



**Национальный исследовательский ядерный  
университет «МИФИ»**

**Институт ядерной физики и технологий**

**Лаборатория экспериментальной ядерной физики**

**<http://enpl.mephi.ru/>**

**А.И. Болоздыня**

**Экспериментальная ядерная физика**

**Лекция №21**

**Ядерные реакции под действием легких частиц  
и гамма-квантов**

## *Лекция №21*

### *Ядерные реакции под действием лёгких заряженных частиц и гамма-квантов*

1. Реакции под действием заряженных частиц
2. Реакции под действием альфа-частиц
3. Реакции под действием протонов
4. Реакции под действием дейтронов
5. Фотоядерные реакции

# 1. Реакции под действием заряженных частиц

## 1.1. Кулоновский барьер

$$B_x = Zze^2/R \approx ZzA^{-1/3} \text{ МэВ}$$

Вероятность туннельного перехода на уровне кин. эн.  $T$   
(прозрачность потенциального барьера – Г.А.Гамов)

$$D \approx \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2\mu(V_x - T)} dr\right)$$

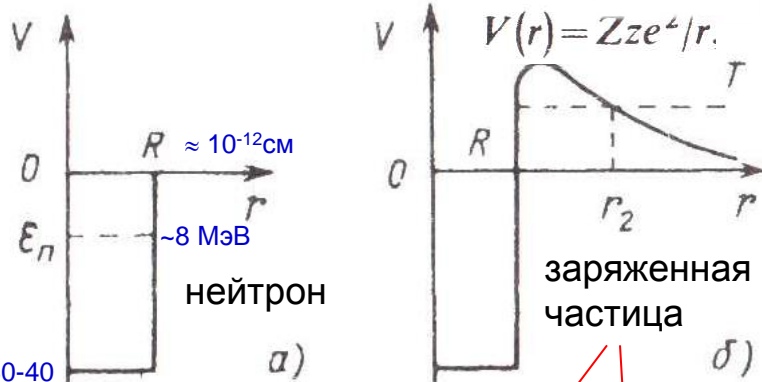
$$D = \exp(-2g\gamma), \quad (60.6)$$

где  $g = \frac{R}{\lambda_{B_x}}$ ;  $\gamma = \sqrt{\frac{B_x}{T}} \arccos \sqrt{\frac{T}{B_x}} - \sqrt{1 - \frac{T}{B_x}}$ ;  $\lambda_{B_x} = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu B_x}}$  — дебройлевская длина волны, соответствующая кинетической энергии частицы, равной высоте барьера ( $T = B_x$ ).

Легко показать, что при  $T \ll B_x$  формула (60.6) преобразуется в более простое выражение

$$D = \exp\left(-\frac{2\pi R B_x}{\hbar v}\right) = \exp\left(-\frac{2\pi Zze^2}{\hbar v}\right),$$

*Прозрачность потенциального барьера  $D$  резко возрастает с увеличением кинетической энергии частиц  $T$*



Ядерный ферми-газ

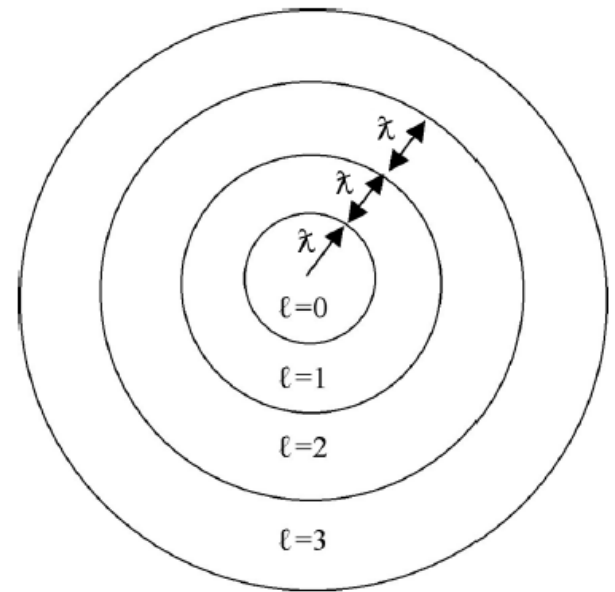
Ядро	$B_x^{(p)}$ , МэВ	$B_x^{(\alpha)}$ , МэВ
${}^4_2\text{He}$	2,5	5
${}^{16}_8\text{O}$	3,5	7
${}^{119}_{50}\text{Sn}$	10	20
${}^{238}_{92}\text{U}$	15	30

## 1.2. Центробежный барьер

Центробежный потенциал  $V_{ц} = \hbar^2 l(l+1)/2mr^2$

Из-за центробежного барьера нейтроны могут эффективно взаимодействовать с ядром лишь при энергиях

$$T > \hbar^2 l(l+1)/2\mu R^2 \quad \text{т. е. при } l_T < R/\lambda_T$$



Для заряженных частиц положение существенно отличается из-за кулоновского барьера, высота которого  $V_{к}$  для достаточно тяжелых ядер обычно превосходит высоту центробежного барьера  $V_{ц}$  при малых значениях  $l$ . В связи с этим вероятность взаимодействия заряженных частиц с ядром при  $l=0$  не очень сильно отличается от вероятности взаимодействия при

$$l = 1, 2, \dots, l_0, \quad \text{где } l_0 = \sqrt{R/(2\lambda_{V_c})}$$

нейтроны с энергией  $T < (V_{ц})_{\text{мин}} \approx 0,8 \text{ МэВ}$  могут эффективно взаимодействовать с ядром  ${}_{50}^{119}\text{Sn}$  только при  $l=0$ .

### 1.3. Ионизационное торможение

При движении в мишени заряженная частица испытывает многократные столкновения с атомами, в результате значительная часть кинетической энергии частицы расходуется на *ионизацию и возбуждение атомов мишени*. Потенциал ионизации атома в среде  $I \approx 35 \text{ эВ}$ . Ионизация возможна, если заряды сблизятся на такое расстояние  $\rho$ , когда энергия Кулоновского взаимодействия сравнима с потенциалом ионизации, т.е.  $e^2 / \rho \approx I$ , откуда  $\rho \approx 0,4 \cdot 10^{-8} \text{ см}$

тогда сечение ионизации можно оценить как  $\sigma_{\text{ион}} = \pi \rho^2 = 0,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$

Для сравнения: типичное сечение ядерной реакции  $\sigma_{\text{я.р.}} \sim 10^{-24} \text{ см}^2$ .

Если начальная кинетическая энергия заряженной частицы 1 МэВ, то она растратит всю свою энергию, т. е. полностью затормозится, через  $10^6 / 35 \approx 3 \cdot 10^4$  актов ионизации.

Отсюда, можно считать, что эффективное сечение процесса остановки

$$\sigma_{\text{ион}} / 30000 \approx 10^{-21} \text{ см}^2,$$

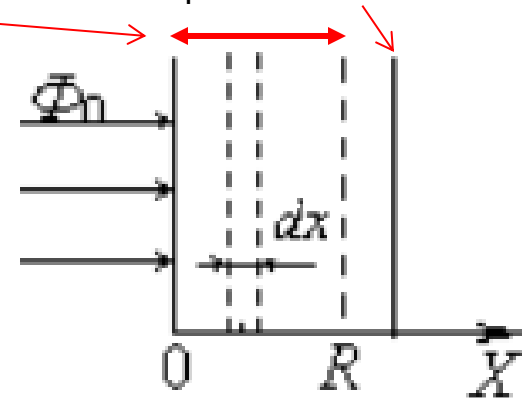
т.е. *вероятность ядерной реакции оказывается в сотни раз меньше вероятности потерять энергию на ионизацию для заряженной частицы.* 5

## Выход ядерной реакции под действием заряженных частиц

Пусть на мишень падают заряженные частицы с плотностью потока  $\Phi_0$  и энергией  $T_0$ . Мишень считается *толстой*, если средний пробег  $R$  частиц меньше толщины мишени.

Число реакций на единице площади мишени в слое  $dx$  на глубине  $x$  в единицу времени

$$d\dot{N}_{\text{реак}} = n\Phi_0\sigma(x)dx$$



Полное число реакций в мишени на единице площади в единицу времени

$$\dot{N}_{\text{реак}} = n\Phi_0 \int_0^R \sigma(x) dx \qquad \dot{N}_{\text{реак}} = n\Phi_0 \int_0^{T_0} \frac{\sigma(T) dT}{|dT/dx|}$$

Тогда *выход ядерной реакции* можно определить как

$$Y = \frac{\dot{N}_{\text{реак}}}{\Phi_0} = n \int_0^{T_0} \frac{\sigma(T) dT}{|dT/dx|} \qquad \frac{dY}{dT} = \frac{n \sigma(T)}{|dT/dx|} \qquad \sigma(T) = \frac{1}{n} \cdot \frac{dY}{dT} \left| \frac{dT}{dx} \right|$$

Зависимость выхода ядерной реакции от кинетической энергии частицы

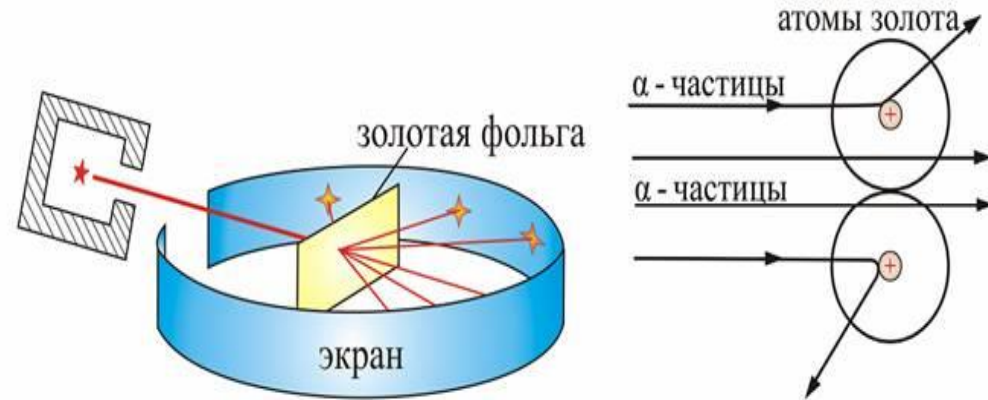
$Y(T)$  называют *функцией возбуждения реакции*

## 2. Реакции под действием альфа-частиц

С помощью  $\alpha$ -частиц естественного происхождения можно изучать реакции на **легких ядрах**. Для тяжёлых ядер потенциальный барьер ( $\sim 25$  МэВ) слишком велик.

### 2.1. $(\alpha, p)$ реакции

Впервые ядерную реакцию  $(\alpha, p)$  наблюдал Э. Резерфорд в 1919 году

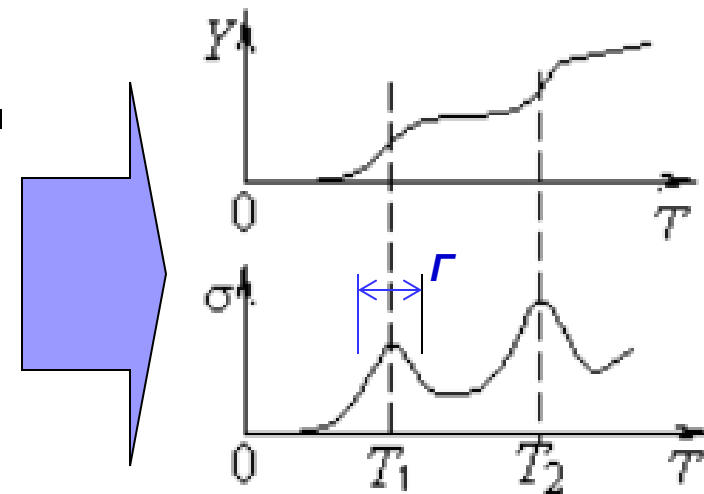


В реакциях  $(\alpha, p)$  было обнаружено наличие резонансной зависимости сечения реакций от кинетической энергии  $\alpha$ -частиц.

Так, например, для реакции  ${}^4_2\text{He} + {}^{27}_{13}\text{Al} \rightarrow {}^{30}_{14}\text{Si} + p$

зависимость выхода реакции  $Y(T)$  имеет ступенчатый характер, т. е. в зависимости  $\sigma(T)$  есть пики.

Этот факт указывает на то, что реакция идет через **промежуточное ядро** (Н.Бор 1936 г.), которое имеет квантованные уровни возбуждения, причём ширина уровней  $\Gamma \sim 1$  кэВ, а расстояние между уровнями  $\Delta \sim 0,1 - 1$  МэВ, т.е.  $\sim T_2 - T_1$

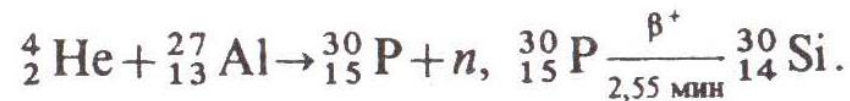
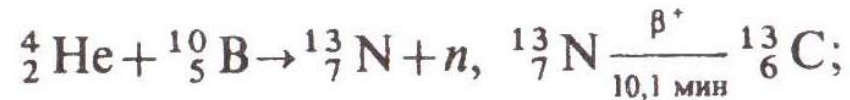


## 2.2. ( $\alpha, n$ ) реакции

В реакции этого типа Дж.Чэдвиком в 1932 г. был открыт нейтрон



а супруги Жолио-Кюри (1934 г.) впервые создали искусственные радиоактивные ядра в реакциях:



Иногда реакция ( $\alpha, n$ ) даёт и стабильные изотопы:



Обратной реакцией является процесс



## 3. Реакции под действием протонов

Под действием протонов идут следующие ядерные реакции:  $(p, \alpha)$ ,  $(p, n)$ ,  $(p, p)$ ,  $(p, \gamma)$  и значительно реже  $(p, d)$ .

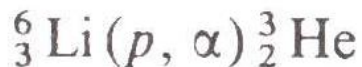
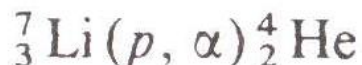
### 3.1. Реакции $(p, \alpha)$

Эти реакции бывают обычно *экзоэнергетическими* ( т.е. выделяется энергия  $Q>0$ ). Однако вылету  $\alpha$ -частицы из тяжелого ядра препятствует высокий кулоновский барьер:

$B_K \sim 25$  МэВ для  $Z=80$ .

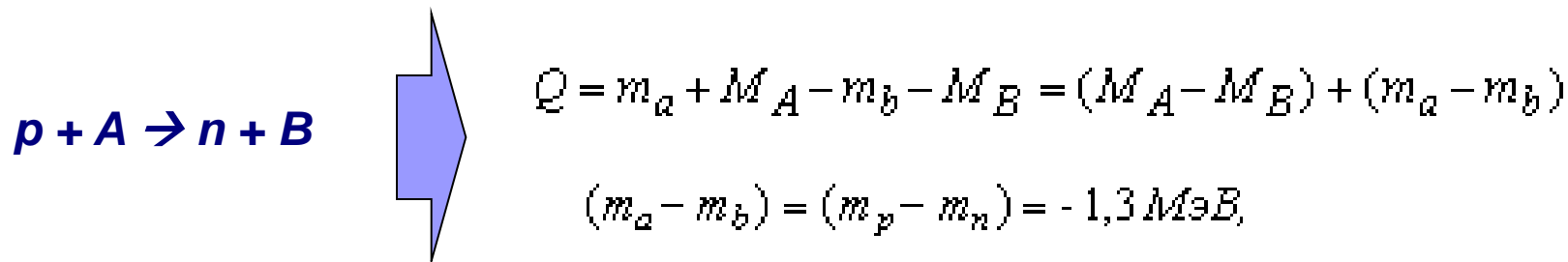
Этот барьер позволяет выходить за пределы ядра только самым быстрым частицам, испускание которых соответствует переходу ядра на нижние редко расположенные энергетические уровни.

В легких ядрах  $B_K$  невысок и вероятность их достаточно велика. Именно такие реакции наблюдали Кокрофт и Уолтон на первом ускорителе в 1932 году:



## 3.2. Реакции (p,n)

Реакции типа (p, n) всегда являются *эндоэнергетическими*, т.е. энергия реакции  $Q < 0$



$(M_A - M_B) < 0,511 \text{ МэВ}$  иначе ядро **A** будет переходить в ядро **B** путем  *$\beta$ -распада*.

Подставив эти значения, получим энергию реакции  $Q < -0,8 \text{ МэВ}$

Например, реакция  ${}_{5}^{11}\text{B}(p, n){}_{6}^{11}\text{C}$  имеет  $Q = -2,76 \text{ МэВ}$ .

Ввиду того, что в результате реакции (p, n) ядро-продукт приобретает добавочный протон, оно, как правило, затем испытывает  *$\beta^+$ -распад* или *E-захват*

*Ядерные реакции с протонами часто используют для получения монохроматических нейтронов*

### 3.3. Реакции $(p,p)$ – упругое и неупругое рассеяние протонов

Вероятность реакции  $(p,p)$  сравнима с  $(p,n)$  если кинетическая энергия протонов превышает высоту  $V_k$ .

Обычно эта реакция используется, когда реакция  $(p,n)$  не идёт при кинетических энергиях меньших пороговой энергии

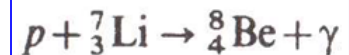
### 3.4. Реакции $(p,d)$

Эти реакции встречаются значительно реже остальных, так как дейтрон представляет слабо связанное ядро ( $\epsilon_d = 2,22$  МэВ), для образования которого нужна большая энергия. Отсюда следует, что реакции типа  $(p, d)$ , как правило, должны быть эндознергетическими или должны иметь небольшое положительное  $Q$ . Примером такой реакции является  ${}^9_4\text{Be}(p, d){}^8_4\text{Be}$ , для которой  $Q = 0,56$  МэВ.

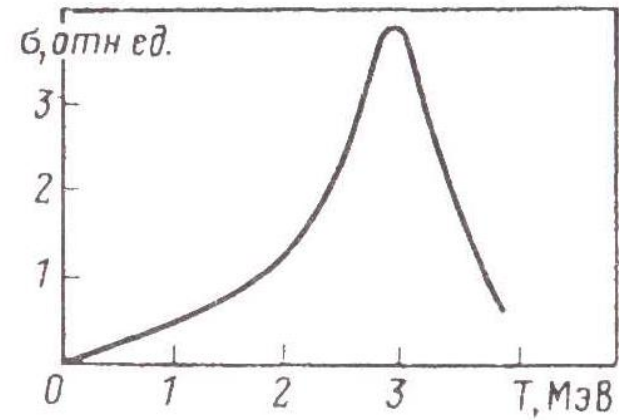
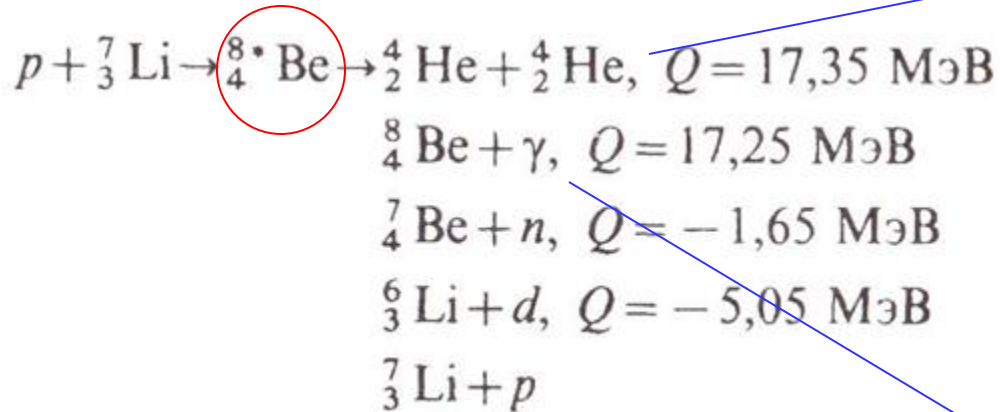
### 3.5. Реакции $(p,\gamma)$

Обычно имеет малый выход. Используется в тех случаях, когда затруднены реакции с испусканием частиц.

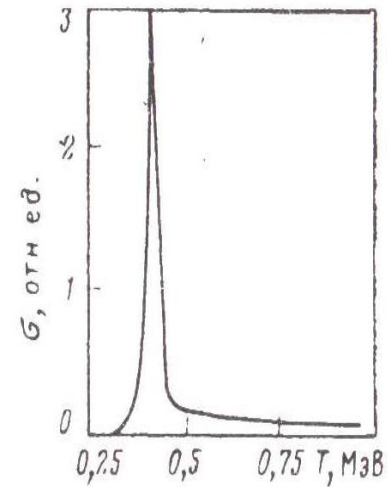
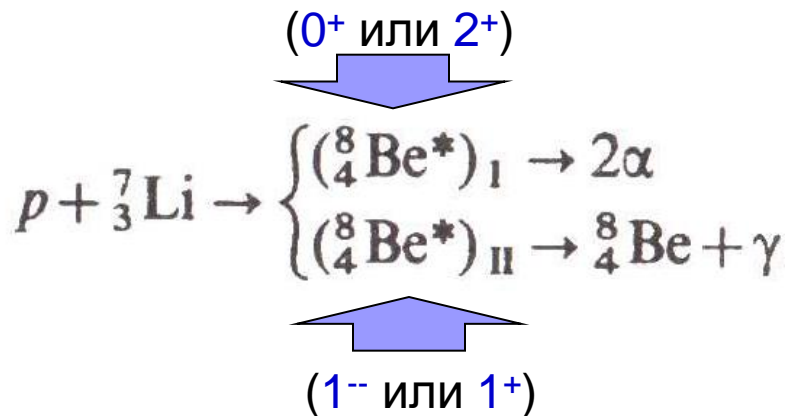
Например, когда  $T_p < T_{\text{мин}}$  для  $(p, n)$ -реакции, реакцию типа  $(p, \gamma)$  можно наблюдать наряду с реакцией типа  $(p, p)$ .



### 3.6. Реакции протонов с литием

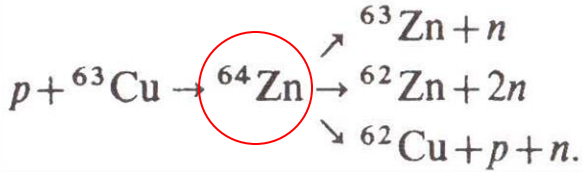
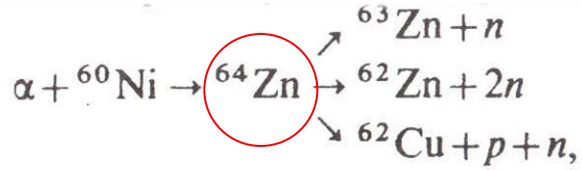


Разница в том, что промежуточное ядро образуется в разных состояниях (момент и чётность):



### 3.7. Образование и распад промежуточного ядра

${}^{64}_{30}\text{Zn}$



Яркое  
доказательство  
достоверности  
модели Бора

$$\frac{\sigma(\alpha + {}^{60}\text{Ni} \rightarrow {}^{63}\text{Zn} + n)}{\sigma(p + {}^{63}\text{Cu} \rightarrow {}^{63}\text{Zn} + n)} = \frac{\sigma(\alpha + {}^{60}\text{Ni} \rightarrow {}^{62}\text{Zn} + 2n)}{\sigma(p + {}^{63}\text{Cu} \rightarrow {}^{62}\text{Zn} + 2n)} =$$

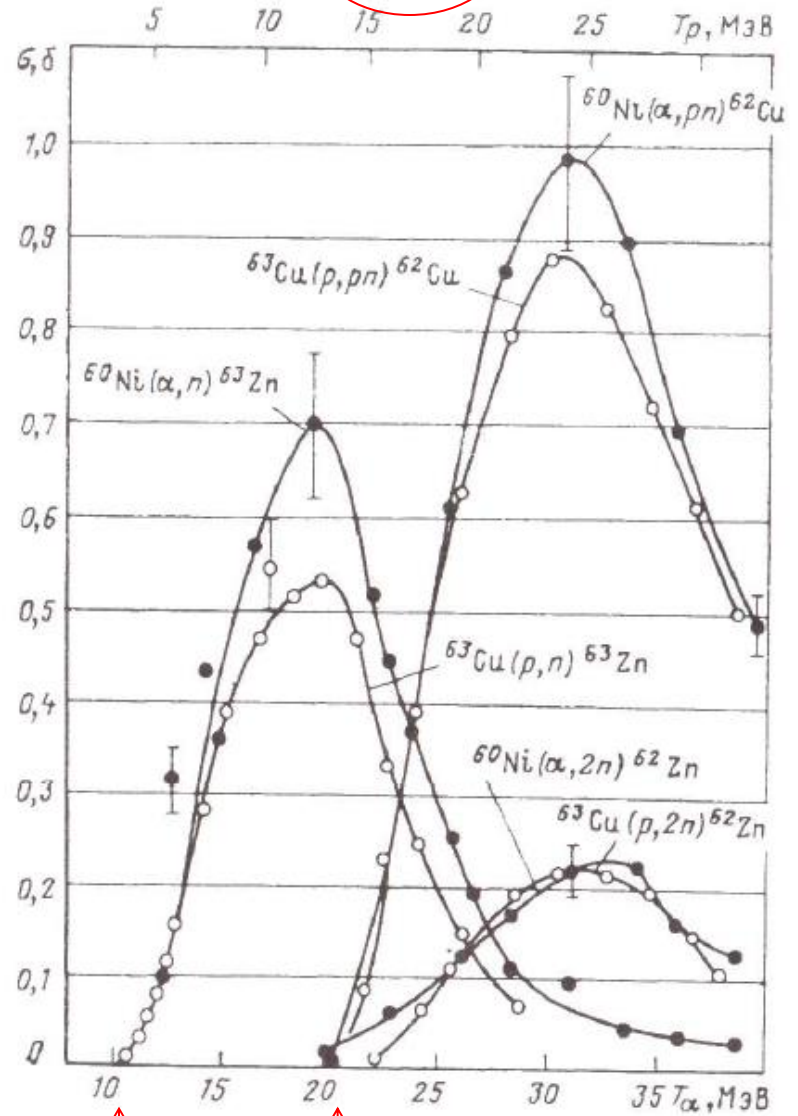
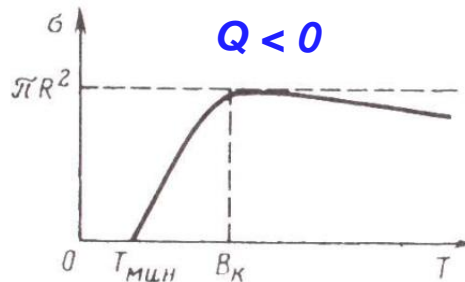
$$= \frac{\sigma(\alpha + {}^{60}\text{Ni} \rightarrow {}^{62}\text{Cu} + p + n)}{\sigma(p + {}^{63}\text{Cu} \rightarrow {}^{62}\text{Cu} + p + n)}.$$

$$\sigma_i = \sigma_1^* \Gamma_i / \Gamma,$$

$$\Gamma = \Sigma \Gamma_i$$

$$\sigma'_i = \sigma_2^* \Gamma_i / \Gamma.$$

$\sigma_i / \sigma'_i = \sigma_1^* / \sigma_2^*$



## 4. Реакции под действием дейтронов

*Не все я.р. можно объяснить при помощи боровского механизма.*

Дейтрон может взаимодействовать с ядрами как с образованием *составного ядра*, так и путем *прямого взаимодействия*. Это обусловлено тем, что энергия связи дейтрона составляет  $\Delta W_d \approx 2,2 \text{ МэВ}$ , т.е. около  $1 \text{ МэВ/нуклон} \ll 8 \text{ МэВ/нуклон}$  – средней энергии связи нуклонов в большинстве ядер. Кроме того, среднее расстояние между протоном и нейтроном в дейтроне относительно велико и составляет  $\sim 4 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ . (Среднее расстояние между нуклонами в большинстве ядер не превышает  $2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ ).

Если дейтрон образует с ядром-мишенью составное ядро, то энергия возбуждения с.я. оказывается примерно равной  $14 \text{ МэВ}$  из-за большого различия в величинах удельной энергии связи для дейтрона и большинства ядер.

$$\varepsilon_d = m_d + M(A - 2, Z - 1) - M(A, Z)$$

Если выразить массы через энергии связи, то

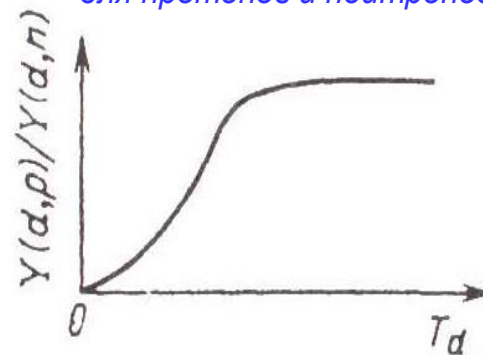
$$\varepsilon_d = \Delta W(A, Z) - \Delta W(A - 2, Z - 1) - \Delta W({}_1^2\text{H})$$

Поскольку для большинства ядер  $\Delta W \approx 8A \text{ МэВ}$ , то

$$\varepsilon_d \approx 8A - 8(A-2) - 2,2 \approx 14 \text{ МэВ}.$$

Таким образом, энергия возбуждения составного ядра, образующегося при захвате дейтрона,  $W_d = 14 + \tilde{T} \text{ МэВ} \gg 8 \text{ МэВ}$  - энергии отделения нуклона!

*Сравнение выходов я.р. для протонов и нейтронов*

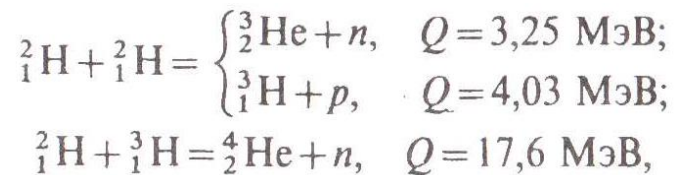


## 4.1. Прямые ядерные взаимодействия

наблюдаются, когда налетающая частица взаимодействует лишь с небольшим числом нуклонов ядра. Время протекания такой реакции сравнимо с характерным ядерным временем  $\sim 10^{-22}$  с.

**Пример:**

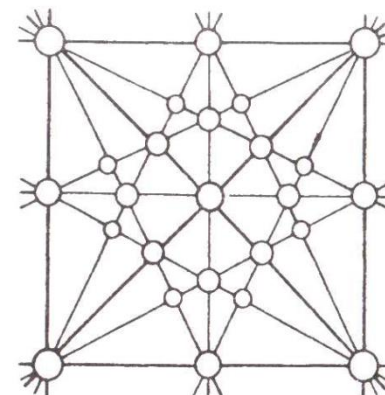
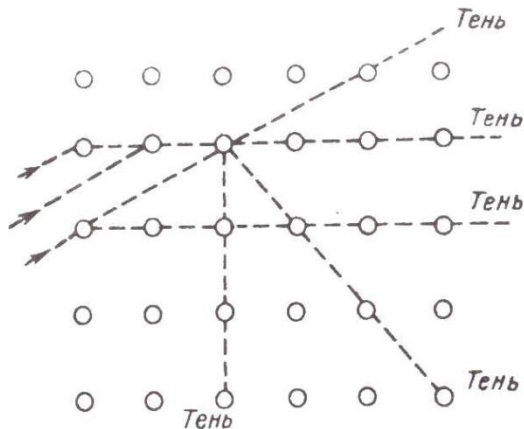
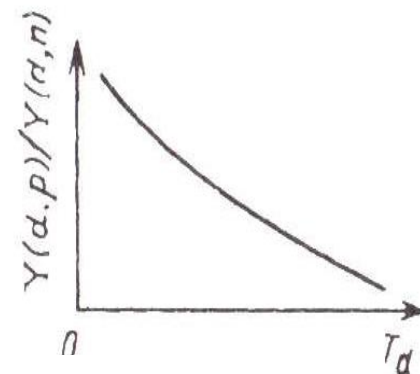
Термоядерные реакции



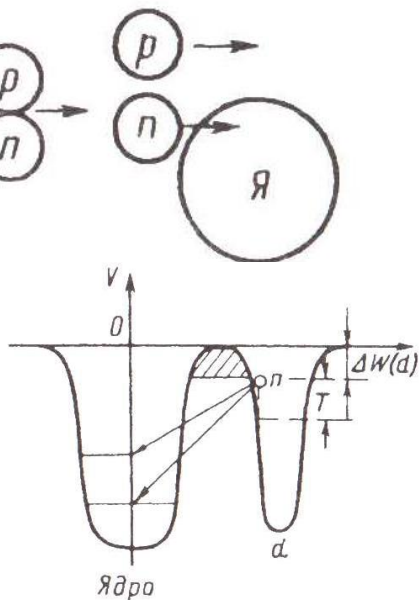
**Механизмы:**

- 1) Неполное проникновение в ядро (Оппенгеймер/Филлипс 1935 г.),
- 2) Реакция подхвата

**Характерное отношение выхода реакций**



Разрыв связи за счет поляризации  $d$  электрическим полем ядра  $Я$

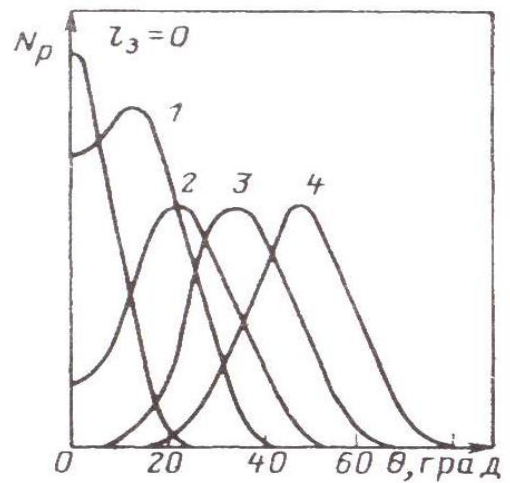
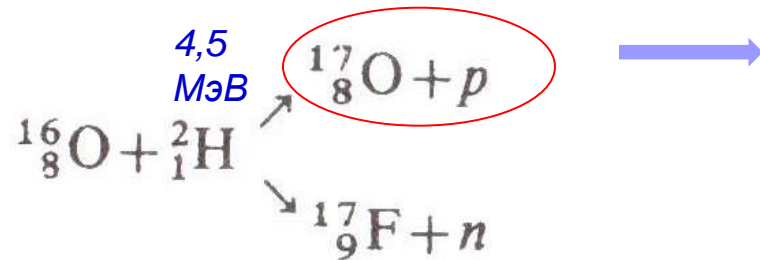


**Характерный признак отсутствия составного ядра:**

На кристаллической мишени наблюдается «**эффект теней**»; ядра кристаллической решетки не смещаются при взаимодействии с частицами (1965 г. А.Ф.Тулинов)

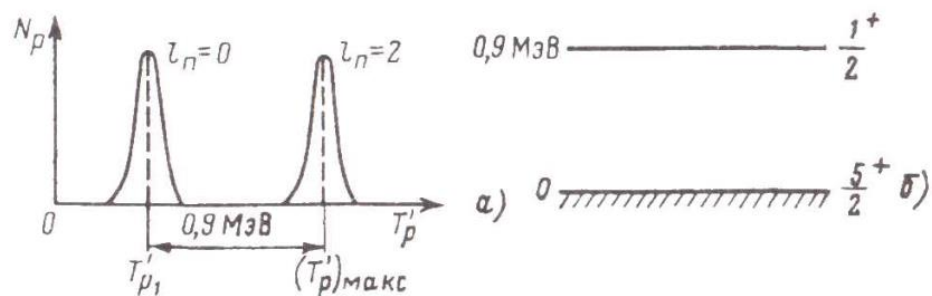
## 4.2. Реакции срыва

$$T_d \geq B_K$$



Модель С.Т. Батлера (1951):

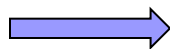
По энергии протона, полученного в реакции, можно определить, на какой энергетический уровень в ядре  $B$  попал нейтрон, поглощенный ядром  $A$ . Угловое распределение протонов реакции срыва в сильной степени анизотропно. Если нейтрон захватывается в  $S$ -состоянии, то кривая углового распределения протонов имеет резкий главный максимум в направлении вперед. При захвате в состояниях  $P, D, F$  главный максимум лежит при углах, отличных от нуля. Чем больше момент количества движения, передаваемый нейтроном ядру, тем под большим углом к направлению вперед наблюдается главный максимум в угловом распределении протонов.



Зависимость от орбитального числа захватываемого нейтрона:

при  $l_3 = 0$  рассеянный нуклон летит преимущественно под углом  $\theta = 0$ , при  $l_3 = 1, 2, 3 \dots$  — под углами  $\theta_1, \theta_2, \theta_3 \dots$  соответственно, где  $\theta_1 \neq 0$  и  $\theta_1 < \theta_2 < \theta_3 \dots$

$$T_d \gg B_\kappa$$



тогда Кулоновским взмд. можно пренебречь

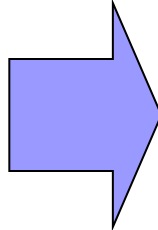
Гельмгольц (1947):



Такого рода реакции используются для получения пучков энергичных нейтронов

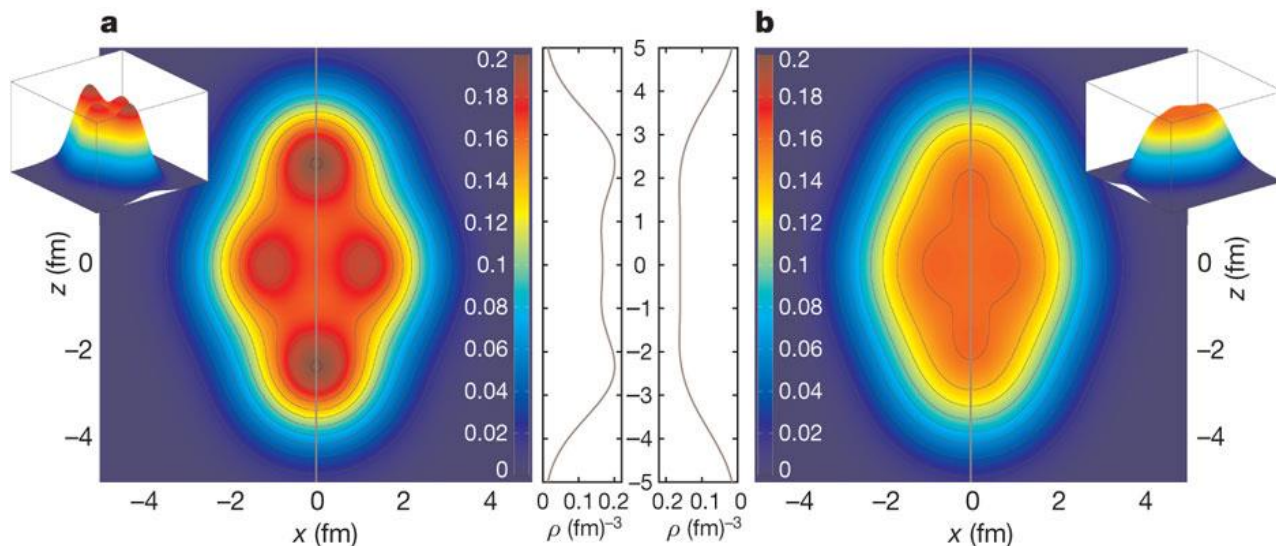
### 4.3. Реакции многонуклонной передачи. Кластеры

Относительно слабо связанные ядра



- Расщепляются на *кластеры*
- Обмениваются *кластерами*

$\alpha$  - частичная структура  $\rightarrow$  особоустойчивые ядра  $A=k (2p + 2n)$ :  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ...



Self-consistent ground-state densities of  ${}^{20}\text{Ne}$

## 5. Фотоядерные реакции

**Фотоядерные реакции** происходят при поглощении гамма-квантов ядрами атомов.

Явление открыто Чедвиком и Гольдхабером в 1934 и в дальнейшем исследовано Боте и Вольфгангом Гентером, а затем и Нильсом Бором.

### 5.1. Ядерный фотоэффект

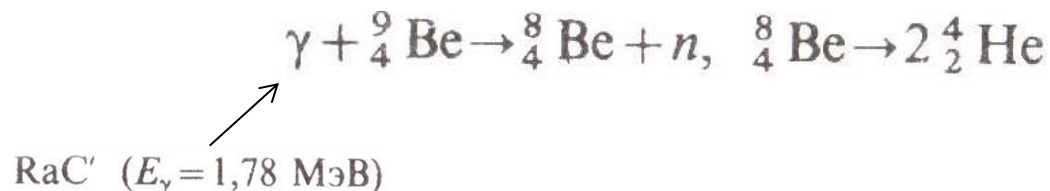
Необходимое условие

$$E_\gamma > \varepsilon_n (\varepsilon_p, \varepsilon_\alpha)$$

**Первое наблюдение:** на **d** (Чэдвик и Гольдхабер 1934)  $\gamma + {}^2_1\text{H} \rightarrow n + p$   
Th C'' ( $E_\gamma = 2,62 \text{ МэВ}$ ) 0,2 МэВ

Была определена энергия связи дейтрона  $\Delta W({}^2_1\text{H}) = 2,62 - 2 \cdot 0,2 = 2,22 \text{ МэВ}$

**Второе наблюдение:** расщепления ядра гамма-квантом от распада изотопа:



**5.2. Прямое вырывание протонов** обнаружено с ростом энергии  $\gamma$ -квантов

Наблюдено для  $A > 100$

$(\gamma, n)$	<b>Изотропно</b>	
$(\gamma, p)$	<b>Неизотропно</b>	$\theta = 90^\circ$

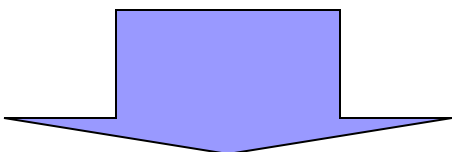
Найдено, что выходы я.р.

$$\frac{Y(\gamma, p)}{Y(\gamma, n)} \approx 10^{-2}$$

В случае Боровского механизма должно быть

$$\frac{Y(\gamma, p)}{Y(\gamma, n)} \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$$

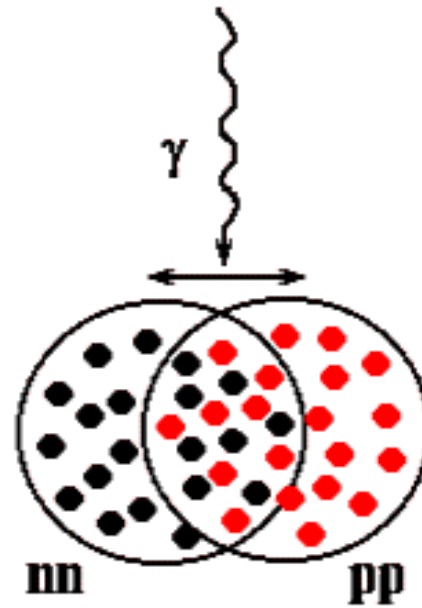
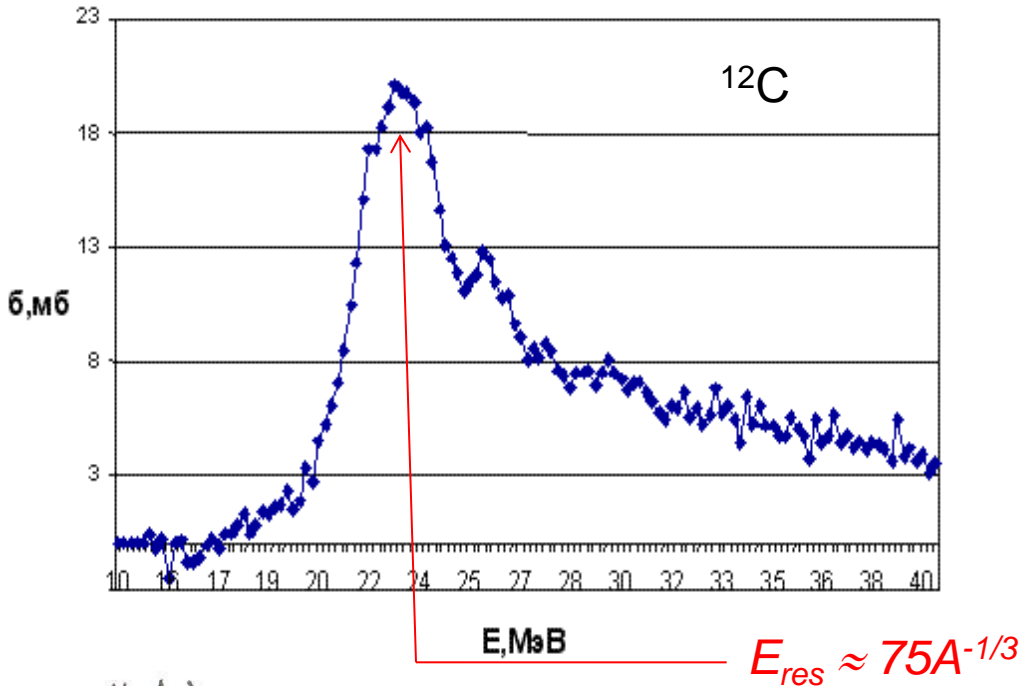
**Объяснение:** гамма-квант поглощается протоном на поверхности ядра, протон отрывается от ядра до того, как тот передаст энергию ядру



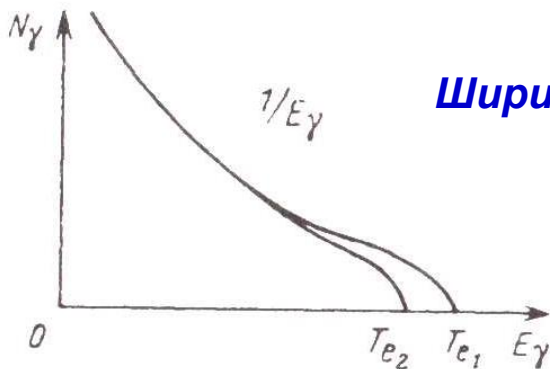
$$(T_p)_{\text{макс}} = E_\gamma - \varepsilon_p$$

### 5.3. Гигантский дипольный резонанс

**Г.Д.Р.** наблюдается во всех атомных ядрах и проявляется как широкий максимум в зависимости сечения  $\sigma$  фотоядерных реакций от энергии гамма-кванта, *изменяемой в широком диапазоне энергий*. Предсказан А.Б.Мигдалом, открыт в 1947 г. на бетатроне,.

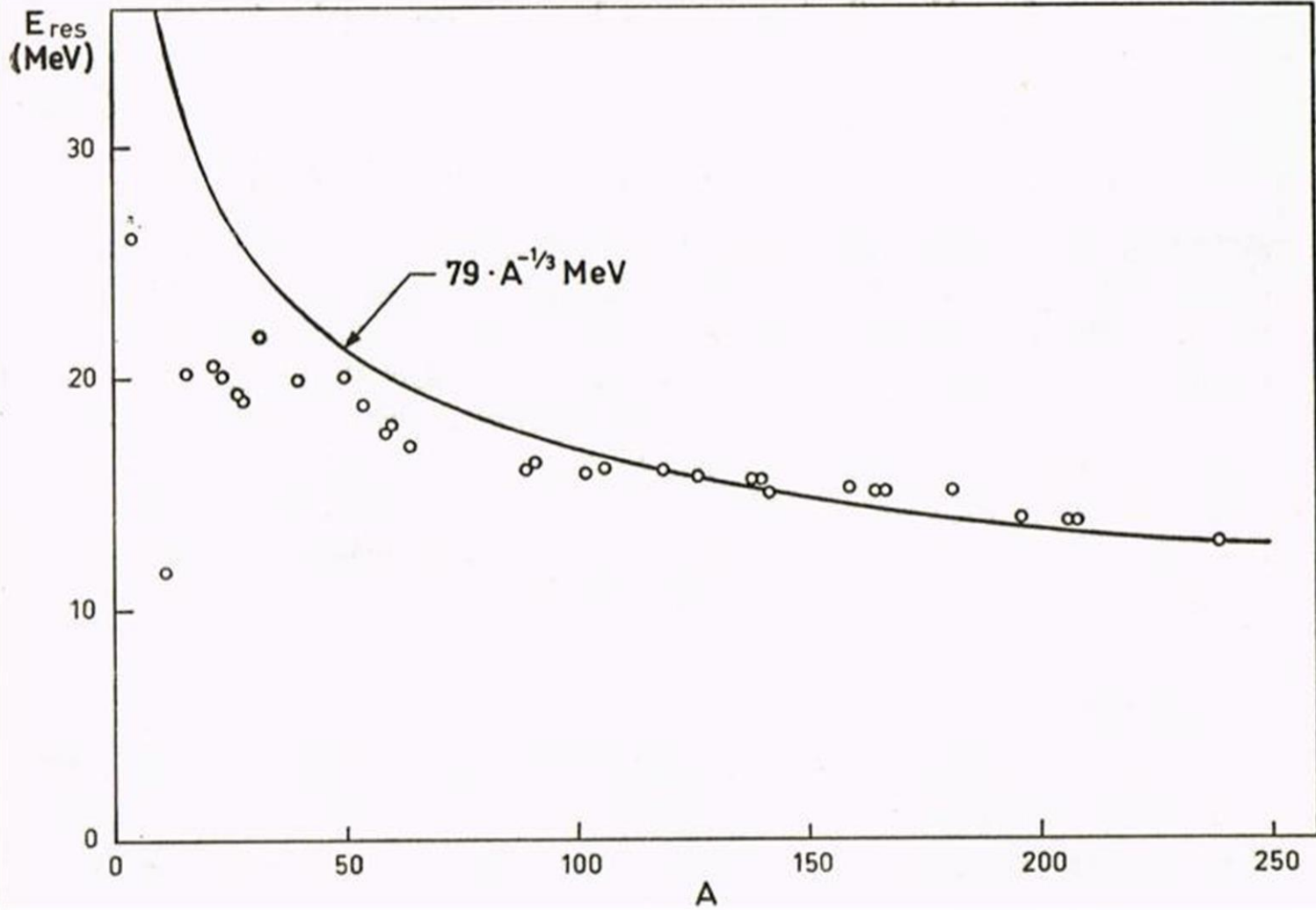


Академик А.Б.Мигдал  
Проф. МИФИ с 1944 г.  
(1911-1991)



**Ширина  $\Gamma \sim 3-7$  МэВ  $\rightarrow$  «Гигантский»**

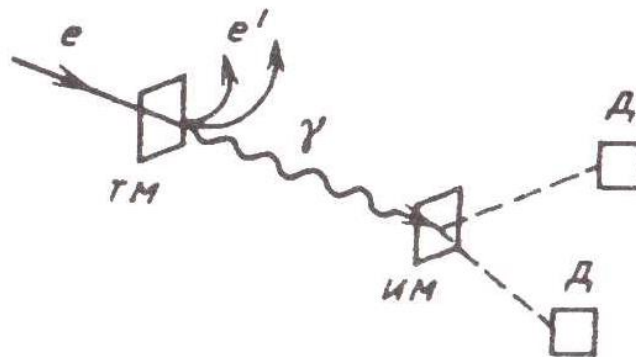
Для определения вклада гамма-квантов определённых энергий, можно сравнивать два эксперимента с разными спектрами *тормозных* гамма-квантов



## 5.4. Фотоядерные реакции при высоких энергиях

*Получения монохроматических гамма-квантов высоких энергий:*

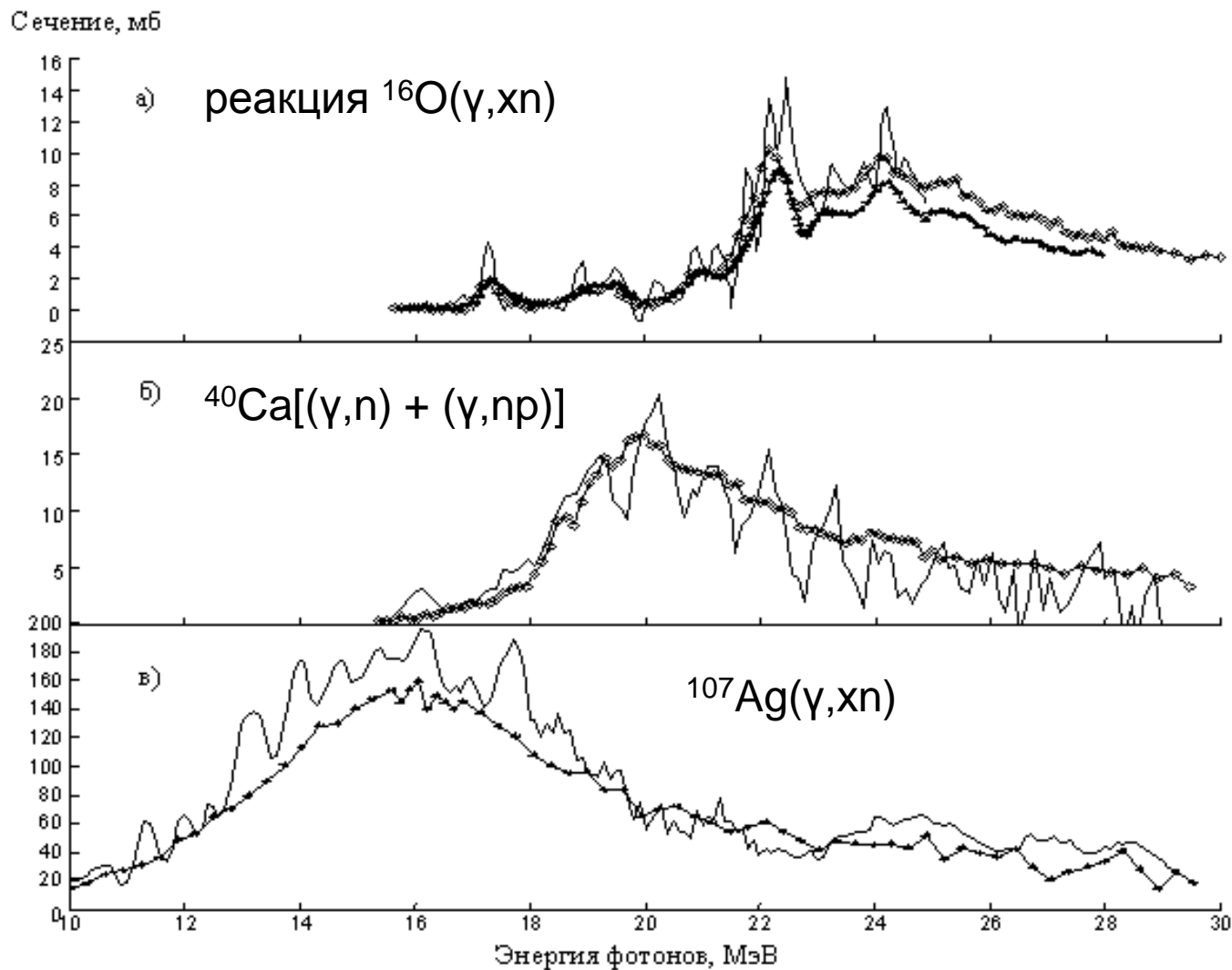
- Меченые тормозные фотоны от останавливаемого пучка электронов
- Обратное Комptonовское рассеяние лазерных фотонов на электронах
- Электрон-позитронная аннигиляция
- Когерентное излучение электронов в ориентированных кристаллах



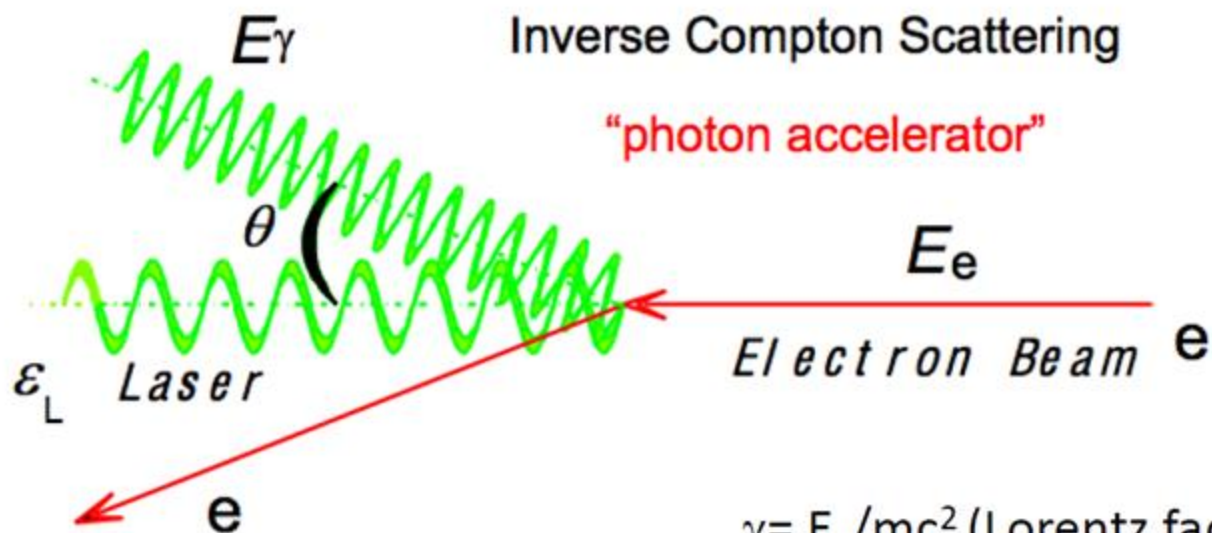
*Решаемые задачи:*

- Тонкая структура Г.Д.Р.
- Образование ядерных  $\Delta$ -резонансов ( $E_\gamma > 150$  МэВ)
- Фоторождение элементарных частиц
- Фотоделение

## Тонкая структура Г.Д.Р.



## Эксперименты с гамма-квантами обратного Комптоновского рассеяния (встречные пучки)



$$E_\gamma = \frac{4\gamma^2 \epsilon_L}{1 + (\gamma\theta)^2 + 4\gamma\epsilon_L/(mc^2)}$$

$$\Delta E/E \cong \left\{ \left( \frac{2\Delta E_e}{E_e} \right)^2 + \gamma^4 (\theta_e^2 + \theta_c^2)^2 \right\}^{1/2}$$

$$\gamma = E_e/mc^2 \text{ (Lorentz factor)}$$

$$\sim 2 \times 10^3 \quad E_e = 1 \text{ GeV}$$

Energy am

$$E_\gamma/\epsilon_L = 4\gamma^2 \sim 1.6 \times 10^7$$

$$\epsilon_L \sim 1 \text{ eV}$$

$$E_\gamma \sim 16 \text{ MeV}$$

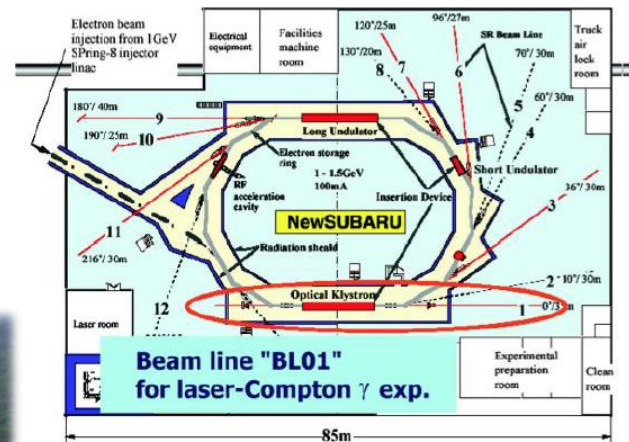
# NewSUBARU (Japan)

*Laboratory of Advanced Science and SR  
Industrial Application Technology for Industry,  
University of Hyogo*



$E_\gamma = 0.5 - 76 \text{ MeV}$   
 $I_\gamma = 10^6 - 10^7 \text{ s}^{-1}$   
 (3 - 6 mm dia.)  
 $\Delta E/E > 2\%$

0.55 - 1.5 GeV storage ring

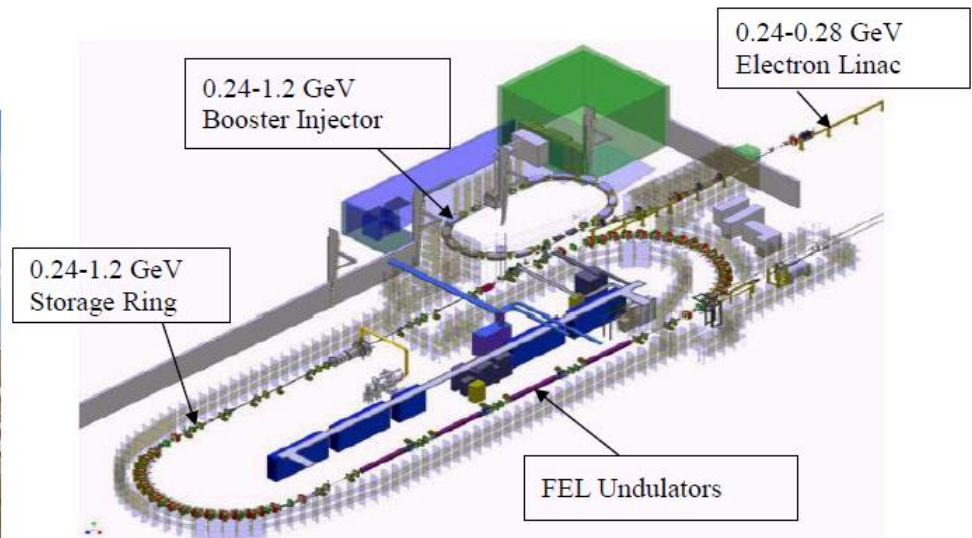


# HIGS (USA)

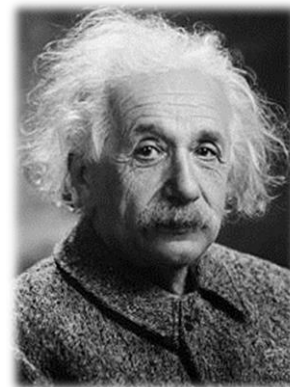
(High Intensity Gamma-Ray Source)

## Duke Free Electron Laser Laboratory

$E_\gamma = 1 - 100 \text{ MeV}$   
 $I_\gamma > 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  on target  
 $\Delta E/E > 1\%$



***Вместо Заключения:***



*«Imagination is more important than knowledge»*

*A. Einstein*



*«Задачи науки лежат на границе между известным и неожиданным»*

*А.Б.Мигдал*

## Источники информации

1. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х тт. СПб.: Издательство «Лань», 2008. Том 2, §§ 60-69, 75-77.
2. H. Utsunomiya. Toward New Era of Photonuclear Reactions. The 13th CNS International Summer School (CNSSS14) , Center for Nuclear Study, Univ. of Tokyo, 21-27 August 2014; [http://www.cns.s.u-tokyo.ac.jp/summerschool/cnsss14/LectureNote/Lecture%20note\\_utsunomiya\\_revised.pdf](http://www.cns.s.u-tokyo.ac.jp/summerschool/cnsss14/LectureNote/Lecture%20note_utsunomiya_revised.pdf)
3. В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов. Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. М.: Университетская книга, 2010; <http://nuclphys.sinp.msu.ru/phnuc/>
4. Б.С. Ишханов, Н.П. Юдин. Гигантские резонансы в атомных ядрах, «Физика элементарных частиц и атомного ядра», 2000, т.31, вып.2 <http://www1.jinr.ru/Pepan/v-31-2/v-31-2-2.pdf>