

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ
СУЩЕСТВОВАНИЯ ПРЯМЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ*)

Г. Гоув

Наибольшее внимание в последние годы было привлечено к области прямых взаимодействий, которую принято называть борновским приближением с искаженными волнами. К настоящему времени выполнено множество расчетов (главным образом Сечлером¹), использующих искаженные волны вместо плоских. В дальнейшем изложении будет дан обзор этих вычислений.

Основные элементы приближения искаженных волн для прямого взаимодействия в реакциях типа $A(a, b)B$ заключаются в следующем. Предполагается, что взаимодействие, ответственное за конкретную реакцию, может рассматриваться как слабое возмущение к основному взаимодействию в упругом рассеянии. При этом можно ограничиться теорией возмущений первого порядка и считать, что процесс протекает в одну стадию. На рис. 1 приведены основные выражения этого приближенного метода.

Амплитуда перехода записывается как интеграл, содержащий внешние волновые функции ϕ и внутренние волновые функции $\langle B, b | A, a \rangle$, в котором матричный элемент эффективного взаимодействия $\langle B, b | V | A, a \rangle$ содержит всю информацию о структуре ядра, правилах отбора по угловым моментам и типе реакции. Этот матричный элемент в приближении нулевого радиуса может быть выражен через простые формфакторы, зависимость которых от радиуса изменяется в соответствии с тем, какую реакцию мы рассматриваем, например неупругое рассеяние или реакцию срыва.

В батлеровской теории² внешние волновые функции ϕ берутся в виде плоских волн. В теории с искаженными волнами они имеют асимптотику: плоская волна плюс рассеянная на потенциале оптической модели, описывающая упругое рассеяние. Это чрезвычайно усложняет расчет, требуя применения быстродействующих счетных машин. Возникает новая область «экспериментальной» физики, в которой производится варьирование параметров теории с искаженными волнами и изучается их влияние на формы угловых распределений и сечения. Численные расчеты позволяют выяснить чувствительность результатов к изменениям параметров и получить наилучшее согласие с экспериментом.

Дифференциальное сечение, пропорциональное квадрату амплитуды перехода, связывается с истинным сечением с помощью статистического

*) H. E. Gove, Experimental Evidence for Direct Interactions (Доклад на Международной резерфордовской юбилейной конференции в Манчестере, 1961), Proc. Rutherford Jubilee Intern. Conf., Manchester, 1961, Lond., Heywood, 1961, стр. 437—461. Перевод Ю. В. Орлова и А. А. Петушкиова. Печатается с незначительными сокращениями.

множителя и спектроскопического фактора (приведенной ширины) S_l . В простейшей одночастичной модели S_l принимается равным единице.

В вычислениях используется ряд приближений, некоторые из которых уже упоминались. Самым важным из них является предположение о слабой связи, которое образует основу всех теорий прямого взаимодействия. Кроме того, используется приближение нулевого радиуса, означающее определенные предположения относительно матричного элемента внутреннего взаимодействия $\langle B, b | V | A, a \rangle$. В работе Холберта и др.³

Реакция:

$$A(a, b)B.$$

Амплитуда перехода:

$$T = \int d\mathbf{r}_B \int d\mathbf{r}_{aA} \Phi^{(-)*}(\mathbf{k}_b, \mathbf{r}_B) \langle bB | V | aA \rangle \Phi^{(+)}(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_{aA}).$$

Искаженные волны:

$$\varphi(\mathbf{k}, \mathbf{r}) \rightarrow \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) + \varphi \text{ рассеянная}.$$

Сечение:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sim T^2.$$

Нормировка:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2I_f + 1}{2I_i + 1} S_l \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega},$$

где S_l — спектроскопический фактор или приведенная ширина. В простейшей одночастичной модели принимается $S_l = 1$.

Рис. 1. Сводка уравнений теории, использующей борновское приближение с искаженными волнами.

содержится улучшенный метод расчета с искаженными волнами, учитывающий конечный радиус взаимодействия (или конечные размеры сталкивающихся объектов). Это может быть особенно важно в реакциях (d, p), где приближение нулевого радиуса представляется особенно сомнительным. Другим приближением является предположение о том, что в прямых взаимодействиях происходит обмен частицей с одним определенным угловым моментом, хотя во многих случаях это не является приближением, так как обеспечивается правилами отбора. Почти во всех расчетах, выполненных к настоящему времени, в искаженных волнах не учитывается спин-орбитальная связь. Пока не ясно, каково ее влияние на поляризацию. Однако в одном случае, а именно в реакциях срыва с $l = 0$, введение спин-орбитальной связи — единственный способ получить поляризацию⁴. Некоторые предварительные вычисления выполнены Гиббсом и Тобокманом⁵, которые ввели спин-орбитальный член в потенциалы оптической модели. Их результаты указывают на то, что хотя дифференциальное сечение при этом мало меняется, в поляризации возникают заметные изменения. В ближайшее время будет подготовлена программа для соответствующих расчетов на счетной машине IBM-7090 в Оксфорде. Однако уже сейчас можно сказать, что учет спин-орбитального взаимодействия приводит к увеличению сечения в минимумах угловых распределений. Наконец, до сих пор предполагалось, что в реакции $A(a, b)B$ следует использовать тот же самый потенциал оптической модели для частицы « a », как и в реакции $A(a, a)A$, и потенциал для « b », как в реакции $B(b, b)B$, при соответствующей энергии. Не вполне ясно, в какой мере это оправдано, в особен-

ности в реакциях типа (d, p), в которых потенциалы для дейтрона, испытывающего или не испытывающего развал, могут быть существенно различны (табл. I).

Таблица I

Сравнение батлеровских приведенных ширин с найденным методом искаженных волн

Конечное ядро	Энергия возбужденного конечного состояния, $M_{\text{эв}}$	Значение Q перехода, $M_{\text{эв}}$	Величина l	Батлеровский анализ		DWBA-анализ		
				Обрезающий радиус	(2I + 1) θ^2		(2I + 1) θ_{j1}^2	
					Абсолютная ширина	Относительная ширина	Абсолютная ширина	Относительная ширина
Ni ⁵⁹	0,000	6,779	1	6,4	0,035	100	1,61	100 0,40
Ni ⁵⁹	0,466	6,313	1	6,4	0,019	54	0,79	49 —
Ni ⁵⁹	0,880	5,899	1	6,4	0,0039	11	0,20	12 —
Ni ⁶¹	0,000	5,598	1	5,7	0,024	69	1,11	69 0,28
Ni ⁶¹	0,284	5,314	1	5,1	0,019	54	0,82	51 —
Ni ⁶¹	1,104 1,137 1,190	4,45	1	4,8	0,0073	21	0,31	19 —
Ni ⁵⁹	5,69	1,09	0	4,0	0,0077	100	0,18	100 0,090
Ni ⁶¹	3,07	2,53	0	5,1	0,0022	29	0,052	28 0,026
Ni ⁶¹	4,91	0,69	0	3,75	0,0086	112	0,25	133 0,125
Ni ⁵⁹	0,341	6,438	3	6,4	0,023	100	2,64	100 0,33
Ni ⁶¹	0,068	5,530	3	5,7	0,037	161	2,87	109 0,48
Na ²⁴	0,000	4,731	2	5,2	—	100	—	100 —
Na ²⁴	0,472	4,259	2	5,2	—	51,5	—	57 —

Несмотря на многие не очевидные приближения, с помощью DWBA-вычислений *) были достигнуты значительные успехи. В ряде случаев достижения носят принципиально качественный характер, поскольку они недостаточно хорошо проверены экспериментально. В других случаях получено прекрасное детальное согласие с экспериментом. Имеются, например, некоторые указания ⁶ на то, что относительные приведенные ширины, полученные с помощью DWBA-вычислений, находятся в хорошем согласии с найденными из обычного батлеровского анализа ⁷. Скотт ⁶ проанализировал реакции (d, p) на Na²³, Ni⁵⁸ и Ni⁶⁰ с дейтронами с энергией 9 $M_{\text{эв}}$, полученными на циклотроне Ливерпульского университета ⁸, применяя как DWBA, так и батлеровские расчеты. Он нашел, что относительные приведенные ширины отличаются не более чем на $\sim 10\%$, как показано в табл. I. Остается все же открытым вопрос относительно надежности абсолютных значений приведенных ширин в DWBA-вычислениях, а также на какой фактор они отличаются от батлеровских ширин, полученных с использованием обрезающего радиуса, приводящего к наилучшему согласию с экспериментом. Холтон и Ходгсон ⁹ произвели анализ дифференциальных сечений для реакции Li⁷(d, p) Li ⁸ ($Q=0,192 M_{\text{эв}}$) с переходом на основное состояние, измеренных в интервале энергий дейтронов 2–4 $M_{\text{эв}}$, используя расчеты как с плоскими, так и с искаженными волнами. В первом случае значение обрезающего радиуса варьировалось для получения лучшего согласия с экспериментом. Результаты этих авторов показаны

*) Здесь и далее DWBA означает сокращенно «борновское приближение с искаженными волнами» (Distorted Wave Born Approximation).

в табл. II. Видно, что результаты вычислений с искаженными волнами значительно слабее изменяются с энергией и, как будет показано далее, приводят к лучшему согласию угловых распределений с экспериментом. По-прежнему абсолютные значения приведенных ширин, вычисленных с искаженными волнами, значительно больше батлеровских. В обоих случаях энергии падающих дейtronов выше кулоновского барьера.

Таблица II

Сравнение приведенных ширин, полученных при анализе реакции $\text{Li}^7(d, p) \text{Li}^8$ в батлеровском приближении (В) и методом искаженных волн (DW) ($Q = -0,192 \text{ MeV}$), в области энергии дейtronов $2-4 \text{ MeV}$.

В батлеровском приближении обрезающий радиус брался таким, чтобы согласие с экспериментом было наилучшим

$E_d, \text{ MeV}$	2,00	2,25	2,50	2,75	3,00	3,25	3,50	3,75	4,00
$r_B, \text{ ферми}$	6,85	5,91	5,56	5,89	5,41	5,86	5,19	5,02	5,30
$\theta^2(B) \times 10$	0,38	0,42	0,52	0,54	0,71	0,74	0,85	0,67	0,61
$\theta^2(DW)$	0,49	0,46	0,49	0,52	0,60	0,66	0,66	0,50	0,47

Другие существенные улучшения, которые дает использование искаженных волн вместо плоских, проявляются: а) в реакциях (d, p) на тяжелых элементах, когда кулоновские эффекты велики; б) в реакциях (d, p) , идущих в основном путем обмена нейтроном с моментом $l=2$, в которых проявляются явные вклады от момента $l=0$; в) в реакциях срыва с вылетом нуклонов назад, для которых, как показано в ряде случаев, важную роль играют эффекты искажения волн, учитывающие область внутри ядра; и, конечно, г) в возникновении поляризации, которая вообще отсутствует в теории с плоскими волнами.

Вместе с тем, имеется еще много вопросов, требующих ответа. Какова роль области внутри ядра? Известно, что рассеяние альфа-частиц происходит в основном на поверхности ядра, однако имеются указания на то, что в реакции (d, p) дейtron проникает в глубь ядра. Таким образом, можно сказать, что в некоторых случаях, несомненно, необходим учет области внутри ядра в DWBA-вычислениях. Каким образом вероятность проникновения дейтрана в глубь ядра оказывается значительной? Другим вопросом является эффект учета конечных размеров дейтрана.

В работе Пуллена и др.¹⁰ рассмотрены некоторые реакции (d, p) с малыми Q , в которых, как утверждают авторы, пространственная структура дейтрана может быть существенной. Уилкинсон¹¹ предположил, что в реакциях срыва, таких как (d, p) , при малых энергиях дейtronов должна проявляться ярко выраженная картина срыва, если только значение Q достаточно мало. Он приводит два качественных аргумента. Первый состоит в том, что малое значение Q означает малую энергию связи для захватываемого нуклона; следовательно, волновая функция этого нуклона медленно убывает с радиусом, в результате чего срыв может происходить на больших расстояниях, на которых эффекты искажения менее сильны. Этот эффект может быть исследован в приближении нулевого радиуса в DWBA-теории.

Второй аргумент связан с пространственной структурой дейтрана, которая, как и в работе Пуллена и др.¹⁰, не учитывается в современных DWBA-вычислениях. Аргумент состоит в следующем: если значение Q и энергия падающего дейтрана малы, то вылетающий протон имеет малый импульс, представленный в волновой функции основного состояния дейтрана как раз для больших расстояний между протоном и нейтроном в дейтране; вследствие этого не обязательно, чтобы протон подходил слишком близко к поверхности ядра, и поэтому эффекты искажения малы. Чтобы

проверить эти соображения, Пуллен и др.¹⁰ произвели измерения для ряда подходящих реакций. Одна из них в качестве примера иллюстрирована рис. 2. Значение Q для этой реакции составляет $0,32 \text{ Мэв}$. Изображены четыре различных варианта расчета с искаженными волнами, использующего оптическую модель Саксона с параметрами для реальной и мнимой частей потенциала, указанными на рис. 2. Наиболее подходящий набор параметров, определенный из упругого рассеяния дейtronов и протонов в этой области энергий, соответствует сплошной кривой, имеющей максимум в области малых углов, более широкий по сравнению с наблюдаемым. Попытка получить более узкий максимум приводит к неразумным значениям параметров и расхождению с экспериментом для углов, близких к 180° . Авторы считают, что этот недостаток может быть объяснен эффектами структуры дейтрана. Было бы интересно попытаться проверить на этих примерах программу Холберта и др.³ с конечным радиусом. Наконец, имеются два вопроса, которые должны быть решены в ближайшем будущем: вопрос об абсолютных приведенных ширинах и вопрос о поляризационных эффектах.

Прежде чем обратиться к другим примерам сравнения результатов расчетов с искаженными волнами с экспериментами, укажем, насколько широкое распространение получили DWBA-расчеты в последнее время. Имеется несколько групп, которые могут проводить теперь такие вычисления на быстродействующих счетных машинах: Сечлер с сотрудниками в Окридже, Гиббс, Тобокман, Шварц и Родберг в Лос-Аламосе, Джонсон в Манчестере и Бак и Ходгсон в Кларендоне. Прежде чем привести результаты последней группы, рассмотрим вычисления Сечлера.

Расчеты сечений и угловых распределений были выполнены для реакций (d, p) на ядрах Mg^{24} , Fe^{56} , Sn^{116} , Pb^{206} для ряда значений Q и орбитальных моментов нейтрона $l_n = 0, 1, 2, 3, 4$. Вычисления выполнены для различных энергий дейtronов: 8 и 10 Мэв для Mg^{24} , 10 и 15 Мэв для Fe^{56} и Sn^{116} , 15 и 20 Мэв для Pb^{206} . Потенциалы оптической модели и волновые функции связанного состояния нейтрона приведены в табл. III.

Кроме того, было выполнено большое число других вычислений. Так, например, сечение реакции $\text{Mg}^{24}(d, p)$ на основное состояние Mg^{25} при энергии дейтрана 8 Мэв было вычислено для различных потенциалов оптической модели с мнимой частью потенциала для протонов и дейtronов в виде потенциала Саксона и в виде гауссовой кривой. Это интересный случай, так как правила отбора по спину и четности требуют,

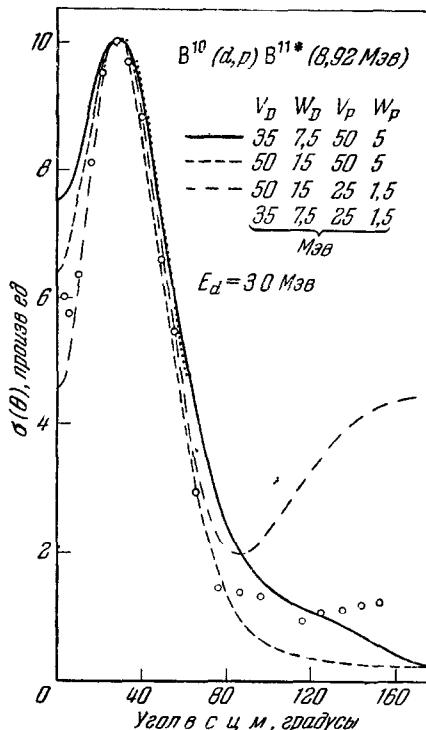


Рис. 2. Угловое распределение для реакции $\text{B}^{10}(d, p)\text{B}^{11*}$ ($Q=0,32 \text{ Мэв}$) с переходом на уровень B^{11} с энергией $8,92 \text{ Мэв}$ (энергия падающих дейtronов равна 3 Мэв), $l_n=1$.

Показан анализ результатов эксперимента, полученный с искаженными волнами при различных значениях параметров оптической модели (см. 10)

чтобы захватываемый нейтрон вносил в остаточное ядро только орбитальный момент $l = 2$. Экспериментально найдено, однако, что угловое распределение чрезвычайно резко зависит от энергии дейтрона. При $E_d = 8,9 \text{ Мэв}$ Хиндс и др.¹² получили картину, хорошо согласующуюся со

Таблица III

Оптические потенциалы:

$$U = -\frac{V' + iW}{e^x + 1}, \quad x = \frac{r - R}{a}, \quad R = r_0 A^{1/3}$$

плюс потенциал однородно заряженной сферы с радиусом

$$r_c A^{1/3}, \quad r_c = 1,3 \text{ ферми.}$$

Связанное состояние нейтрона:

соответствующая волновая функция гармонического осциллятора, сопряженная вне радиуса R_N с функцией Ханкеля с правильным значением энергии связи $Q = 2,226 \text{ Мэв}$

Реакция	E_d , Мэв	V_d , Мэв	U_d , Мэв	r_{0d} , ферми	a_d , ферми	V_p , Мэв	W_p , Мэв	r_{0p} , ферми	a_{0p} , ферми	R_N , ферми
$\text{Mg}^{24}(d, p)$	8,10	83	27,8	1,5	0,55	$50 - 1/2 E_p$	$4 + 1/4 E_p$	1,3	0,6	5,3
$\text{Fe}^{56}(d, p)$	10,15	55	20	1,5	0,6	$58 - 1/2 E_p$	$4 + 1/4 E_p$	1,3	0,5	6,3
$\text{Sn}^{118}(d, p)$	10,15	55	11	1,6	0,58	$58 - 1/2 E_p$	$4 + 1/4 E_p$	1,3	0,5	7,8
$\text{Pb}^{208}(d, p)$	15,20	48,5	9	1,52	0,63	$58 - 1/2 E_p$	$5 + 1/3 E_p$	1,3	0,5	9,0

срывом при $l = 2$, причем не было обнаружено подъема кривой в области малых углов $\sim 10^\circ$. С другой стороны, Гамбургер и Блейр¹³, измерявшие угловое распределение при энергии $E_d = 14,8 \text{ Мэв}$ вплоть до 0° , не получили глубокого минимума в сечении при малых углах. Аналогичное явление обнаружено в реакции $\text{Si}^{28}(d, p)$ ¹⁴. При промежуточных энергиях имеет место нечто среднее.

В расчетах Сечлера для энергии $E_d = 8 \text{ Мэв}$ было получено, что все типы потенциалов дают ярко выраженный максимум, соответствующий $l = 2$, расположенный при $\sim 32^\circ$. При малых углах обнаружен подъем сечения с уменьшением угла до 0° — наибольший, когда мнимая часть дейтронного потенциала берется в форме Гаусса, т. е. этот подъем является следствием поверхностного поглощения дейтронов. Однако ни в одном случае не получено такого сильного эффекта, который наблюдается в эксперименте при энергии дейтронов $14,8 \text{ Мэв}$. Было бы интересно проверить для этого случая DWBA-вычисления при более высоких энергиях.

Появление вкладов от орбитального момента $l = 0$ в картине срыва с $l = 2$ может быть качественно объяснено в DWBA-вычислениях как результат «теневого» эффекта, который имеет место, когда падающая или испускаемая частицы сильно поглощаются. Этот эффект приводит к появлению члена с $l = 0$ в угловых распределениях¹ и, следовательно, к росту сечения на малых углах, если четности начального и конечного состояний одинаковы. Это аналогично правилу отбора по четности, предложенному Гленденингом¹⁵, а также Кроммингой и Мак-Карти¹⁶, о котором будет идти речь ниже.

В Окридже были выполнены расчеты для некоторых реакций срыва на легких ядрах, например $\text{B}^{11}(d, n)$ и реакции $\text{B}^{11}(d, n\gamma)$ с переходом на уровень $4,43 \text{ Мэв}$ в C^{12} при энергиях дейтронов $5,3 \text{ Мэв}$; расчеты для указанных реакций были сделаны с различными потенциалами оптической модели, причем для нейтронов брались как саксоновская, так и гауссовская

радиальные зависимости. Результаты этих вычислений были использованы Гарром и др.¹⁷, чтобы описать измерения угловых корреляций в реакции $B^{11}(d, n\gamma)$, выполненные ими в Манчестере. Было получено хорошее согласие.

Другим примером DWBA-вычисления в Оксфорде является расчет сечения реакции $Pb^{206}(d, p)$ ($Q = 4$ МэВ, $l_n = 1$, $E_d = 15$ МэВ). Здесь опять был использован потенциал для протонов с одинаковой саксоновской зависимостью от радиуса для действительной и мнимой частей

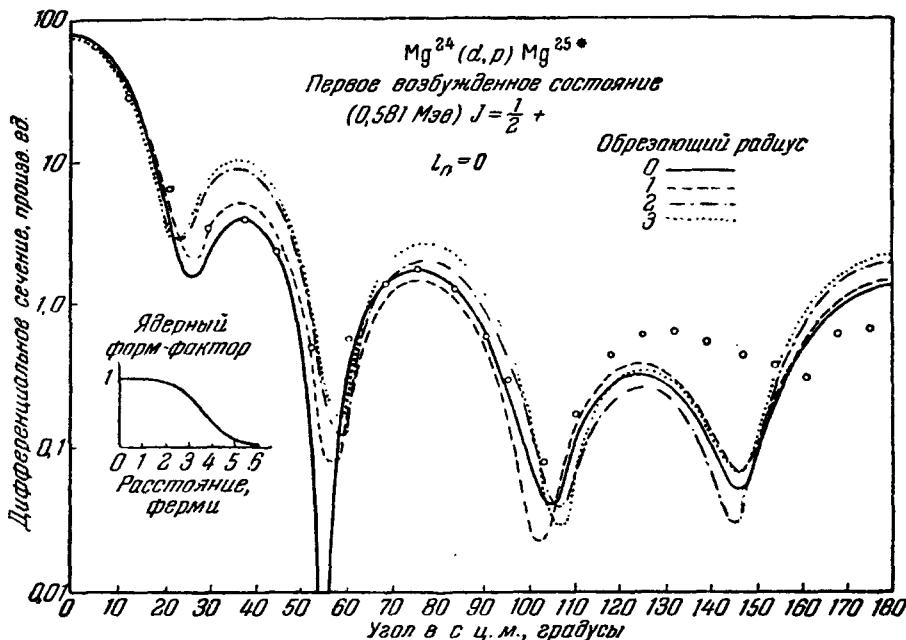


Рис. 3. Угловое распределение протонов из реакции $Mg^{24}(d, p)Mg^{25}$ с переходом на уровень Mg^{25} с энергией 0,581 МэВ, измеренное Миддлтоном и Хиндсом¹⁸ при энергии дейtronов 10 МэВ.

Кривые показывают результаты DWBA-вычислений, выполненных Баком и Ходгсоном¹⁹ для передаваемого углового момента $l_n = 0$.

потенциала, тогда как для дейтрана брался потенциал как в этой форме, так и с гауссовой мнимой частью. Как будет показано ниже, саксоновская форма может оказаться более предпочтительной. Приведем ряд примеров сравнения DWBA-вычислений с экспериментальными данными. Миддлтон и Хиндс¹⁸, используя многоканальный магнитный спектрограф Олдермастона, исследовали реакцию $Mg^{24}(d, p)Mg^{25}$ при энергии дейтранов 10 МэВ. Угловые распределения упруго рассеянных дейтранов и 44 протонных групп были измерены в области углов от 5 до 175°. Бак и Ходгсон¹⁹ получили согласие DWBA-вычислений с некоторыми из этих распределений. Как для протонов, так и для дейтранов использовался потенциал оптической модели с саксоновской радиальной зависимостью для реальной и мнимой частей плюс потенциал однородно заряженной сферы. Волновая функция нейтрана определялась по энергии связи и положению уровня связанного нейтрана в потенциале Саксона — Вудса. На рис. 3 показан результат для случая перехода с $l_n = 0$ на первое возбужденное состояние, а также демонстрируется вклад внутренней области ядра в процесс срыва. Сплошная кривая, полученная интегрированием амплитуды перехода

с учетом области внутри ядра, наилучшим образом согласуется с экспериментом при подходящем выборе параметров оптической модели. Остальные три кривые иллюстрируют эффект интегрирования амплитуды перехода по внешней области, начиная с радиусов 1,2 и 3 ферми при тех же параметрах, и показывают, что область внутри ядра, в соответствии с ранними вычислениями Тобокмана²⁰, вносит небольшой, но заметный вклад. Однако, в отличие от прежних расчетов, оказалось, что учет области внутри ядра скорее уменьшает, нежели увеличивает рассеяние на большие углы. Этот

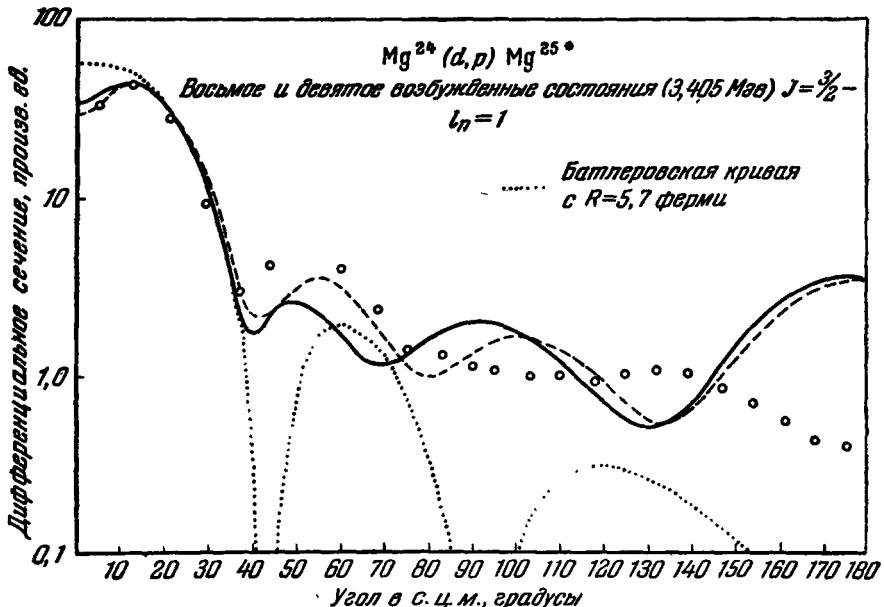


Рис. 4. Угловое распределение протонов из реакции $Mg^{24}(d, p)Mg^{25}$ с переходом на уровень Mg^{25} с энергией $3,50 MeV$, измеренное Миддлтоном и Хиндсом¹⁸ при энергии дейtronов $10 MeV$.

Сплошная и пунктирная кривые — DWBA-вычисления Бака и Ходгсона¹⁹ для передаваемого момента $l_n = 1$. Точечная кривая — батлеровское приближение с плоскими волнами.

эффект, очевидно, зависит от энергии падающих дейtronов, атомного номера ядра и значения Q и, несомненно, требует дальнейшего изучения. Из приведенного примера можно сделать вывод, что исключение области внутри ядра в некоторых случаях оказывается предпочтительным. Другое приближение состоит в использовании гауссовской радиальной зависимости мнимой части оптического потенциала для дейtronов. Выбор наилучших значений параметров может быть осуществлен только в результате значительно большего числа сравнений с экспериментом. Установив параметры оптической модели, которые наилучшим образом описывают данные при $l_n = 0$, Бак и Ходгсон использовали их при сравнении с другими распределениями.

На рис. 4 показаны экспериментальные результаты для уровня $3,405 MeV$ с $I = 3/2^-$ и данные, полученные Баком и Ходгсоном (сплошная кривая). Приведена также соответствующая батлеровская кривая. После того, как были выполнены измерения в реакции (d, p) , Миддлтон и Хиндс измерили упругое рассеяние дейtronов при энергии $10 MeV$. Эти данные были использованы для нахождения нового набора параметров оптической модели для дейtronов, который приводит к лучшему согласию.

На рис. 4 показана пунктирная кривая, полученная с этими новыми параметрами, которые представлены в табл. III для реакции $Mg^{24}(d, p)$. На рис. 5 приведены результаты эксперимента и вычислений для упругого рассеяния. Представлены два набора параметров оптической модели для дейtronов; хотя второй набор приводит к существенно лучшему согласию с экспериментальными данными по рассеянию, он тем не менее не дает соответствующего улучшения в описании реакции (d, p) . На рис. 6 показаны результаты для срыва с $l_n = 2$ (переход на основное состояние Mg^{25} с $I = 5/2^+$): виден характерный вклад от $l = 0$, который дают DWBA-вычисления, что в данном случае согласуется с экспериментом, тогда как в другом случае с $l = 2$, показанном на рис. 7, экспериментальные точки не обнаруживают подъема при малых углах, в отличие от кривых, полученных с искаженными волнами. Это особое свойство реакции срыва не вполне ясно.

Вернемся к вопросу о приведенных ширинах (сравнение батлеровских приведенных ширин с вычисленными методом DWBA показано в табл. I и II). На рис. 8 сравниваются угловые распределения для различных энергий дейtronов в реакции $Li^7(d, p) Li^8$ на основное состояние, измеренные Селлсчопом и Мингеем, с теоретическими данными Холтона и Ходгсона⁹ в батлеровском и DWBA-приближениях. Хотя DWBA-вычисления дают лучшее согласие, все же его нельзя назвать особенно хорошим. Возможно, что здесь нельзя пренебречь эффектами образования составного ядра. Разумеется, обе теории не учитывают этих эффектов. В связи с этим, надо отметить, что в целом сечения при углах более 90° в случаях, когда в области малых углов наблюдается явная картина срыва, почти равны сечениям для всех углов, измеренным для того же самого ядра, но с переходом на уровень, для которых картина срыва не наблюдается. Так как сечение для последнего случая вряд ли может быть отнесено к какому-либо процессу прямого взаимодействия, можно заключить, что, вероятно, и угловые распределения реакций срыва в области больших углов не определяются прямым взаимодействием. Следовательно, не вполне очевидно, что хорошее согласие DWBA-вычислений с экспериментом при больших углах надо рассматривать как успех теории, если только картина срыва в угловых распределениях не сохраняется при изменении энергии в эксперименте. Можно также добавить, что попытка согласовать угловые распределения реакций срыва при больших углах с экспериментом, используя теорию с плоскими волнами, но с равным константе дейтронным

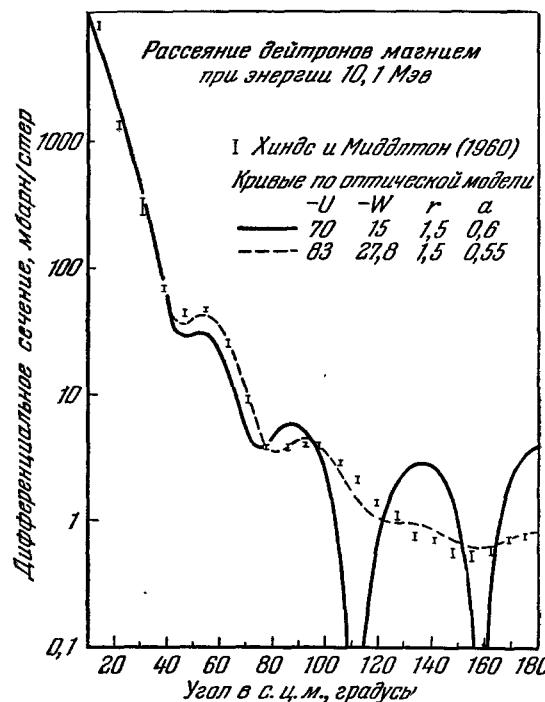


Рис. 5. Угловое распределение дейтронов с энергией $10 MeV$, упруго рассеянных ядром Mg^{24} , измеренное Миддлтоном и Хиндсом¹⁸. Сплошная и пунктирная кривые — результаты расчетов Бака и Ходгсона¹⁹ по оптической модели.

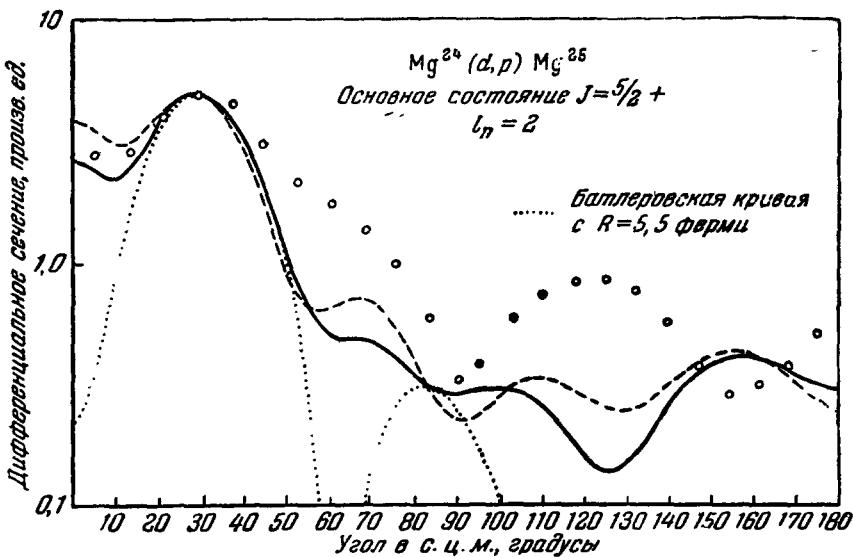


Рис. 6. Угловое распределение протонов из реакции $Mg^{24}(d, p)Mg^{25}$ с переходом на основное состояние Mg^{25} , измеренное Миддлтоном и Хиндсом¹⁸ при энергии дейtronов $10 MeV$.

Сплошная и пунктируемая кривые — DWBA-вычисления Бака и Ходгсона¹⁹ для передаваемого момента $l_n = 2$. Точечная кривая — батлеровское приближение с плоскими волнами.

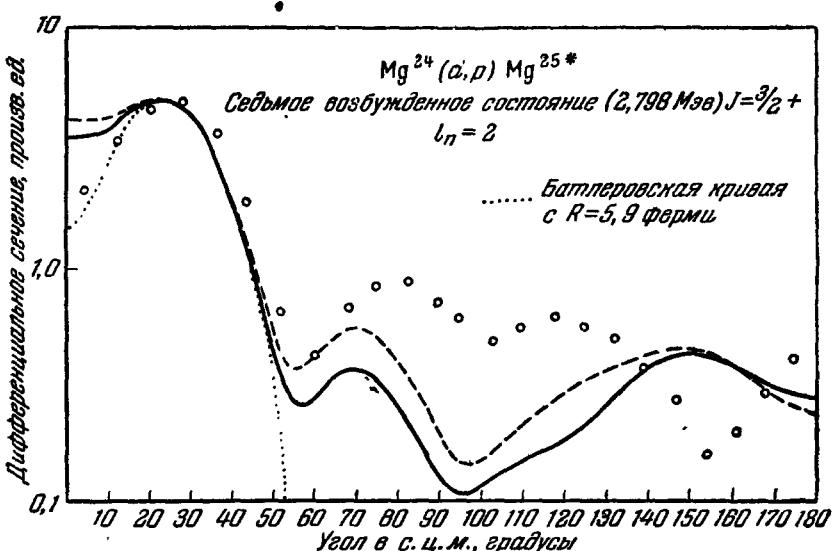


Рис. 7. Угловое распределение протонов из реакции $Mg^{24}(d, p)Mg^{25}$ с переходом на уровень Mg^{25} с энергией $2,80 MeV$, измеренное Миддлтоном и Хиндсом¹⁸ при энергии дейtronов $10 MeV$.

Сплошная и пунктируемая кривые — DWBA-вычисления Бака и Ходгсона¹⁹ для передаваемого момента $l_n = 2$. Точечная кривая — батлеровское приближение с плоскими волнами.

формфактором, который содержится в сечении, по-видимому, не вполне оправдана²³ и в некоторых случаях дает даже еще более плохое согласие²⁴.

Пример особенно хорошего согласия DWBA-вычислений с экспериментом показан на рис. 9, взятом из работы Зейдмана и др.²¹ Эти авторы исследовали реакцию $\text{B}^{10}(d, p)\text{B}^{11}$ на основное состояние ($Q = 9,24 \text{ Мэв}$) при энергиях дейtronов 12,5; 15,5; 18,5 и 21,5 Мэв. Три

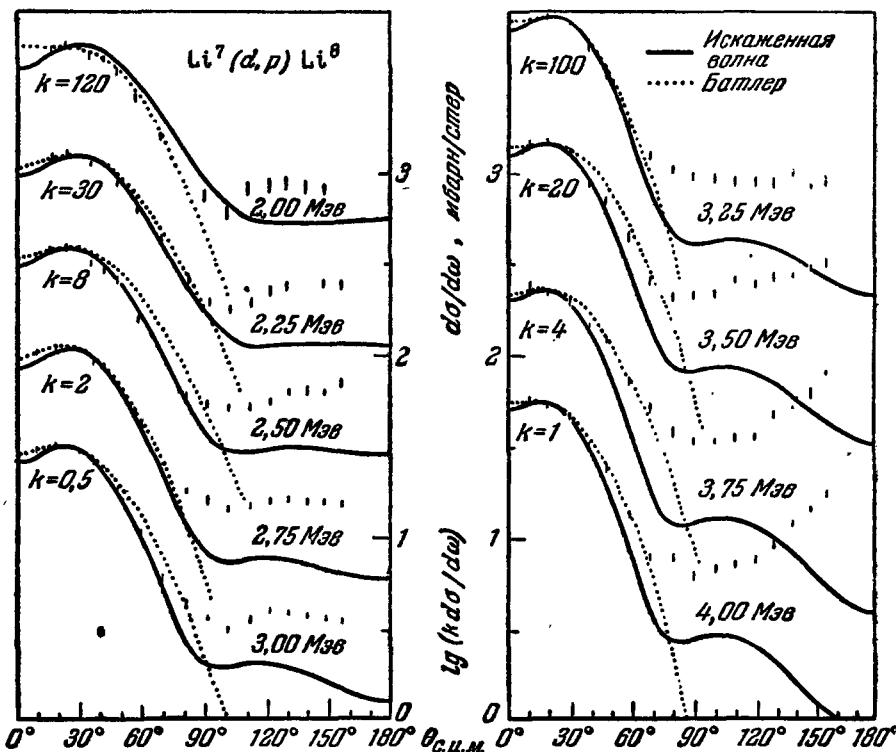


Рис. 8. Угловые распределения протонов из реакции $\text{Li}^7(d, p)\text{Li}^8$ ($Q = -0,192 \text{ Мэв}$) с переходом на основное состояние Li^8 , измеренные при различных энергиях дейtronов Селлсчопом и Мингем.

Сплошные кривые — DWBA-вычисления Холтона и Ходгсона⁹. Точечные кривые — батлеровское приближение с плоскими волнами.

из рассмотренных случаев показаны на рис. 9. Были использованы саксоновские потенциалы (для действительной и минимой частей) как для дейтрана, так и для протона, причем согласие достигалось лишь варьированием параметров потенциала для дейтрана.

DWBA-вычисления были выполнены в Окридже.

Другой пример удивительно хорошего согласия DWBA-вычислений, выполненных в Лос-Аламосе Гиббсом, Тобокманом, Шварцем и Родбергом, с угловыми распределениями в реакции $\text{Pb}^{206}(d, p)\text{Pb}^{207}$, представлен на конференцию Миллером и др.²⁵ На рис. 10 показано это сравнение для случая перехода на основное состояние в реакции $\text{Pb}^{206}(d, p)\text{Pb}^{207}$ ($Q = 4,51 \text{ Мэв}$) для орбитального момента нейтрона $l = 1$ и энергии дейтрана 14 Мэв. Сплошная линия показывает результат DWBA-вычислений, нормированный таким образом, чтобы получить наилучшее согласие с экспериментом. Как видно из рис. 10, согласие замечательное. Это

дает основание считать, что ядерная спектроскопия, использующая реакцию (d, p) , может быть распространена на самые тяжелые элементы, хотя Коэн показал, что это может быть сделано также эмпирически²⁶. Параметры оптической модели, использованные в Лос-Аламосе, совершенно не совпадают с параметрами, использованными в Окридже (см. табл. III).

Та же реакция исследовалась при некоторых других энергиях дейtronов. На рис. 11 представлены эти результаты для энергий 15 MeV ²⁶, 14 и 12 MeV ²⁵, 10 MeV ²⁷, $9,05$ и $8,30 \text{ MeV}$ ²⁸. DWBA-вычисления дают хорошее согласие с этими измерениями при значениях параметров оптической

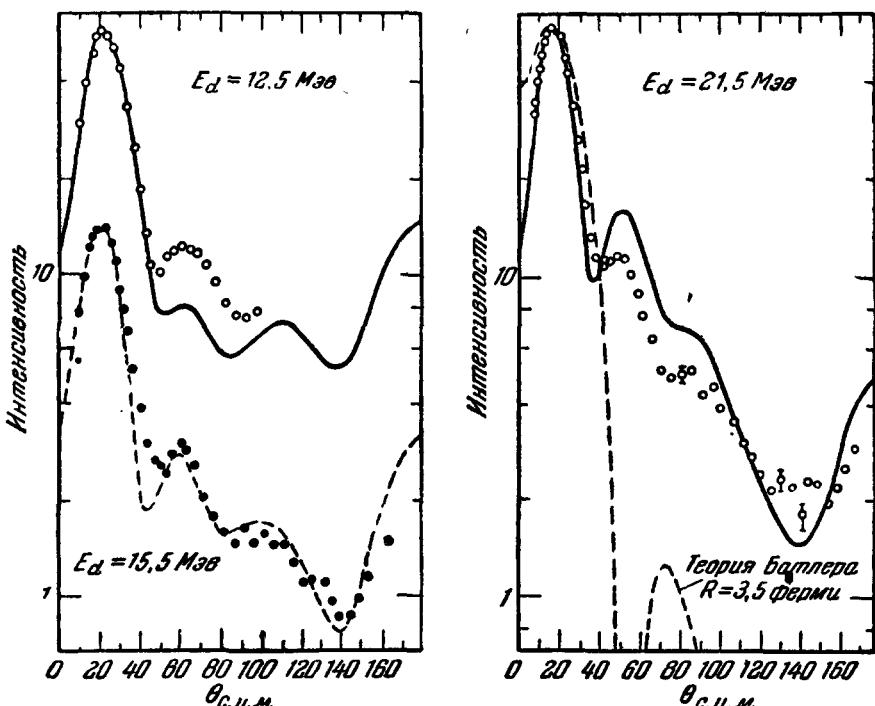


Рис. 9. Угловые распределения протонов из реакции $\text{B}^{10}(d, p)\text{B}^{11}$ ($Q=9,24 \text{ MeV}$) с переходом на основное состояние B^{11} , измеренные при трех значениях энергии дейtronов Зейдманом и др.²¹.

Сплошная и пунктирная кривые на левом рисунке и сплошная кривая на правом рисунке — DWBA-вычисления, выполненные в Окридже. Пунктирная кривая на правом рисунке — батлеровское приближение с плоскими волнами.

модели, выбранных по экспериментальным данным для энергии 14 MeV . Однако Миллер и др.²⁵ отмечают, что эти параметры не позволяют получить хорошего согласия с данными по упругому рассеянию дейtronов²⁹ в этой области энергий. Это означает, что упругое рассеяние и срыв могут описываться оптической моделью с различными параметрами.

Прежде чем закончить обсуждение реакций срыва, вызываемых дейtronами, приведем данные, полученные Паркинсоном³⁰. Группа сотрудников Мичиганского университета, работающая на циклотроне, опубликовала недавно некоторые измерения в реакциях (d, p) , дающие спектроскопическую информацию об уровнях в Mg^{25} , Mg^{26} , Mg^{27} (см. 31), Al^{28} (см. 32), P^{32} (см. 33), S^{33} , S^{35} (см. 34), а также данные по упругому рассеянию дейtronов на ряде элементов³⁵. Они обнаружили несколько случаев, в которых уровни с положительной и отрицательной четностью лежат близко друг к другу.

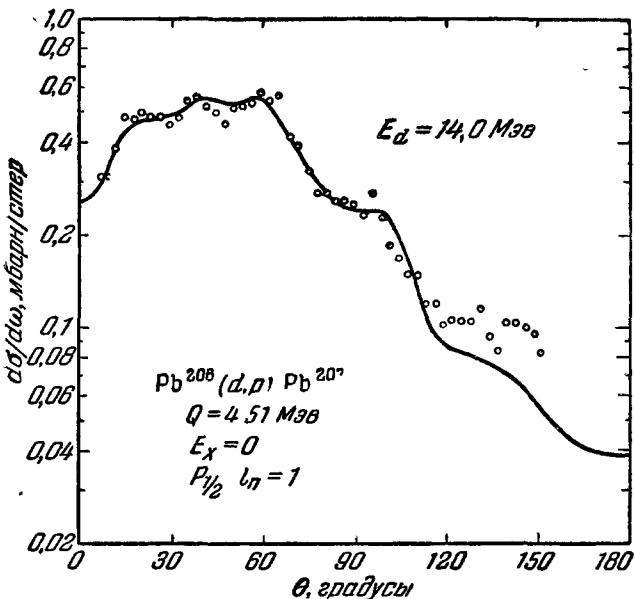


Рис. 10. Угловые распределения протонов из реакции $Pb^{206}(d, p)Pb^{207}$ ($Q=4,51$ Мэв) с переходом на основное состояние Pb^{207} , измеренное Миллером и др.²⁵ при энергии дейтронов 14 Мэв.

Сплошная кривая — DWBA-вычисления, выполненные в Лос-Аламосе.

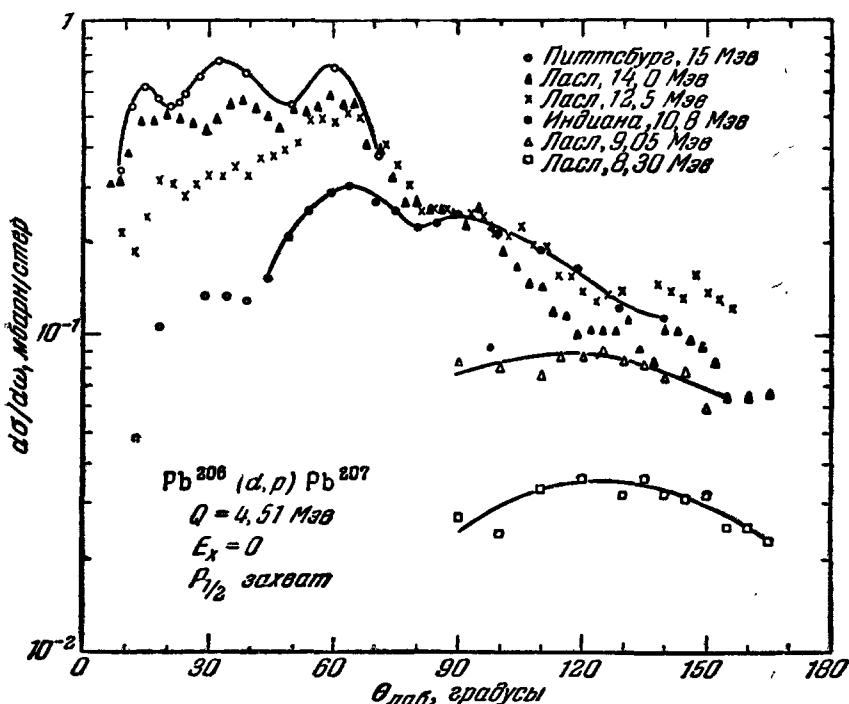


Рис. 11. Угловые распределения протонов из реакции $Pb^{206}(d, p)Pb^{207}$ ($Q=4,51$ Мэв) с переходом на основное состояние Pb^{207} , измеренные при различных энергиях дейтронов (см. ²⁶).

Отсюда можно заключить, что интерпретация экспериментов с плохим энергетическим разрешением иногда может быть ошибочной. Борновское приближение с искаженными волнами (DWBA) может быть применено ко всем процессам прямого взаимодействия, и следует ожидать, что оно дает намного лучшее согласие с экспериментом по сравнению с приближением, использующим плоские волны. В частности, по-видимому, возможно произвести более детальный анализ экспериментальных результатов по неупругому рассеянию протонов и нейтронов. Однако в этих реакциях важно использовать частицы с большой энергией. Если энергия протона или нейтрона много меньше 10 Мэв, то, по-видимому, вряд ли можно выделить явно процессы прямых взаимодействий. Это наглядно иллюстрируется рис. 12, взятым из работы Такетани³⁶, выполненной в Рочестерском университете. На нем представлены угловые распределения протонов в реакции $\text{Ni}^{58}(p, p')\text{Ni}^{58}$ ($Q = -1,45 \text{ Мэв}$) для различных энергий падающих протонов.

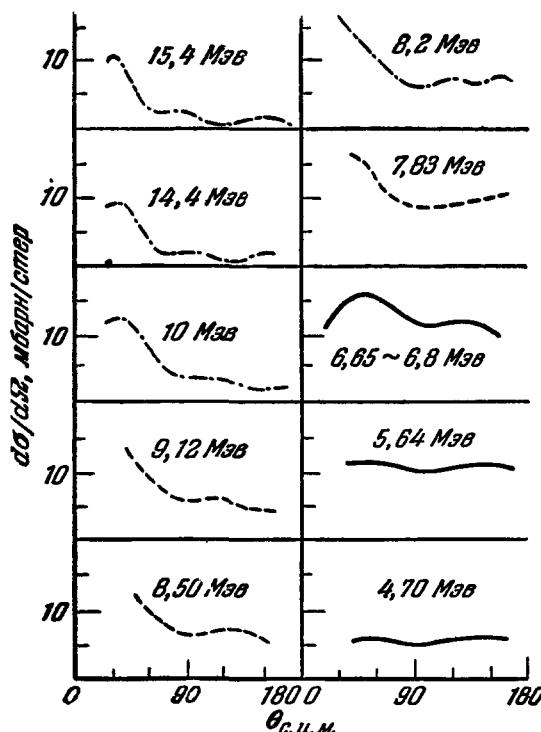


Рис. 12. Угловые распределения протонов, неупруго рассеянных ядром Ni^{58} с первое возбужденное состояние этого ядра с энергией 1,45 Мэв, при различных энергиях падающих протонов³⁶.

К настоящему времени выполнено сравнительно немного расчетов с искаженными волнами для неупругого рассеяния протонов и нейтронов. Первой работой в этом направлении была работа Левинсона и Банерджи³⁹, в которой авторы пытались получить согласие расчетов с искаженными волнами и экспериментальных данных по реакции $\text{C}^{12}(p, p')\text{C}^{12*}$ ($Q = -4,43 \text{ Мэв}$) в области энергий протонов от 14 до 185 Мэв.

Авторы использовали потенциалы оптической модели в форме Саксона и получили разумное согласие с экспериментом, хотя при этом глубина потенциала парного взаимодействия была слишком большой, а действительная часть потенциала оптической модели составляла только две трети от величины, требуемой для описания упругого рассеяния. Для того чтобы упростить вычисления, Гленденнинг¹⁵ применил модель поверхностного взаимодействия, которая довольно успешно описывает экспериментальные распределения и, в частности, предсказывает измене-

ния сечения из-за присутствия сильных эффектов образования составного ядра. Именно в области малых энергий не получено ясной информации о прямых реакциях.

ние четности при переходе из начального состояния в конечное, что определяется поведением сечения при малых углах.

В последнее время Рост и др.⁴⁰ с помощью борновского приближения с искаженными волнами исследовали неупругое рассеяние частиц средних энергий. В частности, теория была применена к неупругому рассеянию протонов с энергией 18 Мэв на ядре Mg^{24} с переходом на первый возбужденный уровень 1,37 Мэв. Измерения были выполнены Гьюджелотом и Филлипсом⁴¹. Были использованы потенциалы оптической модели с саксоновской либо гауссовской радиальной зависимостью и различные формфакторы, характеризующие свойства структуры ядра. Результаты показаны на рис. 13. Было найдено, что величина сечения не может быть объяснена никакой разумной одночастичной моделью или моделью поверхностного взаимодействия. Однако более строгое рассмотрение, использующее волновые функции⁴² ротационной модели и сумму парных взаимодействий⁴³, оказалось успешным в объяснении величины сечения, а отчасти и структуры распределения. Результаты вычислений показаны на рис. 13 (сплошная кривая). Интересной особенностью расчета является то, что, как было выяснено, вклад в сечение дают все нуклоны Mg^{24} , в частности половина полного сечения определяется вкладом 16 s - и p -частиц.

Неупругое рассеяние нейтронов, конечно, может рассматриваться точно таким же образом, хотя в этом случае значительно труднее получить хорошие экспериментальные данные. Примером может служить недавняя работа в этой области Кларка и Кросса⁴⁴ в Чок-Ривер, результаты которой показаны на рис. 14. С помощью метода времени пролета было измерено сечение неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14 Мэв на ядре C^{12} с переходом на уровень 4,43 Мэв как функция угла рассеяния. Результаты сравниваются с результатами вычислений с искаженными волнами, полученными Левинсоном и Банерджи³⁹, использовавшими объемное взаимодействие, и с результатами Гленденнинга¹⁵, использовавшего поверхностное взаимодействие. Интересно отметить, что подъем в области малых углов, предсказываемый обеими теориями, не обнаруживается в эксперименте. Это порождает некоторые сомнения в упомянутом выше способе определения четности, основанном на изучении рассеяния при малых углах.

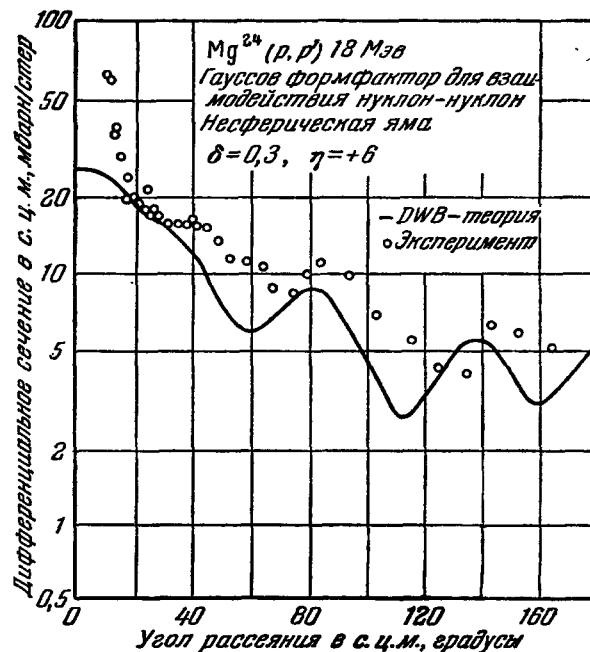


Рис. 13. Угловое распределение протонов с энергией 18 Мэв, неупруго рассеянных ядром Mg^{24} с переходом на первое возбужденное состояние с энергией 1,37 Мэв, измеренное Гьюджелотом и Филлипсом⁴¹.

Сплошная кривая — DWBA-вычисления Роста и др.⁴⁰.

К реакциям подхвата, таким как (d, t) , (p, d) , (n, d) и т. д., также можно применить борновское приближение

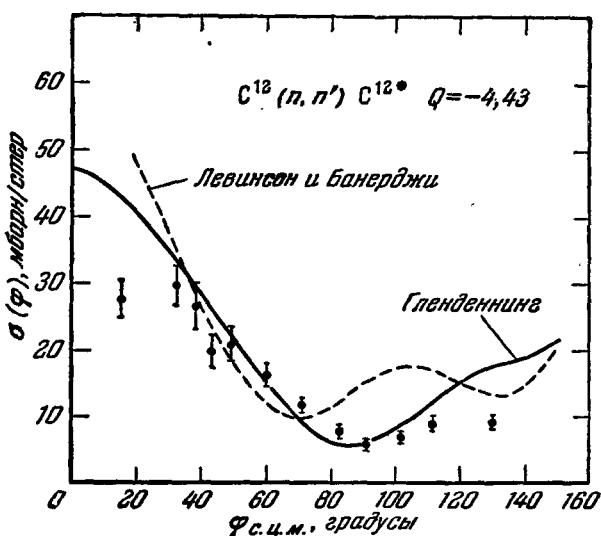


Рис. 14. Угловое распределение нейтронов с энергией 14 Мэв , неупруго рассеянных ядром C^{12} с переходом на первое возбужденное состояние с энергией $4,43 \text{ Мэв}$, измеренное Кларком и Кросом⁴⁴. Показаны теоретические кривые с использованием поверхностного¹⁵ и объемного³⁹ поглощений.

ный максимум при больших углах. Использованные в этом расчете параметры не приводятся. Вторым примером реакции подхвата является реакция, изученная Илаковичем и др.⁴⁶ в институте им. Руджера Босковича в Загребе. Они исследовали реакцию $\text{V}^{51}(n, d) \text{Ti}^{50}$ с переходом в основное, первое, второе и третье возбужденные состояния Ti^{50} , используя нейтроны с энергией 14 Мэв . Результаты по угловому распределению для перехода на основное состояние показаны на рис. 16 вместе с соответствующими теоретическими данными. В этом случае, по-видимому, также происходит подхват протона $f_{7/2}$ из V^{51} и, следовательно, должна наблюдаться четкая картина срыва с $l = 3$. На рисунке показаны две кривые, полученные в борновском приближении с искаженными волнами (фактически найденные для реакции $\text{Fe}^{56}(n, d)$ группой в Окридже), одна из которых получена с саксоновской мнимой частью потенциала для нейтронов (объемное поглощение), другая с гауссовской мнимой частью (поверхностное поглощение). Последняя кривая лучше согласуется с абсолютным сечением, хотя ни одна из

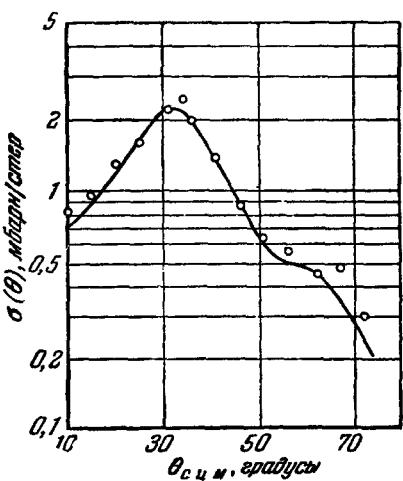


Рис. 15. Угловое распределение дейtronов из реакции $\text{Fe}^{54}(d, p) \text{Fe}^{53}$ с переходом на основное состояние Fe^{53} , измеренное Гудменом и др.⁴⁵ при энергии дейtronов 22 Мэв . Сплошная кривая — DWBA-вычисления, выполненные в Окридже.

кривых не дает достаточно гладкой угловой зависимости. В последние годы была проделана большая экспериментальная работа по изучению угловых распределений для упругого и неупругого рассеяния дейtronов и альфа-частиц при средних энергиях. Результаты в целом характеризуются присутствием резко выраженных дифракционных максимумов. В частности, в случае рассеяния альфа-частиц, когда угловые распределения для упругого рассеяния на четно-четных ядрах сравниваются с угловыми распределениями для неупругого рассеяния с переходом на возбужденное состояние того же самого ядра, найдено, что угловые распределения неупругого рассеяния находятся либо «в фазе», либо «в противофазе» с угловыми распределениями упругого рассеяния. Это обстоятельство послужило основанием Блейру⁴⁷ рассмотреть модель неупругого дифракционного рассеяния, которая может дать детальную информацию о состояниях, обладающих коллективными свойствами. В частности, модель Блейра правильно предсказывает, что уровни с положительной четностью у четно-четного ядра будут соответствовать угловым распределениям, находящимся в противофазе с упругим рассеянием, тогда как угловые распределения, соответствующие уровням отрицательной четности, будут находиться в фазе с упругим рассеянием. Успех этой модели побудил ряд групп исследовать неупругое рассеяние альфа-частиц в области ядер Fe — Ni для установления свойств октупольных уровней. В настоящее время достаточно надежно установлено, что в этой области ядер существует уровень с энергией около 4 Мэв, который имеет $(I, \pi) = 3^-$ и соответствует коллективному октупольному возбуждению, хотя полного однозначного эксперимента, подтверждающего это, не было выполнено. Последние эксперименты Бертье и др.⁴⁸ в Саклэ, использовавшие альфа-частицы с энергией 44 Мэв с энергетическим разрешением 0,6% дали интересную информацию о других уровнях в Fe⁵⁶ и Ni⁵⁸. Некоторые из их результатов показаны на рис. 17. На нем изображены угловые распределения для рассеяния альфа-частиц с переходами на основное состояние и три возбужденных состояния ядра Fe⁵⁶. Как и ожидалось, первое возбужденное состояние с энергией 0,83 Мэв ($(I, \pi) = 2^+$) соответствует угловому распределению, находящемуся в противофазе с упругим рассеянием. С другой стороны, угловое распределение неупругого рассеяния альфа-частиц с переходом ядра на уровень с энергией 4,37 Мэв находится в фазе с упругим рассеянием, указывая тем самым на изменения четности и характеристику уровня $(I, \pi) = 3^-$. Однако самым интересным результатом является угловое распределение неупругого рассеяния альфа-частиц для случая уровня Fe⁵⁶ с энергией 2,04 Мэв (кривая B), относительно

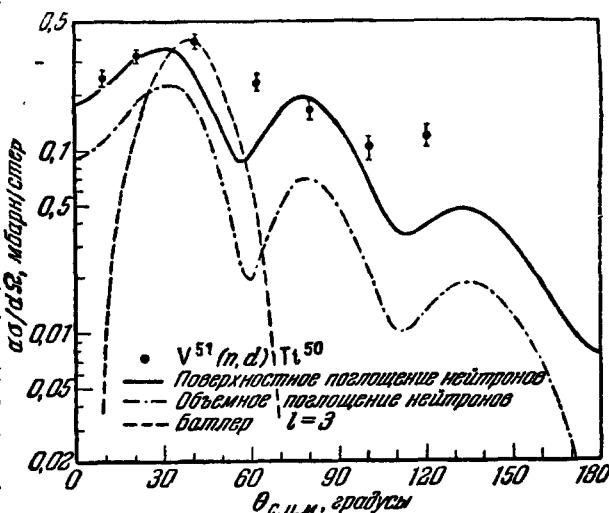


Рис. 16. Угловое распределение дейtronов из реакции $V^{51}(n, d)Ti^{50}$ ($Q=5,82$ Мэв) с переходом на основное состояние Ti^{50} , измеренное Илаковачем и др.⁴⁶ при энергии нейтронов 14 Мэв. Сплошная и штрих-пунктирная кривые — DWBA-вычисления для реакции $Fe^{56}(n, d)$, выполненные в Оксфорде.

в области ядер Fe — Ni для установления свойств октупольных уровней. В настоящее время достаточно надежно установлено, что в этой области ядер существует уровень с энергией около 4 Мэв, который имеет $(I, \pi) = 3^-$ и соответствует коллективному октупольному возбуждению, хотя полного однозначного эксперимента, подтверждающего это, не было выполнено. Последние эксперименты Бертье и др.⁴⁸ в Саклэ, использовавшие альфа-частицы с энергией 44 Мэв с энергетическим разрешением 0,6% дали интересную информацию о других уровнях в Fe⁵⁶ и Ni⁵⁸. Некоторые из их результатов показаны на рис. 17. На нем изображены угловые распределения для рассеяния альфа-частиц с переходами на основное состояние и три возбужденных состояния ядра Fe⁵⁶. Как и ожидалось, первое возбужденное состояние с энергией 0,83 Мэв ($(I, \pi) = 2^+$) соответствует угловому распределению, находящемуся в противофазе с упругим рассеянием. С другой стороны, угловое распределение неупругого рассеяния альфа-частиц с переходом ядра на уровень с энергией 4,37 Мэв находится в фазе с упругим рассеянием, указывая тем самым на изменения четности и характеристику уровня $(I, \pi) = 3^-$. Однако самым интересным результатом является угловое распределение неупругого рассеяния альфа-частиц для случая уровня Fe⁵⁶ с энергией 2,04 Мэв (кривая B), относительно

которого имеются некоторые указания⁵⁰ о том, что его характеристика есть $(I, \pi) = 4^+$. Модель Блейра предсказывает, что угловое распределение должно быть в противофазе с упругим рассеянием, а оно явно в фазе с последним. Этот курьезный результат был недавно объяснен Леммером и др.⁵¹, которые использовали простое борновское приближение с радиусом, обрезающим взаимодействие. Предполагается, что мы имеем дело в этом случае с коллективными состояниями, в частности, авторы рассматривают

члены первого порядка и члены второго порядка, которые могут приводить к двухфононным возбуждениям. Они нашли, что для двухфононного возбужденного состояния 4^+ это приводит к осцилляциям в угловом распределении, которые находятся в фазе с упругим рассеянием, и дает довольно хорошее согласие с указанными выше экспериментальными данными.

Бертье и др.⁴⁹ получили аналогичные результаты для Ni^{58} , у которого обнаружено, по-видимому, двухфононное состояние 4^+ с энергией 2,48 Мэв. Результаты аналогичной работы Броха и др.⁵² для Ni^{60} при энергиях альфа-частиц 43 Мэв представлены на рис. 18. В данном случае экспериментальные данные сравнивались с теоретическими кривыми, полученными Ростом и Остерни⁵³. Рост и Остерн использовали борновское приближение с искаженными волнами и с сильным поверхностным поглощением альфа-частиц. Оптический потенциал брался в форме Саксона. Наблю-

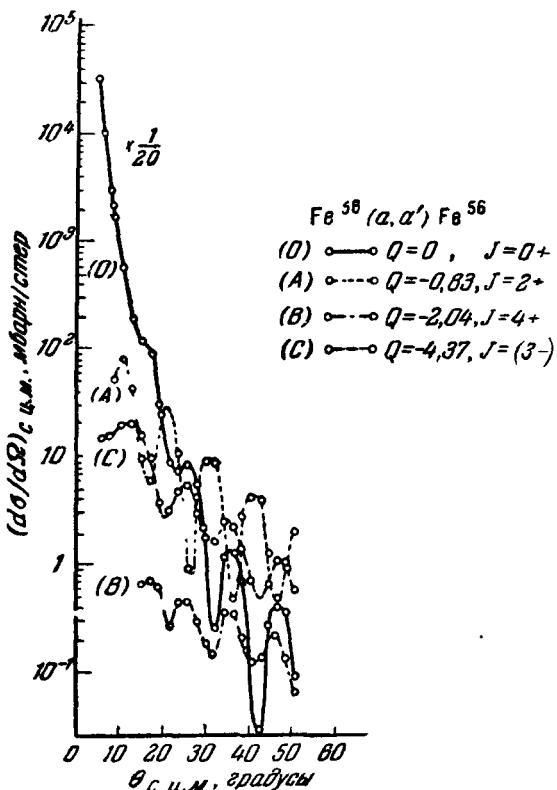


Рис. 17. Угловые распределения альфа-частиц, упруго и неупруго рассеянных ядрами Fe^{56} с переходом на низколежащие уровни, указанные на рисунке.

Измерения выполнены Бертье и др.⁴⁹ при энергии альфа-частиц 44 Мэв.

дается очень хорошее согласие с экспериментом. К тому же определенная в результате этого сравнения квадрупольная деформация согласуется со значением, полученным из экспериментов по кулоновскому возбуждению⁵⁴. Опять, однако, результаты для уровня с энергией 2,5 Мэв, характеристика которого, по-видимому, 4^+ , явно не согласуются с результатами для уровня 4^+ с энергией 5,1 Мэв. Это расхождение может быть объяснено⁵¹, если принять, что уровень с энергией 2,5 Мэв является двухфононным состоянием 4^+ .

Выше при обсуждении борновского приближения с искаженными волнами отмечалось, каким образом в случаях, когда четности начального и конечного состояний ядра одинаковы, возникает явный вклад от $l = 0$, приводящий к росту сечения при малых углах, который не наблюдается, если четность изменяется. Это не означает, однако, что указанное

обстоятельство можно предложить в качестве метода для установления изменения четности, поскольку в случае реакций срыва это можно сделать значительно лучше, произведя измерение всего углового распределения. Мы видели, что в случае рассеяния альфа-частиц иногда удается определить изменение четности, хотя существование двухфононных возбуждений приводит к нарушению простого правила. Метод определения изменения четности путем исследования угловой зависимости в неупругом рассеянии при очень малых углах, когда доминирующим является механизм прямого взаимодействия, был предложен Гленденнингом¹⁵.

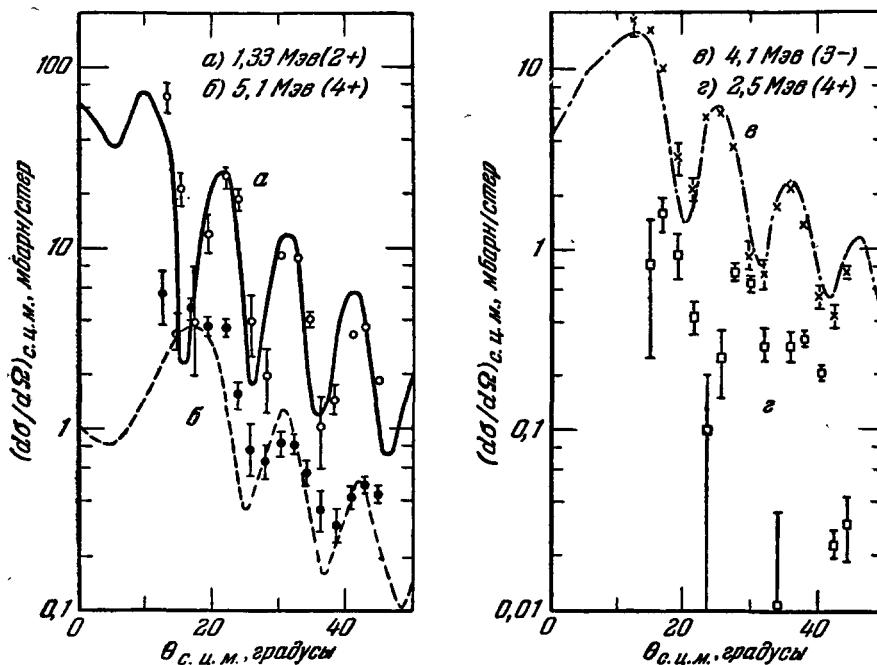


Рис. 18. Угловые распределения альфа-частиц с энергией 43 Мэв, неупруго рассеянных ядром Ni^{60} с возбуждением различных уровней, указанных на рисунке⁵².
Кривые — DWBA-вычисления Роста и Остерна⁵³.

Используя упрощенное борновское приближение с искаженными волнами, он показал, что в ряде случаев сечение неупругого рассеяния вперед оказывается малым при изменении четности и большим, когда четность не изменяется. Кромминга и Мак-Карти¹⁶ показали, используя DWBA-теорию, что это справедливо при определенных условиях и фактически связано с результатом, полученным для срыва¹. Гинц и др.⁵⁵ произвели измерения неупругого рассеяния на малые углы протонов с энергией 40 Мэв на ядрах Ni^{58} и Ni^{60} (рис. 19). Результаты говорят в пользу правила, предложенного Гленденнингом, а именно: сечение рассеяния с переходом на уровень 3^- в ядрах Ni^{58} и Ni^{60} , расположенные при энергиях 4,56 и 4,32 Мэв соответственно, уменьшается в сторону малых углов, тогда как в случае перехода на первые возбужденные состояния 2^+ происходит рост сечения. Несколько можно судить, расчеты Кромминги и Мак-Карти не дают основания считать, что такая ситуация имеет место только для протонов. Мак-Даниэлс и др.⁵⁶ измерили неупругое рассеяние альфа-частиц с переходом на те же самые уровни в никеле, но, к сожалению,

лишь для углов, больших 18° , так что из этих результатов нельзя сделать выводов в указанном смысле. Однако этот вопрос представляет интерес, поскольку Лидерлендом было показано, что для неупругого рассеяния альфа-частиц четно-четными ядрами имеется определенное правило отбора по угловому моменту, приводящее к равенству нулю сечения при 0° в случаях, когда возбужденное состояние имеет четность $(-)^{J+1}$, что является в некотором роде неестественным ($1^+, 2^-, 3^+$ и т. д.). Это правило также запрещает возбуждение ядра на уровне 0^- при всех углах. Следовательно, наблюдение малого сечения при нулевых углах не всегда указывает на изменение четности в реакциях, в которых спины ядра мишени, а также падающих и вылетающих частиц равны нулю.

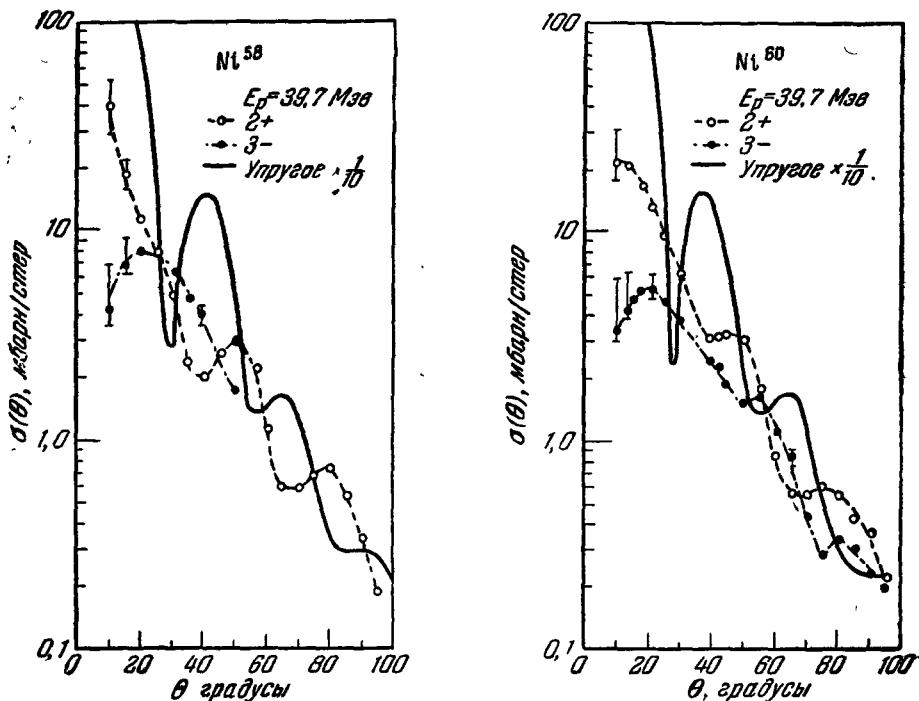


Рис. 19. Угловые распределения протонов с энергией 40 Мэв упруго и неупруго рассеянных ядрами Ni^{58} и Ni^{60} с возбуждением различных уровней.
Измерения Хинца и др.⁵⁵.

В заключение рассмотрим область прямых взаимодействий, изучение которой весьма интересно и может привлечь внимание эксперимента и теории в будущем. Эта область связана с измерением приведенных ширин альфа-частиц для уровней, расположенных ниже энергии связи альфа-частиц. В связи с важностью таких измерений для астрофизики Камерон⁵⁸ предложил использовать реакции (Li^6, d) и (Li^7, t) для определения приведенных ширин альфа-частиц. Независимо Моррисон⁵⁹ предложил ту же идею и проверил ее экспериментально, исследовав реакции $\text{Li}^6(\text{Li}^6, d)\text{B}^{10}$ ($Q = 2,99 \text{ Мэв}$) и $\text{Li}^6(\text{Li}^7, t)\text{B}^{10}$ ($Q = 1,99 \text{ Мэв}$) при энергии ионов лития 2,2 Мэв. Основное состояние, а также первое и третье возбужденные состояния B^{10} имеют $T = 0$ и, следовательно, должны возбуждаться в обеих реакциях, тогда как второе возбужденное состояние имеет $T = 1$ и в той степени, в которой изотопический спин является хорошим квантовым числом, не должно возбуждаться в первой реакции..

Как уровень с $T = 0$, так и уровень с $T = 1$ в B^{10} могут возбуждаться в реакции Li^7 с Li^6 , если только эта реакция не идет преимущественно путем захвата альфа-частицы в механизме срыва. Моррисон⁵⁹ обнаружил, что уровень с $T = 1$ слабо возбуждается в обеих реакциях, что подтверждает механизм захвата альфа-частиц, но энергии ионов лития в этом эксперименте слишком малы, чтобы это подтверждение было достаточно определенным. Бромли и др.⁶⁰ рассмотрели эти реакции, используя ионы лития с энергией 6 Мэв. Их результаты показаны на рис. 20. На левом

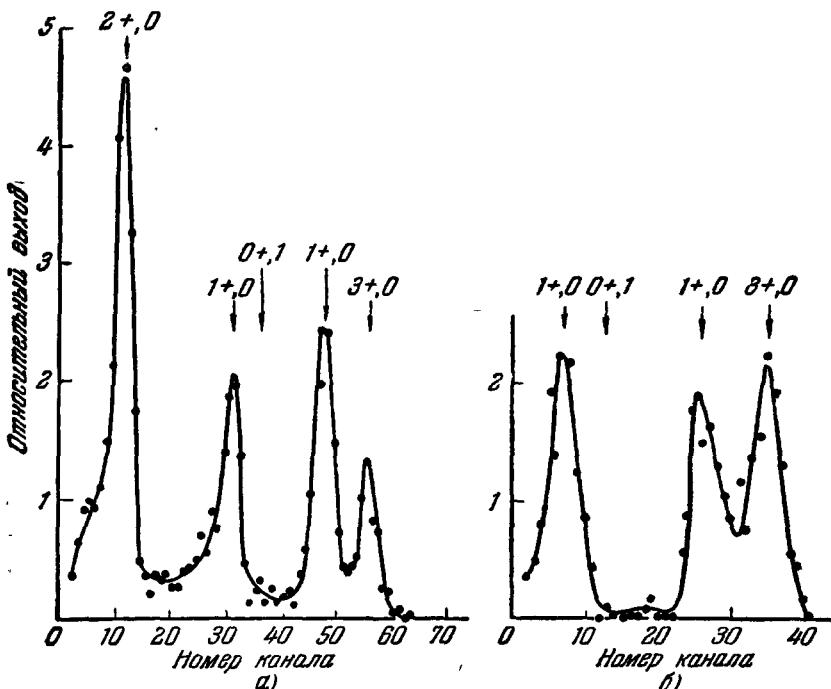


Рис. 20. а) Спектр дейтронов, испускаемых под углом 30° , из реакции $\text{Li}^6(\text{Li}^6, d)\text{B}^{10}$; б) спектр тритонов, испускаемых под углом 40° , из реакции $\text{Li}^7(\text{Li}^6, t)\text{B}^{10}$, измеренные Бромли и др.⁶⁰.

Использовались ионы Li^6 с энергией 6 Мэв; испускаемые группы помечены индексами $l\pi T$, соответствующими состояниям B^{10} .

на рисунке представлен спектр дейтронов из реакции Li^6 с Li^6 , измеренный при 30° , причем группы, соответствующие определенным состояниям B^{10} , указаны стрелками и снабжены индексами $l\pi T$. Уровень с $T = 1$ не наблюдался, но отсюда не следует с необходимостью, что эта реакция протекает путем срыва альфа-частицы. Однако уровень $T = 1$ не наблюдался также в реакции Li^6 с Li^7 , в которой тритоны детектировались при 40° , как показано на правом рисунке. Только механизм срыва альфа-частиц может объяснить это обстоятельство. Непосредственный интерес представил бы эксперимент по исследованию реакции $\text{O}^{16} + \text{Li}^6 \rightarrow \text{Ne}^{20} + d$ ($Q = 3,3$ Мэв). Такая реакция, вызываемая ионами O^{16} или Li^6 с энергией в системе ц. м., заметно превышающей барьер ~ 5 Мэв, явилась бы не только хорошим способом проверить, протекает ли реакция путем срыва альфа-частицы, но также дала бы весьма полезную информацию о свойствах уровней ядра Ne^{20} . Картину срыва с $l = 0, 1, 2, 3$ и 4 должны наблюдать при переходе на уровень Ne^{20} , расположенные соответственно при энергиях 0; 5,80; 1,63; 5,63 и 4,25 Мэв. Известна приведенная

ширина 61 альфа-частиц для уровня 3^- ⁶², расположенного при энергии $5,63$ Мэв. Однако диаграмма импульсов⁶³ не установлена окончательно и, следовательно, невозможно оценить полуклассически, как должна была бы выглядеть картина срыва. Было бы интересно иметь соответствующие DWBA-расчеты для реакции срыва этого типа *). Кстати, можно заметить, что уровень ядра Ne^{20} с характеристикой $(I, \pi) = 2^-$ ⁶⁴, расположенный при энергии $4,97$ Мэв, не должен возбуждаться в реакции срыва альфа-частицы, но, по-видимому, возбуждается в реакции (Li^6, d) с намного меньшим сечением. Исследование реакций срыва альфа-частиц может оказаться одной из областей, в которых будет достигнут значительный прогресс в самом ближайшем будущем.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. R. Satchler, частное сообщение.
2. S. T. Butler, Proc. Roy. Soc. A208, 559 (1951); A. B. Bhatia, K. Huang, R. Huby and H. C. News, Phil. Mag. 43, 485 (1952).
3. E. C. Halbert, R. M. Drisko, G. R. Satchler and N. Auster, Доклад C5/34.
4. L.-C. Biedenharn and G. R. Satchler, Proceedings of the International Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Basel, Birkhauser Verlag, 1961, стр. 372.
5. W. R. Gibbs and W. Tobocman, Bull. Amer. Phys. Soc. 6, 295 (1961).
6. H. D. Scott (в печати).
7. M. H. Macfarlane and J. B. French, Rev. Mod. Phys. 32, 567 (1960).
8. A. W. Dalton, G. Parry and H. D. Scott, Proc. Phys. Soc. 73, 677 (1959); A. W. Dalton, A. Kirk, G. Parry and H. D. Scott, Proc. Phys. Soc. 75, 95 (1960).
9. J. H. Halton and P. E. Hodgson, Доклад C5/55.
10. D. J. Pullen, D. H. Wilkinson and A. B. Whitehead, Доклад C5/40.
11. D. H. Wilkinson, Phil. Mag. 3, 1185 (1958).
12. S. Hinds, R. Middleton and G. Parry, Proc. Phys. Soc. 71, 49 (1958).
13. F. W. Hamburger and A. G. Blair, Phys. Rev. 71, 49 (1958).
14. A. G. Blair and K. S. Quisenberry (будет опубликовано).
15. N. K. Glendenning, Phys. Rev. 114, 1297 (1959).
16. A. J. Kromminga and I. E. McCarty, Phys. Rev. Letts. 6, 62 (1961), см. также I. E. McCarty, Доклад C5/2.
17. J. B. Garg, N. H. V. Gale and J. M. Calvert, Доклад C5/43.
18. R. Middleton and S. Hinds, Доклад C5/50.
19. B. Buck and P. E. Hodgson (будет опубликовано).
20. W. Tobocman, Phys. Rev. 115, 98 (1959).
21. B. Zeidman and J. L. Yntema, Доклад C5/14.
22. D. A. Bromley, Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Kingston, Toronto, University of Toronto Press, 1960, стр. 288.
23. J. A. Kuehner, E. Almqvist and D. A. Bromley, Nucl. Phys. 21, 555 (1960).
24. R. Middleton, частное сообщение.
25. D. W. Miller, H. E. Wegner and W. S. Hall, Доклад C5/35.
26. См., например, B. L. Cohen, R. E. Price and S. Mayo, Nucl. Phys. 20, 370 (1960).
27. M. T. McEllistrem, H. J. Martin, D. W. Miller and M. B. Sampson, Phys. Rev. 111, 1636 (1958).
28. R. H. Stokes, Phys. Rev. 121, 613 (1961).
29. H. E. Gove, Phys. Rev. 99, 1353 (1955).
30. W. C. Parkinson, Доклад C5/39.
31. W. C. Parkinson, Bull. Amer. Phys. Soc. 6, 259 (1961).
32. R. S. Tickle and K. T. Hecht, Bull. Amer. Phys. Soc. 6, 259 (1961).
33. T. Holtebekk, Bull. Amer. Phys. Soc. 6, 259 (1961).
34. J. Janecke, Bull. Amer. Phys. Soc. 6, 259 (1961).
35. J. Bardwick, R. S. Tickle and W. C. Parkinson, Bull. Amer. Soc. Phys. 6, 259 (1961).

*) Некоторые предварительные DWBA-вычисления по этой реакции были проведены Сечлером; результаты выглядят очень обнадеживающими.

36. H. Takeuchi, University of Rochester Thesis, 1961.
37. G. W. Greenlees and R. M. Rolph, Proc. Phys. Soc. **75**, 201 (1960).
38. S. Kobayashi, K. Matsuda, Y. Nagahara, Y. Oda and N. Yamamuro, J. Phys. Soc. Japan **15**, 1151 (1960).
39. C. A. Levinson and M. K. Banerjee, Ann. Phys. **3**, 67 (1958).
40. E. Rost, N. Austern and G. R. Satchler, Bull. Amer. Phys. Soc. **6**, 249 (1961); F. Rost, University of Pittsburgh Thesis, 1961.
41. P. C. Gugelot and P. R. Phillips, Phys. Rev. **101**, 1614 (1956).
42. S. G. Nilsson, Dan. Mat. Fys. Medd. **29**, N 16 (1955).
43. W. T. Pinkston and G. R. Satchler (будет опубликовано).
44. R. L. Clarke and W. G. Cross, частное сообщение.
45. C. D. Goodman, J. B. Ball and C. B. Fulmer, Доклад C5/18.
46. K. Ilakovac, L. G. Kuo, M. Petracic, I. Slavas and P. Thomas, Доклад C5/9.
47. J. S. Blair, Phys. Rev. **115**, 928 (1959).
48. M. Crut, D. R. Sweetman and N. S. Wall, Nucl. Phys. **17**, 655 (1960).
49. R. Beurtey, P. Catillon, R. Chaminade, M. Crut, H. Farraggi, A. Papineau, J. Saudinos and J. Thirion, Compt. rend. **252**, 1756 (1961).
50. K. Way, B. W. King, C. L. McGinnis and R. van Lieshout, Nucl. Level Schemes, TID 5300, USA, E. C. (June 1955).
51. R. H. Lemmer, A. de Shalit and N. S. Wall (будет опубликовано).
52. H. W. Broek, T. H. Braid, J. L. Yntema and B. Zeidman, Доклад C5/15.
53. E. Rost and N. Austern, Phys. Rev. **120**, 1375 (1960).
54. H. E. Gove and C. Broude, Proceedings of the Second Conference on Reactions Between Complex Nuclei, New York, John Wiley and Sons 1960, стр. 65.
55. N. M. Hintz, C. D. Kavaloski, L. L. Lee and T. Stavall, Доклад C5/11.
56. D. K. McDaniels, J. S. Blair, S. W. Chen and G. W. Farwell, Nucl. Phys. **17**, 614 (1960).
57. A. E. Litherland, будет опубликовано в Canad. J. Phys.
58. A. G. W. Cameron, частное сообщение.
59. G. C. Morrison, Phys. Rev. Letts. **56**, 565 (1960).
60. D. A. Bromley, K. Nagatani, L. C. Northcliffe, R. Ollerhead and A. R. Quinton, Доклад C5/57.
61. A. E. Litherland and H. E. Gove, частное сообщение; J. A. Kuehner and E. Almqvist, Доклад C8/13.
62. J. A. Kuehner, Доклад C8/12.
63. R. Huby, Proc. Roy. Soc. **A215**, 385 (1952).
64. H. E. Gove, A. E. Litherland and M. A. Clark, Доклад C8/15.

