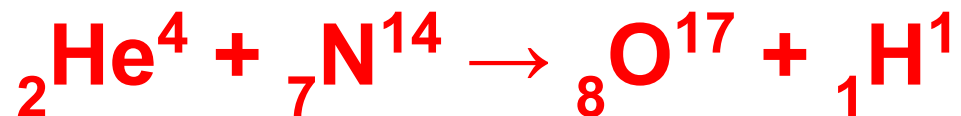


Ядерные реакции

Процесс столкновения
микрочастицы с атомным ядром

Первая искусственная ядерная реакция (Э. Резерфорд, 1919 г.)

Снаряды: альфа-частицы, испускаемые естественным радиоактивным препаратом.
Результат: появление протонов.

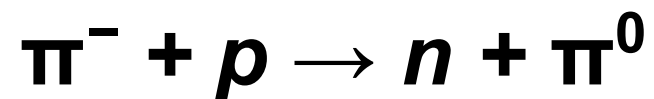
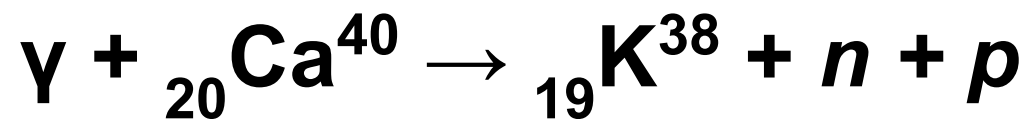
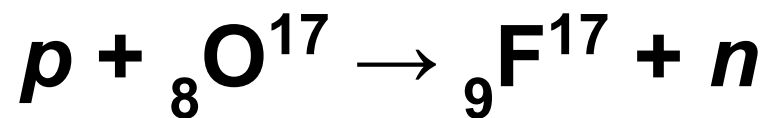


Первая ядерная реакция, осуществленная с помощью ускорителя протонов (1932 г.)



Вековая мечта алхимиков – трансмутация элементов

Примеры ядерных реакций (в краткой записи)



Запись ядерной реакции в общем виде:



a – частица-снаряд, A – ядро-мишень, B – дочернее ядро, b, \dots – образовавшиеся частицы.

Сохранение энергии

В ядерных реакциях сохраняется энергия, равная сумме **кинетической энергии** и **энергии покоя**.

Энергетическое уравнение ядерной реакции можно записать в виде:

$$E_a + E_A = E_B + E_b + \dots - Q \quad (3.2)$$

где

$$Q = (m_a + m_A - m_b - m_B - \dots) c^2 \quad (3.3)$$

E – кинетические энергии, m – массы частиц,

Q – **энергия реакции**.

Энергию реакции вводят в запись реакции



Если сумма масс исходных частиц **больше** суммы масс частиц-продуктов, то часть энергии покоя, равная Q , перейдет в кинетическую энергию.

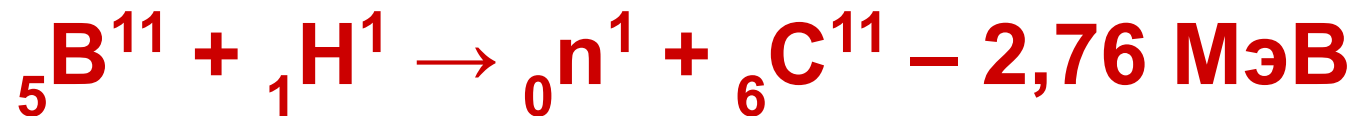
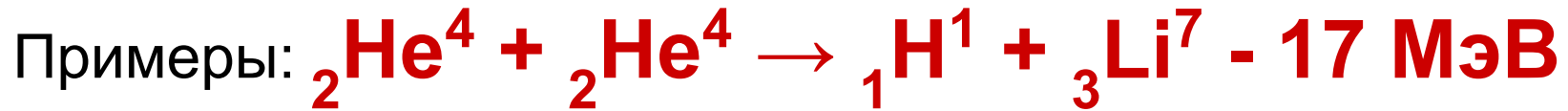
При этом энергия реакции Q **положительна**. Такие реакции называются **экзоэнергетическими**.



(Реакция, идущая в термоядерной бомбе)

Если сумма масс исходных частиц **меньше** суммы масс частиц-продуктов, то часть кинетической энергии, равная Q , перейдет в энергию покоя.

При этом энергия реакции Q **отрицательна**. Такие реакции называются **эндоэнергетическими**.



Упругое рассеяние



Энергия такой реакции равна нулю.



В этих реакциях происходит перераспределение энергии и импульса между частицами a и A .

Экзоэнергетические реакции и упругое рассеяние могут идти при сколь угодно малой кинетической энергии частиц-снарядов.

Эндоэнергетические реакции характеризуются порогом.

Порог эндоэнергетической реакции – это минимальная энергия исходных частиц, при которой возможна реакция.

В реакции сохраняется не только энергия, но импульс системы частиц. Как следствие, в лабораторной системе порог $E_{\text{пор}}$ не совпадает с абсолютной величиной энергии реакции $|Q|$.

Рассмотрим **нерелятивистский** процесс.

В лабораторной системе отсчета частица-мишень неподвижна, т.е. $p_A = 0$.

Центр инерции системы «снаряд+мишень» имеет кинетическую энергию:

$$\frac{p_a^2}{2(m_a + m_A)}$$

Порог эндонергетической реакции

$$E_{\text{пор}} = \frac{p_a^2}{2(m_a + m_A)} + |Q| \quad (3.6)$$

С другой стороны, связь энергии и импульса снаряда:

$$E_{\text{к}} = \frac{p_a^2}{2m_a} \quad (3.7)$$

Приравнивая правые части уравнений (3.6) и (3.7), получим :

$$E_{пор} = |Q| \left(1 + \frac{m_a}{m_A} \right) \quad (3.8)$$

Порог всегда **больше** абсолютной величиной энергии реакции

Невозможно всю кинетическую энергию снаряда превратить в энергию реакции.

Тогда бы обе частицы остановились, что противоречит **сохранению импульса системы снаряд-мишень.**

Сохранение момента импульса системы «снаряд+мишень»

Наибольшую вероятность имеют реакции, для которых выполняется неравенство:

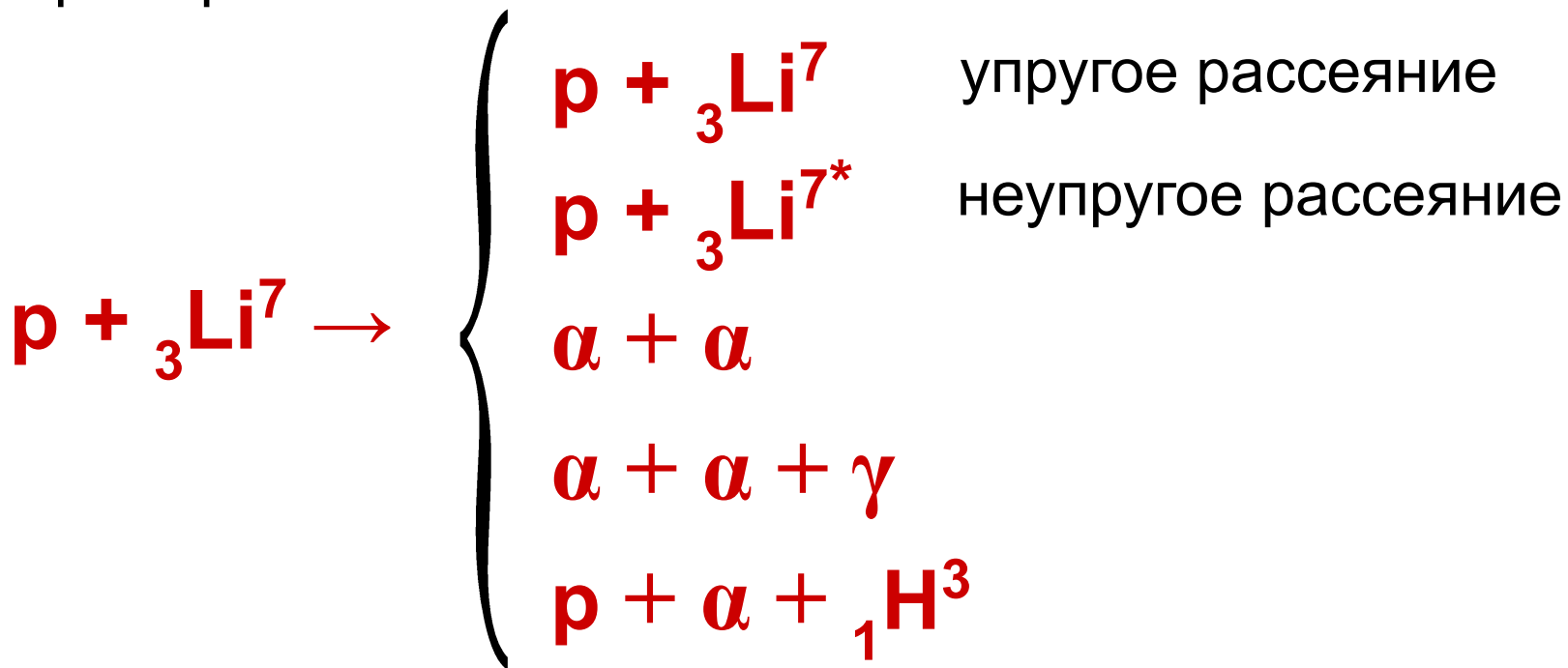
$$l \leq \frac{2\pi R}{\lambda_D} \quad (3.9)$$

где l – орбитальное число системы «снаряд+мишень»,
 R – радиус действия взаимодействия частиц,
– дебройлевская длина частицы-снаряда. λ_D

Вероятность реакции резко падает с ростом орбитального числа l .

Каналы ядерных реакций

Пример:



Каждый канал характеризуется своей **вероятностью**.

Дифференциальное эффективное сечение

Характеристика неоднородности углового распределения рассеянных частиц.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.9)$$

Величина $d\sigma$ интерпретируется как площадка в пространстве, которую пересекают частицы, рассеянные в телесный угол $d\Omega$.

Дифференциальное сечение, как правило является функцией угла рассеяния θ .

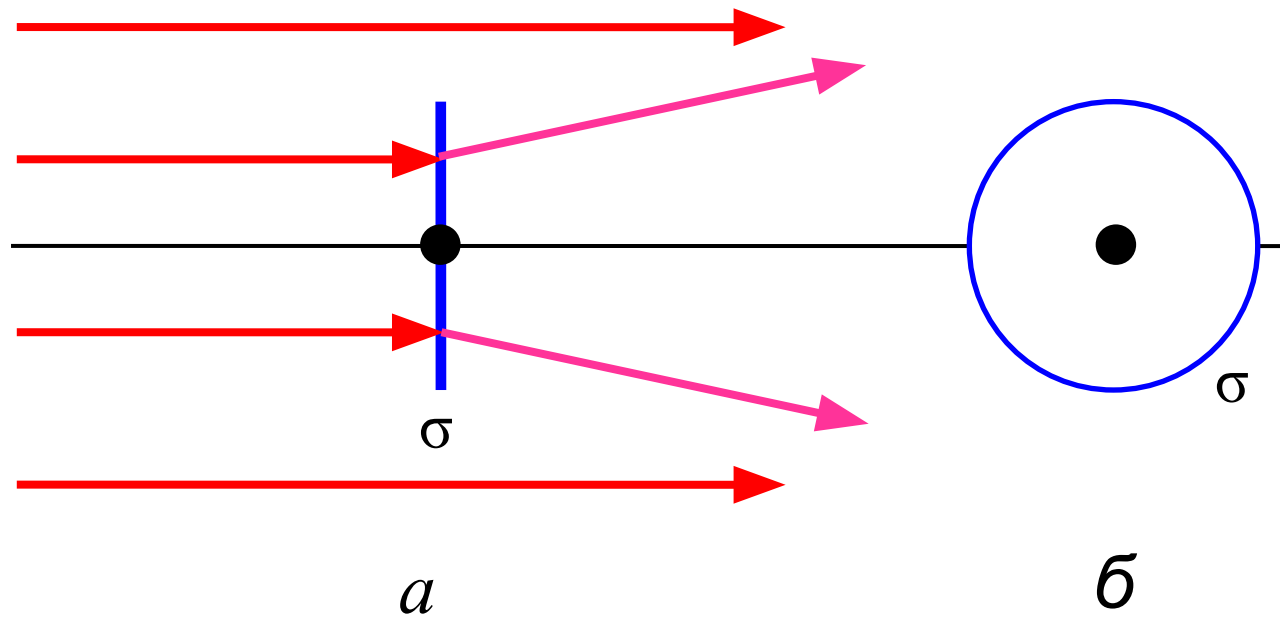
Интегральное эффективное сечение

Интегрирование дифференциального эффективного сечения по полному телесному углу дает интегральное эффективное сечение

$$\sigma = \int_{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (3.10)$$

Величина σ интерпретируется как площадка в пространстве, проходя через которую, частицы взаимодействуют.

Геометрическая интерпретация интегрального эффективного сечения



а) Проекция в плоскости рассеивающихся частиц.

Стрелки показывают направления движения частиц.

б) Проекция, перпендикулярная скоростям налетающих частиц. Заштрихована площадка, изображающая

интегральное эффективное сечение σ .

Механизм составного ядра



C – промежуточное **составное ядро**.

Частица-снаряд попадает в ядро и за характерное **ядерное время**

$$\tau_N = R_A / v_a \quad (3.12)$$

образует составное ядро.

R_A – радиус ядра-мишени,

v_a – скорость частицы-снаряда.

В обычных лабораторных условиях $\tau_N \sim 10^{-22} \div 10^{-21}$ сек.

Составное ядро получает дополнительную энергию

$$E^* = \varepsilon_a + E_a \left(1 - \frac{m_a}{m_A} \right) \quad (3.13)$$

ε_a – энергия связи частицы-снаряда в ядре,

E_a – кинетическая энергия частицы-снаряда в лабораторной системе отсчета.

Следовательно, **составное ядро** всегда образуется в **возбуждённом** состоянии.

Вследствие сильного взаимодействия нуклонов в ядре энергия возбуждения E^* быстро распределяется почти равномерно между всеми нуклонами, в результате чего каждый из них будет иметь энергию, гораздо меньшую энергии связи нуклона в составном ядре.

В результате статистических процессов энергообмена между нуклонами через некоторое время τ один нуклон (или несколько нуклонов) приобретает энергию, превышающую энергию связи нуклона в составном ядре. Эта частица выходит из ядра как продукт реакции через время τ после образования составном ядре.

Величина τ - случайная

Среднее время $\tau \sim 10^{-13} \div 10^{-16}$ сек ,

(много больше характерного *ядерного времени*).

Атомное ядро представляет собой систему **фермионов**, движущиеся в ограниченном пространстве. Такая система обладает **дискретным** набором стационарных состояний и соответствующих энергий.

При образовании **составное ядро** находится в определенном стационарном состоянии с энергией E^* из разрешенного дискретного набора.

Переход составного ядра из возбужденного состояния в основное может происходить испусканием **гамма-фотона**.

При этом характерное время жизни составного ядра составляет $\tau \sim 10^{-14}$ сек.

Согласно энергетическому соотношению неопределенности

$$\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$$

малое время жизни составного ядра обуславливает значительную ширину энергетического уровня.

Шириной энергетического уровня составного ядра, через который идет реакция, называется величина

$$\Gamma = \hbar / \tau \quad (3.14)$$

где τ – время жизни составного ядра

Сечение реакции через составное ядро:

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \quad (3.15)$$

где Γ_b/Γ – вероятность распада составного ядра по каналу b .

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_{b'} + \dots \quad (3.16)$$

$\Gamma_a, \Gamma_b, \Gamma_{b'}, \dots$ – парциальные ширины.

σ_{aC} – сечение образования составного ядра.

Формула Брейта-Вигнера

Пусть некоторый энергетический уровень E_0 составного ядра имеет ширину Γ , меньшую чем расстояние между уровнями ΔE . Такой уровень называется **изолированным**.

Для кинетических энергий E частицы-снаряда близких к E_0 сечение образования составного ядра равно

$$\sigma_{aC} = \pi \chi_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (3.17)$$

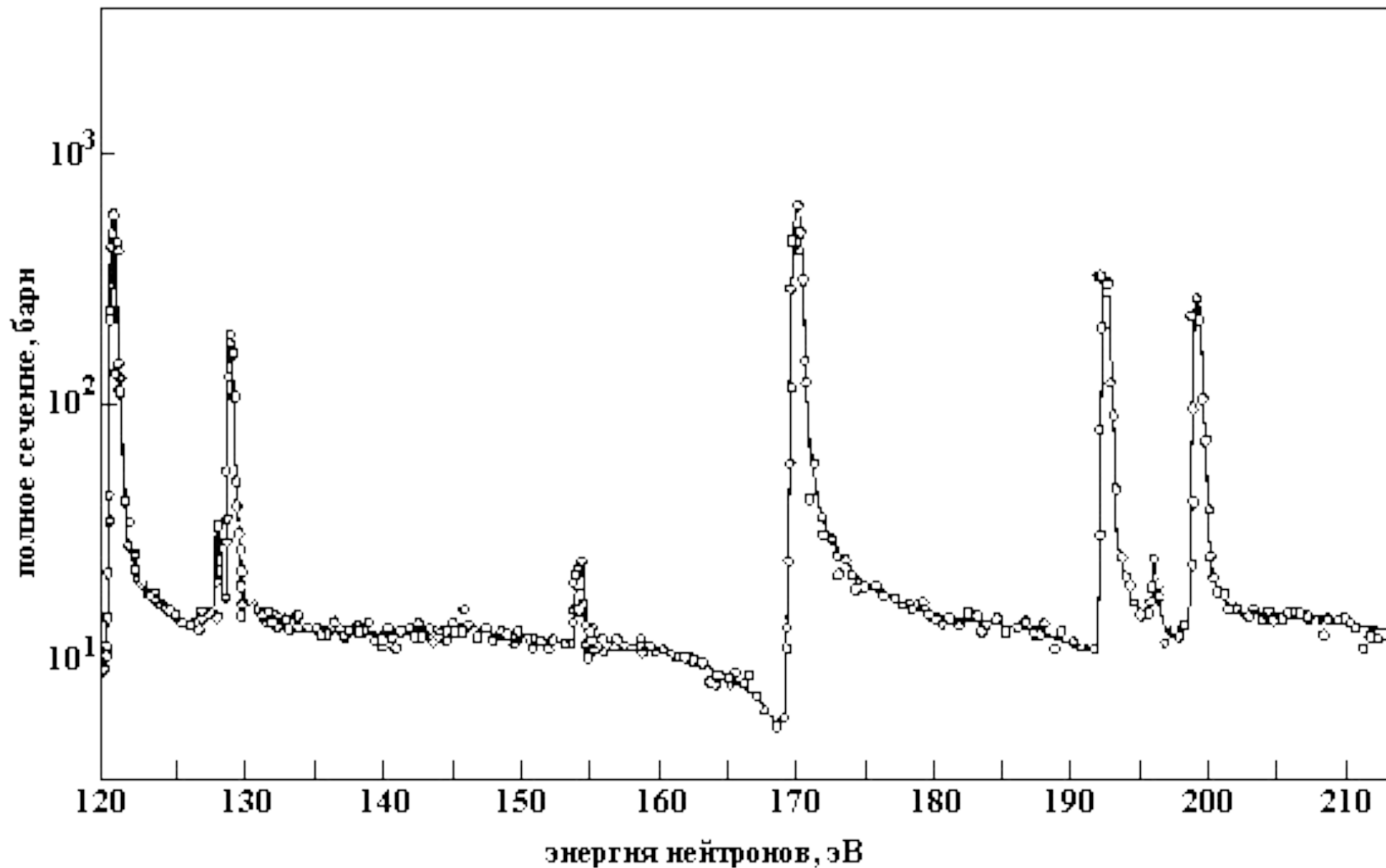
где $\chi_a = \chi_a / p_a$ (3.18)

Тогда, согласно (3.15) сечение реакции (3.11)

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (3.19)$$

Формула (3.19) обуславливает резонансный характер зависимости $\sigma_{ab}(E)$.

Величина эффективного сечения σ_{ab} пропорциональна вероятности реакции.



Зависимость полного сечения реакции ($n + {}^{232}\text{Th}$)
от энергии нейтронов

Нерезонансные реакции

Расстояния между энергетическими уровнями составного ядра резко уменьшаются с ростом энергии возбуждения E и с числом нуклонов в ядре A .

Плотность энергетических уровней ядра

$$\rho_E = C_1 \exp\left(2\sqrt{C_2 E}\right) \quad (3.20)$$

где C_1 и C_2 – коэффициенты, зависящие от числа A .

Ширина энергетических уровней Γ растет с увеличением энергии E .

Следовательно, при энергиях более нескольких МэВ сечения реакций не имеют резонансного характера.

Спектр вылетающих из ядра частиц имеет следующий приближенный вид:

$$N(E) \approx C_1 E \exp\left(\sqrt{C_2 (E^* - \varepsilon_b - E)}\right) \quad (3.21)$$

где E^* - энергия возбуждения составного ядра,

ε_b - энергия связи вылетающей частицы в составном ядре,

C_1 и C_2 – коэффициенты.

Прямые ядерные реакции

Кроме реакций через составное ядро, происходят прямые ядерные реакции за характерное ядерное время $\tau_N \sim 10^{-22} \div 10^{-21}$ сек.

В прямых ядерных реакциях энергия частицы-снаряда передается, в основном, одному нуклону.

Прямые ядерные реакции превалируют при высоких энергиях частиц-снарядов (десятки МэВ и более).

В прямых ядерных реакциях частицы вылетают из ядра в направлении, близком к направлению импульса частицы-снаряда.

Типы прямых ядерных реакций

(n, n) ; (n, p) ; (p, n) ; (p, p) ; ...

Срыв: (d, n) ; (d, p) ; ...

Подхват: (n, d) ; (p, d) ; ...

При энергии частиц-снарядов более 100 МэВ происходят реакции квазиупругого выбивания : $(p, 2p)$; (p, pn) ; ...

$(n, {}_1\text{H}^3)$; $(n, {}_2\text{He}^3)$; (p, α) ; (n, α) ; $({}_1\text{H}^3, \alpha)$; ...

В прямых реакциях могут вылетать ядра лития, бериллия и т.д. Такие ядра называются **фрагментами**.

Ядро может развалиться на несколько частиц.

В прямых реакциях могут возникать новые частицы: **пи-мезоны, ка-мезоны, гипероны** и др.

Фотоядерные реакции

(γ, n) ; (γ, p) ; (γ, d) ; (γ, np) ; (γ, α) ; ...

При энергии фотонов несколько сотен МэВ происходит рождение пи-мезонов



Зависимость сечения поглощения фотонов от энергии имеет широкий и высокий максимум (***гигантский резонанс***).

Положение гигантского резонанса монотонно сдвигается с ростом числа нуклонов в ядре:

от 20 – 25 МэВ в легких ядрах

до 13 – 15 МэВ в тяжелых ядрах.