



МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

О. Д. Далькаров

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
АНТИПРОТОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ  
С ЯДРАМИ**



**ВСЕСОЮЗНАЯ  
ШКОЛА ПО  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ  
ИМ. В. М. ГАЛИЦКОГО**

Москва 1991

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ  
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

О. Д. Далькаров

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
АНТИПРОТОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ  
С ЯДРАМИ

Текст лекции

Утверждено  
редсоветом института

Москва 1991

Д а л ь к а р о в О.Д. Взаимодействие антипротонов низких энергий с ядрами. Текст лекции. М.: МЭИ, 1991. — 44 с.

Изложены и проанализированы новейшие результаты по взаимодействию антипротонов низких энергий с ядрами. Показана возможность применимости приближения Глаубера — Ситенко, в рамках которого получены экспериментальные следствия, позволяющие использовать антипротоны низких энергий в качестве нового средства исследования механизма ядерных реакций и структуры ядра.

С Московский  
инженерно-физический  
институт, 1991 г.



## ВВЕДЕНИЕ

В исследовании взаимодействия антипротонов низких энергий (от нескольких МэВ до  $\sim 100$  МэВ) с ядрами в последние годы начался качественно новый этап, позволяющий говорить о появлении новой самостоятельной области — антипротонной физике низких энергий. В значительной степени эта область обязана своим рождением принципиально новым экспериментальным возможностям, которые появились после ввода в строй накопительного кольца антипротонов низких энергий (LEAR). Создание такого уникального инструмента для исследований с помощью антипротонов низких энергий, как LEAR, должно было повлечь за собой появление качественно новых экспериментальных данных и рождение новых теоретических идей. Подтверждением этому явились первые эксперименты [1] по рассеянию антипротонов низких энергий на ядрах, выполненные на LEAR и последовавшая вслед за ними активность теоретиков, направленная на понимание того, как выглядят ядра в "антипротонном свете". В результате стало ясно, что антипротон-ядерное рассеяние может быть весьма информативным в решении ряда задач ядерной физики. К ним относятся: исследование механизма ядерных реакций, исследование структуры ядра, нахождение из ядерных данных параметров  $pN$ -амплитуды.

### Исследование механизма ядерных реакций

В рассеянии адронов на ядрах сразу несколько проблем оказываются взаимосвязанными. Так, для применимости подхода Глаубера — Ситенко [2], успешно используемого при анализе адрон-ядерного рассеяния при высоких энергиях ( $\geq 1$  ГэВ), требуется одновременное выполнение двух основных условий: а — прямолинейности траектории адрона в ядре (эйкональное приближение); б — возможности пренебречь движением внутриядерных нуклонов за время пролета адрона через ядро (адиабатическое приближение). Пренебрегается, в частности, перерассеянием внутриядерных нуклонов друг на друге. Опыт расчетов показывает, что оба приближения работают значительно лучше, чем это можно было ожидать из простых оценок, причем оказалось [3], что в случае антипротонов механизм Глаубера — Ситенко остается справедливым вплоть до энергии  $\sim 50$  МэВ, тогда как для рассеяния протонов этой энергии



он резко противоречит эксперименту (рис. I). Почему это происходит и каковы реальные пределы применимости подхода Глаубера - Ситенко? Чтобы ответить на эти вопросы, следует по отдельности изучить пределы применимости каждого из указанных выше приближений. В случае протонного пучка это сделать невозможно, выполнение или нарушение условий а и б происходит одновременно, так как обеспечивается одной причиной - большим или малым импульсом налетающего адрона. Антипротоны низких энергий позволяют разделить условия а и б. Дело в том, что при низких энергиях  $\bar{p}N$ -рассеяние резко направлено вперед, причем с уменьшением энергии наклон

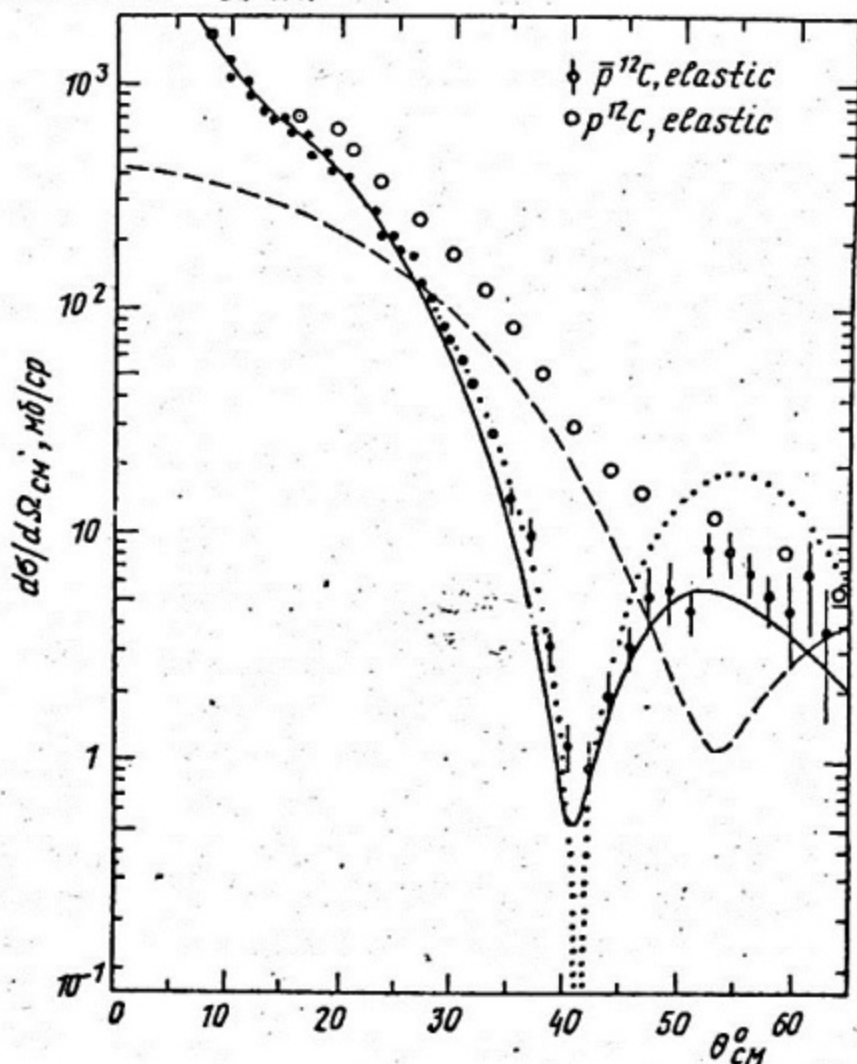


Рис. I. Упругие дифференциальные сечения рассеяния  $\bar{p}^{12}C$  (сплошная кривая) и  $p^{12}C$  (штриховая кривая) при кинетической энергии  $T_{\bar{p}} = 46.8$  МэВ: точечная кривая  $\bar{p}^{12}C$  - сечение в модели абсолютно черной сферы (формула 3.15) при  $R^{eff} = 3.96$  фм. Экспериментальные данные из работы [1]<sup>eff</sup>

конуса возрастает. Для сравнения наклон конуса в  $\bar{p}p$ -рассеянии есть  $35.6 \text{ (ГэВ/с)}^2$  при энергии  $\sim 50 \text{ МэВ}$ , в то же время упругое  $pp$ -рассеяние при  $50 \text{ МэВ}$  практически изотропно. Это специфическое свойство  $\bar{p}N$ -рассеяния может обеспечить применимость условия а в случае, когда не видно причин для выполнения условия б, т.е. дает уникальную возможность независимо, на основании опытных данных, судить о применимости адиабатического приближения. Итак, впервые эти две проблемы оказываются разделенными.

Вообще следует отметить, что при теоретическом исследовании механизма рассеяния адронов на ядрах был обнаружен целый ряд очень любопытных фактов. Многие казалось бы не связанные друг с другом эффекты (например, перерассеяние внутриядерных нуклонов и сход с массовой поверхности в амплитудах) почти полностью сокращают друг друга [5]. Эти факты, однако, до сих пор имеют статус отдельных и ограниченных наблюдений (в основном, в рассеянии на дейтроне), т.е. остается не до конца выясненным вопрос, что будет при учете более сложных диаграмм и в случае более сложных ядер. С этими же вопросами мы сталкиваемся и в антипротон-ядерном рассеянии, но в условиях более точного опыта и с новым пробником в руках — антипротоном.

### Исследования структуры ядра

Из-за резкой направленности вперед  $\bar{p}N$ -рассеяния дифракция медленных антипротонов на ядрах происходит иначе, чем в случае протонов. Поэтому антипротоны дают новые возможности в исследовании структуры ядра. Более того, в неупругом рассеянии  $\bar{p}^{12}\text{C}$  с возбуждением уровней остаточного ядра был обнаружен следующий важный факт [1]: в спектре возбуждений ядерных уровней антипротонами сплошной спектр значительно меньше, чем в реакции  $^{12}\text{C}(\rho, \rho)^{12}\text{C}^*$ . На рис. 2 показан спектр возбуждения ядра в реакции  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p})^{12}\text{C}^*$  при определенном угле вылета рассеянного антипротона. Отчетливо наблюдаются уровни с энергиями 4.44, 9.64, 15.1 МэВ, два из которых (9.64 МэВ и 15.1 МэВ) лежат в сплошном спектре. Видно, что антипротоны обеспечивают высокую резкость изображения пиков, отвечающих возбуждению ядерных уровней. В "протонном свете" это изображение менее контрастно. Для сравнения величина дифференциального сечения в сплошном спектре

вблизи 10 МэВ для протонов составляет 0.66 мб/ср /МэВ при угле  $35^\circ$  и 0.75 мб/ср /МэВ при угле  $25^\circ$ , в то же время для антипротонов эти сечения не превышают величины 0.1 мб/ср /МэВ [1]. Этот же не объясненный теорией факт представляется весьма интересным для ядерной физики, так как указывает на принципиальную возможность изучения состояний, лежащих в сплошном спектре (таких, например, как гигантские резонансы в тяжелых ядрах) при существенно лучших фоновых условиях.

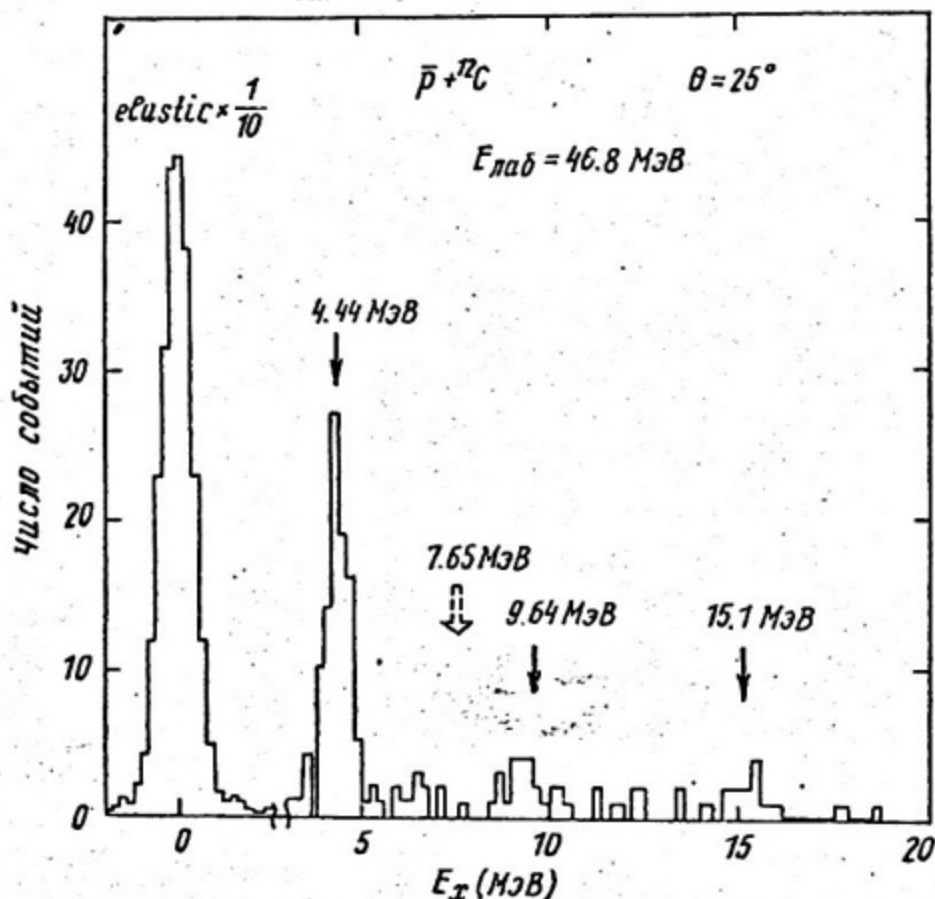


Рис. 2. Энергетический спектр возбуждения конечных состояний в  $\bar{p}^{12}\text{C}$  -рассеяния на угол  $25^\circ$  [1]. Отложено число событий как функция энергии возбуждения остаточного ядра  $^{12}\text{C}$ . Упругий пик уменьшен в 10 раз

#### Нахождение из ядерных данных параметров $\bar{p}N$ -амплитуды

Наиболее неопределенным параметром  $\bar{p}N$ -амплитуды является отношение  $\rho$  ее действительной части к мнимой. Обычно оно находится из весьма трудных опытов по интерференции между кулоновским и сильным взаимодействиями. Данные различных групп в



области низких энергий противоречат друг другу (рис.3). В ядре из-за многократных перерассеяний на внутриядерных нуклонах происходит интерференция  $\bar{p}N$ -амплитуд, отвечающих рассеянию на различных нуклонах даже при отсутствии кулоновского взаимодействия. При этом сечение в дифракционных минимумах оказывается пропорциональным  $q^2$  [3]. Учет кулоновского взаимодействия антипротона с ядром, весьма существенного при низких энергиях, искажает эту зависимость, но не ослабляет ее. Более того, появляется возможность определить не только величину, но и знак  $\rho$ . Антипротон-ядерное взаимодействие, таким образом, может позволить решить, какое значение  $\rho$  оказывается истинным. Забегая вперед, отметим, что ядерные данные отдают предпочтение значениям  $\rho$ , полученным на LEAR.

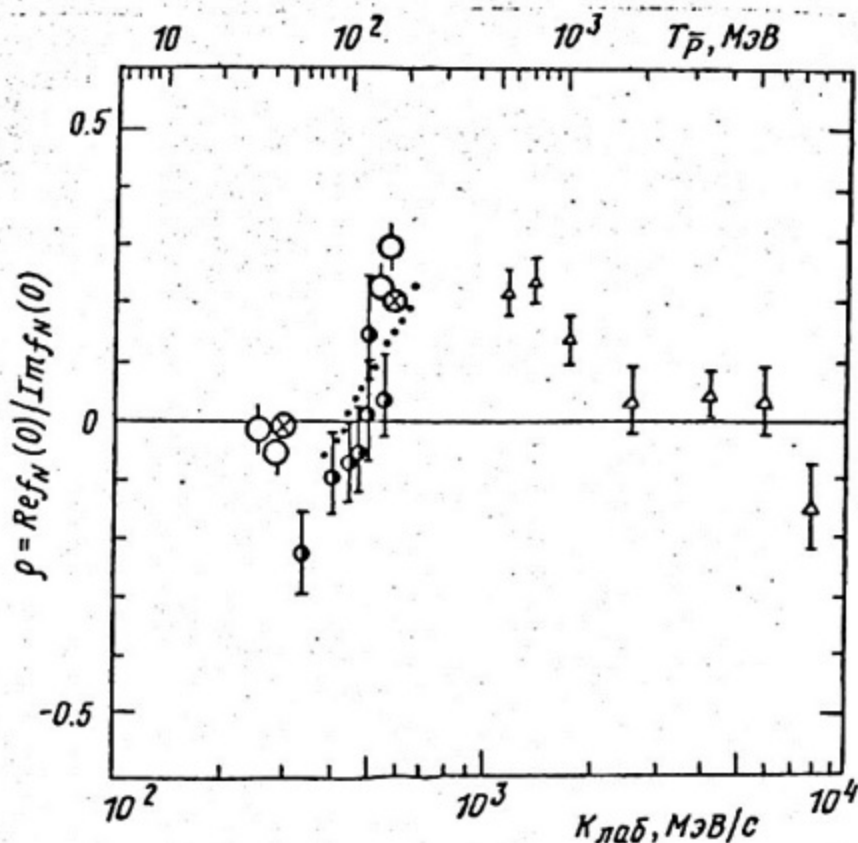


Рис.3. Отношение  $\rho$  действительной и мнимой частей  $\bar{p}N$ -амплитуды:  
 $\circ$  - данные LEAR [17],  $\square$  - данные [25],  $\bullet$  - данные [53],  
 $\triangle$  - данные [54],  $\odot$  - значения  $\rho$ , полученные в работах [3] из  $\bar{p}$ -ядерных данных

Для надежного извлечения параметров  $NN$ -амплитуд из ядерных данных нужно быть уверенным в механизме процесса и иметь надежные данные по свойствам ядра (плотность, переходные форм-факторы, и т.д.). Поэтому исследование указанных выше трех направлений, по существу, представляет собой единую задачу.

Из сказанного ясны задачи, стоящие перед новой областью исследований: взаимодействие антипротонов с ядрами. В настоящих лекциях мы обсудим эти задачи и изложим полученные результаты. С помощью теории Глаубера - Ситенко мы проанализируем данные LEAR, КЕК и БНЛ по упругому рассеянию антипротонов на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{64}\text{Cu}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Для ядра  $^{40}\text{Ne}$  упругое рассеяние будет вычислено при различных энергиях вплоть до энергии  $\sim 20$  МэВ, что представляет интерес в целях выяснения пределов применимости теории Глаубера - Ситенко в рассеянии антипротонов на ядрах. Затем мы обсудим сечение реакции и покажем, что в приближении Глаубера - Ситенко оно определяется только ядерным рассеянием без учета кулоновского взаимодействия. Сечение реакции будет вычислено и сравнено с экспериментом для ядер  $^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Ca}$ . Мы вычислим и сравним с экспериментом неупругое рассеяние антипротонов на ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  с возбуждением уровней конечного ядра, в том числе будут вычислены сечения возбуждения уровней с определенной проекцией спина конечного ядра на ось пучка. Эти сечения могут быть определены из данных по угловым распределениям  $\gamma$ -квантов, испускаемых при девозбуждении уровня остаточного ядра. Их измерение будет являться серьезной проверкой истинности исходных предположений о механизме ядерной реакции неупругого взаимодействия антипротона с ядром.

Среди аннигиляционных каналов взаимодействия антипротонов с ядрами мы обсудим канал с рождением электрон-позитронной пары и укажем на этом примере на качественную взаимосвязь вопросов о механизме ядерного воздействия антипротона с нуклонами ядра и возможности извлечения элементарной амплитуды реакции из ядерных данных.

### О ПРИМЕНИМОСТИ ПРИБЛИЖЕНИЯ ГЛАУБЕРА - СИТЕНКО

В теории Глаубера - Ситенко [2] картина рассеяния частиц на ядрах дается прямой аналогией с оптикой: падающая частица, а точнее, плоская волна, подобно потоку световых лучей проходит через ядро, рассеиваясь на нуклонах ядра и частично поглощаясь

ими. Нуклоны считаются неподвижными за время прохождения частицы через ядро, т.е. частица как бы производит мгновенную фотографию ядра. Амплитуда рассеяния получается усреднением по всем положениям рассеивателей (нуклонов). Как уже говорилось, такая картина предполагает одновременное выполнение условий эйкональности и адиабатичности.

### Эйкональное приближение

Условия, при которых справедливо эйкональное приближение, и величины поправок к нему были выяснены в работах [6] – [12]. При малом переданном импульсе  $qR \ll 1$  эйкональное приближение справедливо при условии  $kR \gg 1$ . Другими словами, длина волны падающего пучка  $\lambda = 1/k$  должна быть много меньше размера ядра. Если же  $qR \gg 1$ , то для применимости эйконального приближения требуется выполнение более сильного условия [10]:  $kR \gg \frac{1}{8}(qR)^2$ . Эти условия выполняются, например, в рассеянии на ядрах протонов с энергией  $\sim 1$  ГэВ. В этом случае приближение Глаубера – Ситенко хорошо описывает экспериментальные данные [13]. Из рис. I (открытые кружки, штриховая кривая) видно, что при энергии  $\sim 50$  МэВ протон-ядерное рассеяние не описывается теорией Глаубера – Ситенко и вообще не имеет дифракционного характера. Это кажется естественным, поскольку при низкой энергии ни одно из перечисленных выше условий, на первый взгляд, не выполнено. Энергии 50 МэВ соответствует импульс падающего нуклона порядка 300 МэВ/с, сравнимый с импульсами внутриядерных нуклонов. С другой стороны, как видно из рис. I, при той же самой энергии рассеяние антипротонов на  $^{12}\text{C}$  носит ярко выраженный дифракционный характер и хорошо описывается теорией Глаубера – Ситенко. Этот же вывод следует и из анализа рассеяния антипротонов на ядрах  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{208}\text{Pb}$  при энергиях 48.6 МэВ и  $\sim 180$  МэВ (см. ниже). Можно предположить, что в данном случае справедливость эйконального приближения обеспечивается чрезвычайно узким конусом вперед в  $\bar{p}N$ -рассеянии.

Отметим, что появление столь узкого конуса при малых энергиях и его сужение с уменьшением энергии в свою очередь обусловлено тем, что даже при самых низких энергиях в  $\bar{p}N$ -рассеянии существен вклад нескольких парциальных волн, отвечающих ненулевым орбитальным моментам. Это явление, как показано в работе



[14], не связано с аннигиляционными процессами, а определяется наличием спектра квазидерных  $\bar{N}N$ -состояний, соответствующих ненулевым орбитальным моментам  $l$  относительного движения  $N$  и  $\bar{N}$  (уровни предсказываются практически во всех спин-изоспиновых состояниях [15]). Именно это и приводит к значительному усилению вклада в рассеяние  $\bar{p}p$  при малых энергиях парциальных волн вплоть до  $l = 3$ . Полное число парциальных волн (учитывая различные спин-изоспиновые состояния) составляет  $\approx 20$ . Интерференция между парциальными волнами приводит к резкой направленности вперед в  $\bar{p}N$ -рассеянии при низких энергиях.

Угловые распределения в  $\bar{p}N$ -рассеянии описывались также в других моделях с помощью оптического потенциала, однако, как было выяснено в [16], причиной резкой анизотропии вперед при малых энергиях также является существование вблизипороговых квазидерных  $P$ -уровней.

Подчеркнем, что амплитуда  $\bar{p}N$ -рассеяния ведет себя резко как функция переданного импульса. В угловых распределениях эта зависимость смягчается, но все же остается гораздо более острой, чем для  $pp$ -рассеяния при тех же энергиях [17].

Острая зависимость  $\bar{N}N$ -амплитуды от переданного импульса соответствует ее большому радиусу в координатном представлении. Это увеличивает эффективный радиус ядра в  $\bar{p}$ -ядерном взаимодействии по сравнению с взаимодействием нуклона с ядром (в случае ядра  $^{12}\text{C}$  - в полтора раза [3]). Ясно, что при длине волны, сравнимой с размером рассеивателя, заметное увеличение этого размера улучшает условия оптического приближения.

В приближении Глаубера - Ситенко учитываются диаграммы, в которых налетающая частица может рассеяться на нуклоне ядра не более одного раза, т.е. максимальная кратность рассеяния частицы в ядре есть  $A$ . Для дейтрона это диаграмма двукратного рассеяния (рис.4). Отклонение траектории антинуклона от прямолинейной и движение внутридерных нуклонов может приводить к эффектам многократного рассеяния. Для рассеяния на дейтроне соответствующая диаграмма показана на рис.5. Согласно оценке [18], [9] вклад  $n$ -кратного перерассеяния ( $n > 2$ ) по отношению к амплитуде двукратного рассеяния при малых переданных импульсах пропорционален  $(\sigma_{el} / \sigma_{tot})^{n-2}$ . Для антинуклонов с импульсом 300 МэВ/с  $\sigma_{el} / \sigma_{tot} \approx 1/3$ , что может приводить к заметной

поправке в рассеянии на дейтроне. Тем не менее, применение теории Глаубера – Ситенко для  $\bar{p}d$ -рассеяния при низких и средних энергиях дало неплохие результаты [19], [20] (в обзоре [20] обсуждаются также и другие аспекты  $\bar{p}N$  и  $\bar{p}d$ -взаимодействия).

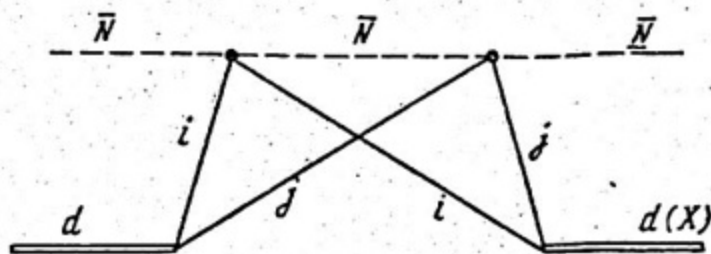


Рис.4. Диаграмма двухкратного рассеяния на дейтроне

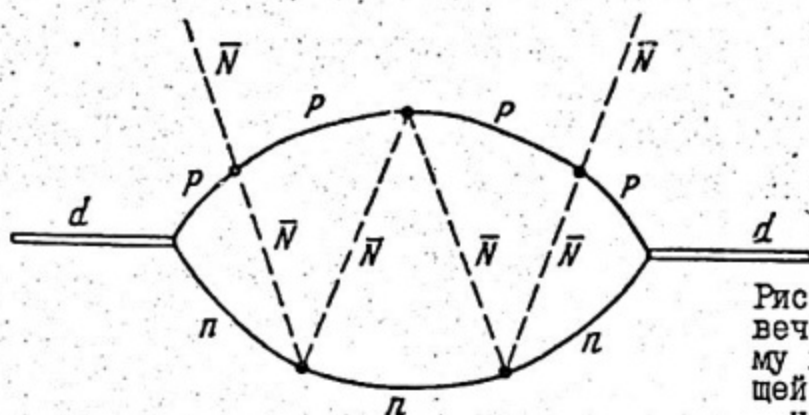


Рис.5. Диаграмма, отвечающая многократному перерассеянию падающей частицы на нуклонах в дейтроне

### Компенсация неадиабатических и немассовых эффектов

Во введении мы уже отмечали, что теория Глаубера – Ситенко для рассеяния адронов на ядрах в сильной степени опирается на так называемое адиабатическое приближение. Суть этого приближения состоит в том, что рассматривается картина взаимодействия налетающей частицы с совокупностью свободных неподвижных ("замороженных") нуклонов, которая затем усредняется по всевозможным взаимным положениям нуклонов с помощью волновых функций начального и конечного ядерных состояний. Обращаясь к оптической аналогии, можно сказать, что мы имеем дело с картиной дифракции рентгеновских лучей на медленно колеблющейся кристаллической решетке.

Удивительным здесь оказался тот факт, что выполненные в адиабатическом приближении расчеты хорошо описывают экспериментальные данные, казалось бы, далеко вне области применимости этого приближения, например, при больших переданных импульсах. Дело обстоит так, как если бы в случае дифракции рентгеновских лучей параметр решетки менялся с частотой, близкой к частоте падающих лучей, а дифракционная картина, тем не менее, оставалась бы устойчивой. Это затягивание области применимости до недавнего времени представлялось непонятным, так как существуют большие по величине эффекты, которые в таких схемах не учитываются. Речь идет о следующих явлениях:

а) нуклоны в ядре нестатичны, они двигаются и претерпевают отдачу в процессе взаимодействия с налетающей частицей, функция распространения которой за счет этого меняется;

б) частицы внутри ядра виртуальны, т.е. связь энергии и импульса них не такая, как у свободных. За счет этого амплитуды элементарных актов должны вычисляться вне массовой поверхности;

в) в процессе прохождения налетающей частицы через ядро внутриядерные нуклоны могут перерассеиваться друг на друге, что также существенно меняет физическую картину по сравнению с адиабатическим случаем.

В литературе имелось большое число работ, посвященных более или менее точному учету каждого из этих эффектов. Результат оказался малоутешительным: включение каждой из этих поправок "по отдельности" лишь ухудшало согласие с экспериментом. Напрашивается естественный вывод о том, что успех простой физической картины взаимодействия налетающего адрона со свободными, неподвижными нуклонами связан со взаимной компенсацией поправок от этих эффектов. На первый взгляд такая компенсация выглядит невозможной или, по крайней мере, случайной, вследствие разной физической природы поправок. Однако более пристальное рассмотрение позволяет установить довольно прозрачные физические связи этих эффектов, основанные на соотношении, аналогичном тождеству Уорда в квантовой электродинамике.

Возможные причины компенсации различных неадиабатических и немассовых эффектов были прослежены на наиболее простом примере — упругом рассеянии адронов на дейтроне [5]. С этой целью были рассмотрены фейнмановские диаграммы, соответствующие одно- и двухкратному рассеянию налетающего адрона на нуклонах дейтрона.



Диаграмма, приведенная на рис. 4, соответствует глауберовской и "теневого" поправке рассеяния адрона на дейтроне. Диаграммы, приведенные на рис. 6, а и б, описывают такой процесс, когда налетающий адрон рассеивается последовательно на разных (рис. 6, а, индексы  $i$  и  $j$  отвечают нуклонам) или одном и том же нуклоне в дейтроне (рис. 6, б). Изображенные на рис. 4, 6, 7 фейнмановские диаграммы исчерпывают все возможности для одно- и двухкратного рассеяния.

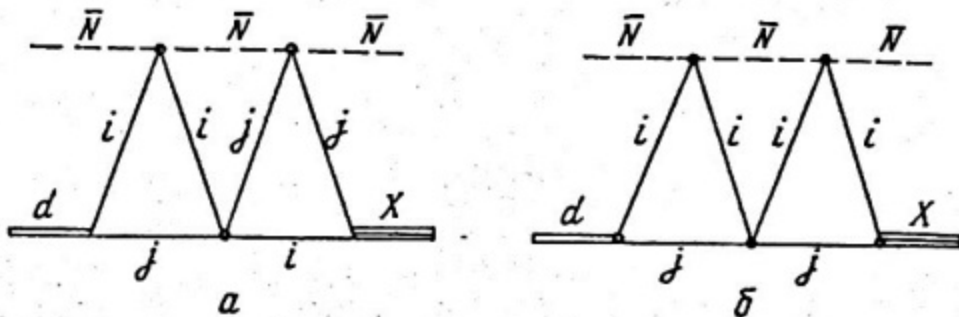


Рис. 6. Диаграммы, описывающие перерассеяние внутриядерных нуклонов друг на друге между актами рассеяния на них налетающего адрона (антинуклона):  
 а - адрон рассеивается на разных нуклонах; б - адрон рассеивается на одном и том же нуклоне

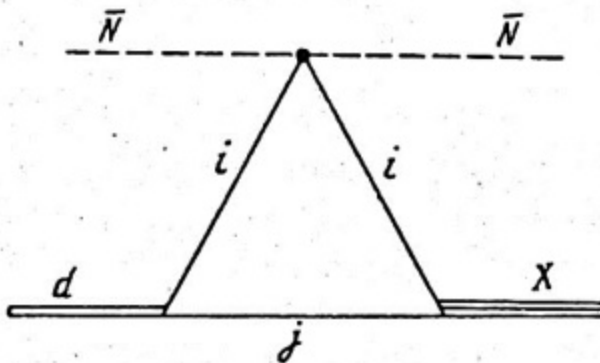


Рис. 7. Диаграмма однократного рассеяния

Для сравнения неadiaбатических поправок в диаграммах на рис. 6 необходимо, прежде всего, исключить "лишнее"  $np$ -рассеяние, выразив амплитуду этого рассеяния через дейтронную вершинную функцию. Это делается с помощью интегрального соотношения, связывающего амплитуду  $np$ -рассеяния  $t(p, k, E)$  вне энергетической поверхности с вершинной функцией  $M_d(k)$  :

$$\frac{M_d(k)}{\epsilon_d + E} = - \int d^3 p \frac{\psi_d(p) \epsilon(p, A, E)}{E - \frac{p^2}{m} + i0} \quad (I)$$

здесь  $M_d(k) = \left(\frac{k^2}{m} + \epsilon_d\right) \psi_d(k)$ ;

$\psi_d(k)$  — волновая функция дейтрона в импульсном пространстве,  $k$  — относительный импульс нуклонов в дейтроне.

Соотношение такого типа близко по смыслу к известному тождеству Уорда в квантовой электродинамике. Не выписывая громоздких формул, соответствующих явному виду диаграмм на рис. 4, 6, поясним теперь качественно результат такого сравнения [5]. Обозначим через  $\Delta M$  разность между точным выражением для глауберовской диаграммы (см. рис. 4) и выражением, полученным в адиабатическом пределе, т.е. считая нуклоны покоящимися. Величина  $\Delta M$  как раз и отвечает неадиабатической поправке к диаграмме на рис. 4. Сложим  $\Delta M_c$  с точным выражением для диаграммы на рис. 6, а. С помощью соотношения (I) в работе [5] было показано, что их сумма близка к нулю. Таким образом, неадиабатическая поправка к глауберовской диаграмме (см. рис. 4) сокращается с вкладом диаграммы (см. рис. 6, а), описывающей процесс, в котором между последовательными перерассеяниями адрона на разных нуклонах дейтрона эти нуклоны успевают перерассеяться друг на друга. Точность взаимной компенсации при малых переданных импульсах  $q$  порядка нескольких процентов, с ростом переданного импульса параметр, характеризующий степень компенсации, становится равным  $\frac{1}{8}(qR)^2$ , где  $R$  — радиус дейтрона.

Рассмотрим теперь оставшиеся диаграммы на рис. 6, б и рис. 7. Вследствие того, что нуклон в ядре связан, соответствующие амплитуды адрон-нуклонного рассеяния находятся вне энергетической поверхности (напомним, что в теории Глаубера — Ситенко всегда входят амплитуды рассеяния на свободном нуклоне). Тем не менее можно показать [5], что амплитуда, отвечающая сумме диаграмм на рис. 6, б и рис. 7, близка к амплитуде диаграммы однократного рассеяния (см. рис. 7), но с элементарной амплитудой, взятой при энергии, отвечающей рассеянию на свободном нуклоне. Аналогичный результат был получен в работе [21]. Итак, имеет место взаимная компенсация эффекта схода амплитуд адрон-нуклонного рассеяния с энергетической поверхности и явления перерассеяния нуклонов

между актами рассеяния адрона на одном и том же нуклоне в дейтроне. Точность компенсации имеет тот же порядок величины, что и в случае неадиабатических поправок.

Таким образом, рассеяние адрона на дейтроне в приближении одно- и двухкратного рассеяния выглядит так, как если бы адрон рассеивался на неподвижном нуклоне и амплитуда рассеяния находилась на энергетической поверхности. Этот результат обобщается как на случай неупругого рассеяния (с развалом дейтрона), так и на случай перерассеяний высшей кратности [5].

В случае сложных ядер эйкональные, френелевские и неадиабатические поправки изучались в работе [12] в рамках потенциальной модели. Все эти поправки оказались одного порядка. Было также показано, что если в качестве элементарных амплитуд подставлять не амплитуды, вычисленные в эйкональном приближении, а точные амплитуды, например, извлеченные из экспериментальных данных (что практически и делается), то этим уже учитывается часть поправок, содержащих  $1/k$ , и поэтому условия применимости подхода Глаубера - Ситенко ослабляются. С другой стороны, в работе [21] было показано, что компенсация между немассовыми эффектами и вкладом перерассеяний может разрушаться при  $A \geq 3$ .

Детального исследования сокращения различных поправок, аналогичного работе [5], для рассеяния адронов на сложных ядрах до сих пор проведено не было. Поэтому изложенные выше результаты для адрон-дейтронного рассеяния можно рассматривать лишь как наводящие (хотя и довольно убедительные) соображения в пользу адиабатического приближения в рассеянии медленных антипротонов на сложных ядрах. Более точно о степени компенсации неадиабатических и немассовых эффектов можно сейчас судить лишь на основе сравнения с экспериментальными данными. Подчеркнем еще раз, что рассеяние антипротонов низких энергий на ядрах представляет собой в этом смысле уникальный процесс вследствие независимости выполнения требований эйкональности и условий для рассмотренных выше компенсаций.

#### УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ

В работах Глаубера и Ситенко была получена формула для амплитуды рассеяния адрона на ядре  $A$  с переходом ядра из состояния  $i$  в состояние  $f$ , которая выражает амплитуду через фазы адрон-нуклонного рассеяния и ядерные волновые функции:



$$F_{if} = i \frac{\hbar}{2\sigma} \int d^2 b e^{-i q b} \int d\tau \psi_f^*(r_1, \dots, r_A) (1 - \exp(2i \sum_1^A \eta_k (b_k - b))) \psi_i(r_1, \dots, r_A). \quad (2)$$

Здесь  $\eta_k(b)$  — фаза рассеяния адрона на  $k$ -ом нуклоне в представлении прицельного параметра;  $\psi_i, \psi_f$  — ядерные волновые функции;  $\tau$  — координаты нуклонов. Эта формула является исходной для получения приближенных выражений, используемых в численных расчетах как упругого, так и неупругого рассеяния.

Рассматриваемое ниже рассеяние антипротонов низких энергий на ядрах уникально тем, что одновременно с применимостью приближения Глаубера — Ситенко очень важными оказываются кулоновские эффекты, которые существенно влияют на величину сечений в дифракционных минимумах и при малых углах. В отличие от рассеяния адронов высоких энергий на ядрах, где кулоновские эффекты приводят к малым поправкам, в  $\bar{p}A$ -рассеянии в области низких энергий это влияние существенно даже в случае легких ядер. В рамках подхода Глаубера — Ситенко кулоновские эффекты учитываются добавлением к ядерной фазе рассеяния кулоновской фазы. Предполагается, что волновая функция ядра в (2) факторизуется. Это позволяет перейти от многочастичных ядерных волновых функций к значительно более простой величине — ядерной плотности. После ряда преобразований амплитуда (2) упругого рассеяния на ядре  $A$  с учетом кулоновских эффектов может быть представлена в следующей форме [2, 13]:

$$e^{i\chi_s} F_{el}(q) = F_C(q) + ik \int_0^\infty J_0(qb) \exp(i\chi_0(b)) [1 - \exp(i(\chi_N(b) + \chi_I(b)))] b db, \quad (3)$$

где

$$F_C(q) = -2\zeta \frac{\hbar}{q^2} \exp(i\psi_C); \quad (4)$$

$$\psi_C = -2\zeta \ln\left(\frac{q}{2k}\right) + 2\eta, \quad \eta = \arg \Gamma(1 + i\zeta); \quad (5)$$

$$\chi_0(b) = 2\zeta \ln(kb); \quad (6)$$

$$\chi_1(b) = 8\pi\zeta \int_0^\infty \rho(r) \left\{ \ln \left[ \frac{1 + (b^2/r^2 - 1)^{1/2}}{b/r} \right] - (1 - b^2/r^2)^{1/2} \right\} r^2 dr, \quad (7)$$

причем кулоновская фаза  $\chi_c$  есть  $\chi_c = \chi_0 + \chi_1$ ,  $J_0(q, b)$  — функция Бесселя. Параметр  $\zeta$  в формулах (3) — (6) есть  $\zeta = -Z\alpha m/k$ , где  $Z$  — заряд ядра,  $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ . Знак минус в формуле для  $\zeta$  отвечает случаю кулоновского притяжения. В (3) входит несущественная фаза экранировки  $\chi_s = -2\zeta \ln(2kR_s)$ . Ядерная фаза  $\chi_N$  имеет вид [2]:

$$\chi_N(b) = \frac{\pi}{2\pi k} \int e^{-iqb} f_N(q) \Phi(q) d^2q, \quad (8)$$

где

$$\Phi(q) = \int \rho(r) e^{iqr} d^3q; \quad (9)$$

$q$  — переданный ядру импульс;  $k$  — импульс налетающего адрона;  $\rho(r)$  — ядерная плотность (нормированная на 1). Мы считаем, что входящая в (7) плотность заряда  $\rho(r)$  совпадает с ядерной плотностью. Амплитуда рассеяния на нуклоне

$$f_N(q) = \frac{k\sigma(l+\rho)}{4\pi} e^{-\frac{1}{2}Bq^2}. \quad (10)$$

При энергии  $T_p = 46.8$  МэВ мы использовали следующие параметры  $\bar{\rho}N$  — амплитуд [17]:  $\sigma_{\bar{p}p} = 240$  мб,  $\sigma_{\bar{p}n} = 200$  мб,  $\rho_{\bar{p}p} = \rho_{\bar{p}n} = 0$ ,  $B_{\bar{p}p} = B_{\bar{p}n} = 35.6$  (ГэВ/с) $^{-2} = 1.4$  Фм $^2$ . Значение  $\sigma_{\bar{p}n}$  было нами найдено, исходя из величины  $\sigma_{\bar{p}\alpha} = 380$  мб [3] с учетом поправки на экранирование. В формуле (8) были сделаны необходимые изменения, учитывающие отличие амплитуд рассеяния на протоне и нейтроне. Они состоят в том, что фаза  $\chi_N(b)$  определялась полусуммой выражений (8) с  $\bar{p}p$ - и  $\bar{p}n$ -амплитудами.

При энергии 180 МэВ параметры  $\bar{\rho}N$  — амплитуд следующие [4, 17]:  $\sigma_{\bar{p}p} = 157$  мб,  $\sigma_{\bar{p}n} = 136$  мб,  $\rho_{\bar{p}p} = \rho_{\bar{p}n} = 0.2$ ,  $B_{\bar{p}p} = B_{\bar{p}n} = 22.2$  (ГэВ/с) $^{-2} = 0.86$  Фм $^2$ .

Ядерная плотность при  $4 \leq A \leq 16$  параметризуется в виде [22]:

$$\rho(r) = [\lambda R^3 \pi^{3/2}]^{-1} \left[ 4 + \frac{2}{3} (\lambda - 4) \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] e^{-r^2/R^2}, \quad (II)$$

где для  $^{12}\text{C}$   $R^2 = 2.5 \text{ фм}^2$  и для  $^{16}\text{O}$   $R^2 = 2.92 \text{ фм}^2$  [22]. С параметризацией (II) фаза  $\chi_N(b)$  вычисляется аналитически. Для более тяжелых ядер использовалась формула Вудса - Саксона:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{c}\right)}, \quad (I2)$$

где  $R = r_0 A^{1/3}$ ,  $r_0 = 1.07 \text{ фм}$ ,  $c = 0.545 \text{ фм}$  [23];  $\rho_0 = 7.675 \cdot 10^{-3} \text{ фм}^{-3}$  для  $^{20}\text{Ne}$ ,  $4 \cdot 10^{-3} \text{ фм}^{-3}$  для  $^{40}\text{Ca}$  и  $0.8732 \times 10^{-3} \text{ фм}^{-3}$  для  $^{208}\text{Pb}$ .

Аналитическое вычисление фазы  $\chi_N(b)$  с плотностью (I2) невозможно, а численный расчет более громоздок, чем в случае рассеяния адронов высоких энергий, так как из-за большой величины параметра  $B$  в (I0) амплитуду  $f_N(q)$  нельзя вынести из-под знака интеграла.

Фазу  $\chi_N(b)$  можно вычислить следующими способами:

а) аппроксимировать плотность (I2) формулой

$$\rho(r) = \sum_{l=1}^{12} c_l \exp(-\pi r^2 / r_0^2), \quad (I3)$$

с которой фаза  $\chi_N(b)$  вычисляется аналитически (соответствующие параметры в (I3) приведены в работе [3]);

б) с плотностью (I2) аналитически вычисляется фазовый фактор (9)  $\Phi(q)$  (см. [24]), затем фаза  $\chi_N(b)$  после подстановки  $\Phi(q)$  в (8) находится численно.

Отдача ядра учитывается умножением амплитуды на фактор  $\exp(-\langle r^2 \rangle q^2 / 6A)$  [3].

Амплитуда упругого рассеяния без учета кулоновых эффектов имеет вид:

$$F_{el}(q) = ik \int_0^{\infty} \Gamma(b) J_0(qb) b db, \quad (I4)$$

где

$$\Gamma(b) = 1 - \exp(i\chi_N(b)). \quad (I5)$$

Приводимые ниже расчетные сечения очень чувствительны к параметрам  $\bar{r}_N$ -амплитуды и, особенно, к отношению действительной и мнимой частей  $\rho$  амплитуды упругого рассеяния вперед. В



настоящее время неопределенности в значении  $\rho$  весьма велики, а данные различных групп противоречат друг другу. Это видно из сводки данных, показанной на рис.3. В расчетах использовались значения  $\rho$ , полученные в эксперименте LEAR, но для сравнения проводятся расчеты и со значениями  $\rho$  из других работ [25].

На рис.8-10 показаны сечения упругого рассеяния антипротонов на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{208}\text{Pb}$  при энергиях 46.8 и 47.8 МэВ в сравнении с данными [1]. Сплошные кривые - расчет с учетом кулоновского рассеяния при  $\rho = 0$  (значение LEAR [17], см. рис.3). Для иллюстрации величины кулоновского рассеяния штрихпунктирной кривой на рис.8-10 показано кулоновское сечение рассеяния на точечном заряде (квадрат модуля амплитуды [4]). Точечной кривой показано сечение при  $\rho = 0$  без учета кулоновского рассеяния. Заполнение дифракционных минимумов при  $\rho = 0$  и их чрезмерное углубление при  $\rho = -0.25$  происходит за счет кулон-ядерной интерференции, причем сечения весьма чувствительны к значению  $\rho$ . Высокая чувствительность сечений к  $\rho$  объясняется тем, что в отсутствие кулоновского рассеяния сечение в дифракционных минимумах пропорционально  $\rho^2$  [3]. При наличии кулон-ядерной интерференции зависимость от  $\rho$  становится более сложной, но по-прежнему остается очень высокой, причем сечение становится чувствительным к знаку (это отмечалось в работе [17]).

Итак, при значении  $\rho = 0$  достигается хорошее описание сечений на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{208}\text{Pb}$  при энергии 46.8 МэВ. Значение  $\rho = 0.25$  исключается экспериментальными данными [1] по рассеянию антипротонов на ядрах.

С другой стороны, существенно, что рассеяние протонов той же энергии на  $^{12}\text{C}$  не обнаруживает выраженного дифракционного поведения [1], а расчет сечения  $p^{12}\text{C}$  в рамках модели Глаубера - Ситенко не согласуется с экспериментом (см. рис.1).

На рис.11-13 показаны сечения упругого рассеяния антипротонов на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{208}\text{Pb}$  при энергиях 179.7 и 180.3 МэВ в сравнении с данными [1]. При  $\rho = 0.2$ , согласующимся с данными LEAR [17] и не противоречащим данным [26], достигается хорошее описание экспериментальных данных по антипротон-ядерным сечениям. В работах [24] были вычислены дифференциальные сечения упругого рассеяния антипротонов на ядрах  $^{27}\text{Al}$  и  $^{64}\text{Cu}$  в ин-

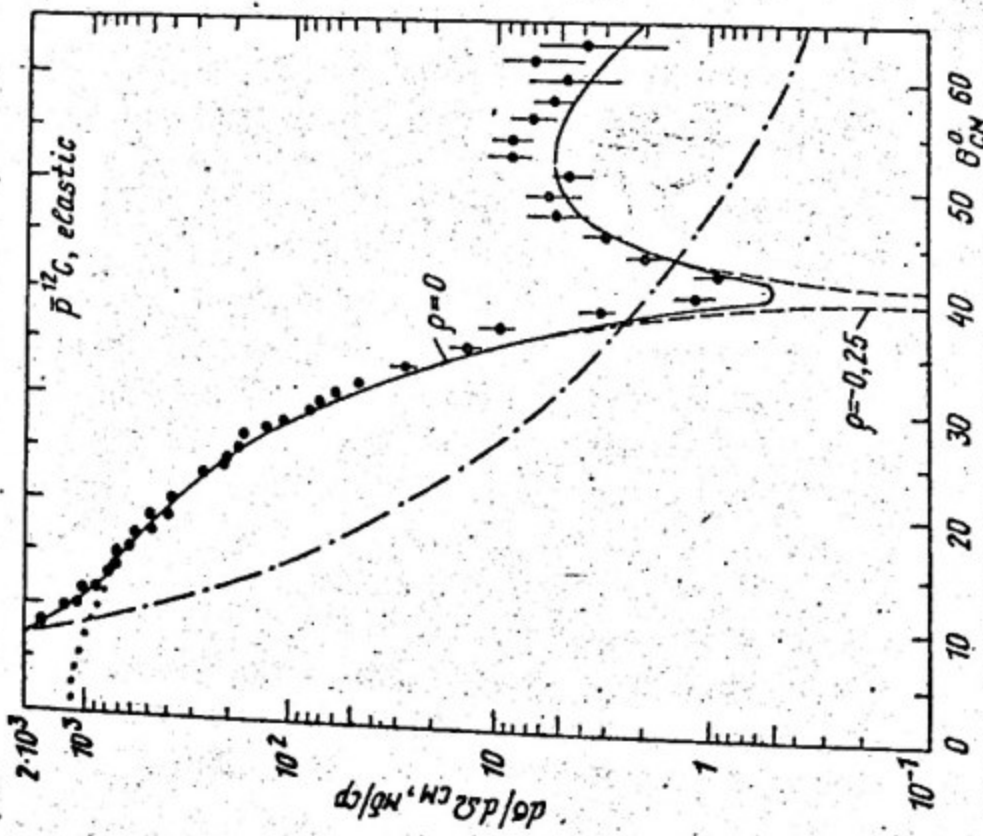


Рис. 8. Дифференциальное сечение упругого рассеяния  $\bar{p}^{12}\text{C}$  при энергии 46.8 МэВ: сплошная кривая соответствует  $\rho=0$ ; пунктирная —  $\rho=-0.25$ ; точечная кривая соответствует чисто ядерному рассеянию; штрихпунктирная — кулоновскому рассеянию на точечном заряде  $Z_1 Z_2$ . Данные из работы [1], кривые — из [3].

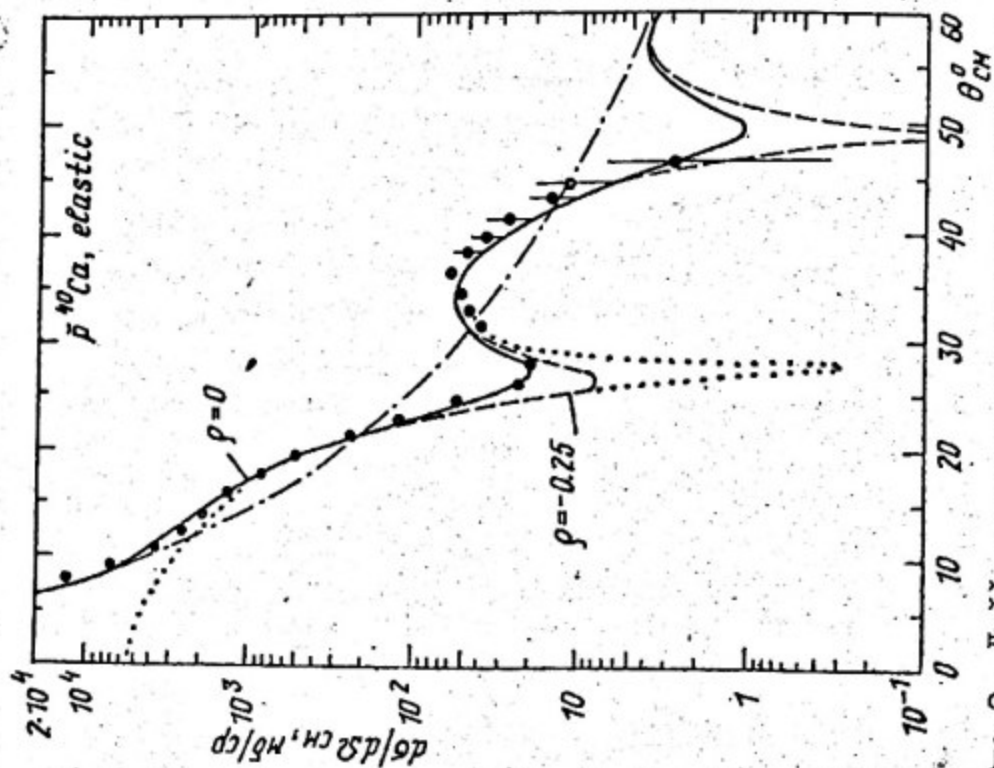


Рис. 9. Дифференциальное сечение упругого рассеяния  $\bar{p}^{40}\text{Ca}$  при энергии 46.8 МэВ (Обозначения те же, что и на рис. 8)

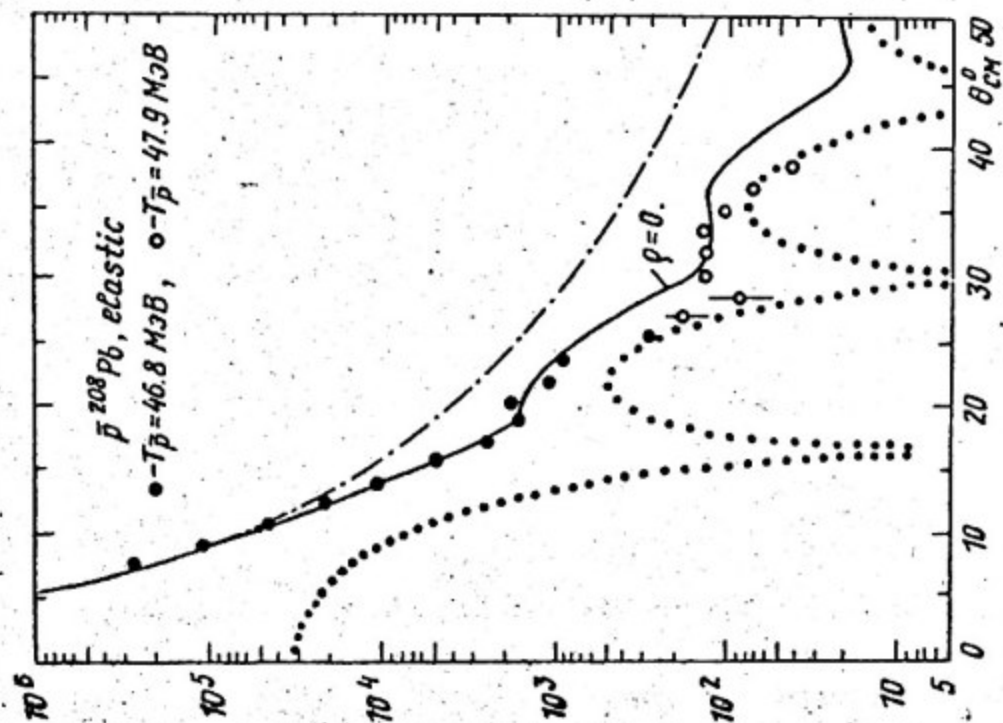


Рис. 10. Дифференциальное сечение упругого рассеяния  $\bar{p}^{208}Pb$  при энергии 46.7 МэВ (Обозначения те же, что и на рис.8)

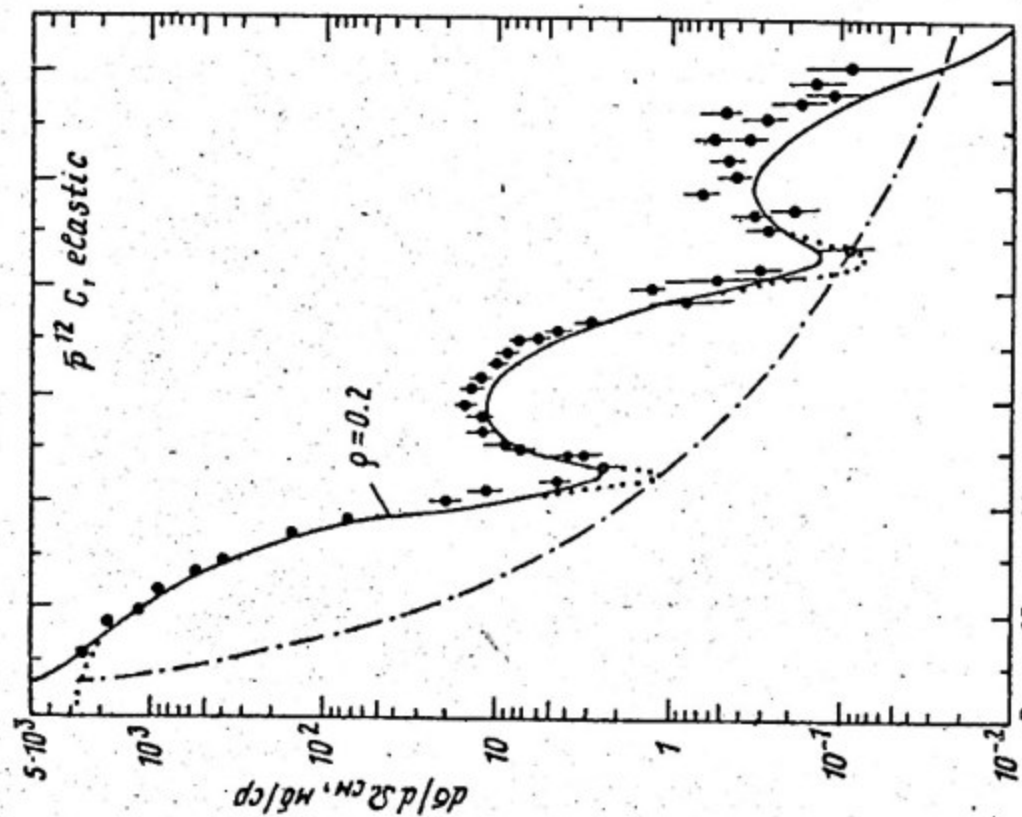


Рис. 11. Дифференциальное сечение упругого рассеяния  $\bar{p}^{179}C$  при энергии 179.9 МэВ ( $\rho = 0.2$ ) (Обозначения те же, что и на рис.8)



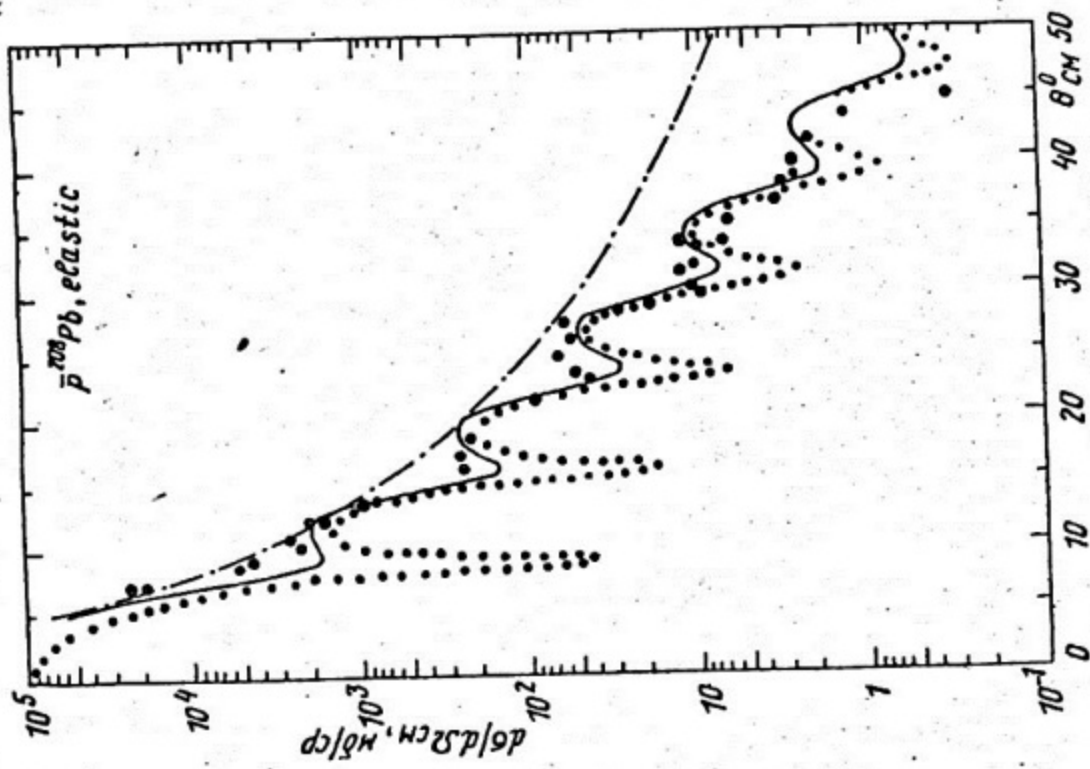


Рис. 13. Дифференциальное сечение упругого рассеяния  $\bar{\rho}^{208Pb}$  при энергии 160.3 МэВ (Обозначения те же, что и на рис. 8)

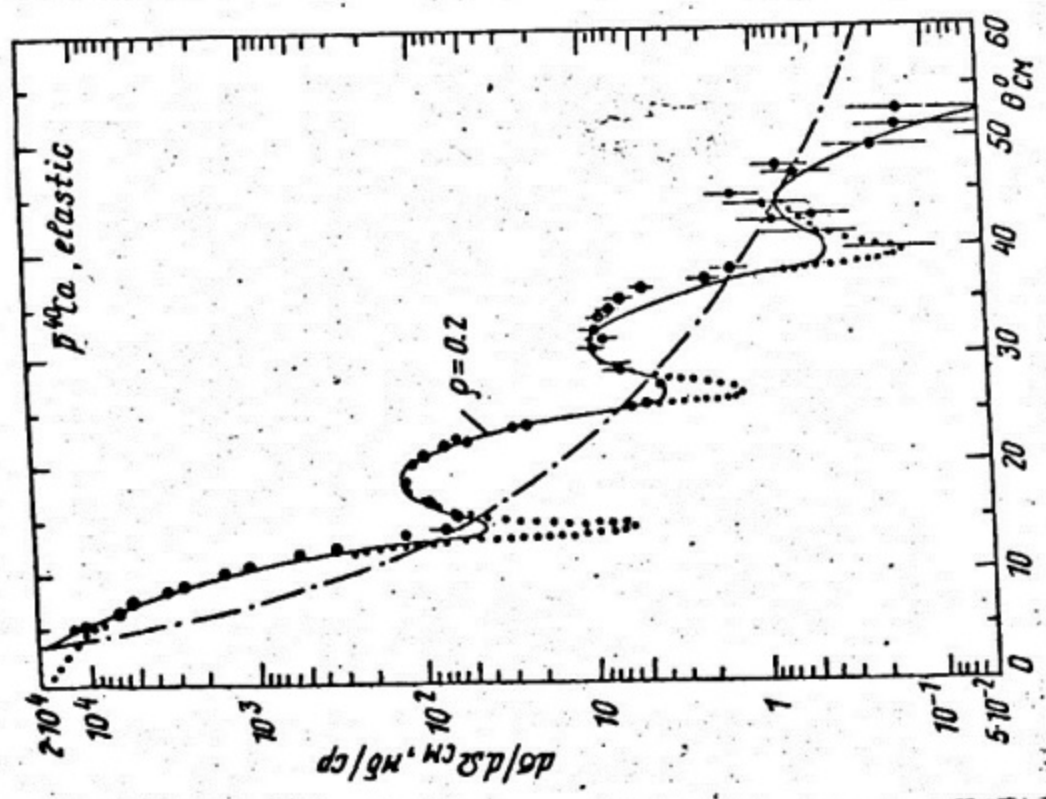


Рис. 12. Дифференциальное сечение упругого рассеяния  $\bar{\rho}^{40Ca}$  при энергии 179.7 МэВ (Обозначения те же, что и на рис. 8)

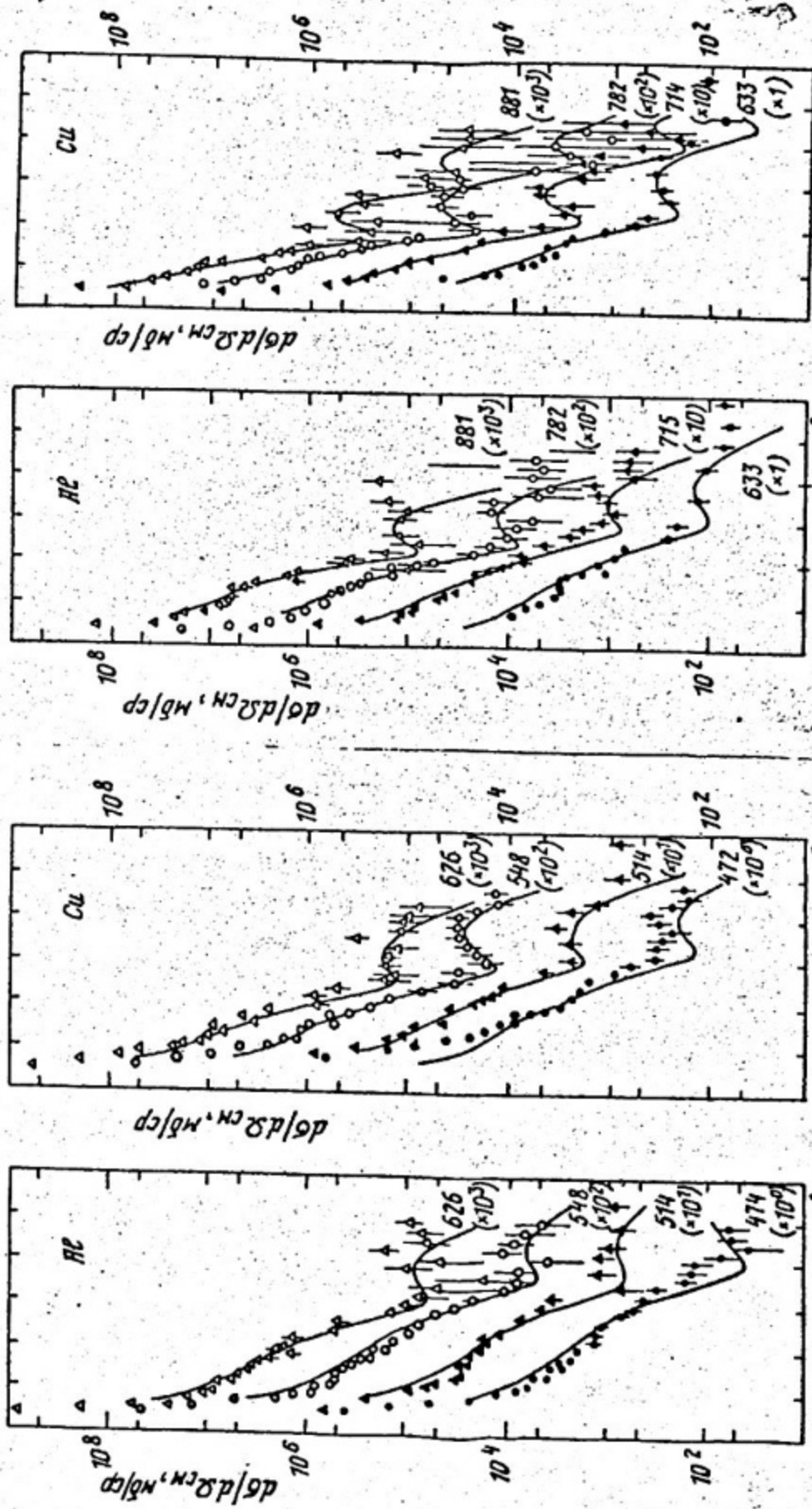


Рис. 14. Дифференциальные сечения упругого рассеяния  $p^{27}Al$  и  $p^{64}Cu$  при импульсах антрионов, показанных на рисунках. Расчет из работы [24]. При импульсах 514 МэВ/с — данные из работы [28], при остальных импульсах — из работы [27]

Рис. 15. То же что и на рис. 14. При импульсе 633 МэВ/с данные из работы [32], при остальных импульсах из работы [31]

тервале импульсов антипротонов 450–900 МэВ/с. Эти сечения, показанные на рис. 14 и 15, также хорошо согласуются с данными КЕК [27] и BNL [28] и оказываются весьма чувствительными в минимумах к значению  $\rho$ .

Следует, однако, отметить, что значения сечений в минимумах могут быть чувствительными не только к  $\rho$ , но и к поправкам к приближению Глаубера – Ситенко, а также согласно [29], к  $\bar{p}N$ -амплитуде с переверотом спина. Поэтому точность, с которой можно извлечь  $\rho$  из ядерных данных, следует выяснить независимым изучением значений указанных поправок. Для выяснения этого вопроса могут оказаться полезными недавно появившиеся данные по поляризации антипротонов в  $\bar{p}N$ -рассеянии [30], а также сравнительный анализ сечений рассеяния антипротонов на ядрах  $^{16}\text{O}$  и  $^{18}\text{O}$ , измеренных в [31].

Таким образом, использование ядерных данных позволяет уменьшить неоднозначность, которая существует сейчас в определении  $\rho$  в области низких энергий. Видно, что включение в рассмотрение антипротон-ядерных данных дает возможность сделать выбор в пользу данных LEAR.

На рис. 16 показана функция  $\Gamma(b)$ , определяющая по формуле (14) амплитуду чисто ядерного рассеяния. Она практически совпадает с единицей внутри ядра, как в случае рассеяния антипротонов, так и протонов. Это значит, что ядро для этих частиц представляет собой абсолютно черный (в центральной области) шар с резким краем. По этой причине в выполненных расчетах антипротон-ядерных взаимодействий оказывается несущественной спиновая структура  $\bar{p}N$ -амплитуды (10), существенная в  $\bar{p}p$ -рассеянии.

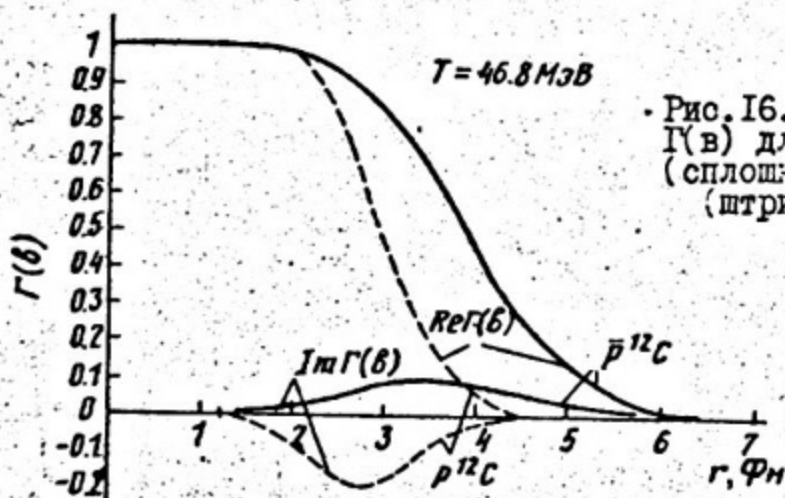


Рис. 16. Функция профиля  $\Gamma(b)$  для рассеяния  $\bar{p}^{12}\text{C}$  (сплошные кривые) и  $p^{12}\text{C}$  (штриховые кривые)



Можно вычислить эффективный радиус абсолютно черной сферы, определив его из условия, чтобы сечение рассеяния на черной сфере радиуса  $R_{eff}$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{k^2 R_{eff}^2}{q^2} J_1^2(q R_{eff}) \quad (16)$$

совпало при  $\theta = 0$  с квадратом модуля амплитуды (14). Отметим, что для применимости формулы (16), как и приближения Глаубера требуется, чтобы  $k R_{eff} \gg 1$ . Из формулы (14) и (16) находим

$$R_{eff}^2 = 2 \left| \int_0^\infty \Gamma(b) b db \right|. \quad (17)$$

Для  $\bar{p}^{12}C$  получаем  $R_{eff} = 3,96$  фм, что существенно больше общепринятого значения  $R = r_0 A^{1/3} = 2,45$  фм (для  $r_0 = 1,07$  фм). Для  $p^{12}C$  -рассеяния  $R_{eff} = 3,06$  фм [3].

Отметим также, что модель черной сферы (см. формулу (16)) хорошо воспроизводит сечение рассеяния  $\rho$  на  $^{12}C$  до первого минимума  $q \lesssim 1$  фм $^{-1}$  (см. рис. 1). Превышение расчета над данными при  $q > 1$  фм $^{-1}$  связано с усилением дифракции за счет резкого края.

#### ОПТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ

Другие имеющиеся в настоящее время подходы к описанию рассеяния антипротонов низких энергий на ядрах направлены на выяснение структуры оптического потенциала  $\bar{p}$ -ядро. В одних работах [32] - [34] этот потенциал выводился микроскопически, в других [35] - [37] данные [1] были использованы для получения параметров феноменологического оптического потенциала. Устойчивость параметров таких потенциалов проверялась в работах [1], [35], [36]. Представляет интерес сравнить оптические потенциалы (конкретно это будет сделано для потенциалов Бетти и др. [35] и Гарреты и др. [1]) с вычисленным в эйкональном приближении [3]. Как будет показано, эти потенциалы практически совпадают. Это является дополнительным аргументом в пользу эйконального приближения, так как отсюда следует, что расчет с оптическим потенциалом в эйкональном приближении дает по существу тот же результат, что и точный расчет с феноменологическим оптическим потенциалом. С другой стороны, точный микроскопический вывод оптического потенциала, чему посвящены работы [32] - [34], на сегодня представляет собой чрезвычайно трудную задачу. Поэтому не удивительно, что полученные микроскопически с учетом влияния среды на



функцию распространения антипротона в ядерной материи оптические потенциалы не дают столь полного беспараметрического описания взаимодействия  $\bar{p}$ -ядро при низких энергиях, как дифракционная теория.

Оптический потенциал, отвечающий амплитуде Глаубера - Ситенко может быть найден из формулы (8). В случае рассеяния на потенциале фазы в эйкональном приближении имеет вид:

$$\chi(b) = -\frac{\pi}{h} \int V(q) \exp(-iqb) \frac{d^2q}{(2\pi)^2}, \quad (18)$$

где  $V(q)$  - 3-мерный Фурье-образ потенциала.

Из сравнения (8) и (18) получаем

$$V_N(r) = \frac{2\pi A}{h} \int f_N(q) \Phi(q) e^{-iqr} \frac{d^3q}{(2\pi)^3}. \quad (19)$$

Подставляем (11) в (9) и затем в (19), находим:

$$V_N(r) = -\frac{A k \sigma(i+q)}{2\pi^{3/2} m \tilde{R}^3} \left[ 1 - \left(1 - \frac{4}{A}\right) \frac{R^2}{\tilde{R}^2} \left(1 - \frac{2}{3} \frac{r^2}{\tilde{R}^2}\right) \right] e^{-r^2/\tilde{R}^2}, \quad (20)$$

где  $\tilde{R}^2 = R^2 + 2B$ .

Кулоновский потенциал имеет вид:

$$V_C(r) = -4\pi Ze^2 \left( \frac{1}{r} \int_0^r \rho(r') r'^2 dr' + \int_r^\infty \rho(r') r' dr' \right). \quad (21)$$

На рис. 17 и 18 показаны потенциалы, вычисленные по формулам (20) и (21) при энергиях 46.8 МэВ и 179,3 МэВ для ядра  $^{12}\text{C}$  и потенциалы из работы [1]. Видно, что доминирует  $\text{Im} V_N(r)$ , причем мнимые части потенциала  $V_N(r)$  и оптического потенциала из работы [1] очень близки друг к другу при  $r > 1,5 \div 2$  фм. Заметное отличие мнимых частей при  $r < 2$  фм ( $T_p = 46.8$  МэВ) и  $r < 1,5$  фм ( $T_p = 179,7$  МэВ) совершенно несущественно, так как при  $r < 2$  фм функция  $\tilde{\Gamma}(b)$  с высокой точностью равна 1 (см. рис. 16) и изменение фазы  $\chi_N(b)$  практически не изменяет червоту абсолютно черного ядра в этой области.

Подставляя оптический потенциал (20) вместе с кулоновским потенциалом (21) в уравнение Шредингера, мы должны получить тот же результат для амплитуды, что и в приближении Глаубера-Ситенко (с точностью до поправок к эйкональному приближению). В то же время значение и знак  $\text{Re} V_N(r)$  определяются поведением  $\rho$  для элементарной  $\bar{p}N$ -амплитуды, а радиус потенциала

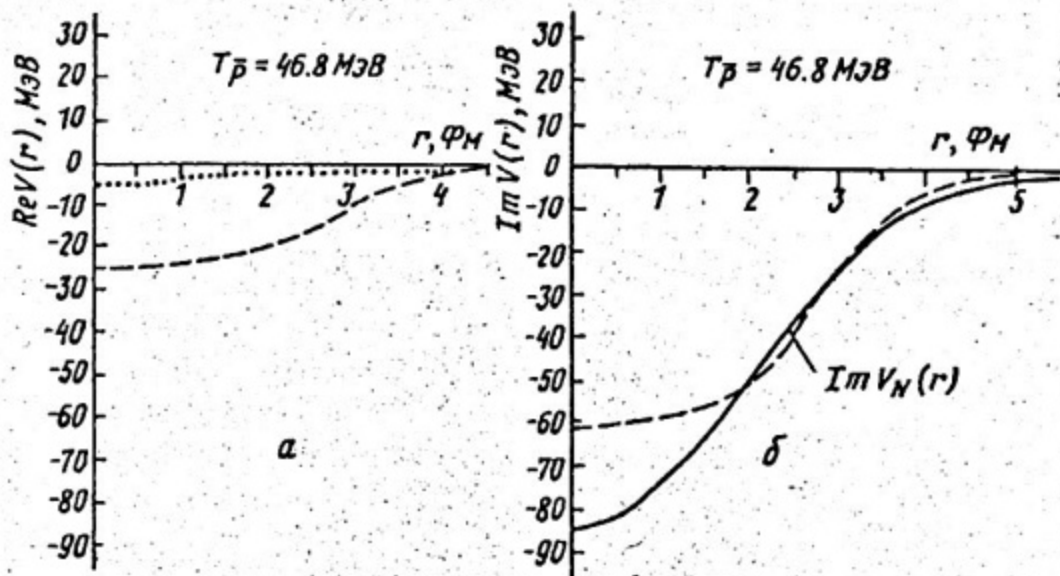


Рис. 17. Оптический потенциал  $\bar{p}$   $^{12}\text{C}$ -рассеяния при  $T_{\bar{p}} = 46.8$  МэВ: сплошные кривые — вычисленный в работе [3] теоретический потенциал, отвечающий амплитуде Глаубера — Ситенко (расчет по формуле (20)); штриховые кривые — феноменологический потенциал из работы [1] (параметризация Вудса — Саксона); точечной кривой обозначен кулоновский потенциал для рассеяния на ядре (формула (21)). Поскольку  $\rho = 0$ , сплошная кривая на рис. 17, а совпадает с осью абсцисс

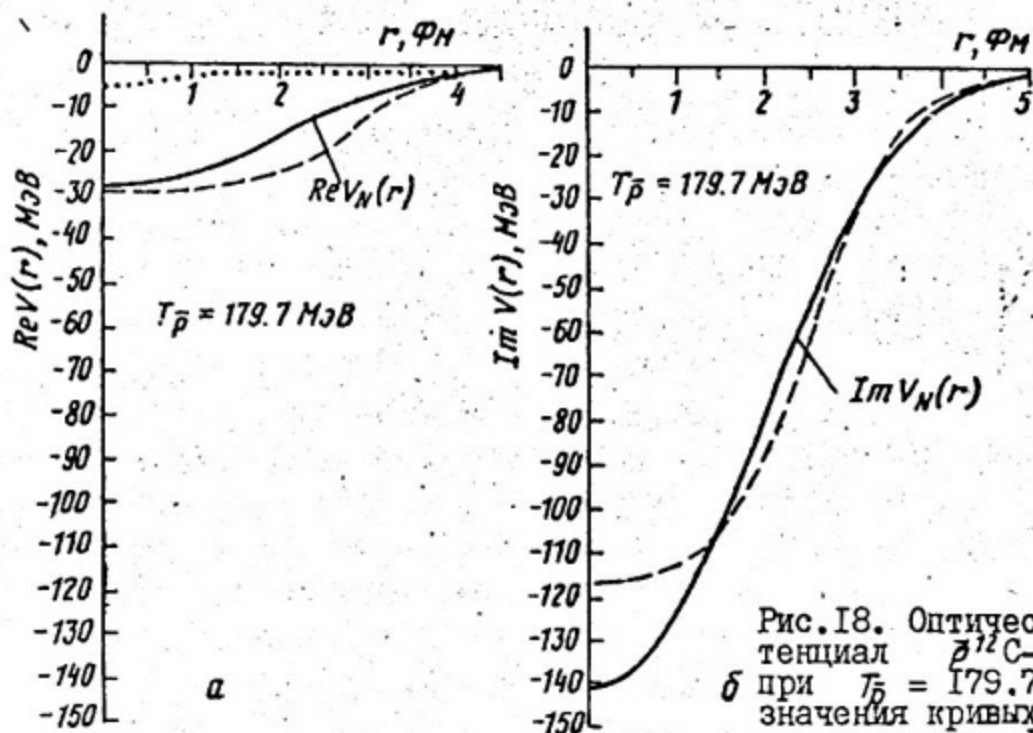


Рис. 18. Оптический потенциал  $\bar{p}$   $^{12}\text{C}$ -рассеяния при  $T_{\bar{p}} = 179.7$  МэВ. (Обозначения кривых такие же, как и на рис. 17)

связан с параметром наклона в  $\bar{p}N$ -рассеянии. Поэтому подход Глаубера - Ситенко представляется более привлекательным, поскольку дает ясные и удобные для аналитического анализа формулы для  $\bar{p}$ -ядерных амплитуд.

Отметим, что из явного выражения для  $\bar{p}$ -ядерного потенциала в эйкональном приближении видна причина заметного увеличения (в 1,5 раза) радиуса ядра для рассеяния антипротонов. В формуле (20)  $R_{eff}^2 = R^2 + 2B$ . В случае антипротонов низких энергий  $B \approx R^2/2$ , т.е. параметр наклона конуса  $B$  порядка квадрата радиуса ядерной плотности, известной из рассеяния электронов. Это дает  $R_{eff}^2 \approx 2R^2$ , т.е.  $R_{eff} \approx 1.5R$ .

### СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ

Сечение реакции определяется как разность между полным и упругим сечениями:  $\sigma_r = \sigma_{tot} - \sigma_{el}$ . Полное сечение  $\sigma_{tot}$  выражается с помощью оптической теоремы через амплитуду рассеяния на нулевой угол, а упругое сечение  $\sigma_{el}$  - интегрированием квадрата упругой амплитуды по углам. Как уже подчеркивалось, в амплитуде, особенно при малых углах, доминирует вклад кулоновского рассеяния. Этот вклад, однако, полностью выпадает из разности  $\sigma_r = \sigma_{tot} - \sigma_{el}$ . Это видно из следующей формулы [9]:

$$\sigma_r = \int d^2b \int d\tau \{1 - \exp(-4Im \sum_k \eta_k (b_k - b))\} |\Psi_i(r_1, \dots, r_N)|^2. \quad (22)$$

Кулоновская фаза, которая добавляется к  $\eta_k$ , действительна, и поэтому не дает вклада в сечение реакции (22). После преобразования сечение реакции приобретает вид:

$$\sigma_r = 2\pi \int_0^\infty [1 - \exp(-2Im \chi_N(b))] b db, \quad (23)$$

где фаза  $\chi(b)$  дается формулой (8). Отметим два обстоятельства:

1) было бы ошибкой пытаться получить сечение реакции, исходя из формулы (3) для амплитуды. Эта формула применима при углах  $\theta > 1/kR_s$ , что с большим запасом достаточно для расчетов упругих сечений, но все же не позволяет применить к амплитуде (3) оптическую теорему;

2) кулоновское рассеяние не влияет на  $\sigma_r$  только в приближении Глаубера - Ситенко. Вне рамок этого приближения кулоновские эффекты могут сказываться на величине  $\sigma_r$ .



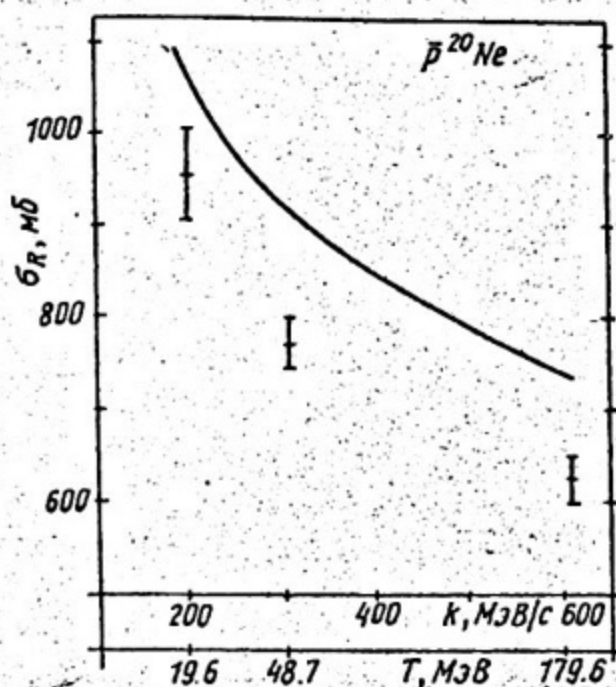


Рис.19. Сечение реакции для взаимодействия антипротонов с ядром  $^{20}\text{Ne}$ . Расчетная кривая из работы [24], экспериментальные данные из работы [38]

На рис.19 показано сечение реакции для взаимодействия антипротонов с ядром  $^{20}\text{Ne}$ . Видно, что расчетные сечения превышают экспериментальные данные [38] на 10–15%. Возможная причина этого расхождения может состоять в следующем. В расчетах предполагалось, что наклоны  $\bar{V}$  в  $\bar{p}p$ - и  $\bar{p}n$ -рассеяниях одинаковы. Вообще говоря, это не так. По наклону конуса в  $\bar{p}n$ -рассеянии нет экспериментальных данных, а с теоретической точки зрения кажется весьма вероятным, что этот наклон меньше, чем  $\bar{p}p$ -рассеянии. Дело в том, что наклон конуса в  $\bar{p}p$ -рассеянии определяется вкладом  $\bar{p}p$ -резонансов с изоспином, равным 0 и 1, тогда как  $\bar{p}n$ -система находится в состоянии только с изоспином 1. Уменьшение наклона конуса в  $\bar{p}n$ -рассеянии на 10% привело бы к уменьшению расчетного сечения реакции и к его совпадению с экспериментальными данными. Отметим, что этот же эффект (уменьшение  $V_{\bar{p}n}$  по сравнению с  $V_{\bar{p}p}$ ) привел бы к небольшому смещению минимума дифференциального сечения  $\bar{p}n$ -рассеяния в области больших  $q$  ( $\Delta q/q \sim 5\%$ ) и уменьшению сечения на  $\sim 10\%$ , что привело бы к лучшему согласию с экспериментом (см.рис.8–13).



## МЕХАНИЗМ ПОДАВЛЕНИЯ БЕЗАННИГИЛЯЦИОННОГО РАЗВАЛА ЯДРА АНТИПРОТОНАМИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

В экспериментах, выполненных на *LEAR* [47] было также обнаружено значительное (примерно на порядок) подавление безаннигиляционного развала антипротонами низких энергий ядра  ${}^4\text{He}$  при энергиях 48,7 МэВ и 179,6 МэВ по сравнению с аналогичным процессом в случае протонов с близкими энергиями.

Это явление может быть объяснено двумя различными физическими причинами. С одной стороны [17], элементарное  $\bar{p}N$ -рассеяние при малых энергиях сильно анизотропно по сравнению с рассеянием протонов на нуклонах при тех же энергиях. Вследствие этого, эффективный импульс переданный ядру антипротонами значительно меньше, т.е. антипротоны рассеиваются преимущественно вперед, что значительно уменьшает вероятность аннигиляции внутри ядра. Однако существует и другая причина: аннигиляционное сечение  $\sigma_{\bar{p}N}^{ann}$  составляет примерно 70 % полного сечения  $\sigma_{\bar{p}N}^{tot}$  взаимодействия медленных антипротонов с нуклонами. Поэтому для того, чтобы развалить ядро и при этом выжить, антипротон должен взаимодействовать только с малым числом нуклонов, находящихся на периферии ядра, т.е. эффекты подавления будут определяться чисто геометрическим фактором.

Количественный анализ механизма подавления безаннигиляционного развала ядер антипротонами низких энергий был выполнен в работе [44]. Результат состоит в следующем: для легких ядер преимущественно работает первая причина (узкий конус вперед в  $\bar{p}N$ -рассеянии), в случае же тяжелых ядер доминирует второй механизм (большая относительная величина аннигиляционного сечения  $\frac{\sigma_{\bar{p}N}^{ann}}{\sigma_{\bar{p}N}^{tot}}$ ).

### СЕЧЕНИЕ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ

Амплитуда рассеяния с возбуждением ядерного уровня дается формулой (2) при  $i \neq f$ . Далее используется приближение однократного неупругого соударения (ОНС) [39], [40], в рамках которого предполагается, что возбуждение уровня происходит в результате однократного акта. После преобразований амплитуда неупругого рассеяния с возбуждением ядерного уровня натуральной четности с моментом и проекцией  $M$  на направление падающего пучка

в приближении ОНС выражается через электромагнитный формфактор перехода и амплитуду упругого рассеяния. Кулоновские эффекты в неупругом рассеянии учитываются с помощью кулоновской фазы в амплитуде упругого рассеяния, входящей в неупругую амплитуду. Подчеркнем, что в этом приближении (однократный) акт возбуждения уровня осуществляется только за счет сильного взаимодействия налетающего адрона с внутриядерным нуклоном. Выражение для неупругой амплитуды, полученное в [39, 40], после учета кулоновского рассеяния удобно преобразовать к виду:

$$e^{i\chi_s} F_{inel}^M(q) = \int_0^\infty G_{JM}(b) J_M(qb) db, \quad (24)$$

где

$$G_{JM}(b) = c_{JM} Y_N^*(0) \tilde{S}(b) b \exp(i(\chi_N(b) + \chi_0(b) + \chi_1(b))), \quad (25)$$

фазы  $\chi_0, \chi_1, \chi_N$  даются формулами (6) - (8),

$$c_{JM} = (-1)^M \frac{2\pi^{1/2}}{(2J+1)^{1/2}} Y_{JM}^*\left(\frac{\pi}{2}, 0\right), \quad (26)$$

$$\tilde{S}_{JM}(b) = \int_0^\infty S_J(q) e^{-\frac{1}{2}Bq^2} J_M(qb) q dq, \quad (27)$$

а  $S_J(q)$  определяет электромагнитный формфактор неупругого перехода и параметризуется в виде

$$S_J(q) = q^J (a_1 + b_1 q^2 + c_1 q^4) e^{-\alpha q^2}, \quad (28)$$

что позволяет вычислить интеграл (27) аналитически (см. [3]). Параметры в (28) известны из данных по неупругому рассеянию электронов. Для возбуждения уровня  $2^+(4.44 \text{ МэВ})$  ядра  $^{12}\text{C}$  были использованы следующие значения [46]:  $a_1 = 0,25$ ;  $b_1 = -0,021$ ;  $c_1 = 0,0004$ ;  $\alpha = 0,54$  [в формуле (28)  $q, \text{ фм}^{-1}$ ].

На рис. 20 и 21 показаны расчеты неупругих сечений  $p^{-12}\text{C}$  с возбуждением уровня  $2^+(4.44 \text{ МэВ})$  соответственно при энергиях 46,6 и 179,7 МэВ. Заметим, что в случае протонных данных (штриховая кривая на рис. 20) расчет опять не согласуется с экспериментом.

Некоторое превышение антипротонных данных над расчетом на рис. 20 при  $\theta > 35^\circ$  ( $q > 0,8 \text{ фм}^{-1}$ ) может быть связано с

несколькими причинами. В частности: а) с неопределенностями в факторе перехода (28); б) с уменьшением точности приближения Глаубера – Ситенко при рассеянии на большие углы; в) с коллективной природой уровня  $2^+$  и с неприменимостью в этом случае приближения ОНС. В связи с возможностью в) отметим, что модель, в которой уровень  $2^+(4,44 \text{ МэВ})$  является коллективным (вращательным), увеличивает расчетное сечение неупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на  $^{12}\text{C}$  (см. [41]) по сравнению с расчетом в оболочечной модели и приводит к лучшему описанию эксперимента. В этой связи представляют несомненный интерес аналогичные исследования влияния структуры ядра на взаимодействие антипротонов с ядрами.

Подчеркнем, что амплитуда возбуждения уровня весьма чувствительна к поверхности ядра [39, 40]. Действительно, множитель  $e^{i\chi_N} = 1 - \Gamma(b)$  в формуле (25) равен 0 внутри ядра и переходит в 1 вне ядра. Функция  $\tilde{S}(b)$ , напротив, быстро затухает вне ядра. Таким образом, интеграл (24) определяется областью перекрытия вблизи поверхности ядра. Поэтому функция  $G_{JM}(b)$ , определяющая амплитуду (24), отлична от нуля только в области перекрытия вблизи поверхности ядра.

Отметим, что расчет сечения возбуждения уровня в модели черной сферы с резким краем оказывается очень грубым и занижает результат в 2–3 раза.

На рис. 20 и 21 приведены предсказания для антипротонных сечений в проекциях М спина возбужденного ядра на ось пучка, равным 0 и 2:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} + 2 \frac{d\sigma_2}{d\Omega}$$

согласно формуле (26)  $C_{2I} = 0$ , следовательно  $\frac{d\sigma_2}{d\Omega} = 0$ . Измерение этих сечений, имеющих, как видно из рисунка, весьма сложную угловую зависимость, явилось бы более детальной проверкой теории.

Сечение  $d\sigma_M/d\Omega$  можно легко получить из угловых распределений  $\gamma$ -квантов, испускаемых при переходе ядра в основное состояние. Такие эксперименты для ядра  $^{16}\text{O}$  на пучке  $\pi^+$  и  $p$  высокой энергии были выполнены в работах [42]. Угловое распределение  $\gamma$ -квантов определяется поляризационной матрицей плотности возбужденного ядра:



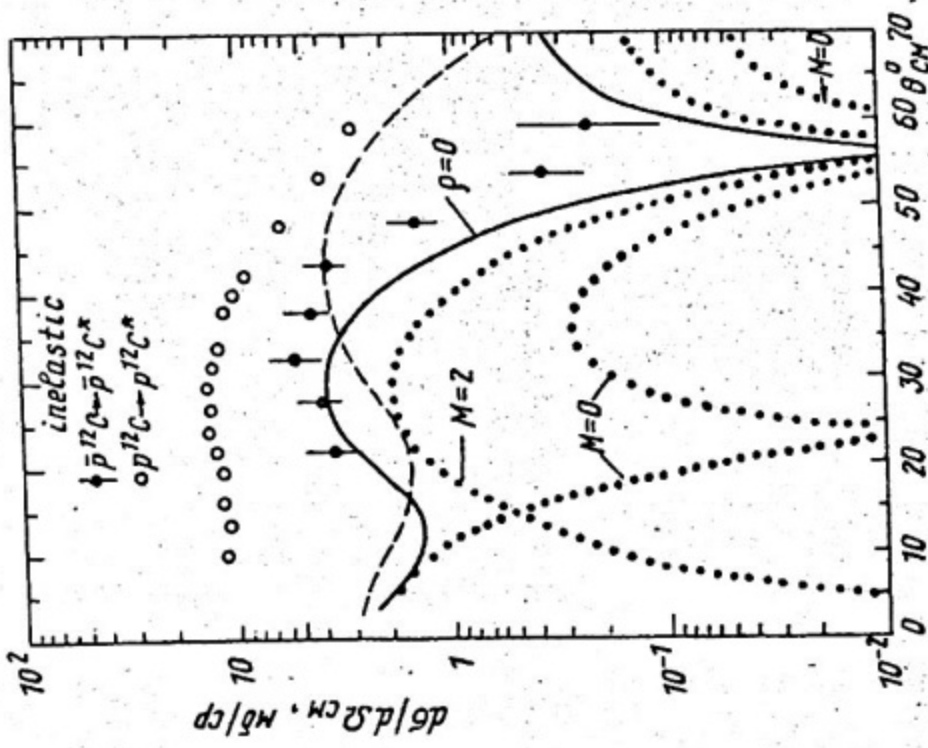


Рис. 20. Дифференциальные сечения неупругого (с возбуждением уровня  $2^+$  (4.44 МэВ))  $\bar{p}^{12}\text{C}$  и  $\rho^{12}\text{C}$ : сплошная и пунктирные кривые соответственно - сечения  $d\sigma_0/d\Omega$  и  $d\sigma_2/d\Omega$  для  $\bar{p}^{12}\text{C}$  - рассеяния с определенной проекцией спина ( $M=0, 2$ ) возбужденного ядра  $^{12}\text{C}^*(2^+)$  на ось пучка ( $d\sigma/d\Omega = d\sigma_0/d\Omega + 2d\sigma_2/d\Omega$ ). Экспериментальные данные взяты из [1], кривые - из [3].

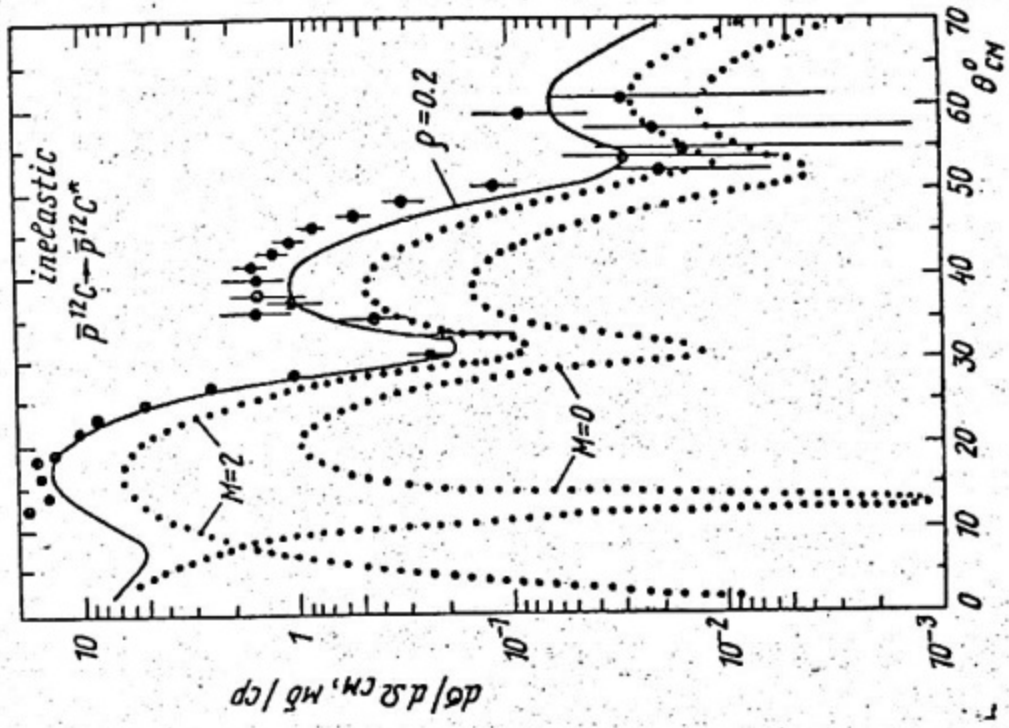


Рис. 21. Дифференциальное сечение неупругого (с возбуждением уровня  $2^+$  (4.44 МэВ)) рассеяния  $\bar{p}^{12}\text{C}$  при энергии 179.7 МэВ ( $\rho = 0.2$ ) (Обозначения те же, что и на рис. 20)



$$\rho_{MM'}(q) = F_{inel}^M(q) F_{inel}^{*M'}(q) / \sum_M |F_{inel}^M(q)|^2. \quad (29)$$

Из выражения (29) следует:

$$\rho_{MM'} = \rho_{-M, -M'}, \quad \rho_{M, -M'} = (-1)^{M'} \rho_{MM'}, \quad \rho_{-MM'} = (-1)^M \rho_{MM'}.$$

Поэтому для уровня с  $J = 2$  матрица плотности определяется только тремя неизвестными элементами:  $\rho_{00}$ ,  $\rho_{22}$ ,  $\rho_{20}$  (согласно формуле (26), амплитуда  $F_{inel}^M(q)$  отлична от нуля только для проекций  $M$ , имеющих одинаковую четность с  $J$ ). Угловое распределение  $\gamma$ -квантов, испускаемых в переходе  $J \rightarrow 0$ , может быть получено из формулы

$$W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma, q) = \sum_{MM'} \rho_{MM'}(q) Y_{JM}^{(\lambda)}(\theta_\gamma, \varphi_\gamma) Y_{JM}^{*(\lambda)}(\theta_\gamma, \varphi_\gamma), \quad (30)$$

где  $Y_{JM}^{(\lambda)}(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)$  — известные шаровые векторы фотона,  $\theta_\gamma$  — угол между направлением падающего пучка и импульсом  $\gamma$ -кванта,  $\varphi_\gamma$  — угол между плоскостью рассеяния  $(\vec{p}, \vec{p}')$  и плоскостью, образованной импульсами падающего пучка и  $\gamma$ -кванта. Явные выражения для угловых распределений  $\gamma$ -квантов, испускаемых при высвечивании ядер с  $J = 2$  и  $J = 3$ , приведены в работе [3].

### АННИГИЛЯЦИОННЫЕ КАНАЛЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

До сих пор мы рассматривали лишь такие неупругие реакции, в которых ядро в процессе рассеяния налетающего антипротона переходило в одно из низколежащих возбужденных состояний. Представляют интерес и другие неупругие реакции, в которых антипротон "исчезает" в ядерной материи, аннигилируя с нуклоном ядра. В этом случае в результате реакции образуются не только продукты развала ядра, но и состояния с барионным числом, равным нулю (системы из нескольких  $\pi$  или  $K$ -мезонов, лептонные пары и т.д.). Аннигиляция антипротона в таком процессе происходит не на свободном нуклоне, а на нуклоне, связанном в ядре. Отсюда, казалось бы, появляется возможность получить информацию об амплитуде аннигиляции антипротон-нуклон в кинематической области, недоступной для исследования в реакциях с водородной мишенью. Однако, как отмечалось ранее, в силу специфических компенсаций неадиабатических и немассовых эффектов процесс происходит так,

как если бы налетающий антипротон взаимодействовал со свободным нуклоном, т.е. находящимся на массовой поверхности. Это явление, как будет видно, не позволяет из экспериментов с ядерной мишенью извлечь амплитуду аннигиляции в области, не доступной в свободной кинематике, но приводит к довольно любопытным предсказаниям, касающимся аннигиляции медленных антипротонов в ядрах, которые могут быть проверены экспериментально.

Рассмотрим здесь пример, связанный с исследованием амплитуды рождения лептонных пар в аннигиляции медленных антипротонов в дейтерии, т.е. процесс  $\bar{p} + d \rightarrow e^+ e^- + n_s$  (здесь  $n_s$  - нейтрон - "наблюдатель"). Интерес к этой реакции обусловлен, главным образом, тем, что знание амплитуды элементарного процесса  $\bar{p} p \rightarrow e^+ e^-$  ("p" - протон, связанный в ядре) фактически, эквивалентно исследованию электромагнитного фактора протона в нефизической области, т.е. при  $q^2 < 4m^2$ , где  $q$  - четырехмерный импульс системы  $e^+ e^-$ ,  $m$  - масса нуклона.

Амплитуде такого процесса соответствует бесконечный ряд диаграмм на рис.22, в которых между двумя последовательными  $\bar{p} p$  перерассеяниями протон дейтрона перерассеивается на нейтроне. В простейшую из них - диаграмму импульсного приближения (полюсную диаграмму) входит следующее выражение (амплитуда виртуального процесса  $\bar{p} d \rightarrow \gamma^* n$ ):

$$M_0 = \psi_d(p_s) G(u). \quad (31)$$

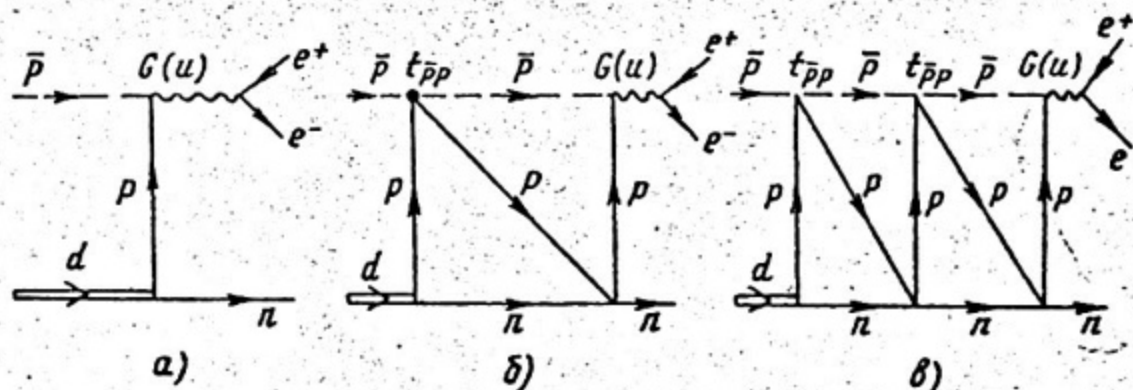


Рис.22. Диаграммы, описывающие реакцию  $\bar{p} d \rightarrow e^+ e^- n_s$ , когда  $\bar{p} n$ -взаимодействием пренебрегается

Здесь  $\psi_d(p_s)$  — волновая функция дейтрона,  $p_s$  — импульс нейтрона-спектатора,  $k$  — импульс налетающего антипротона,  $\delta(u)$  — амплитуда аннигиляции  $\bar{p}^* p^* \rightarrow \gamma^*$  при энергии  $u$ , т.е. формфактор. Величина  $u$  равна

$$u = \frac{(k+p_s)^2}{4m} - \frac{p_s^2}{m} - \epsilon_d = v - \frac{p_s^2}{m} - \epsilon_d \quad (32)$$

и соответствует величине  $u = \sqrt{q^2} - 2m$ , т.е. полной энергии системы  $e^+e^-$  за вычетом двух нуклонных масс,

$$V = \frac{(k+p_s)^2}{4m}, \quad (33)$$

$V$  — кинетическая энергия в системе центра инерции свободных  $p$  и  $\bar{p}$ ,  $\epsilon_d$  — энергия связи дейтрона.

В работе [5], используя метод суммирования фейнмановских диаграмм с учетом промежуточных перерассеяний, было показано, что амплитуда перехода  $\bar{p}d \rightarrow \gamma^* n$ , соответствующая сумме всех диаграмм на рис.22 будет равна

$$M = M_0 + M_1 + M_2 + \dots = \psi_d(p_s) \delta(u). \quad (34)$$

Сравнение формул (31) и (33) показывает, что добавление к полюсной диаграмме рис.22,а бесконечного ряда диаграмм (две диаграммы из этого ряда показаны на рис.22,б и в) приводит к удивительному и весьма нетривиальному результату: сумма всех диаграмм рис.22 совпадает с полюсной диаграммой рис.22,а, но со сдвинутым по сравнению с (31) аргументом формфактора  $\delta$ . Вместо формфактора  $\delta(u)$ , отвечающего аннигиляции  $\bar{p}^* p^* \rightarrow \gamma^*$  и зависящего от энергии  $u$ , способной принимать подпороговые значения, в результат входит этот формфактор при энергии  $V$ , отвечающей аннигиляции на свободном протоне. Учет перерассеяний как бы выталкивает энергию в системе  $p\bar{p}$  из-под порога. При выводе формулы (34) существенно использовалось то обстоятельство, что взаимодействие  $\bar{p}p$  в начальном состоянии, определяющее амплитуду  $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$  и формфактор  $\bar{p}p \rightarrow \gamma^*$  (рис.23), дается той же динамикой, что и  $\bar{p}p$  — перерассеяния внутри дейтрона. Амплитуда  $t_{\bar{p}p}$  на рис.23 и рис.22 — это одна и та же амплитуда.

Порядок величины поправки к равенству (34) определяется соотношением  $\Delta M \sim \psi_d(p_s) \frac{|\delta(u) - \delta(v)|}{3}$  и, как показали модельные расчеты [5], не превышают величины  $\sim 30\%$ . Поправки к формуле (34) могут усложнить формулу (34) и исказить результат, но уже



нет никаких оснований полагать, что они приведут к обратной замене аргумента  $V$  в формуле (34) на  $u$ . Следует заметить, что, как мы видели выше на примере расчетов сечений рассеяния  $\bar{p}$  на ядрах в глауберовском приближении, такого сорта компенсации немассовых эффектов практически осуществляются с гораздо большей точностью.

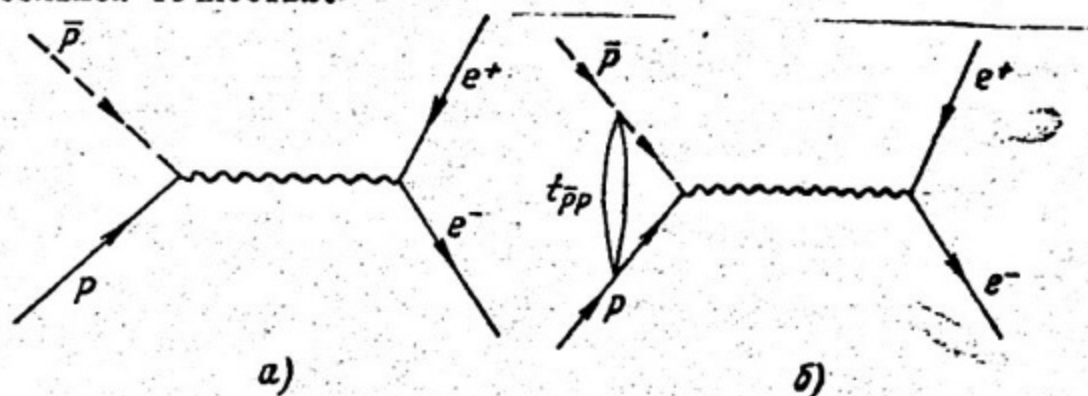


Рис.23. Диаграммы, описывающие аннигиляцию  $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ ,  $t_{pp}$  — амплитуда упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния, которая входит также и в диаграммы рис.22

Обсудим теперь физические следствия полученного результата. Из (34) следует, что несмотря на то, что "кинетическая энергия" сталкивающихся антипротона и протона в с.ц.и. частиц  $e^+$  и  $e^-$ , равная  $u = \sqrt{q^2} - 2m$ , может становиться отрицательной (т.е. мы оказываемся в "нефизической" области значений  $q^2 < 4m^2$ ), тем не менее формфактор, входящий в амплитуду аннигиляции  $M(\bar{p}p \rightarrow e^+e^-)$  эффективно зависит от энергии  $V$  (формула (33)), соответствующей свободным  $\bar{p}$  и  $p$ . Это явление приводит к своеобразному эффекту "отражения", который возникает, если, откладывать график формфактора  $G$  как функцию переменной  $u$  (32). Такая зависимость обычно и изучается, поскольку ошибочно считают, что из сечения реакции  $\bar{p}d \rightarrow e^+e^-n$  извлекается формфактор при значении аргумента, равным энергии  $e^+e^-$  - пары, т.е.  $u$ . Пользуясь формулами (32), (33), можно подобрать кинематику так, что при монотонном убывании переменной  $u$  переменная  $V$  будет вести себя не монотонно, например, сначала  $V$  будет убывать до нуля, а затем возрастать. Известно, что электромагнитный формфактор протона растет при приближении к границе нефизической области, т.е. при  $q^2 \rightarrow 4m^2 + 0$  (что соответствует  $V \rightarrow +0$ ). Из-за немонотонного поведения переменной  $V$  на опыте будет наблюдаться пик.



Для проверки этого утверждения представляется интересным поставить следующий эксперимент: первоначально отбирать события с  $p_s = 0$  и уменьшать импульс налетающего антипротона ( $k \rightarrow 0$ ). Тогда из (33) ясно, что при  $V \rightarrow 0$ ,  $\delta(V)$  растет при приближении к порогу  $\bar{p}p$  и при  $V = 0$  достигает своего наибольшего значения (это соответствует величине  $u = -\epsilon_d$ ). Далее необходимо отбирать события с  $p_s > 0$  (импульс антипротона при этом должен быть равен  $k = 0$ ). Это приведет к уменьшению  $\delta$  с ростом  $u$  и к росту  $V = p_s^2 / 4m^2$ . Вследствие того, что  $V$  с ростом  $p_s$  растет, фактор  $\delta(V)$  падает (мы удаляемся по величине  $V$  от "нефизической" области). Таким образом, появляется пик при величине  $u = -\epsilon_d$ . При других кинематических условиях этот пик может сместиться или вообще исчезнуть. Действительно, пусть минимальное значение импульса налетающего антипротона  $k = k_0$ , а нейтроны вылетают под углом  $180^\circ$  к направлению налетающего антипротона в л.с. координат. Тогда значение  $V = (k_0 - p_s)^2 / 4m^2$  при достаточно больших  $k_0$  может не достигать нуля, а будет лишь уменьшаться с ростом  $p_s$ . Поэтому величина  $\delta(V)$  будет расти, но точки максимума не достигнет. Сказанное выше иллюстрируется непосредственными расчетами величины  $\delta$ , график которой как функции энергии  $u$  показан на рис. 24. Кривая функции  $\delta$  для больших значений  $V \gg 0$  (в физической области  $q^2 \gg 4m^2$ ) взята из работы [45]. На рис. 24 ясно виден пик при  $u = -\epsilon_d$ . Кривые 1 и 2 соответствуют минимальным импульсам антипротона, равным 100 и 200 МэВ/с соответственно. Цифры на кривых обозначают значения импульсов нейтрона-спектатора.  $p_s$  в МэВ/с. Видно, что область значений энергии  $u$  ниже порога довольно широка (до 10 МэВ), что делает вполне реальным экспериментальное наблюдение эффекта. Расширение области значений  $u$  станет возможным в случае рождения лептонных пар в аннигиляции медленных  $\bar{p}$  на ядрах более тяжелых, чем дейтерий, т.е. в процессах типа  $\bar{p}A \rightarrow e^+e^- + A$ .

Программа физических исследований на LEAR, о котором уже говорилось, включает исследование аннигиляции антипротонов в дейтерии с рождением лептонных пар. Это означает, что уже в самое ближайшее время мы получим ответ на обсуждаемые здесь вопросы.

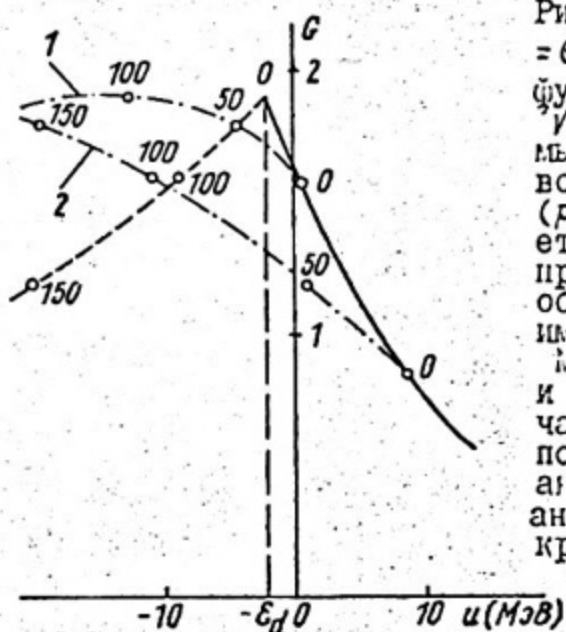


Рис. 24. Поведение фактора  $G(V) = G(u + \frac{p_s^2}{m} + \epsilon_d)$  как функции переменной  $u = \sqrt{s} - 2m$ , где  $\sqrt{s}$  — эффективная масса  $e^+e^-$  — системы. Сплошная кривая отвечает нулевому импульсу нейтрона-спектратора ( $p_s = 0$ ). Штриховая кривая отвечает аннигиляцией остановившихся антипротонов ( $k=0$ ). Числа на кривых обозначают соответствующие значения импульса нейтрона-спектратора (в МэВ/с). Штрихпунктирные кривые 1 и 2 вычислены в кинематике, отвечающей вылету нейтрона на угол  $180^\circ$  по отношению к импульсу начального антипротона в лаб. системе (импульс антипротона есть 100 и 200 МэВ/с для кривых 1 и 2 соответственно). Расчет из работы [5]

Остановимся еще на одном процессе — взаимодействии  $\bar{p}$  с ядрами  ${}^4\text{He}$  и  ${}^{20}\text{Ne}$ . Выполненный на LEAR эксперимент [46, 47] включал измерения полных сечений [46], множественность заряженных частиц [46] и представляющее большой интерес для астрофизики (см. работы [48] и обзоры [49, 50]) измерение относительной вероятности выхода  ${}^3\text{He}$  в  $\bar{p} + {}^4\text{He}$  — взаимодействии [47]. Из этих данных впервые была получена оценка количества антивещества в ранней Вселенной, которая оказалась равной [47]

$$R = \pi_{\bar{p}} / \pi_p < (0,7 \div 1,1) \cdot 10^{-3}.$$

Большой интерес представляют также новые экспериментальные данные по выходам странных частиц ( $\Lambda, \bar{\Lambda}, K_s^0$ ) в аннигиляции антипротонов в сложных ядрах. Эти выходы оказались существенно больше (в несколько раз), чем в аннигиляции на протоне (см. обзор [46]).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования взаимодействия антипротонов с ядрами на LEAR только начались и еще не развернулись в полном объеме. Несмотря на это, уже получен ряд важных экспериментальных результатов, позволяющих сделать следующие выводы.

1. Механизм упругого и неупругого (с возбуждением ядерных уровней) рассеяния антипротонов на ядрах (в отличие от рассеяния других адронов) дается теорией многократного рассеяния Глаубера – Ситенко вплоть до энергий антипротонов  $T_{\bar{p}} \approx 50$  МэВ.

2. Эффективный радиус ядра во взаимодействии антипротонов с ядром заметно больше (для  $^{12}\text{C}$  – полтора раза), чем в рассеянии электронов.

3. Величины антипротон–ядерных сечений в дифракционных минимумах крайне чувствительны к отношению  $\rho$  действительной и мнимой частей  $\bar{\rho}N$ -амплитуды. Этот факт можно использовать для определения  $\rho$  из ядерных данных. Антипротон–ядерные сечения могут оказаться полезными для определения и других параметров  $\bar{\rho}N$ -амплитуды.

4. Сдвиги уровней антипротонных атомов  $\bar{p}^{12}\text{C}$  и  $\bar{p}^{16}\text{O}$  описываются с помощью рассеяний, вычисленных при эффективном радиусе  $R_{eff}$ , относящемся к энергии  $\sim 50$  МэВ. Это показывает, что эффективный радиус перестает расти с уменьшением энергии при  $T_{\bar{p}} < 50$  МэВ.

5. В  $\bar{p}^4\text{He}$  – взаимодействии ядро  $^3\text{He}$  образуется приблизительно в 10% случаев. Это число накладывает ограничение на долю антипротонов в ранней вселенной по отношению к числу протонов (меньше, чем  $\sim 10^{-3}$ ).

Эти результаты ставят новые вопросы перед теорией и экспериментом.

Среди теоретических проблем – определение причин и истинных пределов применимости приближения Глаубера – Ситенко в рассеянии антипротонов на ядрах со стороны малых энергий и больших углов. Подчеркнем, что в работах [3] был установлен только факт применимости приближения Глаубера – Ситенко, а не его причины. Конечно, когда имеется совпадение теории с экспериментом без исчерпывающих теоретических оснований для такого совпадения, то первый вопрос, на который следует ответить, заключается в том, не является ли это совпадением случайностей. Такая случайность, по нашему мнению, практически исключена выполненными в работах [3; 24] совместным анализом данных на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{64}\text{Cu}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  при различных энергиях. Теперь особенно важно теоретически выяснить вклад поправок к механизму Глаубера – Ситенко в дифракционных минимумах, чтобы знать, в какой мере за заполнение минимумов ответственны эти поправки, а в какой –



отношение действительной и мнимой частей элементарной амплитуды. Удивительным фактом является поразительная компенсация различных по своей физической природе эффектов: поправок на неадиабатичность движения нуклонов в ядре и сход элементарных амплитуд с массовой поверхности. В принципе, такая компенсация возможна, но точность, с которой она реализуется в рассеянии медленных антипротонов, намного превосходит теоретические ожидания.

Среди экспериментальных проблем — измерение антипротон-ядерных сечений (желательно при  $T_p < 50$  МэВ), особенно детальное и точное в области дифракционных минимумов. Весьма информативными могут оказаться поляризационные эксперименты. Для более детального исследования механизма взаимодействия антипротонов с ядрами представляет интерес уточнение параметров  $\bar{p}N$ -амплитуды (в частности, отношении действительной и мнимой частей и параметр наклона) в прямых экспериментах по  $\bar{p}N$ -рассеянию.

Требуются более точные измерения сечений рассеяния электронов на ядрах с возбужденном ядерных уровней с целью нахождения факторов перехода, необходимых для расчетов неупругих антипротон-ядерных сечений.

Первые эксперименты на LEJR показали, что взаимодействие антипротонов низких энергий с ядрами представляют собой живую, быстро развивающуюся область исследований, обещающую новые и неожиданные результаты.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Garreta D., Birien P., Bruge G. et al. *Phys. Lett B*, 135 (1984) 266 ; 139, 464 ; 149, 64.
2. Glauber R.G. *Lectures in theoretical physics*, v1, Interscience, 1959, p. 315.
3. Далькаров О.Д., Карманов В.А. Письма в ЖЭТФ, 39 (1984) 288, 41 (1985) 47;
4. ЖЭТФ, 89 (1985) 1122;
- $\bar{N}N$  and  $\bar{N}D$  Interactions — A compilation LBL-58, 1972.
5. Dal'karov O.D., Kolybasov V.M., Ksenzov V.G. *Nucl. Phys. A* 397 (1983) 498.
6. Osborn T.J. *Jpn. of Phys.* 58 (1970) 417.
7. Gottfried H. *Jpn. of Phys.* 66 (1971) 868.
8. Fäldt G. *Nucl. Phys.* 46 (1972) 460.
9. Маринов М.С., Изд. МЭИ, 1972. Лекции на школе по ядерной физике.



10. Кольбасов В.М., Кондратюк Л.А. // *ИФ*, 18 (1973) 190.
11. Wallace S.Y. *Jpn. of Phys.* 78 (1973) 190.
12. Манаенков С.И. // *ИФ*, 27 (1978) 352.
13. Akhcasov G.D., Belostochy S.L., Vorobyov J.J. *Phys. Rep.* 42C (1978) 89.
14. Dal'karov O.D., Myhrer F. *Nuovo Cim.* 40 (1977) 152.
15. Shapiro I.S. *Phys. Rep.* 35C (1978) 129.
16. Далькаров О.Д., Карбонель Ш., Протасов К.В. // *ИФ*, 52 (1990) 1670.
17. Brückner W., Döbbling H., Güttner F. et al. *Phys. Lett.* 166 (1986) 113.
18. Rimplin Y. *Phys. Rev.* 173 (1968) 1651.
19. Кондратюк Л.А., Шматиков М.Ж., Бидзарри Р. // *ИФ*, 33 (1981) 795.
20. Кондратюк Л.А., Сапожников М.Г. Материалы зимней школы ЛИАФ, 1985, с.298.
21. Eizenberg Y.M. *Jpn of Phys.* 71 (1972) 542.
22. Bassel R.H., Wilkin C. *Phys. Rev.* 174 (1968) 1179.
23. Hofstadter R. *Jnn Rev Nuclsci* 7 (1957) 237.
24. Далькаров О.Д., Карманов В.А., Трухов А.В. // *ИФ*, 45 (1987) 688.
25. Cresti M., Peruzza L, Sartori G., *Phys.Lett.* 132 (1983) 209.
26. Ashford V., Sainio M.E., Sakitt M. et al. *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985) 518.
27. Nakamura N., Chiba Y., Fujii T. et al. *Phys. Rev. Lett.* 52 (1984) 731.
28. Ashford V., Sainio M.E., Sakitt M. et al. *Phys. Rev.* C30 (1984) 1080.
29. Alberi G., Birsa R., Bradamante F. et al. *Proc. of the 5-th European Symp. on NN Interactions, Bressanone (Italy), 1980, p.51.*
30. Kaseno M., Haigatsu R., Kawano H. et al. *Phys. Lett*, 61 (1976) 203.
31. Bruge G., Chaumeaux J., Biren P. et al. *Phys. Lett*, 169 (1986) 14.
32. Niskanen T.J., Green J.M. *Nucl. Phys. A* 404 (1983) 495.
33. Suzuki T. *Nucl. Phys. A* 444 (1985) 659.
34. Von Geromb H., Rikus L. *Proc. of the Int. Conf. "Particles and Nuclei", Heidelberg, 1984, 69, p.10.*
35. Batty C.T., Friendman E., Lichtenstadt T, *Phys. Lett.* 142 (1984) 241.

36. Kubo H., Taki H., Igarashi M. *Nucl. Phys. A* 435 (1985) 708.
37. Lichtenstadt T., Yavin J.L., Tanoulli S. et al. *Phys. Rev. C* 32 (1985) 621.
38. Balestra F., Bosolasco S., Bussa M.P. et al. *Nucl. Phys. A* 452 (1986) 573.
39. Балашов В.В. Материалы 8-й зимней школы ЛИИО, ч.2, 1973, с.255.
- Mileev V.N., Mischenko T.V. *Phys. Lett* 47 (1973) 197.
40. Кондратюк Л.А., Симонов Ю.А. Письма в ЖЭТФ, 17 (1973) 619.
41. Антонов А.И., Инопин Е.В. //ИО, 16 (1980) 1439.
42. Кирпичников И.В., Кузнецов В.А., Старостин А.С. //ИО, 40 (1984) 1377. Препринты ИТЭР-ИИ9, 1981, ИТЭР-95, 1984.
43. Далькаров О.Д., Ксензов В.Г. //ИО, 32 (1980) 1439.
44. Карманов В.А., Трухов А.В. Препринт ФИАН-67, 1988.
45. Далькаров О.Д. Письма в ЖЭТФ, 28 (1978) 183.
46. Balestra F., Batusev Yu., J., Bendiscioli G. et al. *Phys. Lett. B* 165 (1985) 265.
47. Батусов Ю.А. и др. Краткие сообщения ИОИВ-6-85, Дубна, 1985, с. II.
48. Y. Ellos, Napoloulas D.V., Sarkaz S. et al. *Nucl. Phys. B* 259 (1985) 175.
- Batusev Yu.A., Falomkin Y.V., Pontecorvo G.P. et al. *Lett. Nuovo Cim* 41 (1984) 223.
49. Хлопов М.Ю. Природа. Т.5 (1985) с.20.
50. Саложников М.Г. Природа. Т.6 (1985) с.70.
51. Miyano K., Naguchi, Fukawa M. et al. *Phys. Rev. Lett.* 53 (1984) 1725.
52. Piragino G., Preprint CERN-EP/86-75, 1986.
53. Iwasaki H., Aikawa H., Chiba T. et al. *Phys. Lett. B* 103 (1981) 247.
54. Kaseno H., Hamatsu R., Howano K. et al. *Phys. Lett. B* 61 (1976) 203.

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение .....	3
О применимости приближения Глаубера – Ситенко .....	8
Упругое рассеяние .....	15
Оптический потенциал .....	25
Сечение реакции .....	28
Механизм подавления безаннигиляционного развала ядра антинейтронами низких энергий .....	30
Сечение с возбуждением ядерных уровней .....	30
Аннигиляционные каналы взаимодействия .....	34
Заключение .....	39
Список литературы .....	41

Редактор Н. В. Щумакова  
Техн. редактор Е. Н. Кочубей  
Корректоры Е. Т. Щудло,  
                  М. В. Макарова

Тем. план 1991 г., поз. по письму

---

Подписано в печать 14.05.91      Формат 60x84 1/16  
Печ. л. 2,75      Уч.-изд. л. 3,0      Тираж 180 экз. Изд. № 060-1  
Заказ 808      Цена 15 коп.

---

Московский инженерно-физический институт. Типография ИИФМ.  
115409, Москва, Каширское шоссе, 31