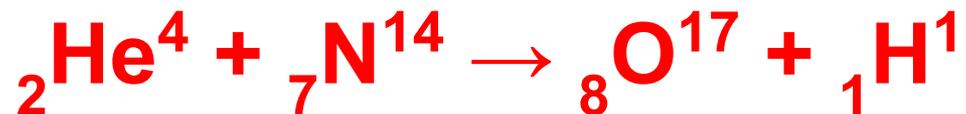


# Ядерные реакции

Процесс столкновения  
микрочастицы с атомным ядром

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

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

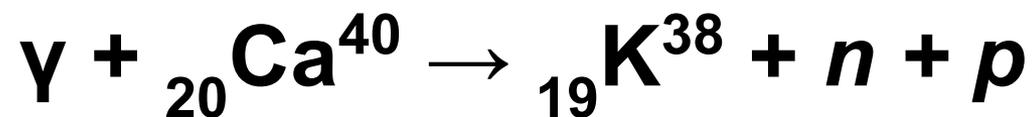
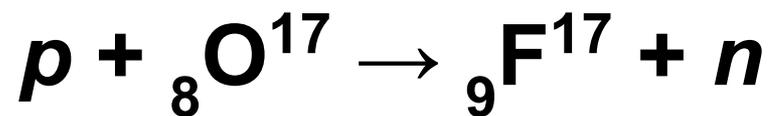


Первая ядерная реакция, осуществленная с помощью ускорителя протонов (1932 г.)



*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.

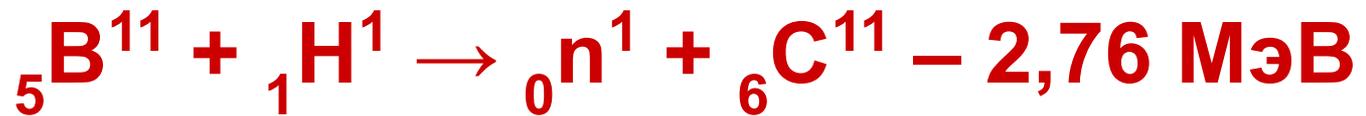
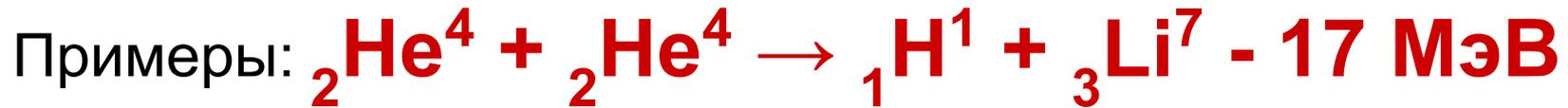
При этом энергия реакции  $Q$  **положительна**. Такие реакции называются **экзоэнергетическими**.



(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 эндоэнергетической 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 :

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

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:

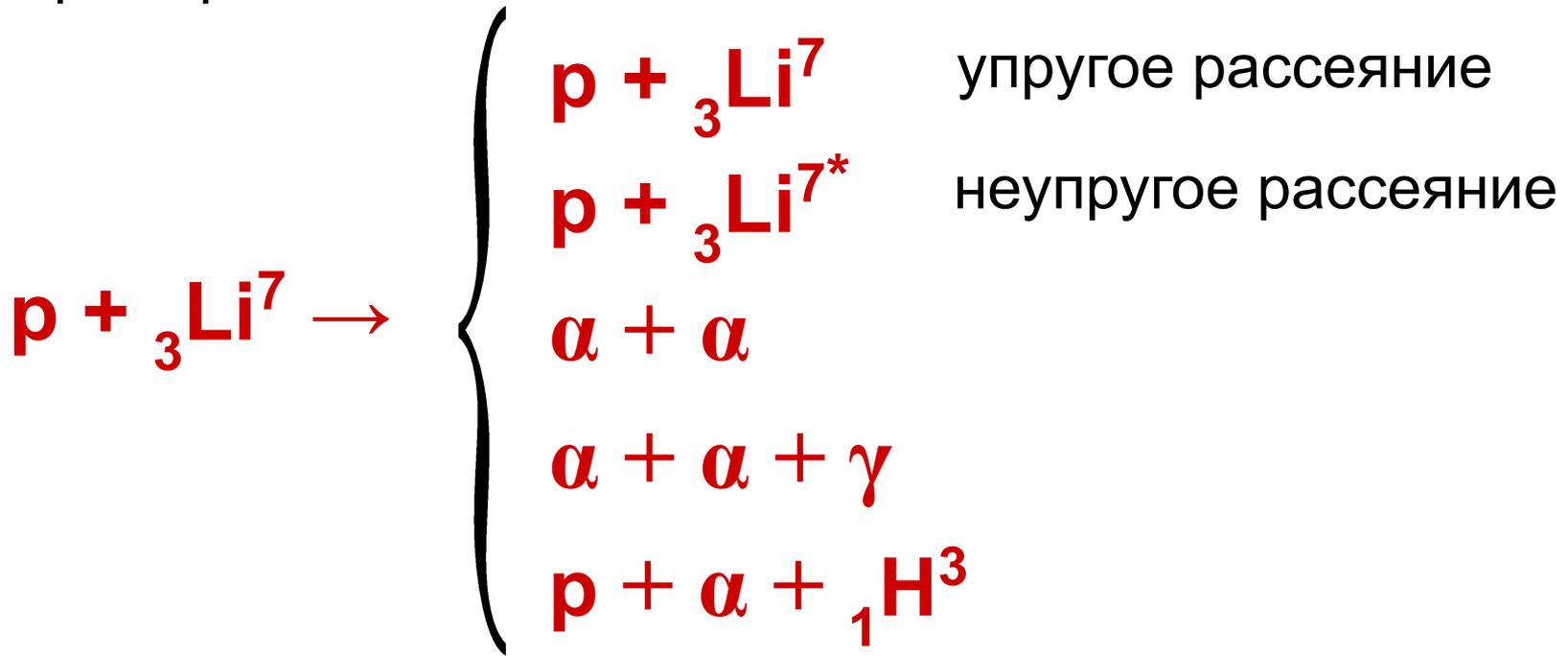
$$l \leq \frac{2\pi R}{\lambda_D} \quad (3.9)$$

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

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  $\theta$ .

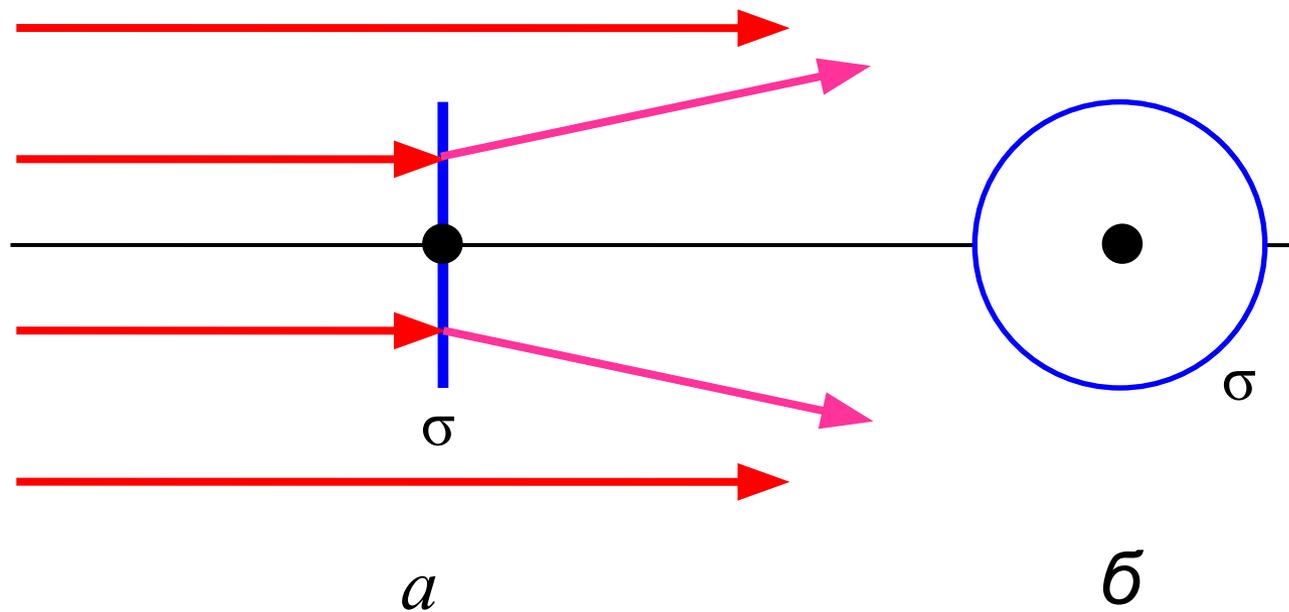
# Интегральное эффективное сечение

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  $\sigma$  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  $\sigma$ .

# 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

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

$\varepsilon_a$  – 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  $\tau$  один нуклон (или несколько нуклонов) приобретает энергию, превышающую энергию связи нуклона в составном ядре. Эта частица выходит из ядра как продукт реакции через время  $\tau$  после образования составном ядре.

Величина  $\tau$  - 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  $\tau$  – время жизни составного ядра

Сечение реакции через составное ядро:

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

где  $\Gamma_b/\Gamma$  – 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.

$\sigma_{aC}$  – сечение образования составного ядра.

## Формула Брейта-Вигнера

Пусть некоторый энергетический уровень  $E_0$  составного ядра имеет ширину  $\Gamma$ , меньшую чем расстояние между уровнями  $\Delta E$ . Такой уровень называется **изолированным**.

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

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

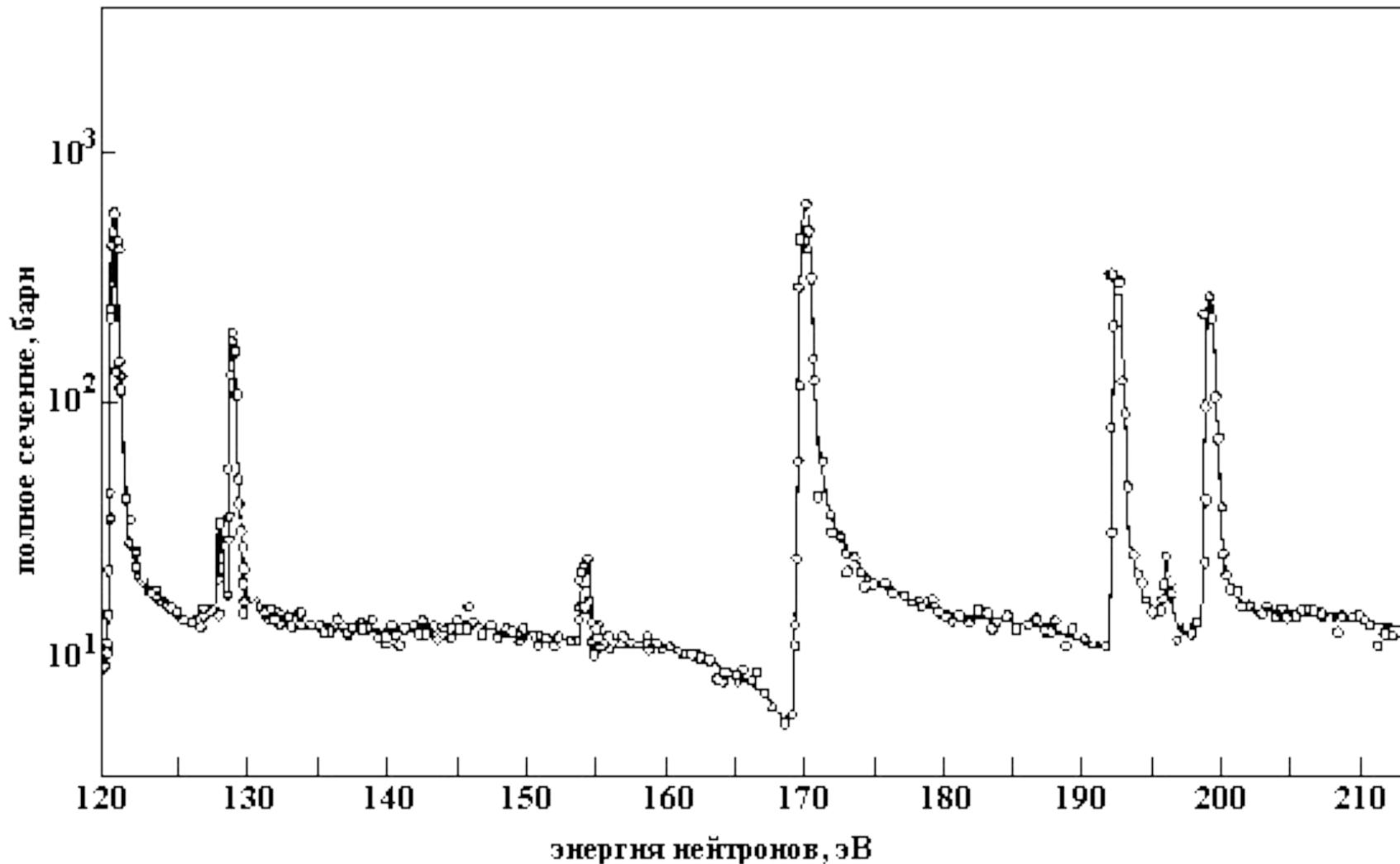
где  $\chi_a = \chi_a / p_a$  (3.18)

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  $\sigma_{ab}$  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  $\Gamma$  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,

$\varepsilon_b$  - 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 преобладают 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 :  $(p, 2p)$ ;  $(p, pn)$ ; ...

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

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

$(\gamma, n)$ ;  $(\gamma, p)$ ;  $(\gamma, d)$ ;  $(\gamma, np)$ ;  $(\gamma, \alpha)$ ; ...

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.