

введением многих параметров в мнимую часть гамильтониана (4.59) (в частности, введением наряду с объемным поглощением еще и поверхностного поглощения нуклонов). За последние годы оптическая модель с успехом применялась для описания упругого рассеяния и поглощения сложных частиц (d , t , α и т. д.) атомными ядрами.

На рис. 4.17 приведено сравнение экспериментальных и рассчитанных по оптической модели дифференциальных сечений упругого рассеяния ядра изотопа гелия ${}^3_2\text{He}$ с энергией 130 МэВ на различных ядрах. Как мы видим, оптическая модель прекрасно описывает и рассеяние сложных частиц. Разумеется, гамильтониан взаимодействия для сложных частиц отличается от гамильтониана для нуклонов.

3. Предельным случаем оптической модели является модель черного тела, согласно которой ядро поглощает все попавшие на него частицы. Для нейтронов упругое рассеяние в модели черного тела является чисто дифракционным (см. гл. II, § 6 и § 3, п. 3 этой главы), а сечение поглощения с ростом энергии плавно приближается к предельному значению (см. пунктир на рис. 2.16). Реальные параметры оптического гамильтониана (4.59) свидетельствуют о том, что ядро является полупрозрачным. Полупрозрачность ядра подтверждается также осцилляциями сечений поглощения (рис. 2.16) в зависимости от энергии. Эти осцилляции в оптической модели возникают вследствие интерференции налетающей и рассеянной ядером волн. Осцилляции сечений поглощения можно также наблюдать, сохраняя энергию неизменной, но меняя размеры ядра, т. е. изучая зависимость сечения поглощения от массового числа A . Полупрозрачность ядра означает, что влетевший в ядро нуклон не сразу образует составное ядро, а в течение некоторого времени, большего R/v , где v — скорость частицы в ядре, движется, сохраняя некоторую обособленность от остальных нуклонов ядра. Этот факт является важным для предравновесного механизма ядерных реакций (см. § 8, п. 3).

4. Практический анализ и сравнение расчетов с опытными данными показывают, что оптическая модель описывает ту часть упругого рассеяния, которая происходит без образования составного ядра. В области энергии налетающего нуклона, на несколько МэВ превышающей порог испускания нейтрона, упругое рассеяние через составное ядро является маловероятным (из-за большого числа открытых каналов) и оптическая модель описывает все упругое рассеяние. Однако для нейтрона с энергией, меньшей порога неупругого рассеяния, уже нельзя пренебречь упругим рассеянием через составное ядро: у составного ядра открыт только один канал и именно упругий. В этом случае усредненное по энергии сечение $\bar{\sigma}_{\text{пн}}(E)$ упругого рассеяния равняется сумме сечения, даваемого оптической моделью, и сечения упругого рассеяния через составное ядро.

5. В заключение отметим, что оптическая модель имеет область применимости при рассеянии не только на ядре, но и на отдельном нуклоне (см. гл. VII, § 7).

§ 10. Прямые ядерные реакции

1. Если ядерная реакция протекает быстро, т. е. за время порядка времени пролета частицы через ядро (10^{-21} — 10^{-22} с), то она называется *прямой реакцией*. В прямой реакции налетающая ча-

стица *непосредственно* (т. е. «прямо») передает энергию какой-либо простой степени свободы ядра — однонуклонной, α -частичной, коллективной и т. д.

Прямые реакции обладают рядом характерных особенностей. Рассмотрим здесь те черты прямых реакций, которые свойственны реакциям непосредственного выбивания частицы из ядра налетающей частицей. Для определенности будем иметь в виду реакцию (N, N') .

Во-первых, из того, что падающий нуклон передает свой импульс в основном одному нуклону, следует, что нуклоны должны вылетать из ядра преимущественно вперед в направлении этого импульса. Во-вторых, из того, что падающий нуклон передает одному нуклону почти всю энергию, следует, что вылетающие из ядра нуклоны должны иметь довольно большие энергии, близкие к максимально возможным. Например, в прямой реакции (n, n') вылетающие нейтроны должны иметь угловое распределение, вытянутое в направлении вперед, и энергии, близкие к энергии падающего нейтрона.

Наконец, третьей существенной особенностью прямых процессов является то, что при них из ядра с равной интенсивностью могут вылетать как протоны, так и нейтроны, поскольку при больших энергиях вылетающих частиц влияние кулоновского барьера становится несущественным.

При энергиях порядка десятка МэВ прямые процессы почти никогда не идут в сколько-нибудь чистом виде, а всегда конкурируют с процессами, обусловленными другими механизмами, в частности, с реакциями, идущими через составное ядро. Для примера вернемся (см. рис. 4.13) к угловому и энергетическому распределению нейтронов, вылетающих в результате реакции ${}_{83}\text{Bi}^{209}(n, n'){}_{83}\text{Bi}^{209}$ (при энергии падающих нейтронов 14,5 МэВ). В области энергий 0,5—4 МэВ это распределение носит максвелловский характер. Угловые распределения при этих энергиях изотропны (см. рис. 4.13, в) в полном соответствии с моделью испарения. Однако это соответствие явно нарушается для нейтронов, вылетающих с энергиями 4—12 МэВ: кривая распределения нейтронов по энергиям, вместо того чтобы плавно и быстро стремиться к нулю с ростом энергии, имеет максимум при энергии ≈ 9 МэВ (немаксвелловский «хвост»). Угловое распределение (рис. 4.13, б) становится резко вытянутым вперед. Эти две особенности указывают на наличие прямого процесса.

2. Прямые процессы очень разнообразны. Они идут на всех ядрах при любых налетающих частицах. Вылетать из ядер могут одиночные нуклоны, пары нуклонов, дейтроны, ядра ${}^3_2\text{He}$, α -частицы и более сложные ядра лития, бериллия и т. д. В последнем случае вылетающие ядра-осколки называются *фрагментами*, а сам процесс — *фрагментацией* или *скалыванием*. Прямыми, как прави-

ло, являются также процессы столкновений, при которых из ядер вылетают элементарные частицы — пионы, каоны, гипероны и др.

Наиболее изучены следующие прямые реакции:

а) Реакции (n, n) , (n, p) , (p, n) , (p, p) . Эти прямые реакции играют наибольшую относительную роль при бомбардировке ядер нуклонами с энергиями в области нескольких десятков МэВ. Одна из таких реакций рассмотрена в предыдущем пункте.

б) *Срыв* (d, p) , (d, n) и *подхват* (p, d) , (n, d) . Механизм срыва состоит в том, что дейтрон при столкновении с ядром «зацепляется» за него лишь одним из своих нуклонов. Этот нуклон поглощается, а второй свободно уходит, почти не меняя направления движения. Реакция срыва наиболее интенсивно идет у дейтронов, поскольку нуклоны в дейтроне очень слабо связаны, расположены далеко друг от друга и основную часть времени проводят вне радиуса действия связывающих их сил (об этих уникальных свойствах дейтрона см. гл. V, § 2).

Реакция подхвата обратна реакции срыва: падающий нуклон слегка касается ядра и вырывает из него другой нуклон.

В литературе для обозначения реакций срыва и подхвата часто используют английские термины «стриппинг» и «пикап» соответственно. Кроме классических реакций срыва типа (d, p) или (p, d) , изучаются также реакции срыва типа (He^3, α) , (d, t) и т. д.

в) *Квазиупругое выбивание* $(p, 2p)$, (p, pn) . Если энергия падающего нуклона намного превосходит энергию связи нуклона в ядре, т. е. если $E > 100$ МэВ, то становится возможным процесс, в котором падающий нуклон сталкивается с одним нуклоном ядра, причем взаимодействие этих двух сталкивающихся нуклонов с остальными играет второстепенную роль. Происходит как бы свободное упругое столкновение двух нуклонов, в результате которого оба нуклона разлетаются, т. е. уходят из ядра. Это и есть реакция квазиупругого выбивания нуклонов.

г) Прямые процессы с участием сложных частиц — тритонов, α -частиц и др. Изучались такие реакции, как (n, t) , $(n, {}_2H^3)$, (n, α) , (p, α) , (t, α) и т. д., а также реакции с вылетом из ядра двух и большего количества сложных частиц.

При бомбардировке ядер нуклонами или другими частицами очень больших энергий (несколько сотен МэВ и выше) могут происходить «взрывы», в результате которых ядро разваливается на большое количество мелких осколков. На фотоэмульсии (см. гл. IX, § 4, п. 10) или на снимке в пузырьковой камере (гл. IX, § 4, п. 9) эти разлетающиеся осколки образуют многолучевую звезду (рис. 4.18). Такого типа реакции носят название процессов с образованием звезд.

д) Прямые реакции, вызываемые тяжелыми ионами, такими как углерод, азот, кислород. Под действием тяжелых ионов возможны и идут почти все типы реакций, наблюдавшиеся при облучении ядер

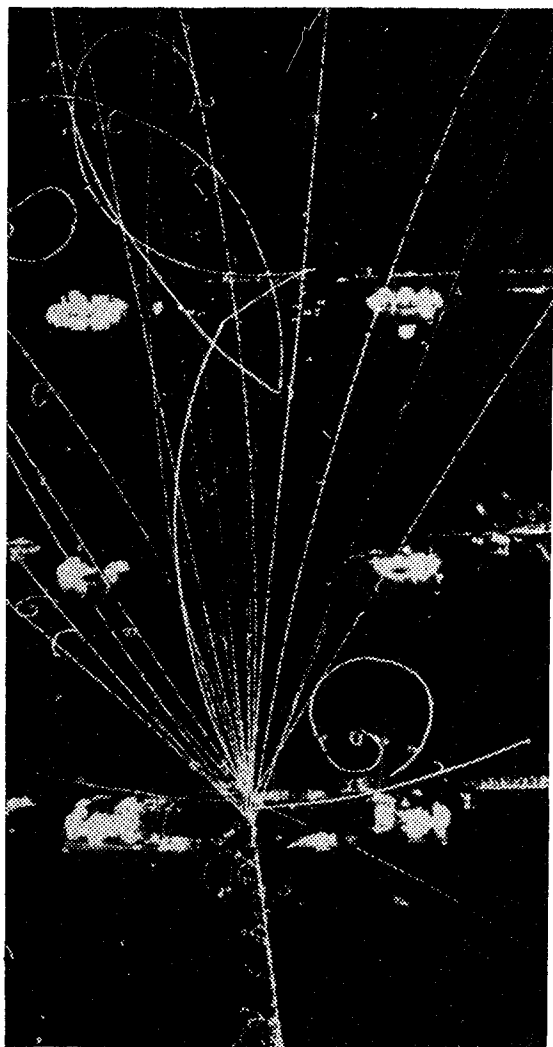


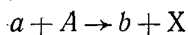
Рис. 4.18. «Звезда» в пропановой пузырьковой камере.
Образована ядром углерода с $E = 50$ ГэВ.

более легкими частицами, а также некоторые реакции, специфические только для тяжелых ионов. Из этих специфических реакций наиболее изучены реакции передачи нуклона, такие как ${}^7\text{N}^{14}$ (${}^7\text{N}^{14}$, ${}^7\text{N}^{13}$), ${}^7\text{N}^{15}$, ${}^7\text{N}^{14}$ (${}^9\text{F}^{19}$, ${}^9\text{F}^{18}$), ${}^7\text{N}^{15}$ и т. д.; реакции кулоновского возбуждения (см. § 11, п. 5); реакции, в которых получаются ядра с очень большими (50 и более) моментами; реакции, в которых получаются новые изотопы с большим дефицитом нейтронов; реакции, в которых получаются новые трансурановые изотопы (см. гл. VI, § 5).

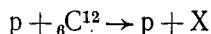
е) Процессы столкновений с участием малого числа частиц, при которых рождаются новые элементарные частицы — пионы, каоны, гипероны и др. Эти реакции будут рассмотрены в гл. VII.

ж) Релятивистские столкновения тяжелых ионов с энергией $\gtrsim 5$ ГэВ/нуклон. В этом случае ядра при столкновении сжимаются настолько сильно, что отдельные нуклоны сливаются в единый сгусток уже не ядерной, а «нуклонной» материи. Поэтому эти процессы родственны столкновению всех сильно взаимодействующих частиц высокой энергии. Они будут рассмотрены в гл. VII, § 7.

з) Инклюзивные реакции



при энергии налетающих частиц $E \geq 1$ ГэВ/нуклон. Здесь a , b — либо элементарные частицы, либо атомные ядра, A — атомное ядро. В таких инклюзивных реакциях были обнаружены *кумулятивный эффект* и родственные ему явления *ядерного скейлинга*. О кумулятивном эффекте мы скажем в гл. VII, § 7. Явление ядерного скейлинга состоит в том, что вылетающие под углом $\vartheta \approx 180^\circ$ частицы b характеризуются универсальным, т. е. не зависящим от природы частицы b , энергетическим спектром, простирающимся до весьма высоких энергий. Например, в реакции



спектр вылетающих протонов простирается до энергий, соответствующих столкновению протона с ядром C^{12} как целым.

Большой познавательный интерес имеют сравнительно простые прямые процессы, поскольку в процессах с участием большого числа конкурирующих каналов трудно разобратся экспериментально. Еще труднее извлечь из анализа таких сложных процессов количественную информацию о структуре ядра или о деталях механизма реакции.

3. Большинство прямых процессов происходит на поверхности ядра. Поэтому прямые реакции называются часто поверхностными реакциями. Эта особенность прямых процессов обусловлена тем, что при не очень высокой энергии (< 100 МэВ) вероятность пролететь через ядро и не поглотиться им является малой. Поверхностный характер прямых ядерных реакций приводит к возникновению отчетливых (убывающих по величине) максимумов в угловых

распределениях (рис. 4.19). Положение доминирующего первого максимума для прямого неупругого рассеяния α -частиц можно оценить из следующих полуклассических соображений.

Если реакция происходит на поверхности радиуса R , то орбитальные моменты α -частиц равны $[Rp_1]$ и $[Rp_2]$, причем радиус R перпендикулярен импульсам (иначе либо передача энергии будет неполной, либо α -частицы будут проходить чересчур большой путь внутри ядра). Учитывая, что $|p_1| \approx |p_2|$, разность $\hbar \Delta L$ этих орбитальных моментов можно записать в виде

$$\hbar \Delta L = 2p_1 R \sin(\theta/2), \quad (4.60)$$

где θ — угол рассеяния α -частицы. Величина ΔL передаваемого ядру орбитального момента должна быть, как и всякий орбитальный момент, целым числом и удовлетворять правилам отбора, налагаемым законами сохранения момента и четности. Эти правила таковы: во-первых,

$$J_0 + J \geq \Delta L \geq |J_0 - J|, \quad (4.61)$$

где J_0 , J — спины соответственно ядра-мишени и конечного ядра; во-вторых, ΔL должно быть четным при одинаковых четностях начального и конечного ядер и нечетным при различных. В случае реакции ${}_{12}\text{Mg}^{24}(\alpha, \alpha) {}_{12}\text{Mg}^{24*}$ при $E_\alpha = 43$ МэВ величина $\Delta L = 2$. Поэтому угол рассеяния $\theta = \hbar/p_1 R \approx 10^\circ$, где $R = R_\alpha + R_{\text{Mg}} \approx 6 \cdot 10^{-13}$ см. Как видно из рис. 4.19, этот угол хорошо соответствует главному максимуму углового распределения. Соответствующие (4.60) расположенные под малыми углами максимумы угловых распределений наблюдаются во всех поверхностных реакциях. В целом угловое распределение рис. 4.19 является типичным дифракционным и действительно допускает волновое объяснение. Основные особенности этого углового распределения можно понять, предположив, что испускание неупруго рассеянных волн α -частиц происходит из области «кольца», проходящего через поверхностный слой ядра перпендикулярно падающему пучку (α -частицы, пролетающие вдали от ядра, не рассеиваются, а пролетающие через центральные области поглощаются ядром и производят другие реакции). Для нуклонов и других частиц со спином правило отбора (4.61) обычно нарушается из-за заметного вклада прямых процессов с переориентацией спинов.

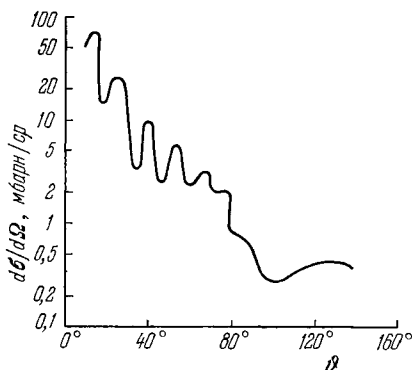


Рис. 4.19. Угловое распределение α -частиц, неупруго рассеянных на ядре ${}_{12}\text{Mg}^{24}$ с возбуждением уровня 2^+ с энергией 1,47 МэВ. Энергия падающих α -частиц $E_\alpha = 43$ МэВ.

На рис. 4.20 экспериментальное угловое распределение рис. 4.19 изображено одновременно с теоретическим, рассчитанным в предположении, что α -частицы испускаются этим кольцом. Как видно из рисунка, такая картина процесса качественно подтверждается экспериментом.

4. Прямые реакции срыва и подхвата (d, p), (d, n), (p, d), (${}^2\text{He}^3, \alpha$), (d, t) и т. д. широко используются для изучения структуры атомного ядра. Свойственное прямым реакциям однократное взаимодействие начальных и конечных частиц с ядром-мишенью и конечным

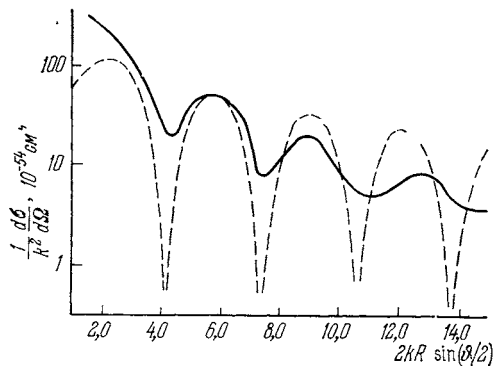


Рис. 4.20. Экспериментальная (сплошная) и теоретическая (пунктирная) кривые углового распределения α -частиц, неупруго рассеянных на ядре Mg^{24} .

Энергия налетающих α -частиц — 43 МэВ, конечное ядро находится в первом возбужденном состоянии 2^+ , k — волновой вектор α -частицы, θ — угол рассеяния, $R \approx 6$ ферми.

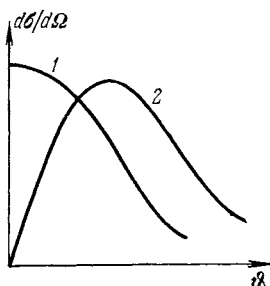


Рис. 4.21. Различные типы угловых распределений протонов в реакции (d, p).

Кривая 1 соответствует случаю, когда «срываемый» нейтрон оказывается в s -состоянии, кривая 2 — в d -состоянии.

ядром приводит, во-первых, к сильной зависимости угловых распределений продуктов реакции от квантовых чисел уровня, на который «срывается», либо с которого «подхватывается» нуклон. По угловому распределению можно, следовательно, определить эти квантовые числа. На рис. 4.21 для примера показаны угловые распределения протонов в реакции (d, p) для случаев, когда срываемый нейтрон попадает либо в s -, либо в d -состояния. Во-вторых, однократное взаимодействие влечет за собой зависимость сечения от степени заполнения уровня другими нуклонами. Очевидно, например, что нейтрон в реакции ${}^8\text{O}^{16}(d, p){}^8\text{O}^{17}$ не может попасть в состояние $1p_{3/2}$, поскольку все 4 состояния уже заняты другими нейтронами. В общем случае сечение реакции срыва прямо пропорционально числу дырок, а сечение реакции подхвата — числу нуклонов в оболочке nlj .

В табл. 4.2 приведены найденные с помощью реакций срыва и подхвата средние числа частиц на уровнях в ядре изотопа свинца

${}_{82}\text{Rb}^{208}$. Как видно из таблицы, это ядро с хорошей точностью является ядром с заполненными оболочками.

Т а б л и ц а 4.2. Степень заполнения нейтронных одночастичных уровней в ядре изотопа ${}_{82}\text{Rb}^{208}$
(n — среднее число частиц либо дырок на уровне)

Уровень	$\frac{n_{\text{дыр}}}{2j+1}$	Уровень	$\frac{n_{\text{част}}}{2j+1}$
$2g_{9/2}$	0,7	$3p_{1/2}$	1,1 *)
$1i_{11/2}$	0,9	$2f_{5/2}$	1,2 *)
$1j_{15/2}$	1,1 *)	$3p_{3/2}$	0,9
$3d_{5/2}$	1,00	$1i_{13/2}$	1,0
$4s_{1/2}$	0,9	$2f_{7/2}$	0,8
$2g_{7/2}$	1,2 *)	$1h_{9/2}$	1,0
$3d_{3/2}$	1,2 *)		

*) Появление чисел, больших единицы, обусловлено неточностями интерпретации экспериментальных данных.

5. При энергиях падающих нуклонов свыше 100 МэВ дебройлевская длина волны становится значительно меньше не только размеров ядра, но и среднего расстояния между нуклонами. При столь

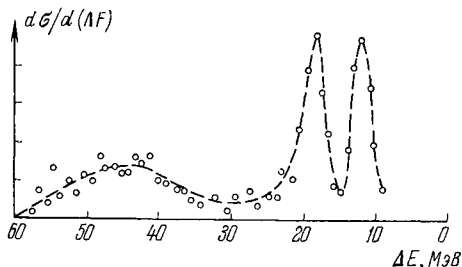


Рис. 4.22. Сечение $d\sigma/d(\Delta E)$ реакции $(p, 2p)$ на ядре изотопа кислорода ${}_{8}\text{O}^{16}$.

Угол ϑ между вылетающими протонами равен $38,7^\circ$, ΔE — энергия, передаваемая конечному ядру ${}_{7}\text{N}^{15}$. Максимумы соответствуют выбиванию протона из состояний $1p_{1/2}$ ($\Delta E \approx 12$ МэВ).

$1p_{3/2}$ ($\Delta E \approx 20$ МэВ) и $1s_{1/2}$ ($\Delta E \approx 45$ МэВ).

от энергии связи ΔE выбиваемого протона. Сечение имеет три отчетливых максимума, соответствующих выбиванию протона из состояний $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$, $1s_{1/2}$. По расстоянию между максимумами можно определить энергию, необходимую для вырывания нуклона из каждой оболочки. Так, из положений максимумов на рис. 4.22 следует,

высоких энергиях прямые реакции уже могут идти не только на поверхности, но и в более глубоких областях ядра. На это прямо указывает тот факт, что в реакциях квазиупругого выбивания $(p, 2p)$, (p, np) и других нуклон может быть выбит не только из наружных, но и из внутренних оболочек ядра.

В качестве примера рассмотрим реакцию $(p, 2p)$ на ядре кислорода ${}_{8}\text{O}^{16}$ при энергии падающих протонов 340 МэВ. На рис. 4.22 изображен график зависимости сечения этой реакции

что энергии связи протона в оболочках $1p_{1/2}$, $1p_{3/2}$, $1s_{1/2}$ ядра ${}^8\text{O}^{16}$ равны соответственно 12, 19 и 45 МэВ. Пользуясь оболочечной теорией, можно рассчитать угловую корреляцию в реакции $(p, 2p)$, т. е. зависимость сечения реакции от угла между вылетающими протонами. Как видно из рис. 4.23, эта теоретическая корреляционная функция хорошо согласуется с экспериментальной. Протоны легко регистрировать экспериментально с хорошим разрешением по энергиям (см. гл. IX, § 4). Поэтому реакции квазиупругого выбивания дают уникальную возможность изучения характеристик внутренних оболочек в ядрах. Такое исследование проведено для легких

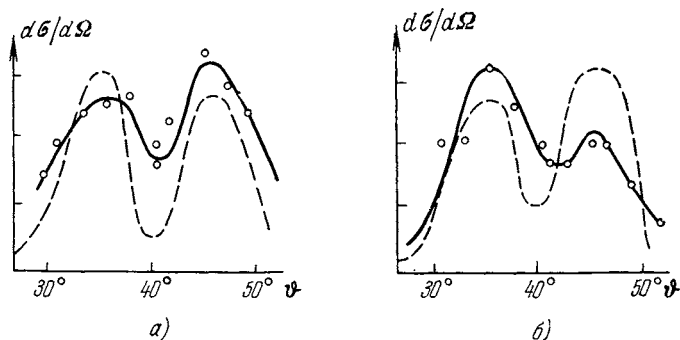


Рис. 4.23. Зависимость сечения реакции ${}^8\text{O}^{16}(p, 2p){}^7\text{N}^{15}$ от угла φ между вылетающими протонами.

Энергия ΔE фиксирована и равняется: а) 19 МэВ (второй максимум справа на рис. 4.22), б) 12,4 МэВ (первый максимум справа на рис. 4.22). Сплошные кривые проведены по экспериментальным точкам, пунктирные — рассчитаны теоретически в предположении, что выбиваются $1p_{3/2}$ и $1p_{1/2}$ -протоны соответственно.

ядер вплоть до ядра кальция ${}_{20}\text{Ca}^{40}$. При изучении более тяжелых ядер и соответственно более глубоких оболочек метод реакций квазиупругого выбивания становится менее эффективным, так как выбивание глубинного нуклона одним ударом становится слишком редким событием.

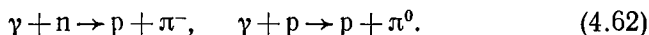
6. Как мы уже говорили, в прямых процессах из ядра могут вылетать не только одиночные нуклоны, но и сложные частицы вплоть до довольно больших фрагментов типа ядер лития, бериллия и т. д. С нежданной точки зрения эти процессы крайне парадоксальны. Действительно, нуклон с энергией в несколько сотен МэВ, попадая в ядро, выбивает из него тритон, имеющий энергию связи всего лишь 7,6 МэВ. Соответствующей макроскопической аналогией был бы булыжник, который, попав в окно, не разбивает стекло на куски, а выбивает его целиком неповрежденным. Возможность таких парадоксальных процессов в микромире обусловлена волновыми свойствами частиц, в частности законом « $1/v$ ».

Теоретическое исследование прямых процессов с участием тритонов, α -частиц и других, как их иногда называют, нуклонных ассоциаций началось сравнительно недавно. Из полученных результатов пока можно отметить полукачественный вывод о том, что по крайней мере внутри легких ядер нуклоны с заметной вероятностью объединены в образования типа α -частиц. Особенно это относится к так называемым α -частичным ядрам, таким как ${}_4\text{Be}^8$, ${}_6\text{C}^{12}$, ..., ${}_{12}\text{Mg}^{24}$. Самым интересным и несколько неожиданным в этих исследованиях, пожалуй, является вывод о том, что ассоциирование нуклонов в ядрах в грубом приближении не противоречит представлениям оболочечной теории, а скорее дополняет их.

§ 11. Фотоядерные и электроядерные реакции

1. В этом параграфе мы рассмотрим ядерные реакции, проходящие при существенном участии электромагнитного поля. Форма этого участия может быть различной. Прежде всего ядро можно просто бомбардировать потоками γ -квантов с энергиями в десятки и сотни МэВ. Ядра могут поглощать эти кванты с испусканием протонов, нейтронов и других частиц. Такие процессы называются *фотоядерными реакциями*. Наиболее изучены фотоядерные реакции (γ, p) и (γ, n) . Исследовались и многие другие реакции, такие как (γ, d) , (γ, pn) , (γ, α) и т. д.

Часто к фотоядерным реакциям относят также процессы, в которых кванты высокой (от полутора сотен МэВ) энергии, поглощаясь ядрами или отдельными нуклонами, рождают на них пионы и другие элементарные частицы. Например, при облучении водородной мишени пучком γ -квантов с энергией в несколько сотен МэВ могут рождаться отрицательные (π^-) и нейтральные (π^0) пионы:



Электроядерными называются процессы, в которых электромагнитное взаимодействие проявляется при бомбардировке ядер заряженными частицами. В этом случае, однако, может иметь место конкуренция между процессами, идущими с участием и без участия электромагнитного поля. Так, если бомбардирующими частицами являются α -частицы, то они будут, вообще говоря, взаимодействовать с ядрами посредством как чисто ядерных, так и кулоновских сил. Какое из этих взаимодействий будет преобладающим, зависит от энергии E частицы и заряда Z ядра. Ядерные силы очень интенсивны, но являются короткодействующими и эффективными практически только внутри ядра. Кулоновские силы — гораздо более слабые, но зато действуют на очень больших расстояниях от ядра. Поэтому при высоких энергиях α -частицы свободно подходят к ядру и вступают в интенсивное ядерное взаимодействие. Электромагнитные силы в этом случае играют ничтожную роль. При низких