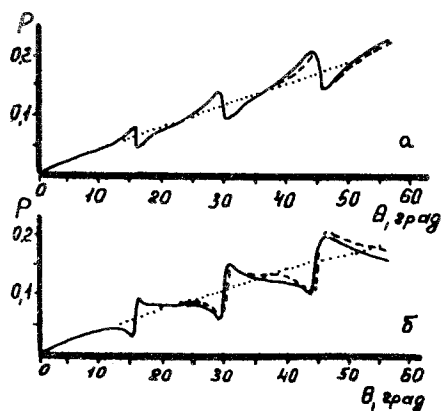


Рис. 3. Поляризация в рассеянии антинуклонов на ^{40}Ca при 150 МэВ, вычисленная для параметров наклона а) $\beta_s < \beta$ и б) $\beta_s > \beta$. Сплошные кривые — расчет по стандартным формулам ТГС с помощью численного интегрирования; штриховые — по аналитическим формулам [55]; точечные — средняя поляризация P [55]

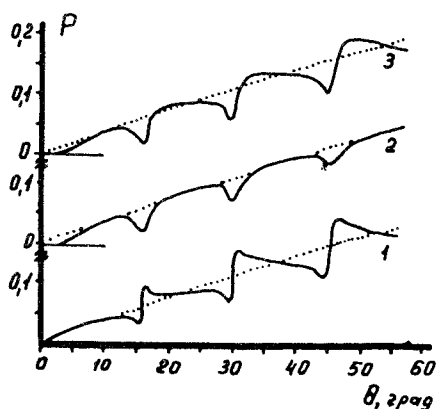


Рис. 4. Влияние кулоновского взаимодействия на поляризацию в рассеянии антипротонов на ^{40}Ca при 150 МэВ. 1 — расчет в ТГС по аналитическим формулам [55] без учета кулоновского взаимодействия при $\beta < \beta_s$; 2 и 3 — расчет с учетом кулоновского взаимодействия соответственно при $\beta = \beta_s$ и $\beta < \beta_s$; точечные кривые — средняя поляризация [55]

1100 МэВ/с могут быть описаны в рамках ТГС при $\sigma_s/\sigma_{pN} = 0,12$ фм, $\beta_s = 1,2$ фм², $\alpha_s = -1,0$. Однако этот анализ не является однозначным из-за экспериментальных погрешностей.

Расчетам в рамках ТГС поляризационных наблюдаемых в упругом рассеянии антипротонов на ядрах были посвящены работы [58—61].

2.3. Столкновения легчайших ядер и антиядер с ядрами при промежуточных энергиях. В работах [25,26] были вычислены полное сечение σ_T , сечение реакций σ_R и действительная часть амплитуды рассеяния на нулевой угол $\text{Re } F(0)$ для столкновений ^3H ($^3\bar{\text{H}}$) и ^3He ($^3\bar{\text{He}}$) с ядрами при энергиях в интервале 100 + 1000 МэВ на нуклон. В расчетах был использован микроскопический ОП ядро-ядерного взаимодействия первого порядка, представляющий собой двойную свертку плотностей взаимодействующих ядра-снаряда $\rho_P(\mathbf{r})$ и ядра-мишени $\rho_T(\mathbf{r})$ и t_{hN} -матрицы нуклон(антинуклон)-нуклонного взаимодействия [62]:

$$V_{\text{оп}}(\mathbf{r}) = A_P A_T \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \rho_P(\mathbf{r}_1) \rho_T(\mathbf{r}_2) t_{hN}(\mathbf{r} + \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2). \quad (2.34)$$

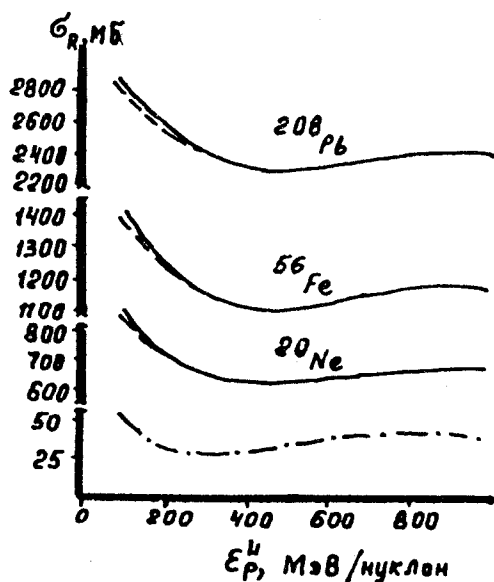


Рис.5. Сечения реакций для взаимодействия ядер ${}^3\text{H}$ с ядрами ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{56}\text{Fe}$, ${}^{208}\text{Pb}$ в зависимости от кинетической энергии налетающего ядра, отнесенной к одному нуклону ϵ_p^L . Сплошные кривые — расчет с учетом первой неэikonальной поправки; штриховые кривые — ЭП. Штрихпунктирная кривая — полное сечение pN -взаимодействия [26]

Распределение антинуклонов в антиядре принималось совпадающим с распределением плотности в соответствующем ядре. Расчеты были выполнены как в эйкональном приближении, так и с учетом первой неэikonальной поправки. Приведем некоторые результаты этих вычислений (см. рис.5—8). Из анализа кривых рис.5 следует, что энергетическая зависимость σ_R для ядро-ядерных взаимодействий повторяет ход с энергией полного сечения нуклон-нуклонного взаимодействия. На это обстоятельство было обращено внимание в работах [63] и оно получило подтверждение в более поздних работах [64—66]. Из анализа кривых рис.6 следует такой же вывод в отношении сечений реакций для взаимодействия антиядер с ядрами (аналогичное заключение можно сделать и на основании результатов расчетов σ_R для взаимодействия ${}^3\overline{\text{He}}$ с ядрами). На рис.7 и 8 представлены результаты вычислений $\text{Re}F(0)$ как функции энергии налетающих частиц для случаев рассеяния ${}^3\text{H}$ и ${}^3\overline{\text{H}}$ на ядрах ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{56}\text{Fe}$ и ${}^{208}\text{Pb}$. Главной отличительной чертой приведенных на этих рисунках кривых является воспроизведение в энергетической зависимости $\text{Re}F_{A_p A_T}$ хода с энергией элементарной адрон-нуклонной амплитуды рассеяния, усредненной по нейтронам и протонам. Слабые

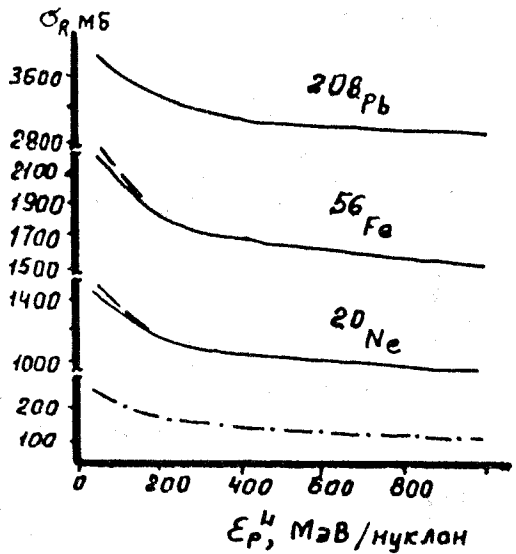


Рис.6. То же, что и на рис.5, но для падающих антиядер $^3\bar{\text{H}}$ и антипротонов [26]

осцилляции в $\text{Re } M_{NN}(0)$ усилены в случае рассеяния ионов (рис.7), а плавный ход с энергией функции $\text{Re } M_{NN}^-(0)$ повторяется в случае рассеяния антиядер на ядрах. Интерпретировать полученные результаты удобно с помощью аналитического выражения (2.17), полученного для условий сильного поглощения [51,52]. Это аналитическое выражение с точностью лучше 3% воспроизводит результаты численного расчета в ЭП. Видно, что при малых $\langle \alpha \rangle \text{Re } F_{A_p A_T}(0) \sim \langle \alpha \rangle \langle \dots \rangle$ означает усреднение по нейтронам и протонам) и обе величины одновременно проходят через нуль. Отклонение от буквального повторения зависимости $\langle \alpha \rangle$ от энергии в графиках функции $\text{Re } F_{A_p A_T}$ обусловлено не только большими значениями $\langle \alpha \rangle$ при некоторых значениях энергии, но также и неэikonальными эффектами и, главным образом, энергетической зависимостью параметров b_m (2.20) и коэффициента поглощения $\kappa = |k \text{Im } U(0)|$, $U(0)$ — безразмерный оптический потенциал в центре ядра-мишени. Именно максимум длины свободного пробега κ^{-1} в ядре при энергиях падающего нуклона $200 + 400$ МэВ обуславливает усиление слабой осцилляции в энергетической зависимости $\text{Re } M_{NN}$. В случае упругого рассеяния антиядер на ядрах, как уже отмечалось выше, $\text{Re } F_{A_p A_T}$ плавно зависит от

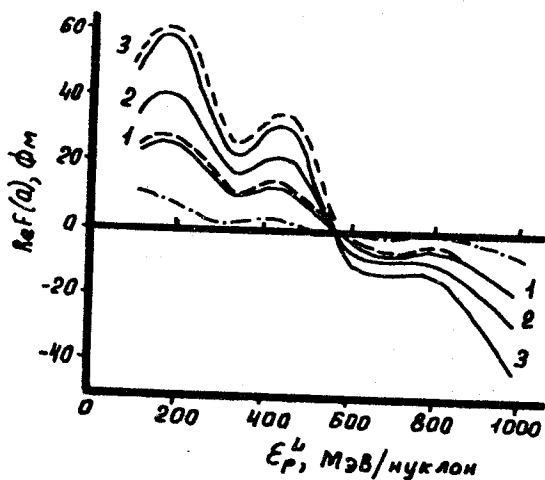


Рис.7. Действительная часть амплитуды $\text{Re } F(0)$ в с.д.м. для взаимодействия ядер ${}^3\text{H}$ с ядрами ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{56}\text{Fe}$, ${}^{208}\text{Pb}$ (кривые 1—3) в зависимости от энергии ϵ_p^L . Сплошные кривые — расчет с учетом первой неэко-нальной поправки, штриховые — ЭП. Штрихпунктирная кривая — действительная часть амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния $\text{Re } M_{MN} \cdot 10$ в с.д.м. ${}^3\text{H} + {}^{20}\text{Ne}$ [26]

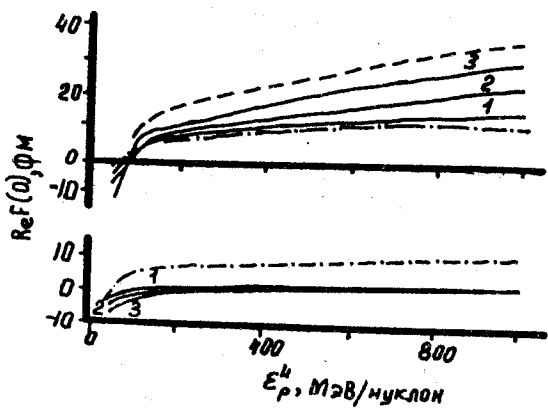


Рис.8. То же, что и на рис.7, но для взаимодействия антиядер ${}^3\bar{\text{H}}$ с ядрами ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{56}\text{Fe}$, ${}^{208}\text{Pb}$ (вверху). Внизу — действительная часть амплитуды $\text{Re } F(0)$ для взаимодействия антинуклонов с ядрами. Штрихпунктирная кривая — действительная часть амплитуды антипротон-нуклонного рассеяния $\text{Re } M_{\bar{N}N}(0) \cdot 10$ в с.д.м. ${}^3\bar{\text{H}} + {}^{20}\text{Ne}$ [26]

энергии падающей частицы. Мы специально уделили внимание анализу амплитуды $\text{Re } F(0)$, поскольку именно эта величина оказывается особо чувствительной по сравнению с сечениями σ_i и σ_R к форме пространственной зависимости ОП [27,67—69]. В формировании действительной части амплитуды упругого рассеяния на нулевой угол участвуют периферические области ядра-мишени. В случае рассеяния антиядер эти области более удалены от центра ядра, чем в случае рассеяния ядер, так что плотности ядра-мишени в этих областях отличаются в несколько раз. В то же время длины свободного пробега в обоих случаях (например, для ${}^3\text{H}$ и ${}^3\bar{\text{H}}$), вычисленные для соответствующих значений плотности ядра-мишени, оказываются близкими. Такая закономерность характерна для условий сильного поглощения, когда существенны периферические

области ядра, где распределение плотности можно аппроксимировать простой формой

$$\rho(r) \approx \rho_0 \left[e^{-\frac{r-R}{a}} - e^{-2\frac{r-R}{a}} \right].$$

В области вблизи $r \approx r_{ef} = R + a(1 + a/2R) \ln(\kappa_0 \sqrt{\pi Ra/2})$, $\kappa_0 = \rho_0 \sigma$ (см. (2.21)) имеем $(r_{ef} - R)/a \approx \ln[\kappa_0 \sqrt{\pi Ra/2}]$ и $\kappa(r_{ef}) = \sigma \rho(r_{ef}) = \kappa_0 [\exp(-\ln(\kappa_0 \sqrt{\pi Ra/2})) - \exp(-2 \ln(\kappa_0 \sqrt{\pi Ra/2}))] \approx \kappa_0 (1/\kappa_0 \sqrt{\pi Ra/2} - (1/\kappa_0 \sqrt{\pi Ra/2})^2) \approx 1/\sqrt{\pi Ra/2}$ — величина постоянная для данного ядра независимо от типа налетающей частицы.

2.4. Релятивистские модели описания взаимодействия антинуклонов с ядрами. Успешное применение методов релятивистской теории к описанию нуклон-ядерного взаимодействия при промежуточных энергиях стимулировало распространение этих методов и на область антинуклон-ядерного взаимодействия. Первым шагом в этом направлении было использование стандартной модели Валечки [70], в рамках которой движение падающего адрона внутри ядра описывается с помощью уравнения Дирака

$$(-i\gamma^\mu \partial_\mu + M - g_\sigma \sigma + g_\omega \omega^\mu \gamma_\mu) \psi = 0, \quad (2.35)$$

где g — постоянные взаимодействия нуклонов с нейтральным скалярным полем σ (g_σ) и с нейтральным векторным полем ω_μ (g_ω); M — масса нуклона. В приближении среднего поля для волновой функции адрона имеем уравнение Дирака — Хартри

$$(-i\hbar c \gamma \nabla + \gamma_0 M c^2 + \gamma_0 S + V - E) \psi(r) = 0, \quad (2.36)$$

содержащее двухкомпонентный оптический потенциал: S и V , соответственно, — скалярная и векторная компоненты ОП (четвертая компонента лоренцева вектора); γ, γ_0 — матрицы Дирака. Каждая из компонент представляет собой свертку формфактора Юкавы с соответствующей компонентой плотности нуклонов ядра-мишени.

Часть $\bar{N}N$ -взаимодействия, соответствующая однобозонному обмену (ОБЕ), может быть получена из ОБЕ-части V_{NN} для NN -взаимодействия с помощью преобразования G -четности (зарядовое сопряжение плюс поворот на 180° в пространстве изоспина; см., например, [71]). При преобразовании G -четности знак компоненты V изменяется и центральная часть ОП в эквивалентном уравнении Шредингера для большой компоненты дираковского спинора оказывается значительно глубже, чем у нуклон-ядерного ОП. Соответственно спин-орбитальная часть ОП в случае

антинуклонов оказывается очень малой [72]. Более усовершенствованный подход заключается в том, что ОВЕ-часть NN -потенциала дополняется феноменологическим аннигиляционным потенциалом V_{NN}^a так, что оптический потенциал для антинуклон-нуклонного взаимодействия имеет вид

$$V_{NN}^- = \sum_{i=\pi,\sigma,\omega,\dots} G V_{NN}^{(i)} G^{-1} + V_{NN}^a. \quad (2.37)$$

Суммирование проводится по всем типам мезонов, которые включены в модель. Этот потенциал дает возможность рассчитать t_{NN}^- -матрицу NN -рассеяния и получить ОП первого порядка для описания антинуклон-ядерного взаимодействия с помощью уравнения Дирака [73—75]. ОП в эффективном уравнении Шредингера для большой компоненты дираковского спинора оказался близким по форме к стандартному ВС-потенциалу. Заметим, что действительная часть центрального ОП при этом соответствует отталкиванию при $E_p = 46,8$ МэВ, что согласуется с результатом анализа в рамках ТГС. В обоснование применения импульсного приближения при столь низких энергиях налетающих частиц можно выдвинуть те же аргументы, что и использованные выше в п.2.2 в пользу ТГС. Глубины скалярной и векторной компонент ОП в релятивистском импульсном приближении велики [74]:

$$V = (354, -i54) \text{ МэВ}, \quad S = (-388, i86) \text{ МэВ.}$$

($\vec{p}^{12}c$)

Результаты вычислений дифференциальных сечений упругого рассеяния, анализирующей способности и функции поворота спина антипротона в рамках релятивистского и нерелятивистского подходов приводят к близким результатам, что объясняется сильным поглощением и слабым спин-орбитальным взаимодействием антипротонов с ядрами. Эти параметры оказываются более чувствительными к виду модели V_{NN}^- [76—81].

Некоторые результаты таких расчетов [82] приведены на рис.9—11.

В заключение отметим, что дираковский подход к описанию взаимодействия нуклонов и антинуклонов промежуточных энергий с ядрами, несмотря на целый ряд успешных применений, столкнулся с многочисленными критическими замечаниями (см. [68] и цитированную там литературу), связанными главным образом с недостаточным теоретическим обоснованием этого подхода. Так, в работе [83] показано, что теоретически применимость уравнения Дирака к описанию рассеяния таких составных объектов, как нуклон (или антинуклон), весьма ограничена и не носит сколько-нибудь универсального характера. В то же время

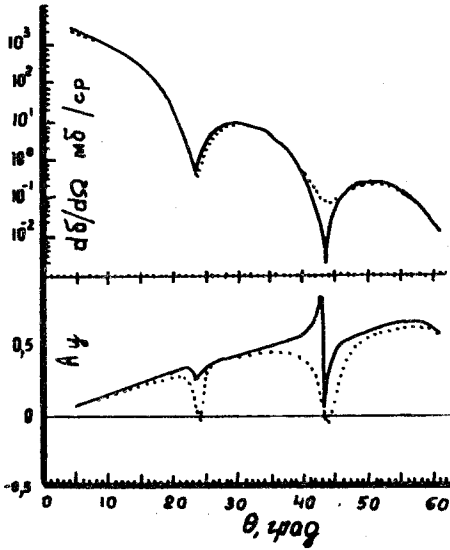


Рис.9. Дифференциальное сечение и анализирующая способность упругого $\bar{p}^{12}\text{C}$ -рассеяния при 180 МэВ для микроскопических нерелятивистских ОП первого порядка [82]. Сплошная кривая — PARIS-модель t -матрицы NN -рассеяния [78]; точечная кривая — NMEGEN-модель t -матрицы NN -рассеяния [79]

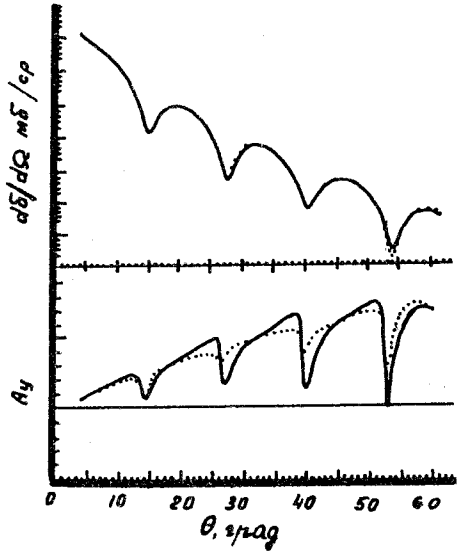
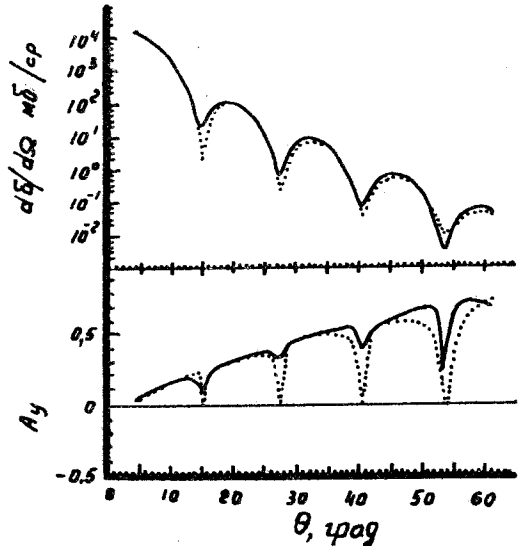


Рис.10. То же, что и на рис.9, но для $\bar{p}^{40}\text{Ca}$

Рис.11. Дифференциальное сечение и анализирующая способность упругого рассеяния $\bar{p}^{40}\text{Ca}$ при 180 МэВ для микроскопических ОП первого порядка [82]. Сплошная кривая и точечная получены для релятивистской (дирাকовской) модели и для нерелятивистской модели соответственно



в [84] показано, что использование даже простейшего нелокального ОП в рамках стандартного нерелятивистского подхода с релятивистской кинематикой столь же эффективно, что и рассмотренная выше дираковская модель.

2.5. Усовершенствование оптического потенциала в импульсном приближении путем учета эффектов ядерной среды. Альтернативная дираковскому подходу возможность уточнения стандартного импульсного приближения в теории многократного рассеяния заключается в замене t -матрицы свободного рассеяния падающего адрона на нуклоне на g -матрицу, описывающую рассеяние этого адрона на нуклоне, связанном в ядре-мишени. В случае антипротон-ядерного рассеяния при низких и средних энергиях это направление исследований было развито в серии работ [85—92]. Эффекты ядерной среды оказывают наиболее существенное влияние на действительную часть ОП $\text{Re } V_{\text{оп}}$. Так, в импульсном приближении ОП, описывающий взаимодействие антипротонов с нуклонами в центральной области ядра, соответствует отталкиванию антинуклона. В то же время учет эффектов среды приводит к ОП, притягивающему антипротон.

Исходным пунктом таких расчетов служит рассмотрение движения антинуклона в ядерной материи [85]. В этом случае закон дисперсии, связывающей $\hbar k$ — импульс антипротона, взаимодействующего с ядерной средой, с его энергией $\bar{e}(k)$, содержит неприводимую собственно энергетическую часть (или массовый оператор) $\Sigma(k, \bar{e}(k), k_F)$ и имеет вид

$$\bar{e}(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2M_p} + \Sigma(k, \bar{e}(k), k_F). \quad (2.38)$$

$\frac{\hbar^2 k_F^2}{2M_N}$ — энергия Ферми для ядерной материи. В случае симметричной

ядерной материи $k_F = \left[\frac{3\pi^2}{2} \rho_{NM} \right]^{1/3}$. При $\rho_{NM} = 0,174$ нукл./фм³

$$k_F = 1,371 \text{ фм}^{-1}.$$

В первом приближении по числу столкновений

$$\Sigma(k, E, k_F) = \sum_{p_- < k_F} \langle k, p_- | g(\omega) | k, p_- \rangle. \quad (2.39)$$

E — энергия антинуклона вне ядерной материи, $\omega = E + e(p_-)$, $e(p_-)$ — значение одночастичной энергии рассеивающего нуклона в ядерной материи. Здесь $g(\omega)$ — t -матрица рассеяния антинуклона на нуклоне в ядерной материи, удовлетворяющая уравнению

$$g(\omega) = V_{NN}^- + V_{NN}^- \sum_{p_+, p_-} \frac{Q(p_-, k_F)}{\omega - \bar{e}(p_+) - e(p_-) + i\epsilon} g(\omega). \quad (2.40)$$

Здесь V_{NN}^- — комплексный потенциал антинуклон-нуклонного взаимодействия (различные модели этого потенциала использованы в работах [76—82]). Оператор $Q(p_-, k_F)$ учитывает действие принципа Паули в промежуточных состояниях; $\hbar p_+$ и $\hbar p_-$ — импульсы антипротона и нуклона, характеризующие конкретное промежуточное состояние. Оптический потенциал первого порядка, управляющий движением антинуклона в ядерной материи, есть

$$\tilde{V}_{op}(k) = \Sigma(k, \bar{e}(k), k_F). \quad (2.41)$$

При переходе от случая ядерной материи к описанию рассеяния антинуклонов на ядрах используется приближение локальной плотности, когда вместо параметра k_F вводится $k_F(r) = \left[\frac{3\pi^2}{2} \rho(r) \right]^{1/3} = 1,371 [\rho(r)/\rho(0)]^{1/3}$, где $\rho(r)$ — плотность ядра-мишени в точке r . Этот подход можно обобщить на случай произвольной одночастичной модели ядра-мишени [86, 87]. Запишем гамильтониан \hat{H} системы антинуклон-ядро в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \sum_{i=1}^A v_{\bar{p}i}, \quad (2.42)$$

где $\hat{H}_0 = \hat{H}_{nuc1} + \hat{K}_0$ — сумма кинетической энергии антинуклона и гамильтониана ядра-мишени \hat{H}_{nuc1} , $v_{\bar{p}i}$ — потенциальная энергия взаимодействия антинуклона с i -м нуклоном ядра. g -матрица в этом случае удовлетворяет уравнению

$$g(\omega) = v_{\bar{p}N}^- + v_{\bar{p}N}^- G(\omega) g(\omega). \quad (2.43)$$

Здесь функция Грина $G(\omega)$ определена самосогласованным образом с помощью уравнения

$$G(\omega) = G_0(\omega) + G_0(\omega) V_{op} G(\omega), \quad (2.44)$$

где

$$V_{op} = \langle g.s. | g(\omega) | g.s. \rangle \quad (2.45)$$

— оптический потенциал первого порядка; $|g.s.\rangle$ — соответствующим образом антисимметризованная волновая функция основного состояния ядра. Функция Грина G_0 соответствует гамильтониану \hat{H}_0 . g -матрица может быть найдена также из уравнения

$$g = t_0 + t_0 G_0 T G_0 g, \quad (2.46)$$

где

$$T = V_{op} + V_{op} G_0 T. \quad (2.47)$$

Здесь t -матрица $\bar{N}N$ -рассеяния t_0 удовлетворяет уравнению Липпмана — Швингера без учета самосогласования [87]: $t_0 = V_{\bar{p}N} + V_{\bar{p}N} G_0 t_0$. Подставляя в (2.43) вместо функции Грина G пропагатор

$$G_Q = \sum_{\substack{p_+ p_- \\ \epsilon \rightarrow 0}} \frac{Q(K, q, k_F)}{\omega - \bar{e}(p_+) - e(p_-) + i\epsilon}, \quad (2.48)$$

получим результат, соответствующий ядерной материи. Здесь были введены обозначения $q = \frac{1}{2}(p_+ - p_-)$, $K = (p_+ + p_-)$.

В приближении локальной плотности оптический потенциал первого порядка представляет собой свертку g -матрицы и плотности ядра-мишени

$$V_{op}^{(1)}(r, E) = \int \{g^{\bar{p}p}(1r - r'; k_F^p(r); E) \rho_p(r') + g^{\bar{p}n}(1r - r'; k_F^n(r); E) \rho_n(r')\} dr', \quad (2.49)$$

где введены отдельные плотности $\rho_p(r)$ и $\rho_n(r)$ для протонов и нейтронов ядра-мишени. Здесь записан ОП в локальном приближении, хотя в общем случае ОП $V_{op}^{(1)}$ представляет собой нелокальный оператор. Пространственная зависимость ОП оказывается существенно отличной от формы ОП первого порядка в импульсном приближении. Однако сильное поглощение антинуклонов препятствует их проникновению в центральные области ядра, где это отличие наиболее существенно. Вблизи поверхности ядра, где в основном происходит взаимодействие антинуклонов с нуклонами ядра, эффект среды мал вследствие низкой плотности ρ в этой области.

В конкретных расчетах используется содержащая усреднение по углам версия оператора $Q(K, q, k_F)$:

$$Q(K, q, k_F) = \begin{cases} 0, & | \frac{K}{2} + q | \leq k_F \\ 1, & | \frac{K}{2} + q | > k_F, \end{cases} \quad (2.50)$$

а именно

$$Q(K, q, k_F) \rightarrow Q(K, q, k_F) = \begin{cases} 0, & \frac{K}{2} + q \leq k_F \\ 1, & |\frac{K}{2} - q| > k_F \\ \frac{1}{2Kq} [(\frac{1}{2}K + q)^2 - k_F^2] & \text{в других случаях.} \end{cases} \quad (2.51)$$

Напомним, что для $\bar{p}N$ -взаимодействия характерна сильная анизотропия угловой зависимости амплитуды $\bar{p}N$ -рассеяния. Влияние этой анизотропии на действие оператора Q рассмотрено в следующем пункте. Эффекты ядерной среды в антинуклон-ядерном взаимодействии не сводятся только к действию принципа Паули, но заключаются и в связи рассеивающего нуклона в ядре-мишени; в рамках модели независимых частиц в расчетах следует использовать $e_N(p) = \frac{\hbar^2 p^2}{2M_N} + \tilde{U}_N(p)$.

Эффекты ядерной среды в случае рассеяния антипротонов низкой и средней энергии оказываются весьма малыми вследствие большого вклада аннигиляции в полное сечение $\bar{p}N$ -взаимодействия. Сравнение результатов расчетов с использованием разных форм NN -взаимодействия с результатами экспериментов в настоящее время не дает возможности отдать предпочтение тому или иному варианту NN -потенциала.

В заключение отметим, что эффекты среды в рамках микроскопического релятивистского подхода в случае рассеяния нуклонов на ядрах учитывались с помощью введения эффективного параметра (эффективной массы рассеивающегося нуклона) в работах [93—95].

2.6. Влияние принципа Паули и анизотропии $\bar{p}N$ -рассеяния на характеристики взаимодействия антипротонов с ядрами. Как было показано в предыдущем пункте, замена t -матрицы свободного NN -рассеяния на g -матрицу позволяет учесть поправки к импульсному приближению для микроскопического ОП первого порядка $V_{IA}^{(1)}$, обусловленные влиянием ядерной среды на процесс $\bar{p}N$ -взаимодействия в ядерном веществе. Напомним, что использование $V_{IA}^{(1)}$ в сочетании с эйкональным приближением для решения волнового уравнения оптической модели эквивалентно оптическому пределу ТГС. Описанная выше процедура отыскания g -матрицы взаимодействия антинуклона с нуклоном в ядре содержит существенное упрощение, связанное с пренебрежением анизотропией $\bar{p}N$ -рассеяния (см. предыдущий пункт). Вследствие важности этого фактора интересно исследовать его влияние на величину поправок к $V_{IA}^{(1)}$. Оценим сначала величину поправок к мнимой части $-\text{Im } V_{IA}^{(1)} \equiv W_{IA}^{(1)}$,

которая в нерелятивистском приближении и при предположении об изотропии элементарного $\bar{p}N$ -рассеяния имеет вид

$$W_{IA}^{(1)}(r) = \frac{2\pi}{M} \text{Im} M_{\bar{p}N}(0; p) \rho(r) = \frac{p_a}{2M} \sigma_t(p) \rho(r). \quad (2.52)$$

Здесь $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a + \sigma_{\text{сех}}$ — полное сечение $\bar{p}N$ -взаимодействия, p — относительный импульс сталкивающихся частиц, p_a — импульс налетающего антипротона в с.ц.м. антипротон — ядро. Для простоты мы положили здесь $\hbar = 1$; M — масса нуклона.

Использование стандартной гауссовой параметризации амплитуды $M_{\bar{p}N}$ с учетом анизотропии рассеяния

$$M_{\bar{p}N}(p_a, p_1) = M(0; p) \exp\left[-\frac{\beta}{2}(p_a - p_1)^2\right], \quad (2.53)$$

где p_1 — импульс антипротона после столкновения, и процедуры работы [54], позволяющей аппроксимировать свертку гауссовой функции и распределения ВС новым распределением ВС с эффективными параметрами R_{ef} и a_{ef} (см. (2.14)), позволяет сохранить вид (2.52). Поправки к (2.52) имеют два источника. Во-первых, они возникают в выражении для ОП первого порядка за счет модификации амплитуды $\bar{p}N$ -рассеяния в ядерной среде. Во-вторых, они обусловлены процессами двойного, тройного и т.д. перерассеяний падающей частицы на различных нуклонах ядра (вклад $V^{(2)}$, $V^{(3)}$ и т.д.). Простейший и наиболее существенный вклад дает учет влияния принципа Паули на сечение $\bar{p}N$ -рассеяния в ядерной среде. Влияние принципа Паули на сечение аннигиляции $\bar{p}N$ мало вследствие большого энерговыделения в этом процессе, а сечение перезарядки $\sigma_{\text{сех}}$ мало по сравнению с σ_s и σ_a . Мы ограничимся анализом поправок к $W_{IA}^{(1)}$, поскольку действительная часть микроскопического ОП для антипротонов мала. Для получения оценок мы воспользуемся моделью однородного идеального ферми-газа в совокупности с приближением локальной плотности. Вычислим в этой модели $\langle\sigma_s\rangle$ — полное сечение рассеяния налетающей частицы на нуклоне ядра. Это дает возможность с помощью (2.52) оценить влияние принципа Паули на мнимую часть ОП первого порядка. В случае изотропного адрон-нуклонного рассеяния такая программа реализована в работах [96—101]. Принимая во внимание (2.53), запишем

$$\langle\sigma_s\rangle = \frac{3}{4\pi p_F^3} \frac{4}{p_a} \int dp_A \int dp_1 |M_{\bar{p}N}(0, p)|^2 \exp(-\beta(p_a - p_1)^2) \times$$

$$\times \delta [(p_1^2 - p_a^2)/2 + (p_1 - p_a)^2/2 - p_A(p_1 - p_a)], \quad (2.54)$$

p_A — импульс нуклона ядра до столкновения, p_F — импульс Ферми.

В практически интересных случаях $\beta p_a^2 \gg \beta p_F p_a \sim 1 \gg \beta p_F^2$ интегрирование в (2.54) удается выполнить в аналитической форме с результатом [102]

$$\langle \sigma_s \rangle = A_k \left\{ 1 - \frac{4}{5} \beta p_F^3 + \mu_k \left(\frac{p_F}{p_a} \right)^2 - e^{-\beta p_a^2} \left[\frac{3}{x^3} (x \operatorname{ch} x - \operatorname{sh} x) + \mu_k \left(\frac{p_F}{p_a} \right)^2 + (\gamma_k + \xi) \beta p_F^2 \right] \right\}. \quad (2.55)$$

Были введены обозначения: $x = 2\beta p_a p_F$; $\xi = 1/5$ для падающего антинуклона (если на нуклонах ядра рассеивается нуклон, то $\xi = 1$); индекс « k »

выделяет различные формы зависимости $|M_k(0, p)|^2 = \frac{\sigma_k(p)}{4\pi}$:

$$A_0 = \tilde{\sigma}_0 / \beta p_a^2, \quad \mu_0 = 0, \quad \gamma_0 = -2/5, \quad \sigma_0(p) = \tilde{\sigma}_0;$$

$$A_1 = (2\tilde{\sigma}_1 / p_a) (1/\beta p_a^2), \quad \mu_1 = 1/5, \quad \gamma_1 = 0, \quad \sigma_1(p) = \tilde{\sigma}_1 / p;$$

$$A_2 = (4\tilde{\sigma}_2 / p_a^2) (1/\beta p_a^2), \quad \mu_2 = 3/5, \quad \gamma_2 = 2/5, \quad \sigma_2(p) = \tilde{\sigma}_2 / p^2.$$

Точность расчета ограничена величинами $\sim \beta p_F^2$. Однако в (2.55) мы сохранили и те члены более высокого порядка малости, которые обеспечивают правильный переход при $\beta \rightarrow 0$ к формулам изотропного рассеяния при $p_a^2 \gg p_F^2$.

Особенностью выражения (2.55) является сохранение поправочного фактора $1 - \frac{4}{5} \beta p_F^2$ и в области экстремально высоких энергий, что имеет место и для произвольного вида анизотропии $\bar{p}N$ -рассеяния, если при этом $\beta(p_a)$ не стремится к нулю. Действительно, пренебречь влиянием принципа Паули можно, когда средняя переданная при столкновении энергия $\langle \Delta E \rangle$ велика по сравнению с энергией Ферми, что выполняется при $p_a^2 \gg p_F^2$ в случае изотропного рассеяния. В случае анизотропного рассеяния (2.53) $\langle \Delta E \rangle \approx 1/2\beta M$, M — масса нуклона, и не растет с увеличением энергии падающей частицы, если при этом не уменьшается степень анизотропии рассеяния. Как следует из (2.52), (2.55), при значениях параметров β, p_a , отвечающих рассеянию антипротонов с энергией

50+200 МэВ, влияние принципа Паули на сечение $\bar{p}N$ -рассеяния в ядерной среде приводит к уменьшению $W_{IA}^{(1)}$ в $\left[1 - \frac{4}{5}\beta p_F^2 \frac{\sigma_s}{\sigma_t}\right]^{-1}$ раз.

Наличие корреляций между нуклонами ядра приводит в случае изотропного рассеяния к следующему слагаемому второго порядка в ОП:

$$W^{(2)} = \frac{p_a}{M} \left[\frac{2\pi}{p_a} \rho(r) M(0, p) \right]^2 \int_0^\infty d\xi [g(\xi) - 1]. \quad (2.56)$$

В случае идеального ферми-газа интеграл от корреляционной функции $g(\xi) - 1$ равен $-3\pi/5p_F$. Учет анизотропии рассеяния антипротонов на нуклонах уменьшает выражение (2.56) в $(1 + \frac{4}{5}\beta p_F^2)$ раз [103] и поправ-

ка (2.56) приводит к умножению $W_{IA}^{(1)}$ на $1 + \frac{\sigma_t(1 - \alpha^2) p_F^2}{20\pi (1 + \frac{4}{5}\beta p_F^2)}$, где

$$\alpha = \text{Re } M(0)/\text{Im } M(0) \text{ [102]}.$$

Переход к конечному ядру в рамках приближения локальной плотности осуществляется заменой p_F^2 на $p_F^2(r) = p_F^2 [\rho(r)/\rho(0)]^{2/3}$. В результате объединения двух рассмотренных выше поправок мнимая часть микроскопического ОП принимает вид

$$W = W_{IA}^{(1)} \left\{ 1 - \frac{4}{5}\beta p_F^2(r) \frac{\sigma_s}{\sigma_t} + \frac{\sigma_t}{20\pi} \frac{(1 - \alpha^2) p_F^2(r)}{1 + \frac{4}{5}\beta p_F^2(r)} \right\}. \quad (2.57)$$

В центре ядра $p_F = 1,371 \text{ фм}^{-1}$ и $\frac{4}{5}\beta p_F^2 \approx 2$ при $E_p = 47 \text{ МэВ}$, так что выражение (2.57), строго говоря, неприменимо. Можно лишь говорить о значительном уменьшении W по сравнению с $W_{IA}^{(1)}$. В условиях сильного поглощения, которые реализуются при рассеянии антипротонов низких и средних энергий на ядрах, для вычисления амплитуды антипротон-ядерного рассеяния в эйкональном приближении достаточно знать функции профиля только в периферической области ядра [51,52], где $\rho(b_m)/\rho(0) \leq 0,1$. Характерное прицельное расстояние b_m выражается через параметры распределения плотности ядра в форме $BC R_{ef}$ и a_{ef} и полное сечение свободного $\bar{p}N$ -взаимодействия (см. п.2.2). В области больших $r \sim b_m$ обе рассмотренные поправки к ОП в импульсном приближении (2.52) малы ($\sim 0,10-0,15$) и почти полностью компенсируют

друг друга, поскольку $\sigma_s \approx \sigma_t \frac{1 + \alpha^2}{16\pi\beta}$ и $\alpha^2 \ll 1$. С учетом грубости предположений, использованных при выводе (2.55) — (2.57), представляет интерес все же оценить вклад одного слагаемого $W_{IA}^{(1)} \left(-\frac{4}{5} \right) \beta p_F^2(r) \frac{\sigma_s}{\sigma_t}$ в амплитуду антипротон-ядерного рассеяния. Для этого воспользуемся методом разложения по степеням малых параметров a_{ef}/b_m и $(\rho(0) \sigma_t \sqrt{\pi b_m a_{ef}})^{-1}$ [51, 52] (см. п.2.2 настоящего обзора). Приближенное выражение для относительной поправки к мнимой части эйкональной амплитуды рассеяния вперед за счет модификации амплитуды элементарного $\bar{p}N$ -рассеяния в ядерной среде из-за принципа Паули имеет вид:

$$\frac{\text{Im } \Delta F(0)}{\text{Im } F(0)} \approx -2 \frac{a_{ef} \sigma_s}{b_m \sigma_t} \frac{0,88}{[\rho(0) \sigma_t \sqrt{\pi b_m a_{ef}}]^{2/3}} \frac{4}{5} \beta p_F^2. \quad (2.58)$$

Аналогичное выражение для относительной поправки к вещественной части амплитуды рассеяния вперед получается из (2.58) заменой фактора $-2 \frac{a_{ef}}{b_m}$ на $5/3$. В случае $\bar{p}^{40}\text{Ca}$ -рассеяния при $E_{\bar{p}} = 47$ и 180 МэВ получим малые поправки $\text{Im } \Delta F(0)/\text{Im } F(0) \approx -0,03$, $\text{Re } \Delta F(0)/\text{Re } F(0) \approx 0,17$. Их независимость от энергии объясняется тем, что одновременно с увеличением параметра наклона $\bar{p}N$ -амплитуды от 0,87 до 1,4 фм² при переходе в область низких энергий от 180 до 47 МэВ имеет место увеличение полного сечения элементарного $\bar{p}N$ -взаимодействия от 138 до 220 мб.

Принимая во внимание замечание относительно частичной компенсации обеих поправок, можно сделать вывод о хорошей точности импульсного приближения для мнимой части ОП для антипротонов с кинетической энергией 50 + 200 МэВ. Проведенный анализ показывает, что большая величина полного сечения элементарного $\bar{p}N$ -взаимодействия, доминирующий вклад аннигиляционного канала ($\sigma_s/\sigma_t \approx 1/3$) и малое отношение $|\text{Re } M_{\bar{p}N}(0)/\text{Im } M_{\bar{p}N}(0)|$ благоприятствуют применению ТГС при низких энергиях антипротонов.

3. МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ В ПРОЦЕССЕ АННИГИЛЯЦИИ АНТИНУКЛОНОВ В ЯДРАХ

3.1. Аннигиляция и квазисвободное рассеяние антинуклонов. Анализ роли многократного рассеяния в процессе аннигиляции антинуклонов в ядрах мы начнем с вычисления вклада тех актов рассеяния, которые

предшествуют аннигиляции как таковой [32,33]. Воспользуемся известным выражением для сечения реакций [104]:

$$\sigma_R = -\frac{2}{\hbar v_0} \langle \psi_k^{(+)} | \text{Im } V_{\text{оп}} | \psi_k^{(+)} \rangle. \quad (3.1)$$

v_0 — относительная скорость налетающей частицы и ядра-мишени, $V_{\text{оп}}$ — оптический потенциал. $\psi_k^{(+)}(\mathbf{r})$ — волновая функция налетающей частицы с волновым вектором \mathbf{k} (в системе центра масс частица — ядро, РТ-система), удовлетворяющая волновому уравнению

$$\{\nabla^2 + k^2(1 - U_{\text{оп}}(\mathbf{r}))\} \psi_k^{(+)}(\mathbf{r}) = 0.$$

Безразмерный ОП $U_{\text{оп}}(\mathbf{r})$ определен выше (см. (2.9)). Учитывается только центральный ядерный потенциал. Спин-орбитальное взаимодействие оказывает слабое влияние на величину сечения аннигиляции антипротонов, а кулоновское взаимодействие V_C можно учесть с помощью фактора $(1 + V_C(R))/(E_{\bar{p}} + E_A)$, $V_C(R)$ — величина кулоновского потенциала на границе ядра, $E_{\bar{p}} + E_A$ — сумма кинетических энергий налетающей частицы и ядра в системе РТ. В отношении парциальных сечений аннигиляции кулоновский фактор, очевидно, не входит.

Сечение реакций представляет собой сумму слагаемых, соответствующих аннигиляции σ_a и неупругому рассеянию антипротонов с последующим их вылетом из объема ядра σ_{in} . Относительно малое сечение перезарядки $\bar{p} \rightarrow \bar{n}$ и возможного рождения пионов мы не учитываем. Аннигиляция антипротонов может происходить не только во входном канале, но и после одного или нескольких актов неупругого столкновения с возбуждением ядра-мишени. Используя стандартную технику проекционных операторов, запишем следующее выражение для сечения аннигиляции:

$$\sigma_a = -\frac{2}{\hbar v_0} \text{Im} \langle \Psi^{(+)}(P_0 + P_1) | V_{\text{оп}}^{P_0 + P_1 \rightarrow Q} | (P_0 + P_1) \Psi^{(+)} \rangle. \quad (3.2)$$

Здесь использовано обозначение

$$V_{\text{оп}}^{P_0 + P_1 \rightarrow Q} = (P_0 + P_1) \hat{H} Q \frac{1}{E - Q \hat{H} Q + i\eta} Q \hat{H} (P_0 + P_1). \quad (3.3)$$

Волновая функция $\Psi^{(+)}$ многочастичной задачи о взаимодействии налетающего антипротона с ядром удовлетворяет волновому уравнению

$$(E - \hat{H}) \Psi^{(+)} = 0.$$

Проекционные операторы P_0, P_1 и Q проецируют волновую функцию $\Psi^{(+)}$ на различные области гильбертова пространства: P_0 — на область, соответствующую движению антипротона в поле ядра, находящегося в основном состоянии $\Phi_0(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_A)$, а P_1 — на область состояний, описывающих движение антипротона, испытавшего одно или несколько неупругих столкновений с возбуждением ядра в состояние $\Phi_f(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A)$; $\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A$ — координаты нуклонов ядра-мишени. Оператор Q осуществляет проекцию $\Psi^{(+)}$ на гильбертово пространство состояний, которые не содержат антипротон, а ядро с массовым числом $A - 1$ находится в возбужденном состоянии.

Выведение антипротонов из входного канала описывается ОП

$$V_{op}^{P_0 \rightarrow P_1 + Q} = P_0 \hat{H}(P_1 + Q) \frac{1}{E - (Q + P_1) \hat{H}(P_1 + Q) + i\eta} (P_1 + Q) \hat{H} P_0, \quad (3.4)$$

который в предположении о диагональной форме относительно $P_1 \Psi^{(+)}$ и $Q \Psi^+$ пропагатора $[E - (Q + P_1) \hat{H}(P_1 + Q) + i\eta]^{-1}$ может быть записан в виде двух слагаемых (см. приложение 1):

$$V_a^{P_0 \rightarrow Q} \cong P_0 \hat{H} Q \frac{1}{E - Q \hat{H} Q + i\eta} Q \hat{H} P_0, \quad (3.5)$$

соответствующего аннигиляции антипротона в результате первого столкновения, и

$$V_{in}^{P_0 \rightarrow P_1} \cong P_0 \hat{H} P_1 \frac{1}{E - P_1 \hat{H} P_1 + i\eta} P_1 \hat{H} P_0, \quad (3.6)$$

описывающего процессы, следующие после первого неупругого рассеяния антипротона. Такое приближенное разделение ОП соответствует реактивному содержанию ОП первого порядка: $\text{Im } V_{op}^{(1)} \sim \text{Im } t_{NN}^- = \text{Im } t_a^{\bar{N}N} + \text{Im } t_{in}^{\bar{N}N}$, где $\text{Im } t_a^{\bar{N}N} \sim \sigma_a^{\bar{N}N}$ — сечению антипротон-нуклонной аннигиляции, $\text{Im } t_{in}^{\bar{N}N}$ соответствует сечению упругого рассеяния антинуклона на нуклоне ядра $\sigma_{el}^{\bar{N}N}$. В этом приближении сечение аннигиляции в результате первого взаимодействия антипротона с ядром имеет вид

$$\sigma_a^{(1)} = -\frac{2}{\hbar v_0} \text{Im} \langle \Psi^{(+)} P_0 \left| P_0 \hat{H} Q \frac{1}{E - Q \hat{H} Q + i\eta} Q \hat{H} P_0 \right| P_0 \Psi^{(+)} \rangle, \quad (3.7)$$

а сечение процессов после первого неупругого рассеяния

$$\sigma_{in}^{(1)} = -\frac{2}{\hbar v_0} \operatorname{Im} \langle \Psi^{(+)} | P_0 \left| P_0 \hat{H} P_1 \frac{1}{E - P_1 \hat{H} P_1 + i\eta} P_1 \hat{H} P_0 \right| P_0 \Psi^{(+)} \rangle. \quad (3.8)$$

Решение волнового уравнения оптической модели со связанными каналами, когда из явного рассмотрения исключены состояния $Q|\Psi^{(+)}\rangle$, можно записать в эйкональном приближении. В этом приближении сумма сечений всех процессов аннигиляции $\sigma_a \sim \int d^2b [1 - e^{-\varphi_a(b)}]$, где $e^{-\varphi_a(b)}$ — вероятность избежать аннигиляции при движении с прицельным параметром b ; $\varphi_a(b) \sim \sigma_a^{\overline{NN}}$. Соответственно сечение неупругого рассеяния $\sigma_{in} \sim \int d^2b e^{-\varphi_a(b)} [1 - e^{-\varphi_{in}(b)}]$, где $\varphi_{in}(b) \sim \sigma_{el}^{\overline{NN}} = \sigma_t^{\overline{NN}} - \sigma_a^{\overline{NN}}$. Нетрудно проверить, что в ЭП полное сечение реакций $\sigma_R = \sigma_a + \sigma_{in} \sim \int d^2b [1 - e^{-\varphi_a(b) - \varphi_{in}(b)}]$. При этом сечение аннигиляции в результате первого столкновения

$$\sigma_{a \text{ ЭП}}^{(1)} = \frac{\sigma_a^{\overline{NN}}}{\sigma_a^{\overline{NN}} + \sigma_{el}^{\overline{NN}}} \sigma_{R \text{ ЭП}}, \quad (3.9)$$

а сечение процессов, следующих после первого неупругого рассеяния:

$$\sigma_{in \text{ ЭП}}^{(1)} = \frac{\sigma_{el}^{\overline{NN}}}{\sigma_a^{\overline{NN}} + \sigma_{el}^{\overline{NN}}} \sigma_{R \text{ ЭП}}. \quad (3.10)$$

Очевидно, $\sigma_{R \text{ ЭП}} = \sigma_{in \text{ ЭП}}^{(1)} + \sigma_{a \text{ ЭП}}^{(1)}$. Эти соотношения (3.9) и (3.10) выполняются и вне рамок ЭП: необходимо, чтобы $\operatorname{Im} V_a$ и $\operatorname{Im} V_{in}$ имели одинаковую пространственную зависимость. Сечение $\sigma_{in}^{(1)}$ содержит вклад тех процессов аннигиляции, которые прошли после первого, второго и т.д. актов неупругого рассеяния. При этом

$$\Delta \sigma_a = \sigma_{a \text{ ЭП}} - \sigma_{a \text{ ЭП}}^{(1)} = \sigma_{a \text{ ЭП}} - \frac{\sigma_a^{\overline{NN}}}{\sigma_a^{\overline{NN}} + \sigma_{el}^{\overline{NN}}} \sigma_{R \text{ ЭП}}. \quad (3.11)$$

Приведенные выше простые соотношения предполагают слабую зависимость $\sigma_a^{\overline{NN}}$ и $\sigma_{el}^{\overline{NN}}$ от энергии.

Чтобы в явном виде выделить сечение аннигиляции непосредственно после первого неупругого рассеяния, необходимо найти волновую функ-

цию $P_{11}|\Psi^{(+)}\rangle$ из подпространства $P_1|\Psi^{(+)}\rangle$, описывающую движение антипротона после первого неупругого рассеяния в поле возбужденного ядра-мишени. Учитывая только непосредственную связь между состояниями $P_0|\Psi^{(+)}\rangle$ и $P_{11}|\Psi^{(+)}\rangle$, в результате стандартной процедуры получим

$$\begin{aligned} \psi_2 &= \left[E + i\eta - H_{22} - H_{23} \frac{1}{E + i\eta - H_{33}} H_{31} \right]^{-1} \times \\ &\quad \times \left[H_{21} + H_{23} \frac{1}{E + i\eta - H_{33}} H_{31} \right] \psi_1 \approx \\ &\approx \left[E + i\eta - H_{22} - H_{23} \frac{1}{E + i\eta - H_{33}} H_{32} \right]^{-1} H_{21} \psi_1. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Здесь для сокращения записи приняты обозначения

$$\begin{aligned} P_0|\Psi^{(+)}\rangle &= \psi_1, \quad Q|\Psi^{(+)}\rangle = \psi_3, \quad P_{11}|\Psi^{(+)}\rangle = \psi_2, \\ P_0\hat{H}P_0 &= H_{11}, \quad P_1\hat{H}P_0 = H_{21}, \quad Q\hat{H}P_0 = H_{31} \text{ и т.д.} \end{aligned}$$

Интересующие нас сечения аннигиляции в результате первого взаимодействия антипротона с ядром $\sigma_a^{(1)}$ и после одного неупругого рассеяния $\sigma_a^{(2)}$ могут быть записаны в виде (см. приложение 1)

$$\sigma_a^{(1)} = -\frac{2}{\hbar v_0} \operatorname{Im} \langle \psi_1 | H_{13} \frac{1}{E + i\eta - H_{33}} H_{31} | \psi_1 \rangle \quad (3.13)$$

и

$$\sigma_a^{(2)} = -\frac{2}{\hbar v_0} \operatorname{Im} \langle \psi_2 | H_{23} \frac{1}{E + i\eta - H_{33}} H_{32} | \psi_2 \rangle. \quad (3.14)$$

В формуле (3.14) подразумевается суммирование по возбужденным состояниям ядра f . В случае ядерной модели независимых частиц эта операция сводится к суммированию по возбужденным состояниям типа $1p\ 1h$ (одна частица — одна дырка). Если значения $\sigma_a^{(1)}$, как было показано выше, можно получить в результате стандартного расчета по оптической модели, то вычисления по формуле (3.14) требуют дополнительных упрощений. Запишем в координатном представлении ψ_2 (3.12), выделив в явном виде индекс возбужденного состояния ядра f :

$$\psi_{2f}(r) = \int dr' dr'' dR_1 \dots dR_A G_{\text{оп}}^{(2f)}(r; r') \Phi_f^*(R_1, \dots, R_A) \times$$

$$\times \sum_{j=1}^A t_j^{\bar{N}N}(\mathbf{r}', \mathbf{r}', \{\mathbf{R}_j\}) \Phi_0(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A) \tilde{\psi}_1(\mathbf{r}''). \quad (3.15)$$

Здесь $G_{\text{оп}}^{(2f)}(\mathbf{r}; \mathbf{r}')$ — координатное представление $G_{\text{оп}}^{2f} = [E + i\eta - H_{22}^f - V_a^{2f}]$ — функции распространения антипротона в поле ядра в возбужденном состоянии f , $\tilde{\psi}_1$ — решение волнового уравнения оптической модели для входного канала при исключенном из ОП вкладе неупругого рассеяния. $t_j^{\bar{N}N}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \{\mathbf{R}_j\})$ — t -матрица рассеяния антипротона на нуклоне, связанном в ядре-мишени. В последующих вычислениях в качестве $t_j^{\bar{N}N}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \{\mathbf{R}_j\})$ будем использовать t -матрицу рассеяния антипротона на свободном нуклоне (импульсное приближение). При получении (3.15) мы воспользовались соотношением (см. приложение 1)

$$\begin{aligned} \int d\mathbf{r}' \sum_{j=1}^A v_j^{\bar{N}N}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \{\mathbf{R}_j\}) \Phi_0(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A) \psi_1(\mathbf{r}) = \\ = \int d\mathbf{r}' \sum_{j=1}^A t_j^{\bar{N}N}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \{\mathbf{R}_j\}) \Phi_0(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A) \tilde{\psi}_1(\mathbf{r}'), \end{aligned}$$

где $v_j^{\bar{N}N}(\mathbf{r}, \mathbf{r}' \{\mathbf{R}_j\})$ — потенциал, порождающий t -матрицу $t_j^{\bar{N}N}(\mathbf{r}, \mathbf{r}' \{\mathbf{R}_j\})$. Мы используем локальные формы v и t , когда

$$H_{21}\psi_1(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^A t_j^{\bar{N}N} \tilde{\psi}_1(\mathbf{r}). \quad (3.16)$$

Запишем (3.15) в терминах переходной плотности

$$\rho_{\mathcal{J}0}(\mathbf{r}) = \frac{1}{A} \sum_{j=1}^A \int d\mathbf{R}_1, \dots, d\mathbf{R}_A \Phi_f^*(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j) \Phi_0(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A), \quad (3.17)$$

а именно:

$$\psi_{2f}(\mathbf{r}) = A \int d\mathbf{r}' d\mathbf{r}'' G_{\text{оп}}^{(2f)}(\mathbf{r}|\mathbf{r}') t_j^{\bar{N}N}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}'') \tilde{\psi}_1(\mathbf{r}') \rho_{\mathcal{J}0}(\mathbf{r}''). \quad (3.18)$$

Функция Грина $G_{\text{оп}}^{(2f)}(\mathbf{r}; \mathbf{r}'')$ вычислена при энергии однократно рассеянного антипротона, а $t_j^{\bar{N}N}$ и $\tilde{\psi}_1$ — при энергии падающего \bar{p} . Подставим (3.18) в выражение (3.14) и выполним суммирование по f в приближении свертки, когда все возбужденные состояния ядра предполагаются эквивалентными одному вырожденному состоянию с энергией возбуждения $\langle \Delta \epsilon \rangle$. Полагая, что ядро-мишень обладает большой протяженностью, так

что $G_{\text{оп}}^{(2f)}(\mathbf{r}; \mathbf{r}') \approx G_{\text{оп}}^{(2f)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ и $\int d\mathbf{r} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \text{Im } U_{\text{оп}}^{(2)}(\mathbf{r}) \approx (2\pi)^3 \text{Im } U_a^{(2)}(0) \delta(\mathbf{q})$, и используя (П.27), получим

$$\sigma_a^{(2)} = -\frac{k_2}{k_1} k_2 \text{Im } U_a^{(2)}(0) A \int \frac{ds}{(2\pi)^3} |g_{\text{оп}}^{(2)}(s)|^2 \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \int \frac{d\mathbf{q}'}{(2\pi)^3} \times \\ \times \tau^{\bar{N}N}(\mathbf{q}) \tau^{\bar{N}N^*}(\mathbf{q}') \tilde{\varphi}_1(s - \mathbf{q}') \tilde{\varphi}_1^*(\mathbf{q}' - s). \quad (3.19)$$

Были введены обозначения:

$$\tilde{\varphi}_1(s) = \int \tilde{\psi}_1(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{s}\mathbf{r}} d\mathbf{r}; \quad \tau^{\bar{N}N}(\mathbf{q}) = \int \tau^{\bar{N}N}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} d\mathbf{r}$$

и

$$g_{\text{оп}}^{(2)}(s) = \int G_{\text{оп}}^{(2)}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{s}\mathbf{r}} d\mathbf{r}.$$

k_1 и k_2 — волновые векторы падающего и однократно рассеянного антипротонов ($k_2 = k_2(E_p - \langle \Delta \epsilon \rangle)$). $U_a^{(2)}(0)$ — значение аннигиляционной компоненты ОП в центре ядра при энергии $E_p - \langle \Delta \epsilon \rangle$.

Полученное выражение (3.19) все же оказывается слишком сложным для вычислений. Поэтому воспользуемся для его упрощения часто применяемой аппроксимацией для искаженной волны $\tilde{\psi}_1$ [105—109]:

$$\tilde{\psi}_1(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}_1\mathbf{r}} e^{-i\frac{k_1 R}{2} U_a^{(1)}(0)}. \quad (3.20)$$

$U_a^{(1)}(0)$ — значение аннигиляционной компоненты безразмерного ОП в центре ядра при энергии налетающего антипротона. R — глубина проникновения падающей волны в ядро — эффективный параметр, подлежащий определению. В приближении (3.20) выражение (3.19) существенно упрощается:

$$\sigma_a^{(2)} = -\frac{k_2}{k_1} k_2 \text{Im } U_a^{(2)}(0) A e^{Rk \text{Im } U_a^{(1)}(0)} \times \\ \times \int \frac{ds}{(2\pi)^3} |g_{\text{оп}}^{(2)}(s)|^2 |\tau^{\bar{N}N}(\mathbf{k}_1 + s)|^2. \quad (3.21)$$

Структура этого выражения, очевидно, отличается от результата классического расчета:

$$\int \frac{d\sigma_{el}^{\bar{N}N}(k_1)}{d\Omega} d\Omega \int \hat{G}_{\text{кл}}(\mathbf{r}) |\tilde{\psi}_1(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r},$$

где $\hat{G}_{\text{кл}}(\mathbf{r})$ — функция Грина классического уравнения переноса. Записывая в духе приближения (3.20)

$$G_{\text{оп}}^{(2)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \exp(ik_2|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| - \gamma_2|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|), \quad (3.22)$$

$$\gamma_2 = |k_2 \operatorname{Im} U_a^{(2)}(0)|/2 \quad (3.23)$$

и

$$g_2(s) = (s^2 - k_2^2 + \gamma_2^2 - 2ik_2\gamma_2)^{-1} \quad (3.24)$$

и используя стандартную параметризацию зависимости $\tau^{\bar{N}N}(q)$ от переданного импульса q

$$\tau^{\bar{N}N}(q) = \tau_0 e^{-\beta q^2/2}, \quad (3.25)$$

получим после интегрирования по углам $d\Omega_s$ окончательное выражение для $\sigma_a^{(2)}(k_1)$:

$$\begin{aligned} \sigma_a^{(2)}(k_1) = & -\frac{k_2}{k_1} k_2 A \frac{\operatorname{Im} U_a^{(2)}(0)}{(2\pi)^2} e^{k_1 R \operatorname{Im} U_a^{(1)}(0)} |\tau_0|^2 \times \\ & \times \frac{e^{-\beta k_1^2}}{2\beta k_1} \int_0^\infty q dq e^{-\beta q^2} \frac{[e^{2\beta q k_1} - e^{-2\beta q k_1}]}{(q^2 - k_2^2 + \gamma_2^2)^2 + 4\gamma_2^2 k_2^2}. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Значения параметров $\sigma_i^{\bar{N}N}$, $\sigma_a^{\bar{N}N}$, β и $\alpha = \operatorname{Re} M^{\bar{N}N}(0)/\operatorname{Im} M^{\bar{N}N}(0)$, использованные при конкретных расчетах, были взяты из работ [1,23,76,50,110]. Свободный параметр R определен из условия, что σ_a , вычисленное в приближении (3.20) для $\tilde{\psi}_1$, совпадает с вычисленным в ЭП сечением аннигиляции без использования (3.20):

$$R = \frac{1}{|k_1 \operatorname{Im} U_a^{(1)}(0)|} \left| \ln \frac{\sigma_a(k_1)}{|k_1 \operatorname{Im} \hat{U}_a^{(1)}(0)|} \right|. \quad (3.27)$$

Величина $\hat{U}_a^{(1)}(0)$ в случае формы ВС связана со значением аннигиляционного ОП в центре ядра $U_a^{(1)}(0)$ следующим соотношением:

$$\hat{U}_a^{(1)}(0) = U_a^{(1)}(0) \frac{4\pi R_{ef}^3}{3} \left(1 + \left(\frac{\pi a_{ef}}{R_{ef}} \right)^2 \right) \frac{1}{1 + e^{-R_{ef}/a_{ef}}}. \quad (3.28)$$

Эффективные параметры R_{ef} и a_{ef} определены выше (см. (2.14)). Значения параметра R приведены в табл.3.

Таблица 3. Значения параметра R , фм

Энергия, МэВ Ядро	50	100	200	300	500	1000	2000
^{20}Ne	0,497 (0,385)	0,602 (0,470)	0,72 (0,557)	0,781 (0,607)	0,843 (0,665)	0,897 (0,732)	0,936 (0,787)
^{64}Cu	0,696 (0,525)	0,849 (0,641)	1,026 (0,763)	1,121 (0,835)	1,219 (0,921)	1,314 (1,030)	1,387 (1,125)
^{208}Pb	1,009 (0,746)	1,232 (0,910)	1,496 (1,085)	1,641 (1,189)	1,794 (1,318)	1,947 (1,485)	2,071 (1,639)

*Значения R , приведенные в скобках, получены с помощью (3.27), где σ_a и $\text{Im } U_a^{(1)}(0)$ заменены на σ_R и $\text{Im } U_{(a+in)}^{(1)}(0)$ соответственно.

Таблица 4. Значения параметра наклона амплитуды \overline{NN} -рассеяния β и $\langle \Delta \epsilon \rangle = \hbar^2 / 2M\beta$

Энергия, МэВ	50	100	200	300	500	1000	2000
β , фм ²	1,343	1,003	0,757	0,655	0,571	0,512	0,478
$\langle \Delta \epsilon \rangle$, МэВ	15,45	20,69	27,40	31,68	36,34	40,53	43,41

Средняя энергия, переданная при квазисвободном столкновении налетающего антипротона с нуклоном ядра, для выбранной нами гауссовой параметризации амплитуды NN -рассеяния равна

$$\langle \Delta \epsilon \rangle \approx \frac{\hbar^2 \langle q^2 \rangle}{2M_N} = \frac{\hbar^2}{2M_N \beta}. \quad (3.29)$$

Поскольку первое неупругое столкновение антипротона с ядром носит периферический характер, то, в соответствии с обсуждением в п.2.6, мы пренебрегли влиянием принципа Паули на величину переданной энергии от антинуклона к ядру. Значения $\langle \Delta \epsilon \rangle$ при разных значениях энергии антипротона E_p^- приведены в табл.4. В рассматриваемой области энергий E_p^- при вычислении $\langle \Delta \epsilon \rangle$ очень важен учет анизотропии \overline{NN} -рассеяния. Напомним, что в случае изотропного в с.ц.м. \overline{NN} -рассеяния в нерелятивистском приближении $\langle \Delta \epsilon \rangle \approx \frac{E_p^-}{2}$. Учет релятивистских поправок при вычислении $\langle \Delta \epsilon \rangle$ в области энергий до 1,0 ГэВ мало сказывается на результатах.

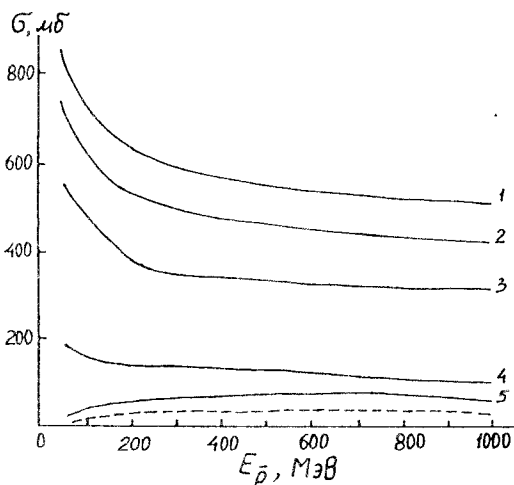


Рис. 12. Энергетическая зависимость сечений реакций σ_R (кривая 1), σ_a аннигиляции (кривая 2), $\sigma_a^{(1)}$ (кривая 3), $\Delta\sigma_a$ (кривая 4) и $\sigma_a^{(2)}$ (кривая 5) для взаимодействия антипротонов с ядрами ^{20}Ne . Штриховая кривая — $\sigma_a^{(21)}$, вычисленное по формуле (3.26), где значения параметра γ_2 определены полным ОП $U^{(2)}$

Результаты вычислений $\sigma_a^{(1)}$, $\sigma_a^{(2)}$, σ_a и σ_R для взаимодействия антипротонов с ядрами ^{20}Ne , ^{64}Cu , ^{208}Pb приведены на рис. 12—14. Там же приведены кривые $\Delta\sigma_a = \sigma_a - \sigma_a^{(1)}$ — сечения аннигиляции, происходящей из всех возбужденных состояний ядра-мишени. Зависимости от энергии сечений σ_R , σ_a , $\sigma_a^{(1)}$ и $\Delta\sigma_a$, вычисленные по формулам ЭП, в целом повторяют ход с энергией сечений $\sigma_t^{\bar{N}N}$ и $\sigma_a^{\bar{N}N}$ для антинуклон-нуклонных столкновений. В то же время $\sigma_a^{(2)}$, оставаясь практически постоянным в интервале 0,3+1,0 ГэВ, медленно убывает при $E_{\bar{p}} > 1,0$ ГэВ и быстро уменьшается, когда $E_{\bar{p}} < 0,3$ ГэВ: $\sigma_a^{(2)}/\sigma_a^{(1)} \approx 0,25-0,3$ при $E_{\bar{p}} = 0,3+1,0$ ГэВ для всех ядер и составляет 0,05 при $E_{\bar{p}} = 0,05$ ГэВ. Сечение $\sigma_a^{(2)}$ очень чувствительно к значениям параметра β наклона $\bar{N}N$ -амплитуды. Зависимость $\sigma_a^{(2)}$ от энергии главным образом обусловлена видом $\beta(E_{\bar{p}})$. Сечение $\sigma_a^{(2)}$ является инклюзивным сечением аннигиляции для всех антипротонов, испытавших хотя бы одно неупругое столкновение. Определим эксклюзивное сечение аннигиляции $\sigma_a^{(21)}$ для антипротонов, испытавших одно (и только одно!) неупругое столкновение, с помощью формулы для $\sigma_a^{(2)}$, в которой γ_2 пропорциональна мнимой части полного

ОП, а не только аннигиляционной компоненте. Зависимость $\sigma_a^{(21)}$ от энергии повторяет ход $\sigma_a^{(2)}$ с энергией и составляет для ядер ^{20}Ne , ^{64}Cu и $^{208}\text{Pb} \sim 0,5\sigma_a^{(2)}$ в рассмотренном интервале энергий. Полное инклюзивное сечение аннигиляции σ_a представляет собой сумму всех эксклюзивных сечений $\sigma_a = \sigma_a^{(1)} + \sigma_a^{(21)} + \sigma_a^{(22)} + \dots$. В табл.5 приведены результаты вычислений $\Delta\sigma_a/\sigma_a^{(1)}$ и $\sigma_a^{(2)}/\sigma_a^{(1)}$ для взаимодействий $\bar{p}^{20}\text{Ne}$, $\bar{p}^{64}\text{Cu}$ и $\bar{p}^{208}\text{Pb}$ и ξ — отношения числа случаев аннигиляции антипротонов в объеме ядра к числу актов аннигиляции на ядерной поверхности для взаимодействий $\bar{p}^{20}\text{Ne}$ и антипротонов с ядрами Ag и Wg в эмульсии [31]. Видно, что $\Delta\sigma_a/\sigma_a^{(1)}$ и $\sigma_a^{(2)}/\sigma_a^{(1)}$ представляют одну и ту же величину, вычисленную в рамках противоположных моделей взаимодействия антипротонов нуклонами ядра [33] и являются верхней и нижней границами ξ .

Использование при расчете $\sigma_a^{(2)}$ значений параметра R , найденных по сечениям реакций (значения R в скобках в табл.3) несколько сближает (на 20—40%) экспериментально найденные значения $\sigma_a^{(2)}/\sigma_a^{(1)}$ и ξ . Заметим,

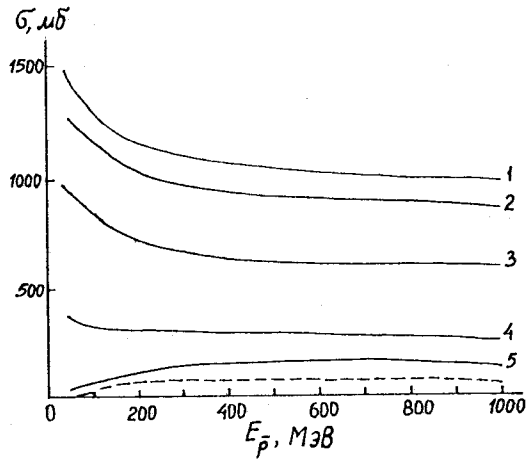


Рис.13. То же, что и на рис.12, для $\bar{p}^{64}\text{Cu}$

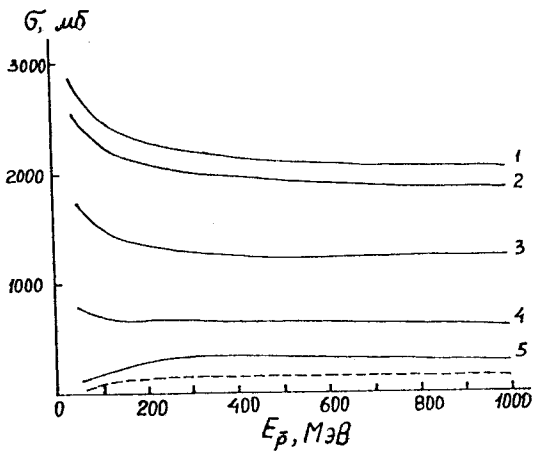


Рис.14. То же, что и на рис.12, для $\bar{p}^{208}\text{Pb}$

Таблица 5. Вычисленные значения $\Delta\sigma_a/\sigma_a^{(1)}$ и $\sigma_a^{(2)}/\sigma_a^{(1)}$ и найденные экспериментально значения отношения ξ (отношение числа случаев аннигиляции в объеме ядра к числу случаев аннигиляции на поверхности ядра) [31]*

Импульс антипротона, МэВ/с		200	300	400	490	600	1400
Энергия антипротона, МэВ		20	50	80	120	180	800
$\Delta\sigma_a/\sigma_a^{(1)}$	Ne		0,34	0,33	0,33	0,36	0,38
	Cu		0,38	0,39	0,40	0,41	0,44
	Pb		0,43	0,45	0,46	0,50	0,52
$\sigma_a^{(2)}/\sigma_a^{(1)}$	Ne		0,05 (0,07)	0,07 (0,09)	0,11 (0,14)	0,15 (0,20)	0,25 (0,30)
	Cu		0,06 (0,10)	0,09 (0,14)	0,12 (0,18)	0,16 (0,24)	0,26 (0,36)
	Pb		0,07 (0,14)	0,10 (0,18)	0,14 (0,24)	0,18 (0,32)	0,27 (0,43)
ξ_{Ne}		0,15				0,25	
$\xi_{Ag/Br}$		0,33	0,35	0,37	0,39		0,59

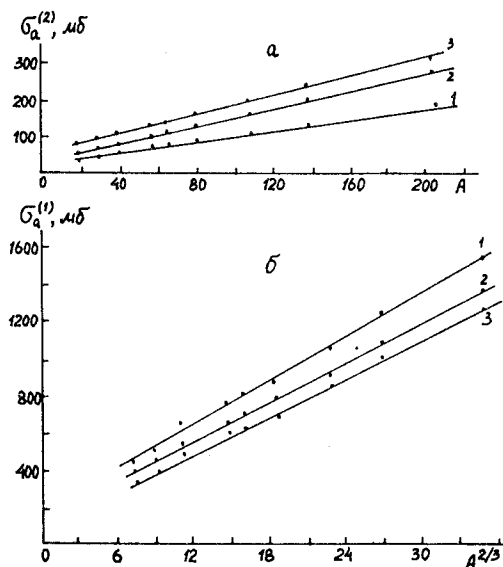
*В скобках указаны значения $\sigma_a^{(2)}/\sigma_a^{(1)}$, полученные для (R) из табл. 1.

что найденные как отношение $\sigma_a^{(2)}/\sigma_a^{(1)}$ значения ξ должны быть меньше полученных из эксперимента, поскольку последние учитывают небольшой вклад процессов аннигиляции антипротонов в глубине ядра, не испытавших ни одного неупругого столкновения. Таким образом, результаты расчета сечений $\sigma_a^{(2)}$, $\sigma_a^{(1)}$ и $\Delta\sigma_a$ оказываются близкими к оценкам, полученным при анализе экспериментальных данных [31], несмотря на приближенный характер расчета и неопределенность анализа, проведенного в [31].

A-зависимость сечений $\sigma_a^{(1)}$ и $\sigma_a^{(2)}$ представлена кривыми на рис.15. Значения $\sigma_a^{(1)}$ лучше описываются линейной зависимостью от $A^{2/3}$, а $\sigma_a^{(2)} \sim A$, что соответствует преимущественно поверхностному характеру взаимодействия в первом случае и объемному во втором.

3.2. Динамика частиц, образовавшихся в процессе аннигиляции антинуклона в ядре. В этом пункте мы рассмотрим взаимодействие в конечном состоянии, т.е. взаимодействие частиц, образовавшихся в резуль-

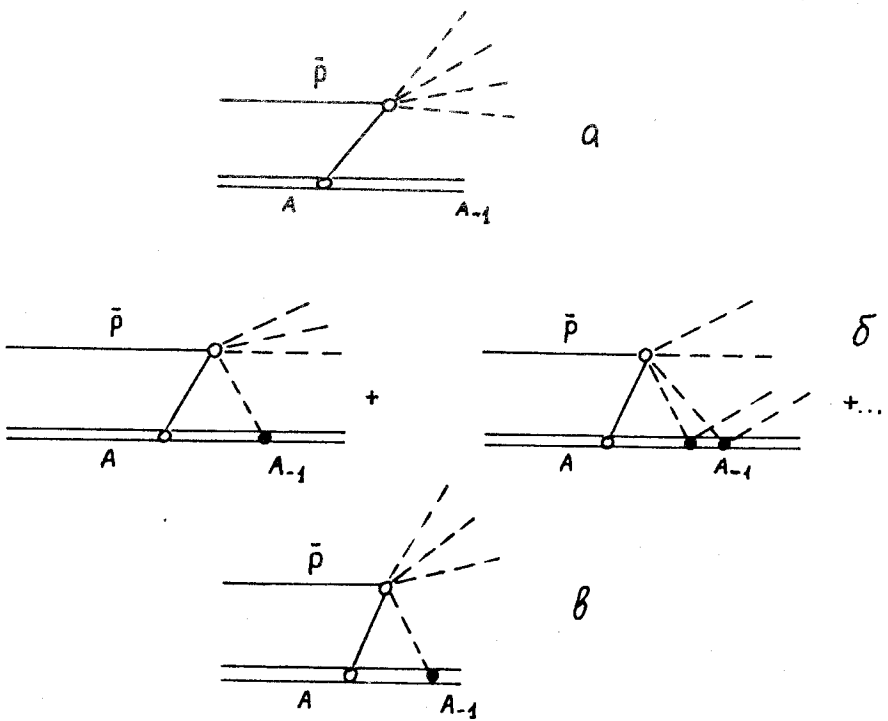
Рис.15. A -зависимость сечений $\sigma_a^{(2)}$ (а) и $\sigma_a^{(1)}$ (б). Кривые 1—3 соответствуют кинетической энергии налетающего антипротона 100, 200, 1000 МэВ



тате аннигиляции антинуклона в ядре. Если в предыдущем пункте речь шла об интегральных, инклюзивных характеристиках процесса аннигиляции, то теперь предстоит более детальное обсуждение этого вопроса. Наиболее информативным вычислительным методом (информативным с точки зрения наиболее широкого охвата различных характеристик исследуемого

процесса) является метод внутриядерного каскада INC [111—117], несмотря на ряд ограничений, в определенной степени сужающих область его применимости. В рамках этого подхода удается получить энергетические и угловые распределения π -, η - и ω -мезонов, образовавшихся в процессе аннигиляции антинуклонов в ядре [118], и тех же вторичных частиц (нуклонов, d , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и т.д.), которые покидают объем ядра-мишени в процессе развития INC. В частности, рожденные в процессе аннигиляции η - и ω -мезоны могут быть поглощены в объеме ядра. Вклад высокоэнергичных нуклонов, испущенных ядром в результате этого события, в принципе, можно выделить из энергетического и углового распределения вторичных частиц. Таким образом, процесс аннигиляции антинуклона в ядре оказывается источником информации о корреляции между нуклонами на малых расстояниях ($\sim 0,2$ – $0,3$ фм), находящихся вблизи поверхности ядра. Метод INC позволяет получить информацию не только о таких простых характеристиках процесса аннигиляции, как распределение актов аннигиляции по объему ядра, но и рассчитать вероятности экзотических процессов типа тех, которые были рассмотрены в [119], или процессов аннигиляции антинуклонов на нескольких нуклонах ядра-мишени [25, 120, 121]. Однако классический по существу метод INC ограничен в целом ряде приложений.

Более детальное микроскопическое описание возможно в рамках квантово-механических методов. Поскольку продуктами процесса анни-

Рис.16. Диаграммы реакций $\bar{p}A \rightarrow \pi(A-1)$

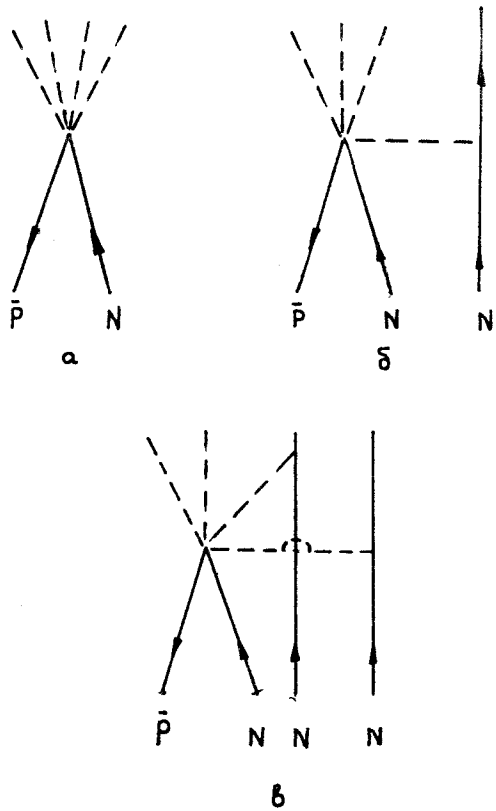
Если $\bar{N}N$ являются главным образом пионы, то вопрос о взаимодействии в конечном состоянии, таким образом, сводится к вопросу о взаимодействии пионов с нуклонами остаточного ядра. По сравнению с хорошо разработанной проблемой рассеяния пионов ядрами теперь мы имеем задачу с источниками пионов, заполняющими объем ядра в соответствии с законом распределения вероятности аннигиляции антинуклонов. Таким образом, наряду с полюсной диаграммой (рис.16,а) следует учитывать как диаграмму, описывающую перерассеяние рожденных мезонов (рис.16,б), так и диаграмму, включающую их поглощение (рис.11,в) [122—124]. Возможность выделения вклада диаграмм б и в путем анализа энергетических спектров протонов-спектаторов в процессе аннигиляции антипротона на дейтроне обсуждалась в [123,124].

Как правило, при расчетах используется та или иная версия Δh - (изобар-дырочной) модели, описывающей прохождение пионов через

Рис.17. Диаграммы $\bar{p}N$ -аннигиляции: а) стандартный $\bar{p}N \rightarrow \pi N$ процесс; б) двухнуклонный механизм с одним внемазовым пионом; в) трехнуклонный механизм с двумя внемазовыми пионами

ядерную материю. Приложение результатов этих расчетов к конкретным ядрам связано с приближением локальной плотности. Конечным продуктом таких расчетов являются угловые и энергетические распределения пионов и нуклонов, покидающих ядро, возможно, испытавших до этого взаимодействие с другими нуклонами ядра [125—127]. В этих работах, в частности, показано, что благодаря механизму квазисвободных столкновений аннигиляционных пионов с нуклонами ядра, последнему передается значительная доля энергии, выделяющейся при аннигиляции $\bar{N}N$.

Анализ динамики аннигиляционных пионов дает возможность интерпретировать процессы перерасеяния пионов как составную часть самого акта аннигиляции антинуклона, происходящего при участии нескольких нуклонов, т.е., описывая акт аннигиляции в терминах обменных токов в ядре. Диаграммы, иллюстрирующие такую точку зрения, приведены на рис.17. На рис.18 показаны диаграммы, описывающие сложный процесс аннигиляции антинуклона на двух нуклонах ядра на языке кварковой динамики. Вследствие того, что в основном аннигиляционные процессы протекают на поверхности ядра, вклады ядерных конфигураций с многократными частично-дырочными возбуждениями убывают с увеличением числа возбужденных квазичастиц. Как уже было показано в предыдущем пункте, значительная часть процессов аннигиляции в глубине ядра может быть интерпретирована в терминах предварительного перерасеяния антинуклона (взаимодействие в начальном состоянии) без привлечения



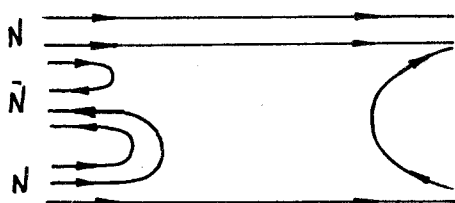


Рис.18. Кварковая диаграмма аннигиляции антипротона на двух нуклонах

более сложных механизмов, упомянутых в этом пункте. По-видимому, полигоном для исследований таких нестандартных механизмов должны служить реакции, где многочастичный механизм является главным: $\bar{p}d \rightarrow \pi d$, $\bar{p}A \rightarrow \pi(A-1)$, безмезонные реакции Понтекорво $\bar{p}^3\text{He} \rightarrow np$, $\bar{p}t \rightarrow nn$ и реакции с рождением странных частиц. С помощью многочастичного механизма аннигиляции можно объяснить расхождения в экспериментально полученных спектрах протонов, вылетевших из ядра, и спектров, вычисленных в рамках моделей с одночастичным механизмом аннигиляции.

В последние годы влияние ядерной среды на характер индивидуального акта взаимодействия падающего адрона h с нуклоном ядра анализировалось на более детальном (более «микроскопическом») уровне, нежели в рамках метода g -матрицы Бракнера — Голдстоуна для hN -взаимодействия. Влияние ядерной среды на обменные мезонные токи описывалось с помощью эффективных масс мезонов и нуклонов в ядре [128—131]. Такая перенормировка мезонных масс в ядерной среде модифицирует закон дисперсии мезонов и деформирует объем фазового пространства, доступный в реакции. Это может, в частности, привести к некоторым наблюдаемым эффектам в аннигиляции антинуклонов в ядрах [132]. Влияние ядерной среды на аннигиляцию в ядерном веществе, однако, невелико вследствие большого энерговыделения в этом процессе, а также того обстоятельства, что аннигиляция падающих антинуклонов протекает главным образом на периферии ядра в условиях низкой ядерной плотности. В некоторых ситуациях оказывается существенным учет взаимодействия между мезонами, родившимися в процессе NN -аннигиляции [133], и влияния ядерной среды на это взаимодействие [134].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре проведено обсуждение эффектов многократного рассеяния антинуклонов промежуточных энергий при их взаимодействии с атомными ядрами. Круг затронутых вопросов содержит анализ проявлений этих эффектов в наиболее вероятных процессах взаимодействия: в упругом

рассеянии и аннигиляции. Угловые распределения упругорассеянных антинуклонов удается феноменологически описать в рамках той или иной модели сильного поглощения. При средних и низких энергиях падающих антинуклонов глубина их проникновения в ядро оказывается ~ 1 фм, и характеристики антинуклон-ядерного взаимодействия определяются в основном его столкновениями с нуклонами в периферической области ядра-мишени. Вследствие этого обстоятельства ослаблены эффекты ядерной среды во взаимодействии антинуклонов с нуклонами, связанными в ядре, и весьма эффективными оказываются теоретические методы, получившие широкое распространение при описании взаимодействия нуклонов с ядрами при значительно более высоких энергиях (≥ 1 ГэВ).

В первую очередь — это теория Глаубера — Ситенко.

Из проведенного анализа процессов аннигиляции антипротонов в ядрах на ранних стадиях их взаимодействия с нуклонами ядра следует, что большая часть сечения аннигиляции $\sigma_a (\geq 2/3)$ приходится на $\sigma_a^{(1)}$ — сечение аннигиляции антинуклона во входном канале и аннигиляция происходит в основном на поверхности ядра-мишени. Остальная часть сечения σ_a связана главным образом с теми процессами аннигиляции, которые происходят после того, как антинуклон, испытав квазисвободное столкновение с нуклоном на поверхности ядра, проникает в область более плотного ядерного вещества в центральной части ядра-мишени.

Обсуждение вопросов, включенных в данный обзор, проведено с разной степенью подробности, что обусловлено как ограничением объема, так и научными интересами авторов.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Полное сечение аннигиляции определяется потоком продуктов аннигиляции, т.е. потоком, связанным с переходами состояний из подпространства $P_0 + P_1$ в состояние из подпространства Q . Проекция $|\Psi^{(+)}\rangle$ на подпространство $P_0 + P_1$ удовлетворяет уравнению

$$\left\{ E - \left[(P_0 + P_1) \hat{H}(P_0 + P_1) + (P_0 + P_1) \hat{H} \frac{1}{E - Q \hat{H} Q + i\eta} Q \hat{H}(P_0 + P_1) \right] \right\} \times \\ \times (P_0 + P_1) |\Psi^{(+)}\rangle = 0, \quad (\text{П.1})$$

$\eta \rightarrow +0$; E — полная энергия системы антинуклон-ядро. Запишем

$$\hat{H} = (P_0 + P_1 + Q) \hat{H}(P_0 + P_1 + Q) = (P_0 + P_1) \hat{H}(P_0 + P_1) +$$

$$+ Q\hat{H}Q + (P_0 + P_1)\hat{H}Q + Q\hat{H}(P_0 + P_1) \equiv \hat{H}_1 + \hat{H}_2, \quad (\text{П.2})$$

где $\hat{H}_1 = (P_0 + P_1)\hat{H}(P_0 + P_1) + Q\hat{H}Q$, а $\hat{H}_2 = Q\hat{H}(P_0 + P_1) + (P_0 + P_1)\hat{H}Q$ описывает рождение и аннигиляцию антинуклона.

Проведем дальнейшее разделение H_1 на компоненты:

$$\hat{H}_1 = \hat{H}'_1 + \hat{H}''_1;$$

$$\hat{H}'_1 = P_0\hat{H}P_0 + P_1\hat{H}P_1 + Q\hat{H}Q, \quad (\text{П.3})$$

$$\hat{H}''_1 = P_0\hat{H}P_1 + P_1\hat{H}P_0 \quad (\text{П.4})$$

— описывает неупругое рассеяние антинуклона (без ухода в состояния подпространства Q).

Суммируя квадраты модулей матричных элементов перехода из состояний a (подпространство $P_0 + P_1$) в любое состояние b (подпространство Q)

$$\langle b|T|a\rangle = \langle \chi_b^{(-)} | Q\hat{H}(P_0 + P_1) | (P_0 + P_1) \Psi_a^{(+)} \rangle$$

по b , получим

$$\begin{aligned} \sigma_a &= \frac{2\pi}{\hbar v_0} \sum_b |\langle \chi_b^{(-)} | Q\hat{H}(P_0 + P_1) | (P_0 + P_1) \Psi_a^{(+)} \rangle|^2 \delta(E_a - E_b) = \\ &= -\frac{2}{\hbar v_0} \text{Im} \langle \Psi_a^{(+)} | (P_0 + P_1) | V_{\text{ор}}^{P_0+P_1 \rightarrow Q} | (P_0 + P_1) \Psi_a^{(+)} \rangle. \end{aligned} \quad (\text{П.5})$$

Здесь $\chi_b^{(-)}$ — состояния из подпространства Q , причем

$$(E_b - Q\hat{H}Q) | \chi_b^{(\pm)} \rangle = 0, \quad (\text{П.6})$$

$$\begin{aligned} V_{\text{ор}}^{P_1+P_0 \rightarrow Q} &= (P_0 + P_1)\hat{H}Q \frac{1}{E - Q\hat{H}Q + i\eta} Q\hat{H}(P_0 + P_1) \approx \\ &\approx P_0\hat{H}Q \frac{1}{E - Q\hat{H}Q + i\eta} Q\hat{H}P_0 + P_1\hat{H}Q \frac{1}{E - Q\hat{H}Q + i\eta} Q\hat{H}P_1. \end{aligned} \quad (\text{П.7})$$

Были отброшены слагаемые

$$P_0\hat{H}Q \frac{1}{E - Q\hat{H}Q + i\eta} Q\hat{H}P_1 \quad \text{и} \quad P_1\hat{H}Q \frac{1}{E - Q\hat{H}Q + i\eta} Q\hat{H}P_0.$$

Этот шаг соответствует так называемому приближению хаотических фаз, когда малость отброшенных членов по сравнению с учтенными обес-

печивается взаимной компенсацией вкладов различных каналов [135]. В этом приближении

$$\sigma_a \approx \sigma_a^{(1)} + \sigma_a^{(\infty)} \equiv \sigma_a^{(1)} + \Delta\sigma_a, \quad (\text{П.8})$$

где

$$\sigma_a^{(1)} = -\frac{2}{\hbar v_0} \text{Im} \langle \Psi^{(+)} P_0 \left| P_0 \hat{H} Q \frac{1}{E - Q \hat{H} Q + i\eta} Q \hat{H} P_0 \right| P_0 \Psi^{(+)} \rangle \quad (\text{П.9})$$

и

$$\sigma_a^{(\infty)} = -\frac{2}{\hbar v_0} \text{Im} \langle \Psi^{(+)} P_1 \left| P_1 \hat{H} Q \frac{1}{E - Q \hat{H} Q + i\eta} Q \hat{H} P_1 \right| P_1 \Psi^{(+)} \rangle. \quad (\text{П.10})$$

Ограничимся при описании ядра-мишени рамками модели независимых частиц. Запишем $P_1 = \sum_{n=1}^{\infty} P_{1n}$, где оператор P_{1n} осуществляет проекцию на подпространство ядерных возбужденных состояний с n частицами и n дырками. Заменяя в (П.10) P_1 на P_{11} , получим выражение для сечения аннигиляции после одного неупругого столкновения:

$$\sigma_a^{(2)} = -\frac{2}{\hbar v_0} \text{Im} \langle \Psi^{(+)} P_{11} \left| P_{11} \hat{H} Q \frac{1}{E - Q \hat{H} Q + i\eta} Q \hat{H} P_{11} \right| P_{11} \Psi^{(+)} \rangle. \quad (\text{П.11})$$

Выделим в уравнении (П.1) эффективный потенциал

$$\begin{aligned} & (P_0 + P_1) V_{ef} (P_1 + P_0) = \\ & = (P_0 + P_1) \left[\sum_{j=1}^A v_{pj} + \hat{H} Q \frac{1}{E - Q \hat{H} Q + i\eta} Q \hat{H} \right] (P_0 + P_1), \end{aligned} \quad (\text{П.12})$$

где v_{pj} — потенциальная энергия взаимодействия антипротона с j -м нуклоном ядра.

Для t -матрицы, описывающей упругое рассеяние антипротона на ядре, можно получить уравнение Липпмана — Швингера

$$P_0 T P_0 = P_0 U P_0 + P_0 U P_0 G_0 P_0 T P_0, \quad (\text{П.13})$$

где обобщенный оптический потенциал

$$U = V_{ef} + V_{ef} P_1 G P_1 V_{ef}, \quad (\text{П.14})$$

$$G^{-1} = G_0^{-1} - P_1 V_{ef} P_1, \quad (\text{П.15})$$

$$G_0^{-1} = E - \hat{H}_N - \hat{H}_p + i\eta. \quad (\text{П.16})$$

H_N и $H_{\bar{p}}$ — гамильтонианы ядра-мишени и свободно движущегося антипротона.

Подставляя V_{ef} из (П.12) в (П.14), получим следующее приближенное выражение для U :

$$\begin{aligned} U &\approx \left\{ \sum_{j=1}^A v_{\bar{p}j} + \hat{H}Q \frac{1}{E - Q\hat{H}Q + i\eta} Q\hat{H} \right\} + \sum_{j=1}^A v_{\bar{p}j} \cdot P_1 G P_1 \cdot \sum_{j'=1}^A v_{\bar{p}j'}, = \\ &= \left\{ \sum_{j=1}^A v_{\bar{p}j} + \sum_{j=1}^A v_{\bar{p}j} \cdot P_1 G P_1 \cdot \sum_{j'=1}^A v_{\bar{p}j'} \right\} + \\ &+ \hat{H}Q \frac{1}{E - Q\hat{H}Q + i\eta} Q\hat{H} = U_{in} + U_a, \end{aligned} \quad (\text{П.17})$$

где

$$\begin{aligned} U_{in} &= \sum_{j=1}^A v_{\bar{p}j} \cdot P_1 G P_1 \cdot \sum_{j'=1}^A v_{\bar{p}j'} + \sum_{j=1}^A v_{\bar{p}j}, \approx \\ &\approx \sum_{j=1}^A \{v_{\bar{p}j} + v_{\bar{p}j} \cdot P_1 G P_1 \cdot v_{\bar{p}j}\} = \sum_{j=1}^A t_{\bar{p}j} \end{aligned} \quad (\text{П.18})$$

— слагаемое в обобщенном оптическом потенциале, описывающее неупругое рассеяние антипротона, а

$$U_a = \hat{H}Q \frac{1}{E - Q\hat{H}Q + i\eta} Q\hat{H} \quad (\text{П.19})$$

представляет собой вклад в оптический потенциал процессов аннигиляции антипротона. $t_{\bar{p}j}$ — t -матрица рассеяния антипротона на j -м нуклоне ядра.

При получении (П.17) мы пренебрегли вкладами в $P_0 U P_0$ виртуальных переходов $P_0 \rightarrow Q \rightarrow P_1 \rightarrow P_0$, а в (П.18) ограничились некогерентным приближением $j = j'$ и учли, что

$$t_{\bar{p}j} = v_{\bar{p}j} + v_{\bar{p}j} P_1 G P_1 v_{\bar{p}j}. \quad (\text{П.20})$$

Очевидно, что для ψ_1 — решения волнового уравнения с оптическим потенциалом $P_0 U P_0$ — выполняется соотношение

$$v_{\bar{p}j} \psi_1 = t_{\bar{p}j} \tilde{\psi}_1, \quad (\text{П.21})$$

где $\tilde{\psi}_1$ — решение волнового уравнения с оптическим потенциалом $P_0 U_a P_0$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Промежуточный этап расчета $\sigma_a^{(2)}$ в приближении свертки содержит вычисление суммы $\sum_f \rho_{fi}^*(r') \rho_{fi}(r)$ по возбужденным состояниям ядра f ,

где

$$\rho_{fi}(r) = \frac{1}{A} \sum_{j=1}^A \int d\mathbf{R}_1 \dots d\mathbf{R}_A \Phi_f^*(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A) \delta(r - \mathbf{R}_j) \Phi_i(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A) \quad (\text{П.22})$$

— переходная плотность ядра.

Воспользовавшись свойством полноты системы функции Φ_f , получим

$$\begin{aligned} \sum_f \rho_{fi}^*(r') \rho_{fi}(r) &= \frac{1}{A^2} \int d\mathbf{R}_1 \dots d\mathbf{R}_A \sum_{jj'} \Phi_i^*(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A) \times \\ &\times \delta(r' - \mathbf{R}_{j'}) \delta(r - \mathbf{R}_j) \Phi_i(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A). \end{aligned} \quad (\text{П.23})$$

Принимая во внимание только слагаемые с $j' = j$ (нескогерентное приближение), упростим (П.23):

$$\sum_f \rho_{fi}^*(r') \rho_{fi}(r) \cong \frac{1}{A} \delta(r - r') \rho(r). \quad (\text{П.24})$$

Здесь

$$\rho(r) = \frac{1}{A} \int d\mathbf{R}_1 \dots d\mathbf{R}_A \Phi_i^*(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A) \sum_{j=1}^A \delta(r - \mathbf{R}_j) \Phi_i(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_A) \quad (\text{П.25})$$

— плотность ядра в основном состоянии, $\int \rho(r) dr = 1$.

Сечение $\sigma_a^{(2)}$ содержит $\sum_f |\psi_{2f}(r)|^2$, где функция $\psi_{2f}(r)$ определена соотношением (3.18), т.е.

$$\begin{aligned} \sum_f |\psi_{2f}(r)|^2 &= A^2 \int \frac{dq}{(2\pi)^3} \int \frac{dq'}{(2\pi)^3} \tau^{\bar{N}N}(q) \tau^{\bar{N}N^*}(q') \int dr^I \dots \int dr^{IV} \times \\ &\times G_{\text{оп}}^{(2)}(r|r^I) G_{\text{оп}}^{(2)*}(r|r^{III}) \sum_f \rho_{fi}(r^{III}) \rho_{fi}^*(r^{IV}) \times \\ &\times e^{-iq(r^I - r^{II})} \times e^{iq'(r^{III} - r^{IV})} \tilde{\psi}_{1i}(r^I) \tilde{\psi}_{1i}^*(r^{III}). \end{aligned} \quad (\text{П.26})$$

Подставим (П.25) в соотношение (П.26). Полагая в интеграле

$$\int \rho(r) e^{i(q - q')r} dr, \quad q \cong q',$$

т.е.

$$\int \rho(r) e^{i(q - q')r} dr \approx 1,$$

получим

$$\sum_f |\psi_{2f}(r)|^2 = A \int dr^I \int dr^{II} G_{op}^{(2)}(r|r^I) G_{op}^{(2)*}(r|r^{II}) \int \frac{dq}{(2\pi)^3} \int \frac{dq^I}{(2\pi)^3} \times \\ \times \tau^{\bar{N}N}(q) \tau^{\bar{N}N*}(q^I) e^{-iqr^I} e^{iq^I r^{II}} \tilde{\psi}_{1f}(r^I) \tilde{\psi}_{1f}^*(r^{II}), \quad (\text{П.27})$$

где

$$\tau^{\bar{N}N}(q) = \int dr e^{iqr} \bar{N}N(r). \quad (\text{П.28})$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кербигов Б.О., Кондратюк Л.А., Сапожников М.Г. — УФН, 1989, т.159, с.3.
2. Далькаров О.Д., Карманов В.А. — ЭЧАЯ, 1987, т.18, с.1399.
3. Кондратюк Л.А., Сапожников М.Г. — Материалы XX Зимней школы ЛИЯФ. Физика атомного ядра. Л.: Изд. ЛИЯФ, 1985, с.297.
4. Gugnon J., Vandermeulen J. — Ann. Phys. Fr., 1989, vol.14, p.49.
5. Walker G.E. — Relativistic Dynamics and Quark-Nuclear Physics (Ed. M.B. Johnson, A.Picklesimer). A Wiley-Intersci. Publ. N.Y.-Chichester — Brisbane — Toronto — Singapore, 1986, p.267.,
6. Lemaire M.-C. — Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering. Lecture Notes in Phys. (Ed. H.V.von Geramb). Berlin, Heidelberg, N.Y., Tokyo: Springer Verlag, 1985, vol.243, p.285; Heiselberg H. et al. — ibid., p.347; Myhrer F. — ibid., p.68; Dover C.B. — ibid., p.80.
7. Love W.G., Klein A., Franey M.A. — Antinucleon- and Nucleon-Nucleus Interactions (Ed. G.E.Walker et al.). N.Y., London: Plenum Press, 1985, p.1; Dover C.B., Millener D.J. — ibid, p.25; Garreta D. — ibid, p.49.
8. Heiselberg H., Jensen A.S., Miranda A. et al. — Phys. Scripta, 1989, vol.40, p.141.
9. Antiproton 1984. Proc.of the VII Eur. Symp. on Antiproton Interactions: held in Durham, 9—13 July 1984 (ed. M.R.Pennington). Institute of Phys. Conf. Ser. №73. Adam Hilger Ltd., Bristol and Boston; Antiproton 1986. Proc. VIII Eur. Symp. on $\bar{N}N$ Interactions 1—5 Sept. 1986. Thessaloniki, Greece. (Ed. S. Charalambours et al.) 1987, Singapore: World Scientific.
10. Материалы международной конференции «Нуклон-антинуклонные взаимодействия». Москва, ИТЭФ, 8—11 июля 1991. — ЯФ, 1992, т.55. №5, с.6.
11. Гольдбергер М., Ватсон К. — Теория столкновений, М.: Мир, 1967, с.707.
12. Kerman A.K., Mc Manus H., Thaler R.M. — Ann. Phys., 1959, vol.8, p.551.
13. Гольдбергер М., Ватсон К. — Теория столкновений, М.: Мир, 1967, с.203.
14. Glauber R.J. — Lectures in Theor. Phys. (Ed. W.E.Brittin, L.G.Dunham). N.Y.: Interscience Publ., 1959, vol.1, p.315.
15. Ситенко А.Г. — УФН, 1959, т.4, с.152.
16. Ситенко А.Г. — Теория ядерных реакций. М.: Энергоатомиздат, 1983.
17. Прокошкин Ю.Д. — ЭЧАЯ, 1987, т.18, с.503; Бунятов С.А. — ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.657.
18. Hynes M.V. — Relativistic Dynamics and Quark-Nuclear Physics (Ed. M.B. Johnson, A.Picklesimer). A Wiley-Intersci. Publ. N.Y.-Chichester — Brisbane — Toronto — Singapore, 1986, p.499.
19. Golub R., Yoshiki H. — Nucl. Phys., 1989, vol.A501, p.869; Yoshiki H., Golub R. — Nucl. Phys., 1992, vol.A536, p.648.
20. Будкер Г.И., Скринский А.Н. — УФН, 1978, т.124, с.561.

21. Mills F.E. — In: Proc. of a Symp. «Antimatter 87». Karlsruhe, Nov.30—Dec.2. 1987. Hyperfine Interaction, 1988, vol.44, p.31; Peaslee D.C. — *ibid.*, p.37. Koch H. — *ibid.*, p.59. Johnson C.D., Sherwood T.R. — *ibid.*, p.65.
22. Stankus P. — Nucl. Phys., 1992, vol.A544, p.603c.
23. Buck W.W. et al. — Phys. Rev., 1986, vol.C33, p.234.
24. Андреев В.Ф. и др. — ЯФ, 1990, т.51, с.142; Andreev V.F. et al. — Nuovo Cimento, 1989, vol.A103, p.1163.
25. Заварзина В.П., Степанов А.В. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1991, т.55, с.960.
26. Заварзина В.П., Степанов А.В. — ЯФ, 1991, т.54, с.44.
27. Заварзина В.П., Степанов А.В. — ЯФ, 1986, т.43, с.854.
28. Rafelski J. — Phys. Lett., 1980, vol.B91, p.281; *ibid.*, 1988, vol.B207, p.371. Phatak S.C., Sarma N. — Phys. Rev., 1987, vol.C36, p.864.
29. Formanek J. — Czech. J. Phys., 1981, vol.B31, p.1256; Simak V. — *ibid.*, 1981, vol.B31, p.1341; Strottman D., Gibbs W.R. — Phys. Lett., 1984, vol.B149, p.288; Friedlander E.M., Plumer M. — Phys. Rev., 1989, vol.C40, p.2410; Cugnon J. — Nucl. Phys., 1992, vol.A542, p.559.
30. Balestra F. et al. — Phys. Scripta, 1991, vol.44, p.323.
31. Balestra F. et al. — Antiproton 1984. Proc. VII Eur. Symp. Antiproton Interaction. Durham, 3—13 July 1984 (Ed.M.R.Pennington). Inst. of Phys. Conf. Ser. No.73. Adam Hilger Ltd. Bristol and Boston, p.251; Czech. J. Phys., 1986, vol.B36, p.340; Piragino G. — In: Hadronic Physics at Intermediate Energy. Winter School held at Folgaria, Italy, Febr.17—22 1986 (Ed. T.Bressani, R.A.Ricci). 1986, North. Holl. Amsterdam, N.Y., Tokio, p.293; Batusov Yu.A., Bunjatov S.A., Falomkin I.V. et al. — Europhys. Lett., 1986, vol.2, p.115.
32. Заварзина В.П., Степанов А.В. — Изв. РАН, сер. физ., 1992, т.56, с.153.
33. Заварзина В.П., Степанов А.В. — ЯФ, 1993, т.56, с.206.
34. Agassi D., Kofun D.S. — Ann. Phys., 1982, vol.140, p.1; Feshbach H., Kerman A., Koonin S. — Ann. Phys., 1980, vol.125, p.429; Koning A.J., Akkermans J.M. — Ann. Phys., 1991, vol.208, p.216.
35. Chiang H.C., Hüfner J. — Nucl. Phys., 1980, vol.A349, p.466; Chao W.Q., Hachenberg F., Hüfner J. — Nucl. Phys., 1982, vol.A384, p.24.
36. Masutani K., Yazaki K. — Phys. Lett., 1981, vol.B104, p.1; Nucl. Phys. 1983, vol.A407, p.309.
37. Garreta D., Birien P., Bruge G. et al. — Phys. Lett., 1984, vol.B135, p.266.
38. Garreta D., Birien P., Bruge G. et al. — Phys. Lett., 1984, vol.B149, p.64; *ibid.* 1985, vol.B151, p.473.
39. Барретт Р., Джексон Д. — Размеры и структура ядер. Киев: Наукова думка, 1981, с.199.
40. Heiselberg H., Jensen A.S., Miranda A. et al. — Nucl. Phys., 1985, vol.A446, p.637.
41. Kubo K.-I., Toki H., Igarashi M. — Nucl. Phys., 1985, vol.A435, p.708.
42. Kubo K.-I., Iseki F., Toki H. — Phys. Lett., 1985, vol.B153, p.195.
43. Oki Y., Tamuro K., Sakamoto Y. — Nuovo Cim., 1990, vol.A103, p.397.
44. Batty C.I., Friedman E., Lichtenstadt I. — Phys. Lett., 1984, vol.142, p.241; Nucl. Phys., 1985, vol.A436, p.621.
45. Friedman E., Lichtenstadt I. — Nucl. Phys., 1986, vol.A455, p.573.
46. Кондратюк Л.А., Шматиков М.Ж., Бидзарри Р. — ЯФ, 1981, т.33, с.795.
47. Кондратюк Л.А., Шматиков М.Ж. — ЯФ, 1983, т.39, с.288;
48. Далькаров О.Д., Карманов В.А. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т.39, с.288. Dalkarov O.D., Karmanov V.A. — Phys. Lett., 1984, vol.B147, p.1. Далькаров О.Д., Карманов В.А. — Письма в ЖЭТФ, 1985, т.41, с.47.
49. Dalkarov O.D., Karmanov V.A. — Nucl. Phys., 1985, vol.A445, p.579. Далькаров О.Д., Карманов В.А. — ЖЭТФ, 1985, т.89, с.1122.

50. Кондратюк Л.А., Сапожников М.Г. — ЯФ, 1987, т.46, с.89.
51. Sergeev V.A., Zavarzina V.P. — Czech.J. Phys., 1986, vol.B36, p.347.
52. Заварзина В.П., Сергеев В.А. — Препринт ИЯИ АН СССР, П-0505, М., 1986; ЯФ, 1987, т.46, с.486.
53. Колыбасов В.М., Кондратюк Л.А. — ЯФ, 1973, т.18, с.316; Phys. Lett., 1972, vol.B39, p.439.
54. Faldt G., Ingemarsson A. — J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1983, vol.9, p.261.
55. Заварзина В.П., Сергеев В.А., Степанов А.В. — ЯФ, 1989, т.49, с.1316.
56. Левинтов И.И. — ДАН СССР, 1956, т.107, с.240. Файснер Г. — Поляризация нуклонов при рассеянии. М.: ИИЛ, 1960.
57. Birsa R., Bradamante F., Dalla Torre-Collanttis et al. — Phys.Lett., 1985, vol.B155, p.437. Martin A., Birsa R., Bos K. et al. — Nucl.Phys., 1988, vol.A487, p.563.
58. Mahalanabis J. — Z. Phys. A. Atomic Nuclei, 1987, vol.A326, p.131.
59. Tan-Zhen-Qiang, Gu Yunting — Chinese J. of Nucl.Phys., 1990, vol.12, p.201.
60. Ma W.-H., Strotzman D. — Phys. Rev., 1991, vol.C44, p.615.
61. Tan-Zhen-Qiang, Ma Wei-Hsing — Nuovo Cim., 1990, vol.A103, p.185.
62. Wilson J.W., Townsend L.W. — Can. J. Phys., 1981, vol.59, p.1569. Wilson J.W. — Phys.Lett., 1974, vol.B52, p.149. Love W.G. — Microscopic Optical Potentials. Lecture Notes in Phys. (Ed. H.V. von Geramb). Berlin, Heidelberg, N.Y.: Springer Verlag, 1979, vol.89, p.350; Brink D.M. — *ibid.*, p.340.
63. De Vries R.M., Peng J.C. — Phys. Rev., 1980, vol.C22, p.1055; Phys. Rev. Lett., 1979, vol.43, p.1373.
64. Сергеев В.А. — КСФ, 1989, №8, с.44.
65. Cox S. et al. — Phys.Lett., 1985, vol.B159, p.15; Phys. Rev., 1987, vol.C35, p.1678; Nucl.Phys., 1984, vol.A420, p.162.
66. Di Giacomo N.J., De Vries R.M. — Comm. Nucl. Part. Phys., 1984, vol.A12, p.111.
67. Заварзина В.П., Степанов А.А. — ЯФ, 1989, т.49, с. 113.
68. Заварзина В.П., Степанов А.В. — ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.932.
69. Заварзина В.П., Степанов А.В. — КСФ, 1991, №3, с.7.
70. Walecka J.D. — Ann. Phys., 1974, vol.83, p.491.
71. Гибсон У., Полард Б. — Принципы симметрии в физике элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1979, с.227.
72. Bouyssy A., Marcos S. — Phys.Lett., 1982, vol.B114, p.397.
73. Clark B.C., Hama S., Mc.Neil J.A. et al. — Phys.Rev.Lett., 1984, vol.53, p.1423.
74. Clark B.C. — Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering. Lecture Notes in Phys. (Ed. H.V.von Geramb). Berlin, Heidelberg, N.Y., Tokyo: Springer Verlag, 1985, vol.243, p.391.
75. Bonetti R., Hussein M.S. — J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1986, vol.12, p.L119.
76. Dover C.B., Richard J.M. — Phys. Rev., 1980, vol.C21, p.1466.
77. Bryan R.A., Phillips J.N. — Nucl.Phys., 1968, vol.B5, p.201.
78. Cote J. et al. — Phys.Rev.Lett., 1982, vol.48, p.1319.
79. Timmers P.H., van der Sanden W.A., De Swart J.J. — Phys. Rev., 1984, vol.D29, p.1928; *ibid.* vol.D30, p.1995.
80. Vinh Mau R. — Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering. Lecture Notes in Phys. (Ed. H.V.von Geramb). Berlin, Heidelberg, N.Y., Tokyo; Springer Verlag, 1985, vol.243, p.3.
81. Love W.G., Klein A., Franey M.A. et al. — *ibid.*, p.160.
82. Picklesimer A., Tandy P.C., Tjon J.A. — Phys.Lett., 1985, vol.B163, p.311.
83. Jaroszewicz T., Brodsky S.J. — Phys.Rev., 1991, vol.C43, p.1946.
84. Thies M. — Nucl. Phys., 1988, vol.A478, p.571c.
85. Suzuki T., Narumi M. — Phys.Lett., 1983, vol.B125, p.251.
86. Suzuki T., Narumi M. — Nucl. Phys., 1984, vol.A426, p.413.

87. Kronenfeld J., Gal A., Eisenberg J.M. — Nucl.Phys., 1984, vol.A430, p.525.
88. Suzuki T. — Nucl.Phys., 1985, vol.A444, p.659.
89. Adachi S., von Geramb H.V. — Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering. Lecture Notes in Phys. (Ed. H.V. von Geramb). Berlin, Heidelberg, N.Y., Tokyo: Springer Verlag, 1985, vol.243, p.310.
90. von Geramb H.V., Nakano K., Rikus L. — Lett. Nuovo Cim., 1985, vol.42, p.209.
91. Adachi S., von Geramb H.V. — Nucl.Phys., 1987, vol.A470, p.461.
92. Mahalanabis J., von Geramb H.V. — Nucl.Phys., 1989, vol.A493, p.412.
93. Murdock D., Horowitz C.J. — Antinucleon- and Nucleon-Nucleus Interactions (Ed. G.E.Walker et al.). N.Y., London: Plenum Press, 1985, p.135.
94. Horowitz C.J., Murdock D. — Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering. Lecture Notes in Phys. (Ed. H.V. von Geramb). Berlin, Heidelberg, N.Y., Tokyo: Springer Verlag, 1985, vol.243, p.437.
95. Horowitz C.J., Murdock D. — Phys.Rev., 1988, vol.C37, p.2032; *ibid.*, 1987, vol.C35, p.1442.
96. Goldberger M.L. — Phys.Rev., 1948, vol.74, p.1269.
97. Clementel E., Villi C. — Nuovo Cim., 1955, vol.II, p.176.
98. Verlet L., Gavoret J. — Nuovo Cim., 1958, vol.X, p.505.
99. Давыдов А.С. — Теория атомного ядра. М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1958.
100. Kikuchi K., Kawai M. — Nuclear Matter and Nuclear Reactions; North. Holl. Publ. Comp. Amsterdam, 1968.
101. Duerr M.P. — Phys. Rev., 1958, vol.109, p.1347.
102. Заварзина В.П., Сергеев В.А., Степанов А.В. — В сб.: Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях. Труды симп. 21—23 апреля 1986 г. Л.: Изд. ЛИЯФ, 1986, с.565; КСФ, 1986, №6, с.6.
103. Harrington D.K., Varma G.K. — Nucl.Phys., 1978, vol.A306, p.477.
104. Гольдбергер М., Уатсон К. — Теория столкновений. М.: Мир, 1967, с.703.
105. Mc Carthy I.E., Pursey D.L. — Phys. Rev., 1961, vol.122, p.578.
106. Janus R.T., Mc. Carthy I.E. — Phys. Rev., 1974, vol.C10, p.1041.
107. Зеленская Н.С., Теплов И.Б. — ЭЧАЯ, 1979, т.11, с.342.
108. Зеленская Н.С., Теплов И.Б. — Обменные процессы в ядерных реакциях. М.: Изд. МГУ, 1985, с.125.
109. Amos K., Marzio F.D. — Z.Phys., 1985, vol.A322, p.137; Phys. Rev., 1984, vol.C29, p.1914; Phys. Rev., 1984, vol.C31, p.561.
110. Iwasaki H. et al. — Nucl. Phys., 1985, vol.A433, p.580.
111. Clover M.R., De Vries R.M., Di Giacomo N.J. et al. — Phys. Rev., 1982, vol.C26, p.2138.
112. Ильинов А.С., Матушко В.Л., Чигринов С.Е. — ЯФ, 1982, т.36, с.878.
113. Ijijinov A.S., Nazaruk V.I., Chigrinov S.E. — Nucl.Phys., 1982, vol.A382, p.378.
114. Cahay M., Cugnon J., Vandermeulen J. — Nucl.Phys., 1983, vol.A393, p.237.
115. Cugnon J., Vandermeulen J. — Phys.Rev., 1987, vol.C36, p.2726.
116. Botvina A.S., Golubeva Ye.S., Ijijinov A.S. — Preprint INR, 742/91, M., 1991.
117. Golubeva Ye.S., Ijijinov A.S., Botvina A.S. et al. — Nucl. Phys., 1988, vol.A483, p.539.
118. Golubeva E.S., Ijijinov A.S., Krippa B.V. et al. — Nucl. Phys., 1992, vol.A537, p.393.
119. Uchiyama F. — Progr. Theor. Phys., 1989, vol.82, p.869.
120. Cugnon J., Vandermeulen J. — Phys.Lett., 1984, vol.B146, p.16.
121. Cugnon J., Vandermeulen J. — Phys. Rev., 1989, vol.C39, p.181.
122. Назарук В.И. — ЯФ, 1987, т.46, с.80; КСФ, 1989, №2, с.46; Nazaruk V.I. — Phys. Lett., 1985, vol.B155, p.323.
123. Колыбасов В.М., Сокольская Ю.Н. — Письма в ЖЭТФ, 1990, т.51, с.434. Kolybasov V.M. et al. — Phys.Lett., 1989, vol.B222, p.135.
124. Кудрявцев А.Е., Тарасов В.Е. — ЯФ, 1991, т.54, с.59.
125. Hernandez E., Oset E. — Nucl. Phys., 1986, vol.A455, p.584.

126. Hernandez E., Oset E. — Phys.Lett., 1987, vol.B184, p.1.
127. Hernandez E., Oset E. — Nucl. Phys., 1989, vol.A493, p.453.
128. Brown G.E., Dover C.B., Siegel P.B. et al. — Phys.Rev.Lett., 1988, vol.60, p.2723;
Brown G.E., Rho M. — Phys.Lett., 1990, vol.B237, p.3.
129. Brown G.E., Rho M. — Phys.Rev.Lett., 1991, vol.66, p.2720.
130. Brown G.E., Sethi A., Hintz N.M. — Phys.Rev., 1991, vol.C44, p.2653.
131. Hosaka A., Toki H. — Nucl.Phys., 1991, vol.A529, p.429.
132. Cugnon J., Vandermeulen J. — Phys.Lett., 1992, vol.B279, p.5.
133. Muil V., Holinde K., Speth J. — Phys.Lett., 1992, vol.B275, p.12.
134. Barz H.W., Bertsch G., Danielewicz P. et al. — Phys.Lett., 1992, vol.B275, p.19.
135. Балашов В.В. — Квантовая теория столкновений. М.: Изд. МГУ, 1985, с.121.