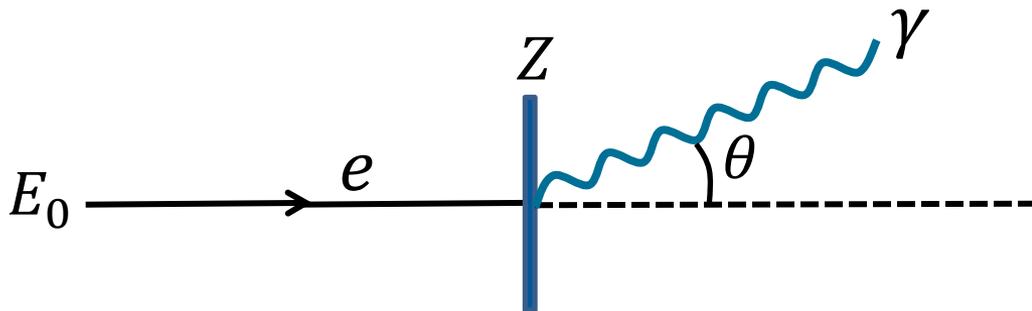


Методы фотоядерного эксперимента
(использование тормозного гамма-излучения)

Тормозное излучение

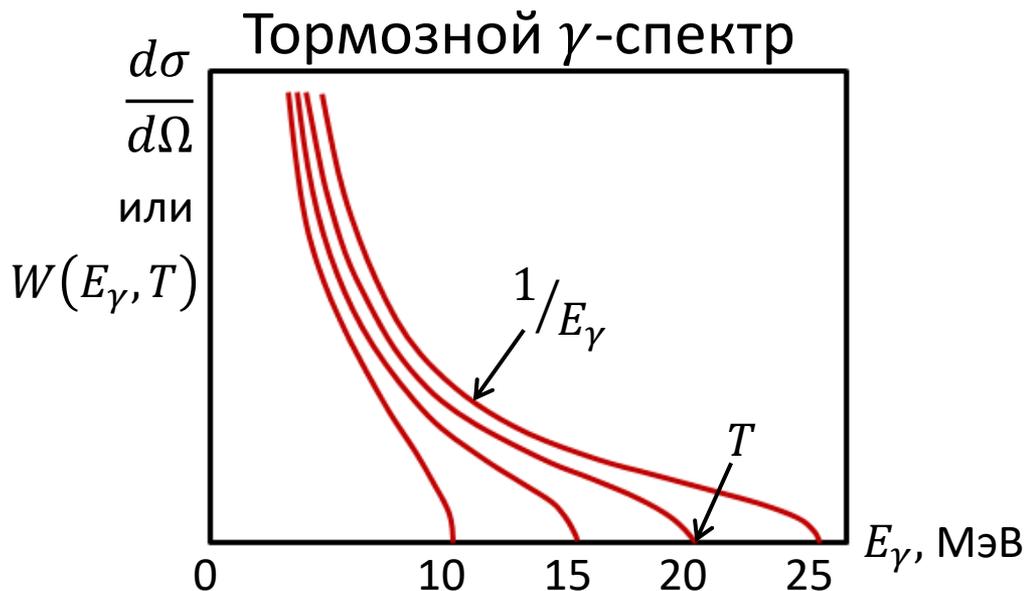


$$\theta < \frac{m_e c^2}{E_0}$$

E_0 – полная энергия электрона,

T – максимальная энергия тормозного фотона (E_γ^{max}).

$$T = E_0 - m_e c^2 = E_0 - 0,511 \text{ МэВ}$$

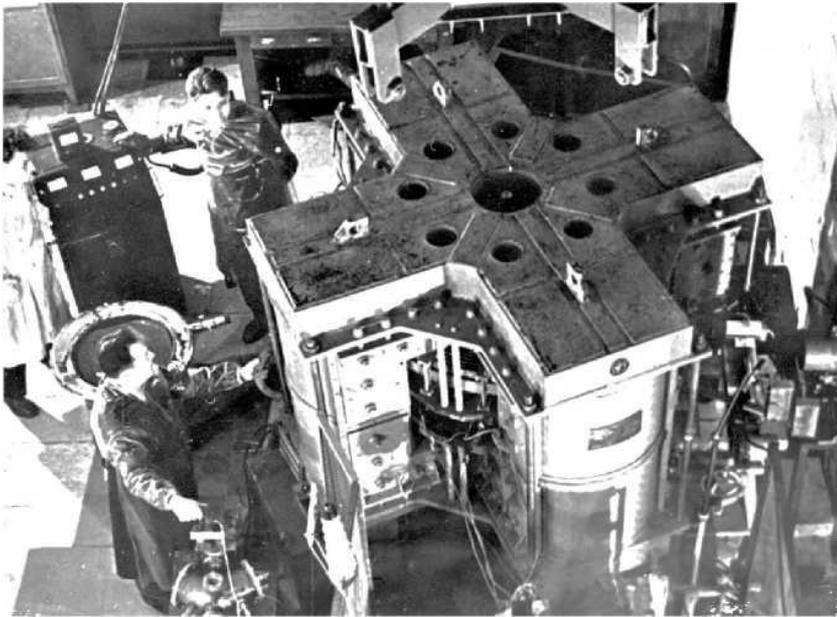


$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta=0} \sim Z^2 \left(\frac{E_0}{m_e c^2}\right)^2 \frac{1}{E_\gamma} [\dots]$$

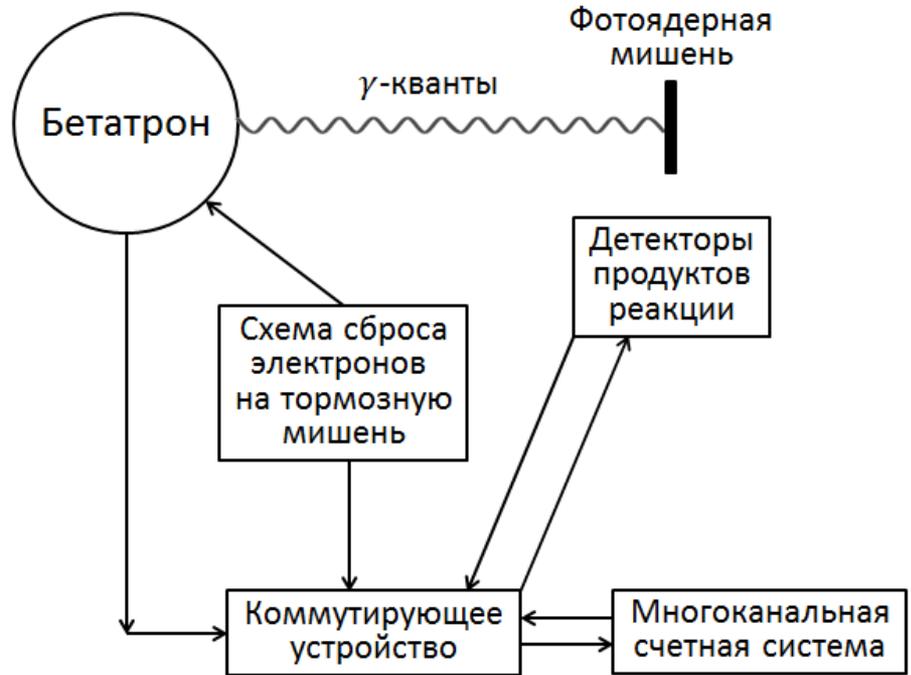
Множитель [...] определяет вид тормозного γ -спектра у самой верхней границы T

$$T \equiv E_\gamma^{max}$$

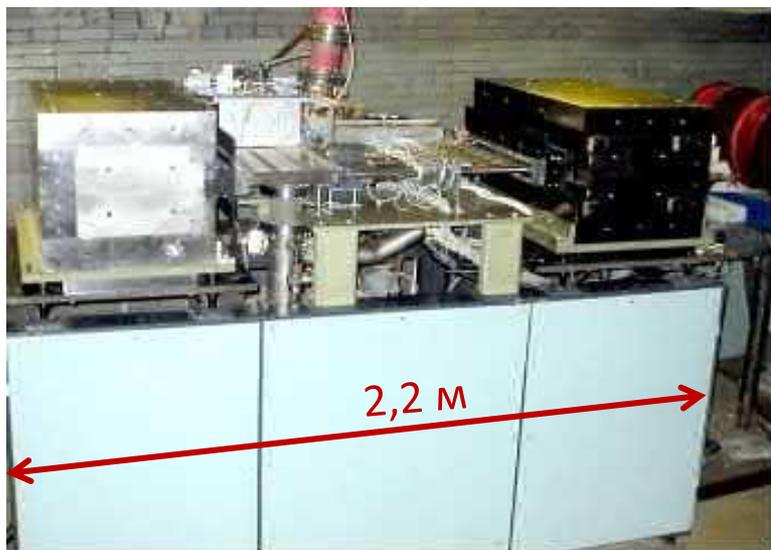
1959 - 1993



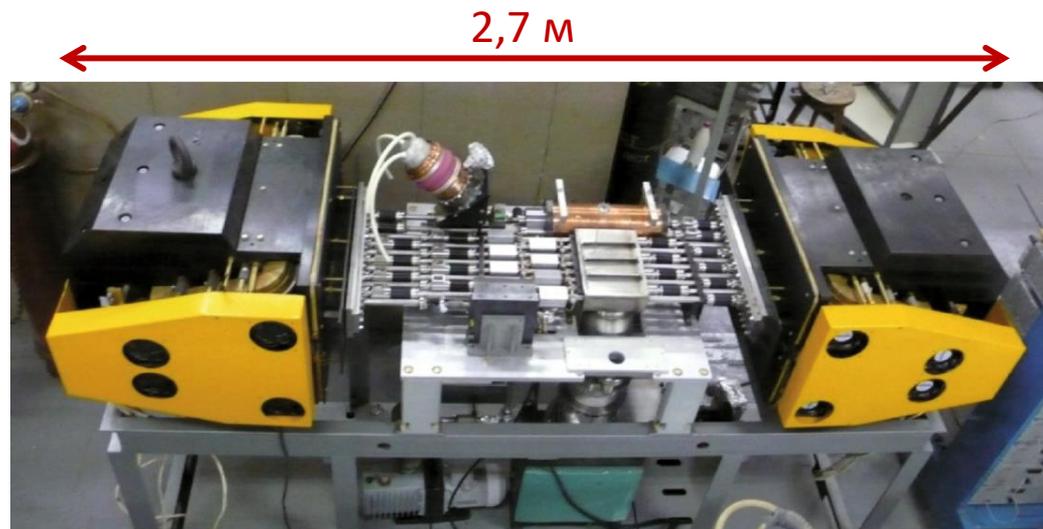
Бетатрон НИИЯФ МГУ на энергию 35 МэВ.
На переднем плане старший инженер В.В. Экивин.
На дальнем плане слева профессор В.Г. Шевченко,
справа старший научный сотрудник Б.А. Юрьев.



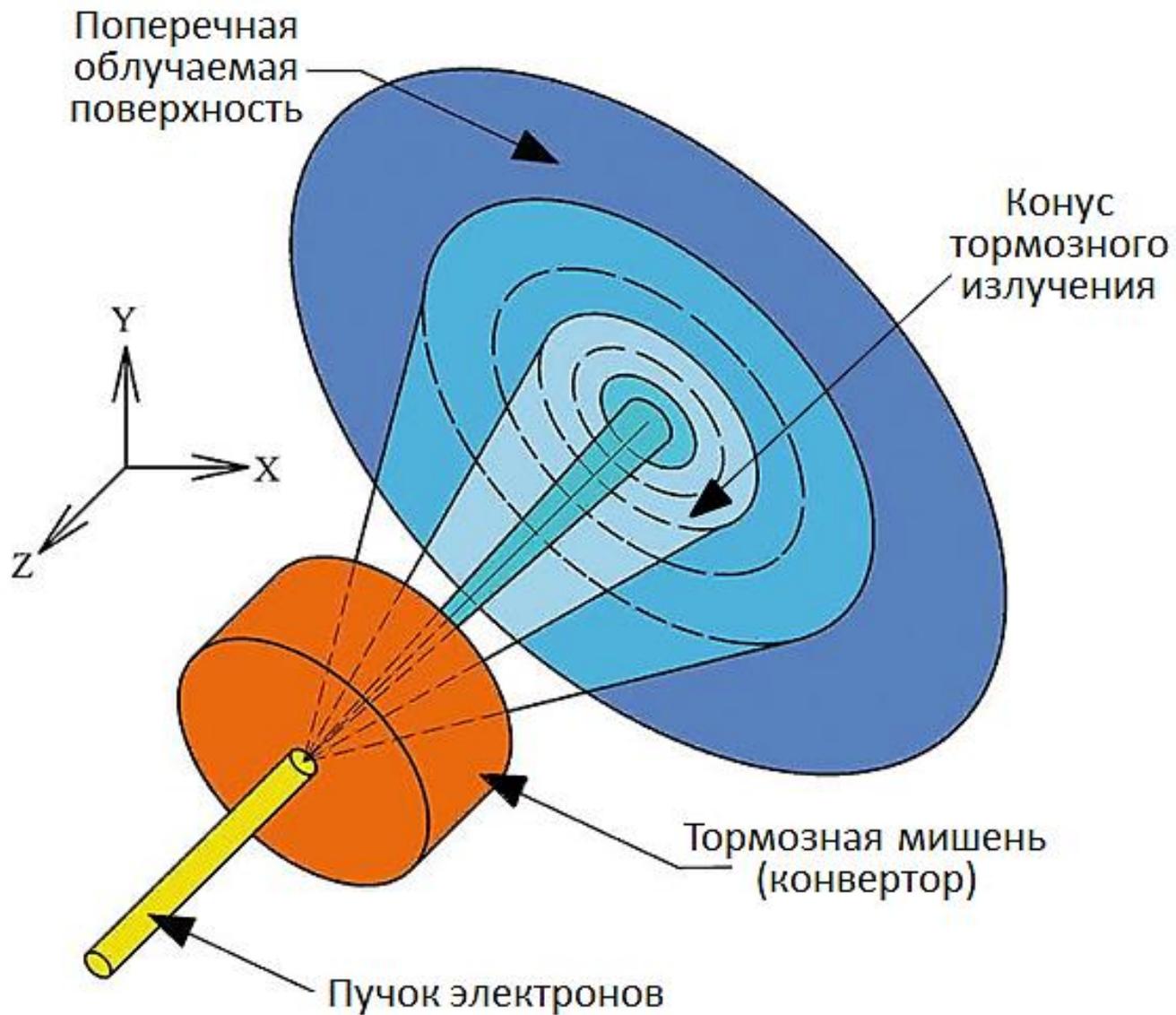
Блок-схема установки для измерения
выхода фотоядерной реакции
многоканальным методом.

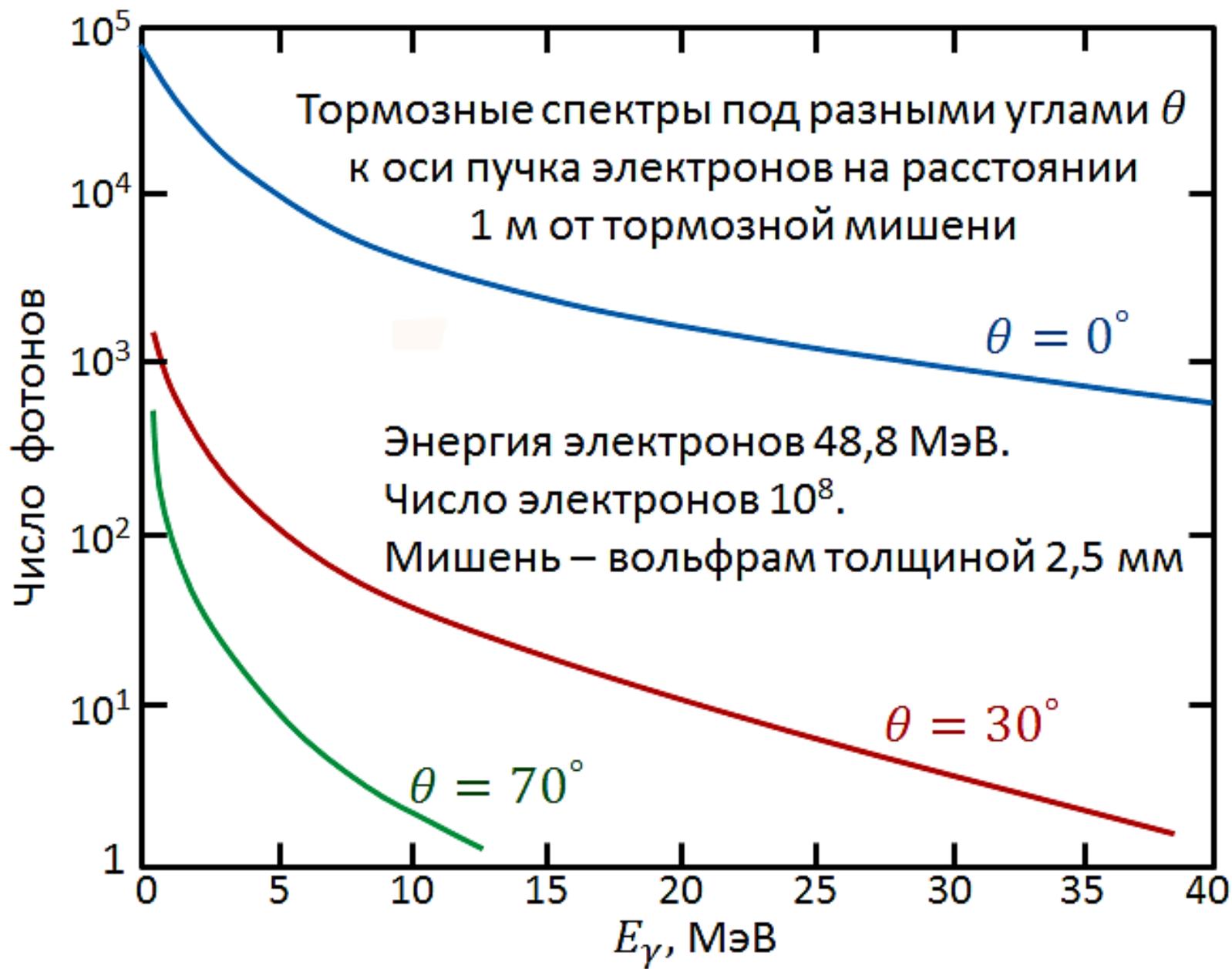


Разрезной микротрон НИИЯФ МГУ
на энергию 70 МэВ

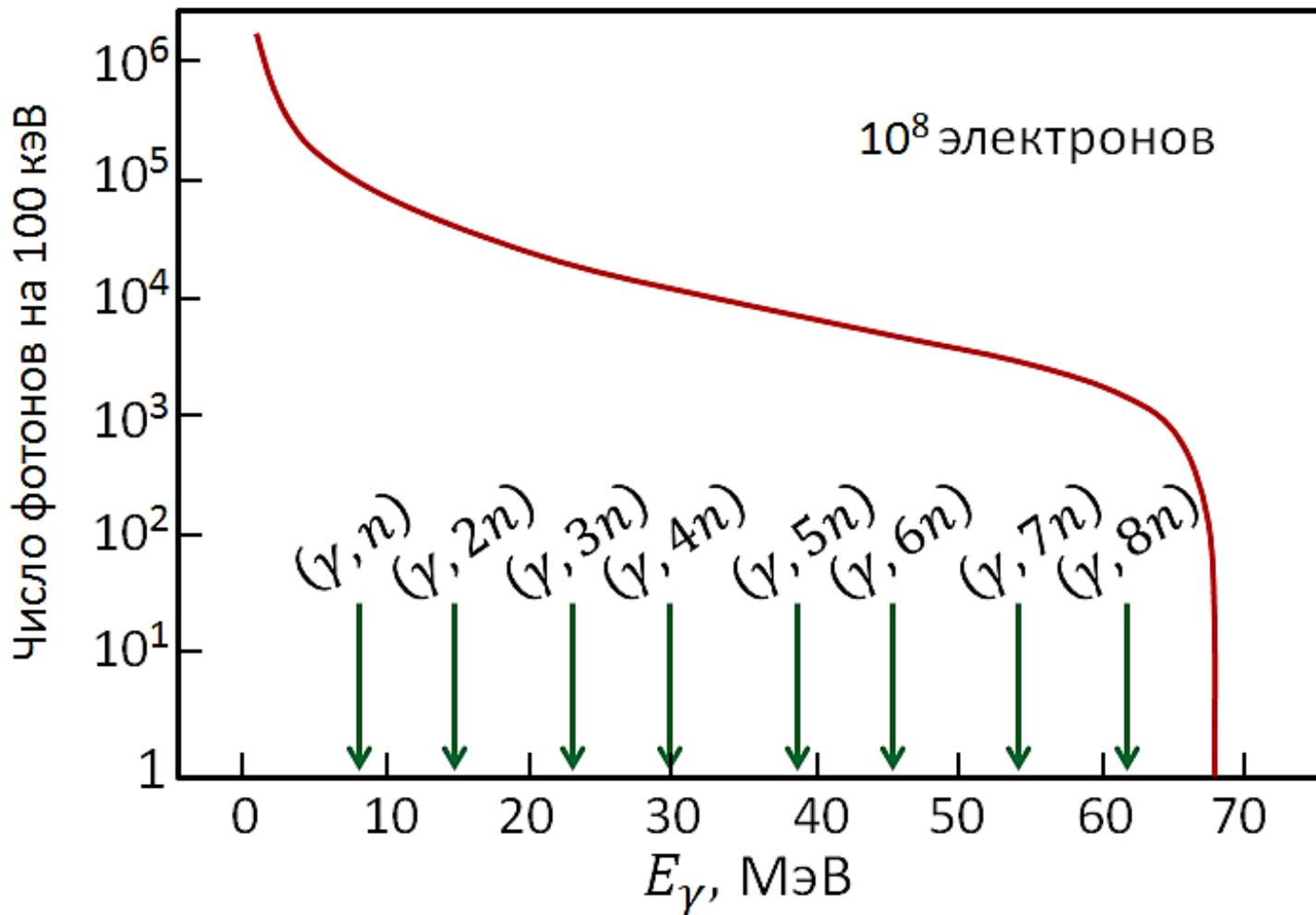


Разрезной микротрон НИИЯФ МГУ
на энергию 55 МэВ

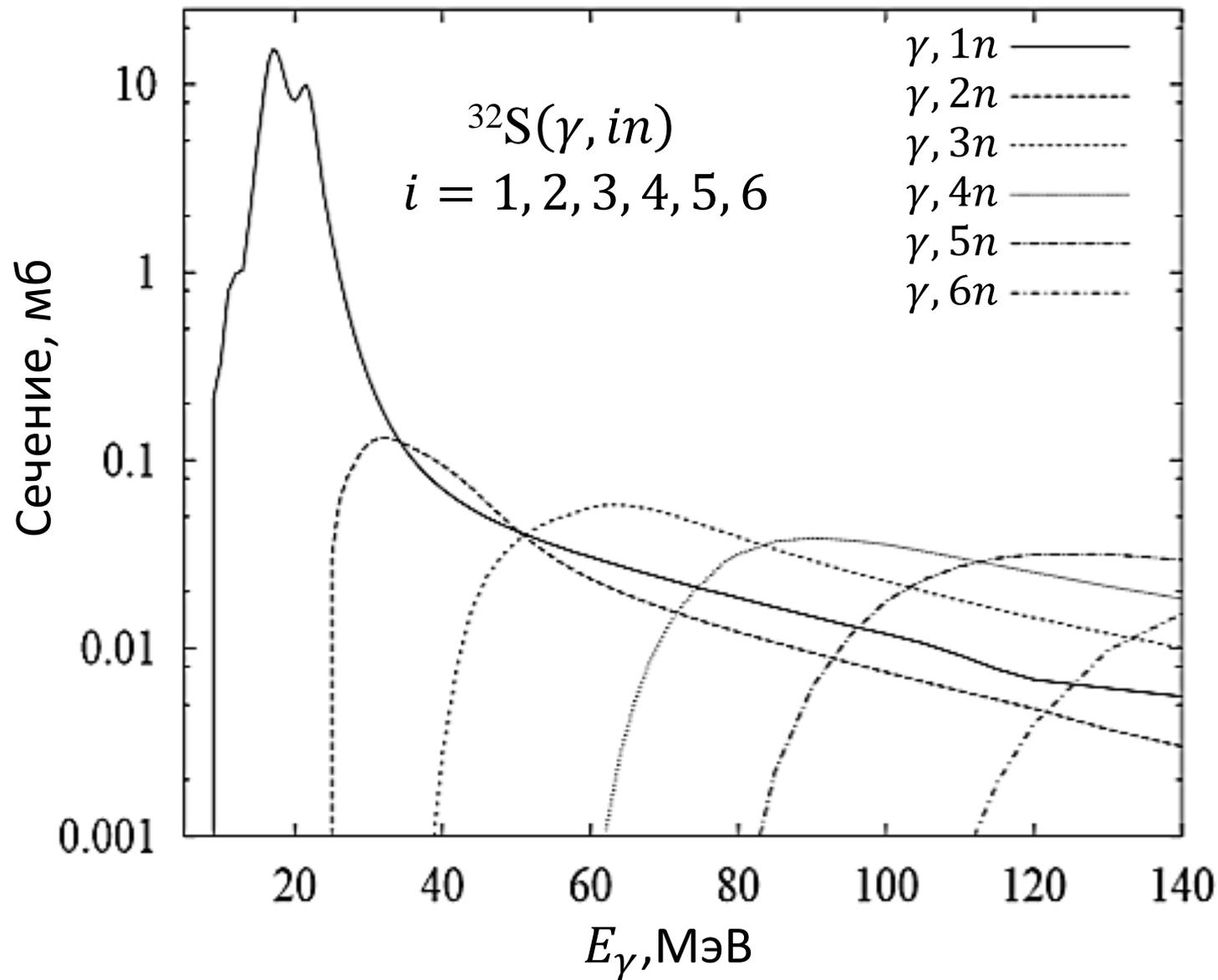




Тормозной спектр от ускорителя электронов RTM-70.
 $E_e = 67,7$ МэВ. Вольфрамовый конвертор толщиной 2,5 мм.



Показаны пороговые энергии
фотонейтронных реакций (γ, in) на ядре ^{209}Bi ($i = 1-8$).



Параметры пучков электронных ускорителей (исключая ускорители непрерывного действия)

Циклические

Тип ускорителя	Энергия электронов		Интенсивность		Распределение тока во времени	
	наибольшая, МэВ	разрешение, %	число частиц в сек	средний ток, мкА	частота, Гц	длительность пучка, мкс
Бетатрон	340	0,1 – 0,5	10^{12} – 10^{13}	< 1	6 – 1000	0,1 – 3
Синхротрон	10 000	0,1 – 0,5	10^{13} – 10^{14}	1 – 10	1 – 500	0,1 – 3
Микротрон	30	0,1 – 0,5	10^{14} – 10^{15}	10 – 100	20 – 1000	0,001 – 3
Линейный ускоритель	50 000	1 – 10	10^{16} – 10^{17}	10^3 – 10^4	50 – 1000	0,001 – 3

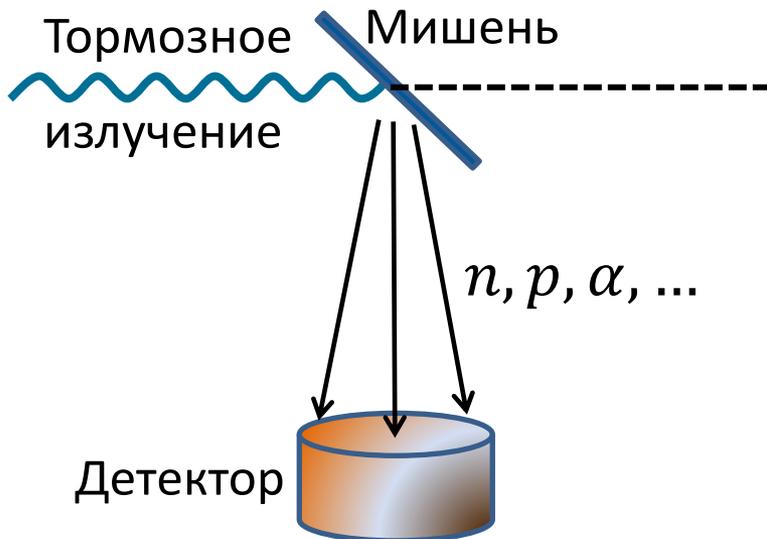
Использование тормозного излучения для исследования фотоядерных реакций

Результат измерений на тормозном пучке при определенной верхней границе

$T \equiv E_\gamma^{max}$ не относится к конкретной энергии возбуждения ядра, а размазан по всему спектру $W(E_\gamma, T)$ энергий фотонов этого пучка. Результатом отдельного

такого измерения является так называемый «выход реакции» $Y(T)$, который связан с числом $N(T)$ зарегистрированных событий реакции следующим образом:

$$Y(T) = \frac{N(T)}{\varepsilon \cdot n} \int_0^T \sigma(E_\gamma) \cdot W(E_\gamma, T) dE_\gamma \quad (*)$$



Здесь ε – эффективность регистрирующей аппаратуры, n – число облучаемых ядер, $\sigma(E_\gamma)$ – эффективное сечение реакции, $W(E_\gamma, T)$ – спектральная функция тормозного излучения, определяемая через его дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ и рассчитываемая обычно методами квантовой электродинамики.

Принцип определения сечения фотоядерной реакции $\sigma(E_\gamma)$ в экспериментах с тормозным гамма-излучением

Для определения зависимости сечения $\sigma(E_\gamma)$ от энергии E_γ в экспериментах с тормозным излучением измеряют выход реакции $Y(T)$ при разных верхних границах тормозного спектра $W(E_\gamma, T)$ и получают уравнение (*) – см. предыдущий слайд – при разных T . Его решают приближенными методами, которые сводятся к численному дифференцированию зависимостей $Y(T)$ с весами, определяемыми формой тормозного спектра. Число N приближенных значений $\sigma(E_\gamma)$, получаемых таким методом, равно числу различных T :

$$Y(T_k) = \int_0^{T_k} \sigma(E_\gamma) \cdot W(E_\gamma, T_k) dE_\gamma \Rightarrow \sum_i^k \sigma(E_i) \cdot W(E_i, T_k) \Delta E_i.$$

Здесь ΔE_i – шаг изменения T , т. е. $\Delta E_i = T_k - T_{k-1}$. Полагаем $\Delta E_i = 1$ и записываем систему уравнений в виде: $Y_k = \sum_{i=1}^k \sigma_i W_{ik}$ или в матричной форме $Y = W\sigma$:

Решение в матричной форме:

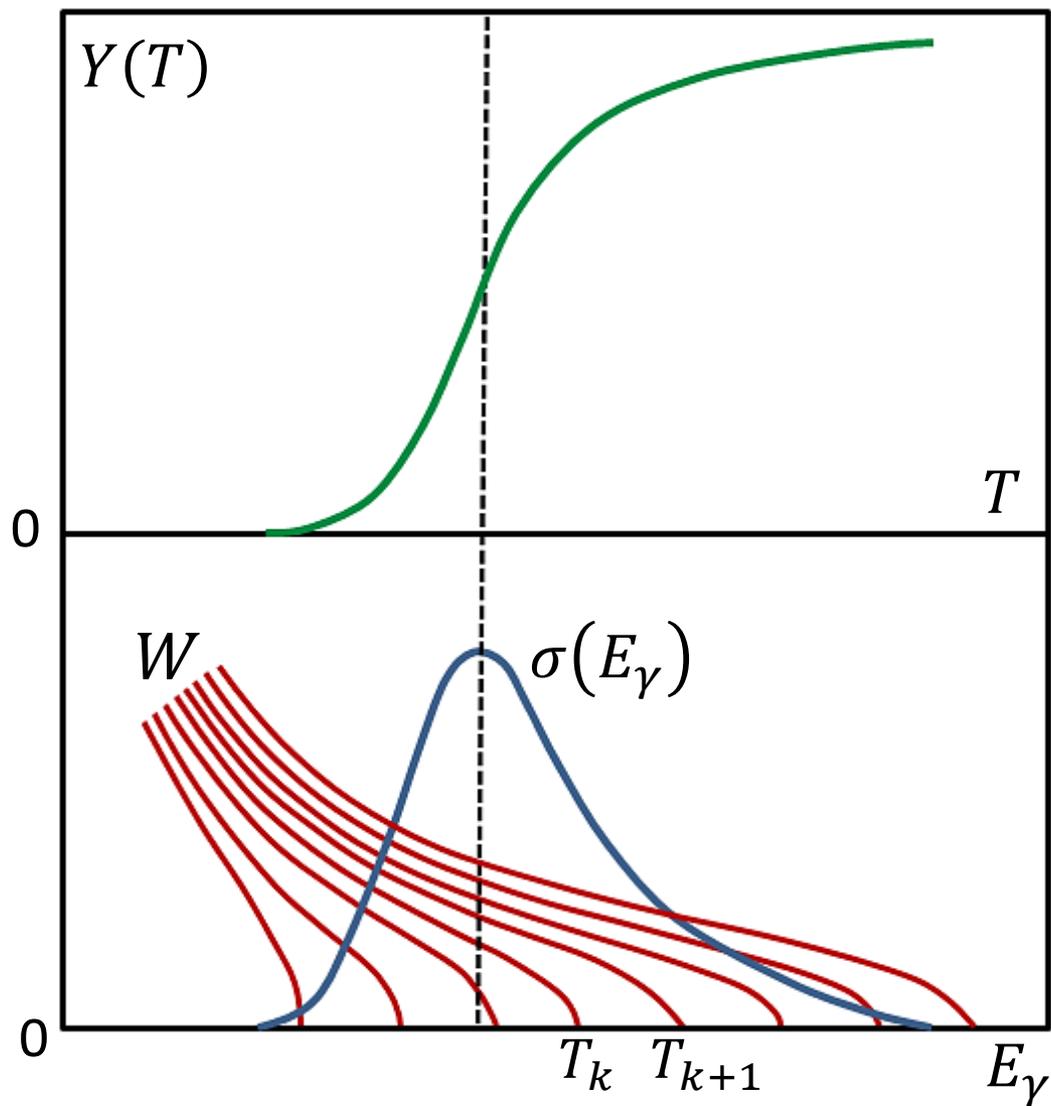
$$W^{-1}Y = W^{-1}W\sigma = \sigma, \text{ где}$$

W^{-1} – обратная тормозная матрица (она известна, как и прямая W).

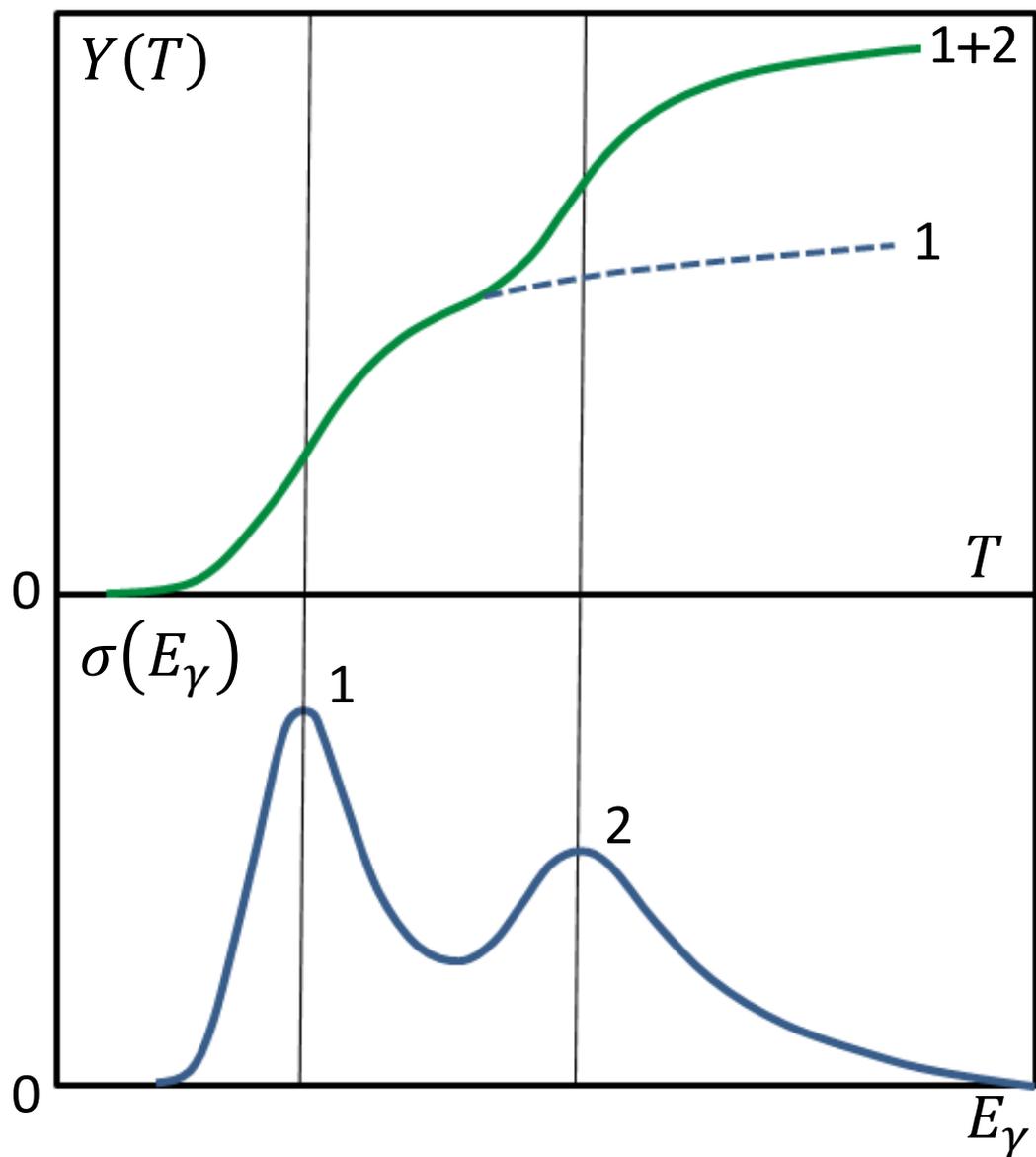
Итак, $\sigma = W^{-1}Y$

$$\begin{pmatrix} Y_1 \\ Y_2 \\ \vdots \\ Y_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W_{11} & 0 & \dots & 0 \\ W_{21} & W_{22} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ W_{N1} & W_{N1} & \dots & W_{NN} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \vdots \\ \sigma_N \end{pmatrix}$$

Сечение $\sigma(E_\gamma)$ и кривая выхода $Y(T)$

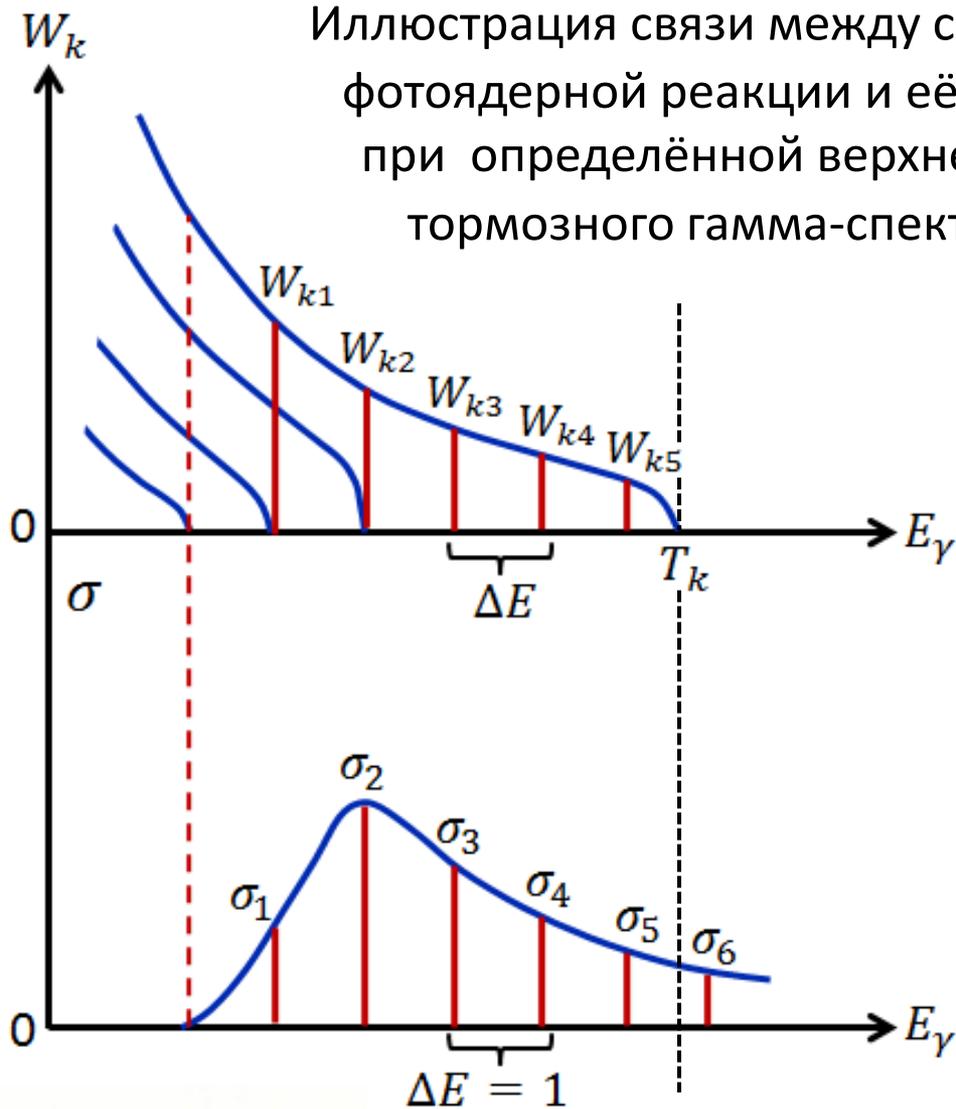


Кривая выхода $Y(T)$ при наличии двух максимумов в сечении



Для того чтобы в экспериментах с тормозными фотонами обнаружить структуру в сечениях, обычно измеряют кривую выхода $Y(T)$, меняя верхнюю границу T тормозного спектра с шагом не более 100 кэВ

Иллюстрация связи между сечениями $\sigma(E_\gamma)$ фотоядерной реакции и её выходом $Y(T)$ при определённой верхней границе T_k тормозного гамма-спектра $W(E_\gamma, T)$



$$Y_k = \int_0^{T_k} \sigma(E_\gamma) \cdot W(E_\gamma, T_k) dE_\gamma = \sigma_1 \cdot W_{k1} + \sigma_2 \cdot W_{k2} + \sigma_3 \cdot W_{k3} + \sigma_4 \cdot W_{k4} + \sigma_5 \cdot W_{k5}$$

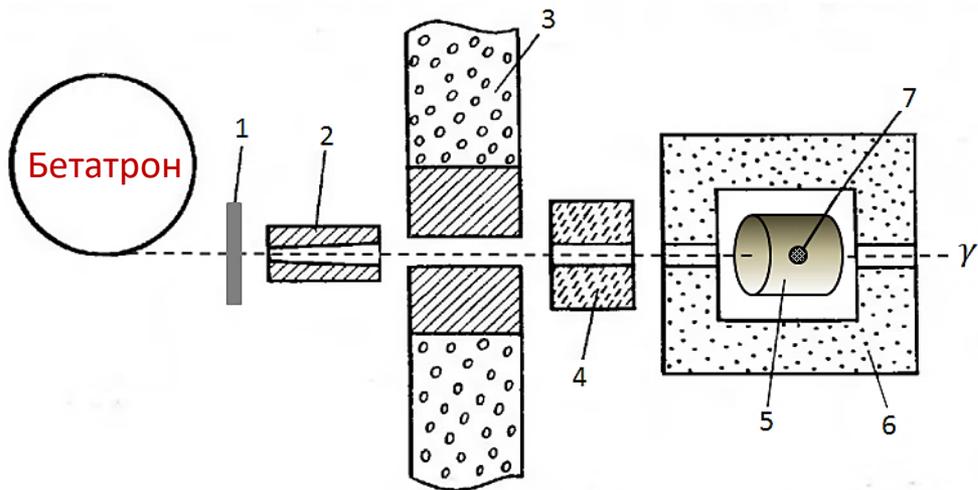


Схема установки НИИЯФ МГУ для измерения кривых выхода фотонейтронов:

1 – ионизационная камера-монитор, 2 – свинцовый коллиматор, 3 – защитная стена из свинца и бетона, 4 – водяной коллиматор, 5 – нейтронный детектор, 6 – защита из парафина, 7 – фотоядерная мишень.

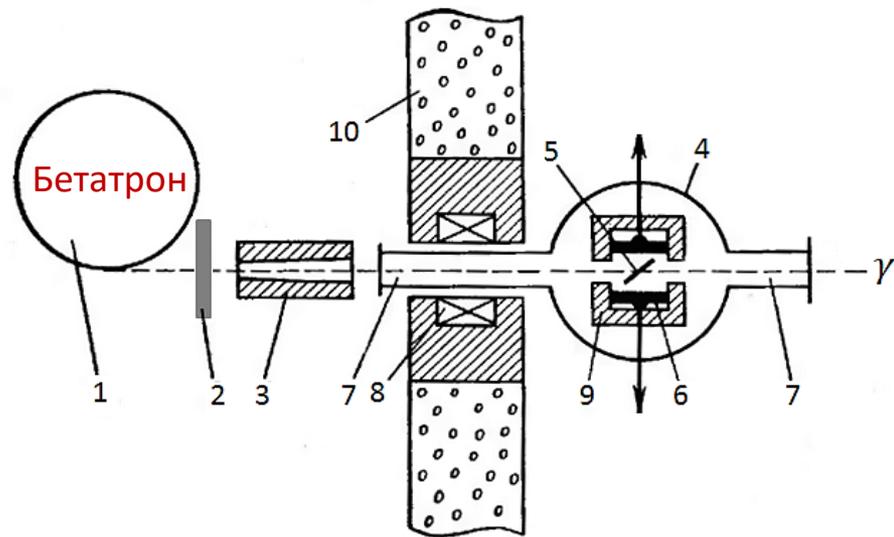


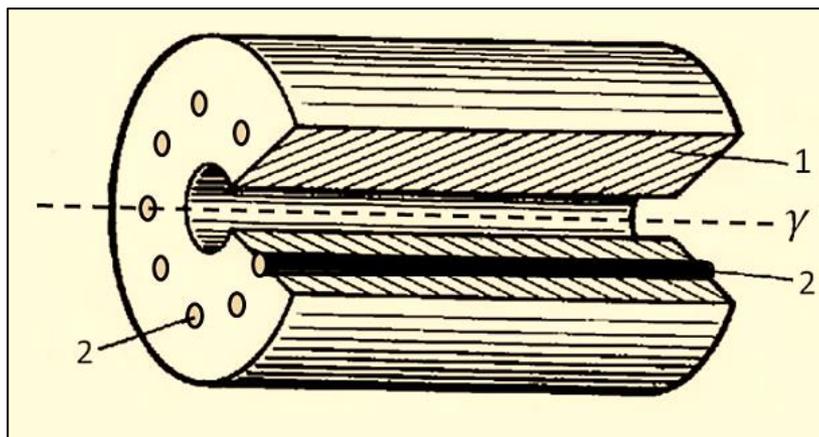
Схема установки НИИЯФ МГУ для измерения кривых выхода фотопротонов:

1 – бетатрон, 2 – ионизационная камера-монитор, 3 – свинцовый коллиматор, 4 – вакуумная камера, 5 – фотоядерная мишень, 6 – детекторы фотопротонов, 7 – входной и выходной патрубки, 8 – очистительный магнит, 9 – свинцовые экраны, 10 – защитная стена из свинца и бетона толщиной 1 м.

Цилиндрический детектор нейтронов НИИЯФ МГУ
с 80-ю пропорциональными счётчиками,
наполненными газом $^{10}\text{BF}_3$:

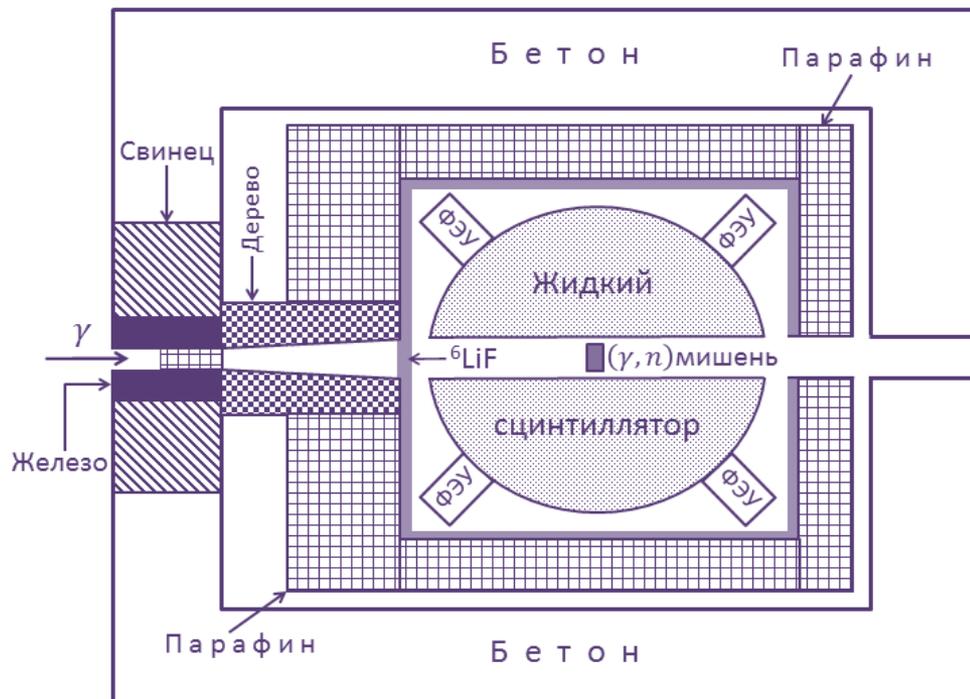
1 – замедлитель, 2 – пропорциональные счётчики.

Эффективность 45%



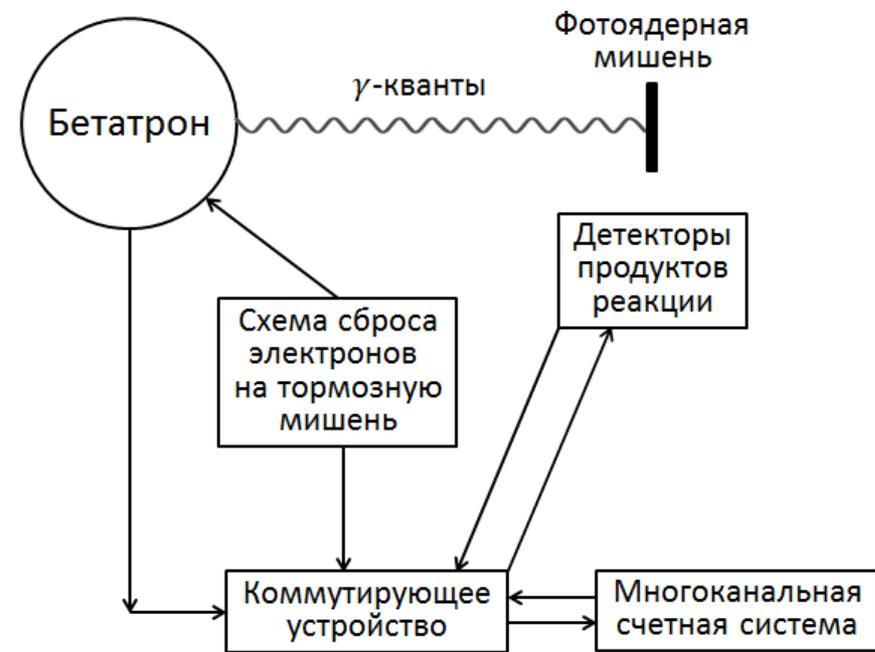
В детекторе происходит замедление быстрых фотонейтронов в парафине до тепловых энергий и затем их регистрация в промежутках между импульсами тормозного излучения в реакции $n + ^{10}_5\text{B} \rightarrow ^7_3\text{Li} + ^4_2\text{He}(\alpha\text{-частица})$, идущей с высоким сечением (3840 барн). Для незамедленных фотонейтронов сечение – единицы барн. α -Частицы регистрируются пропорциональными счётчиками, заполненными газом $^{10}\text{BF}_3$.

Схема нейтронного детектора в Саклэ (Франция).
Использовался бак большого объёма с жидким сцинтиллятором с добавлением вещества, эффективно поглощающего тепловые нейтроны. Быстрые фотонейтроны замедляются до тепловых энергий в результате соударения с ядрами водорода, входящими в состав сцинтиллятора, и затем, их захват ядрами поглотителя приводит к вспышкам света, регистрируемых фотоумножителями.

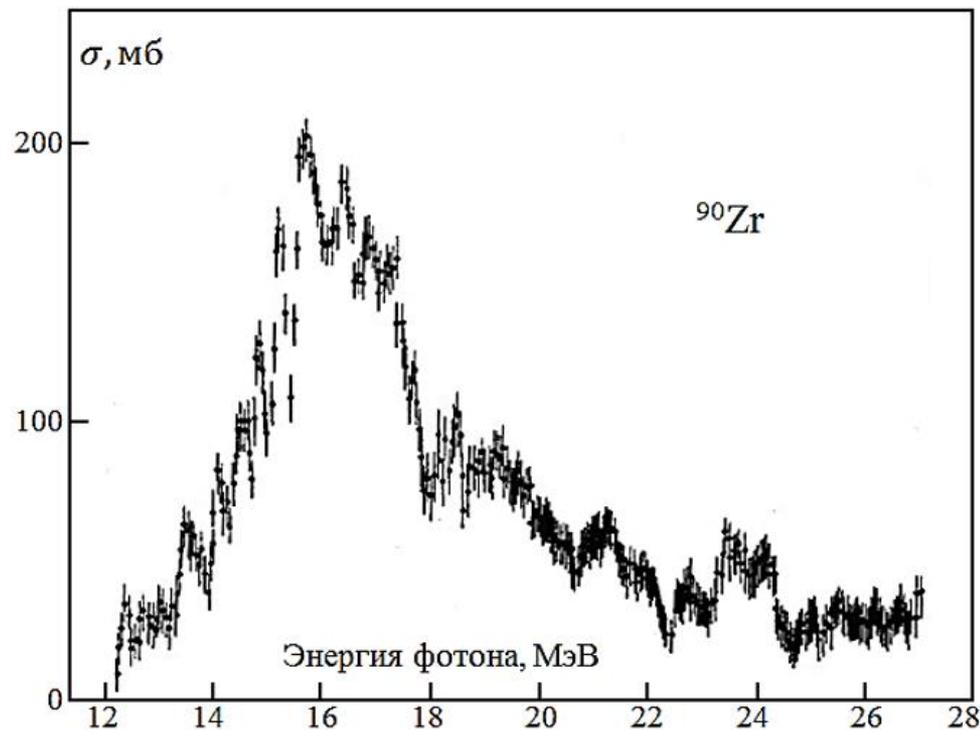


Эффективность 60%

Слой ^6LiF , окружающий сцинтиллятор, служит для поглощения нейтронов летящих в детектор снаружи (не от фотоядерной мишени) за счёт идущей с большим сечением реакции $n + ^6\text{Li} \rightarrow ^3\text{H} + \alpha$.



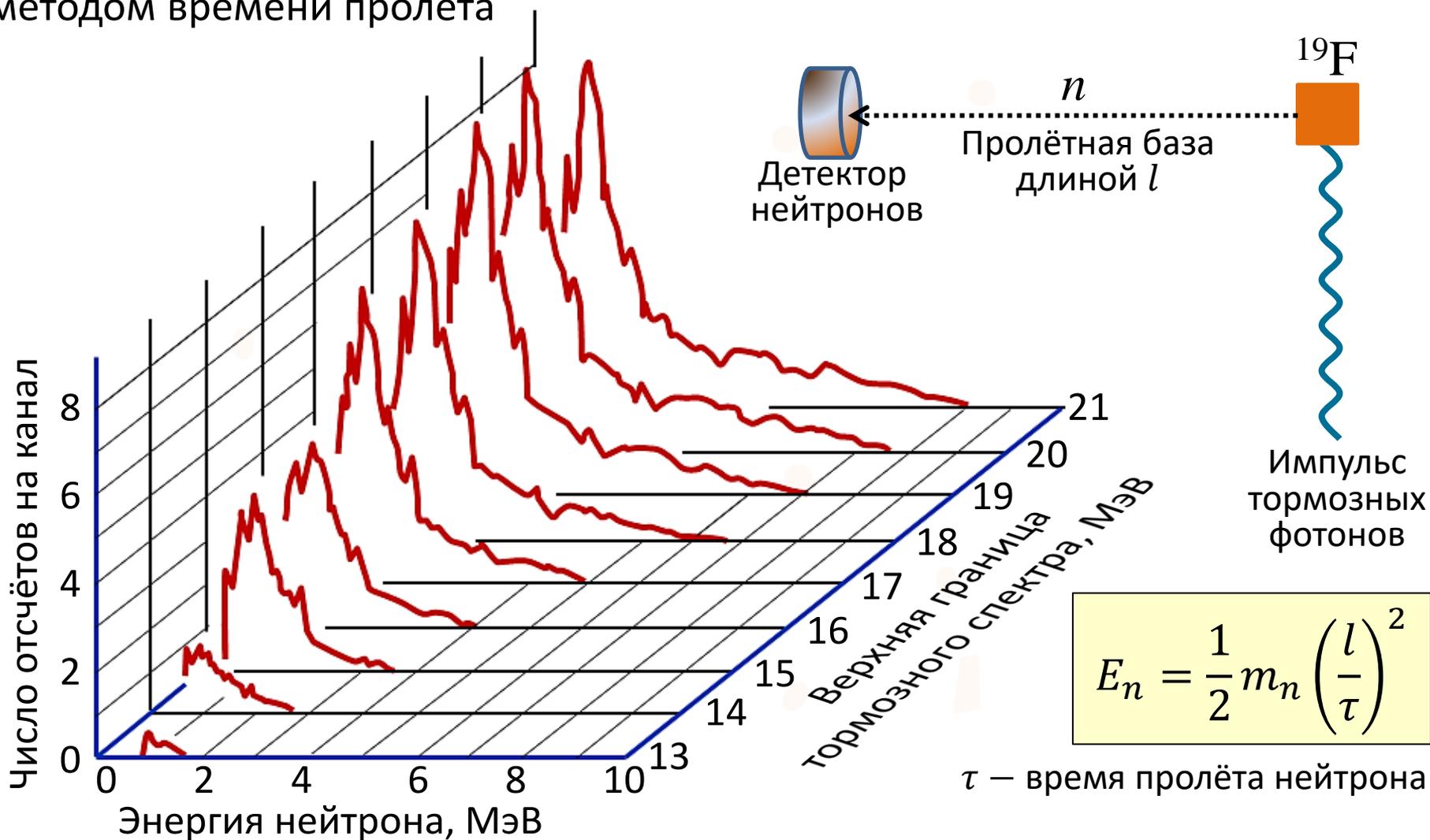
Блок-схема установки для измерения выхода фотоядерной реакции многоканальным методом.



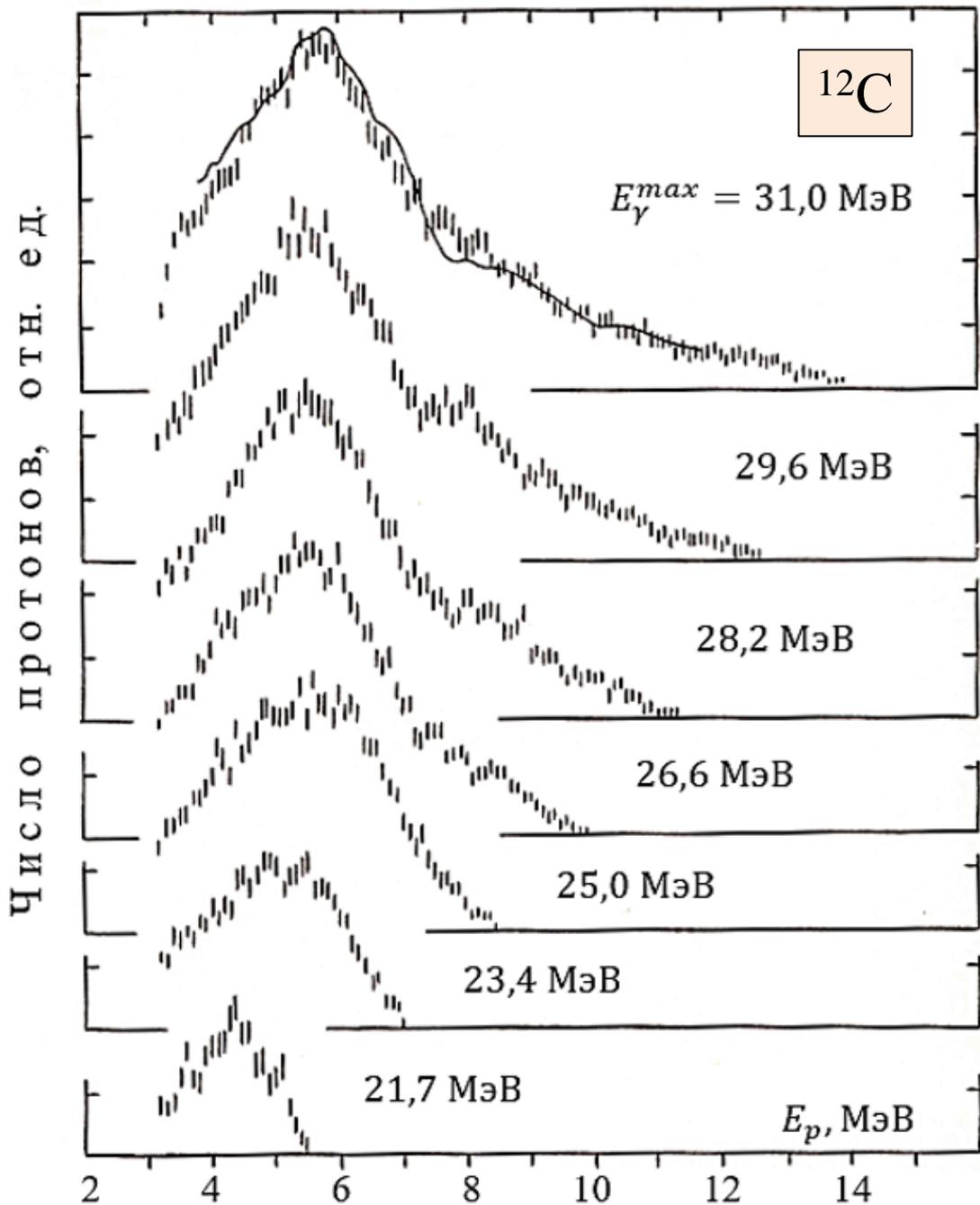
Фотонейтронное сечение на ядре ^{90}Zr , полученное в НИИЯФ МГУ с помощью 512-канальной системы сканирования верхней границы тормозного излучения.
Ишханов Б.С., Капитонов И.М.
Пискарев И.М., Шевченко О.П.
Ядерная физика, том 14 (1971) с. 27).

Энергетические спектры фотопротонов и фотонейтронов также измеряют при разных верхних границах спектра тормозного излучения

Спектры фотонейтронов из ^{19}F , измеренные на тормозном пучке методом времени пролёта



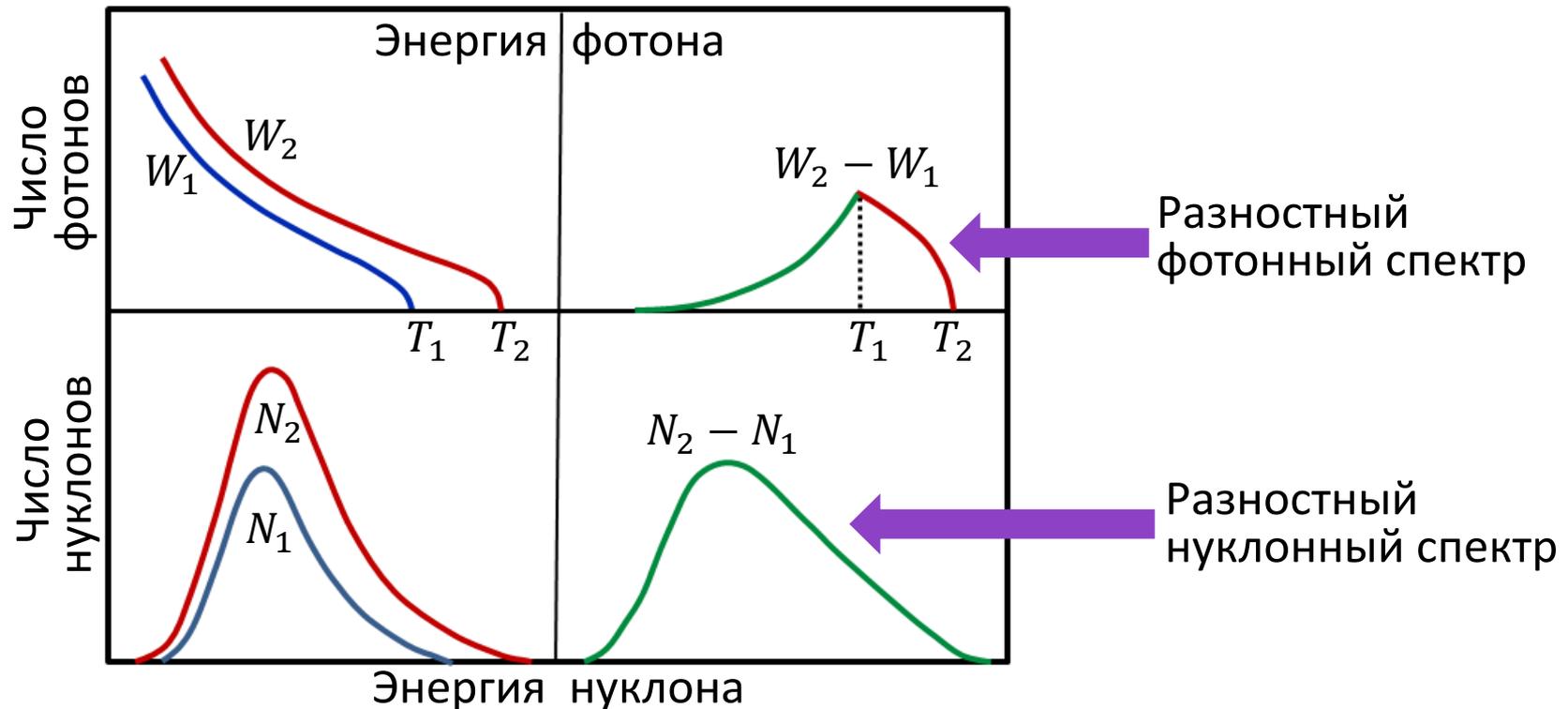
Пример энергетических спектров фотопротонов для ядра ^{12}C , измеренных в НИИЯФ МГУ при различных значениях верхней границы $T = E_{\gamma}^{max}$ тормозного излучения



Разностные фотонуклонные спектры

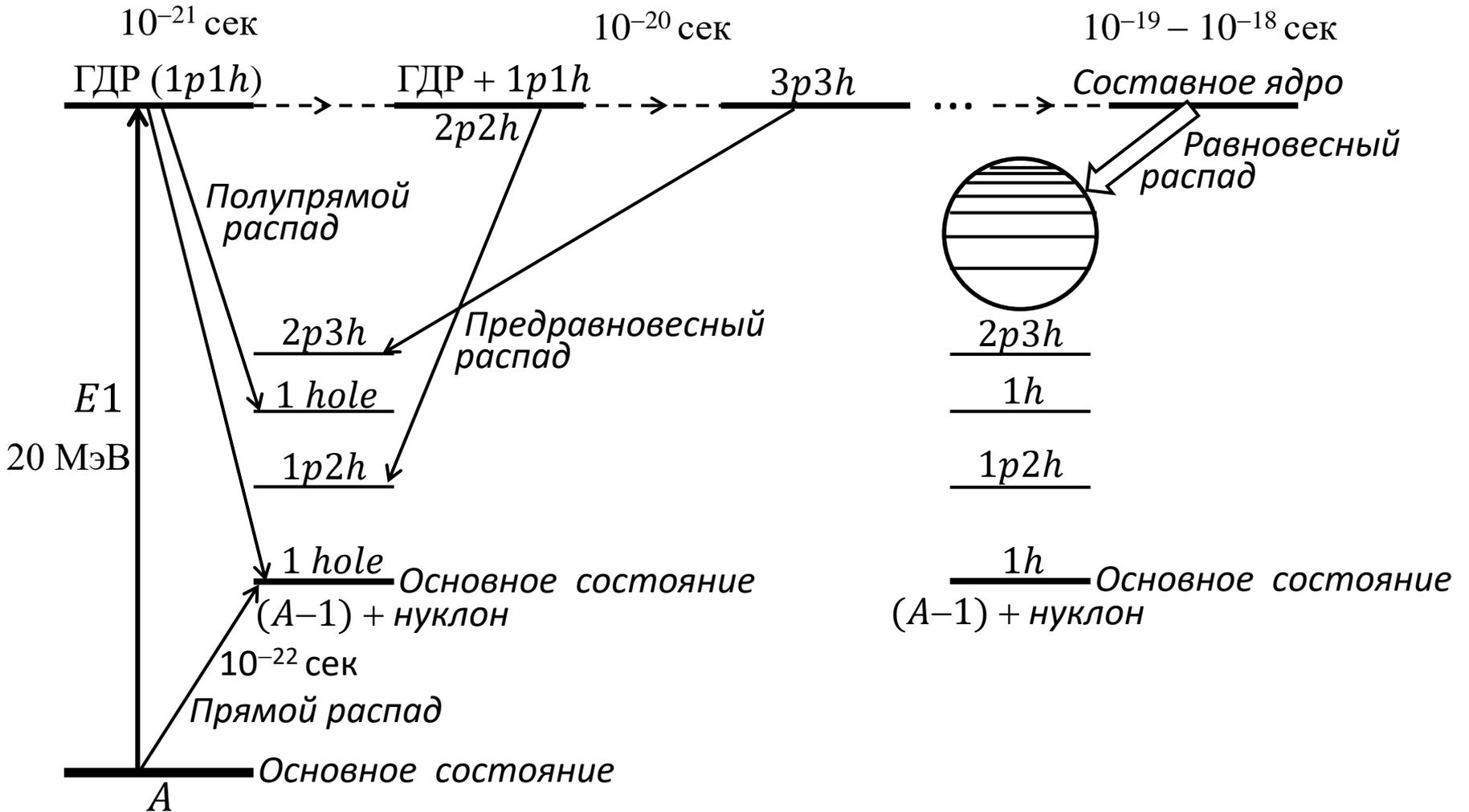
Фотонуклонный спектр, измеренный при одной верхней границе T тормозного излучения содержит информацию размазанную по широкой области энергий возбуждения ядра от нуклонного порога до $T = E_{\gamma}^{max}$ и поэтому недостаточно информативен. Более определенную информацию, привязанную к узкой области энергий возбуждения ядра можно получить, измеряя фотонуклонные спектры при двух близких T (T_1 и T_2) и беря разность между ними. Такой разностный фотонуклонный спектр даёт информацию об области энергии возбуждения ядра

$$E^* \approx T_1 \pm \Delta T, \text{ где } \Delta T = T_2 - T_1.$$



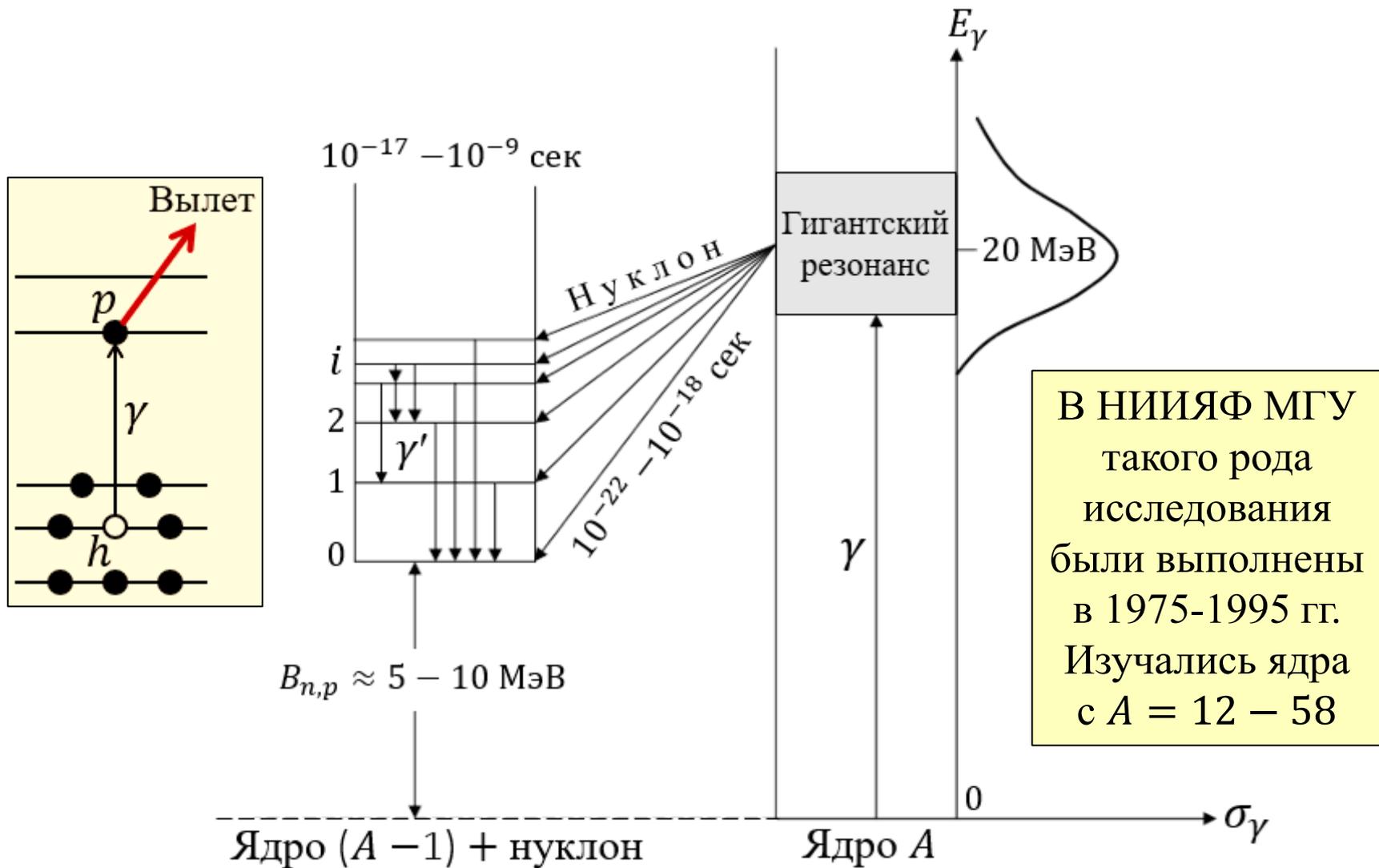
Сравнение результатов теоретических расчетов с большинством накопленных экспериментальных данных по сечениям фотоядерных реакций, энергетическим и угловым распределениям продуктов распада гигантского дипольного резонанса не может быть эффективным средством проверки теоретических моделей, поскольку эти данные содержат в неразделённом виде вклады от распада многих состояний гигантского резонанса на большое число уровней конечных ядер. Прогресс в экспериментальных исследованиях гигантского резонанса связан с изучением различных каналов его распада и прежде всего таких, в результате которых происходит заселение определённых состояний ядер-продуктов (такие каналы ниже будут называться *парциальными*). В первую очередь это относится к парциальным нуклонным каналам распада, поскольку вылет нуклонов является основной формой распада гигантского резонанса. Высокая информативность фотоядерных экспериментов, в которых фиксируются отдельные состояния конечных ядер, обусловлена тем, что эти состояния по энергии расположены значительно ниже формирующих гигантский резонанс состояний ядра-мишени. Знание природы низколежащих состояний конечного ядра позволяет получить новые сведения о высокорасположенных состояниях гигантского резонанса.

Диаграмма распада гигантского дипольного резонанса



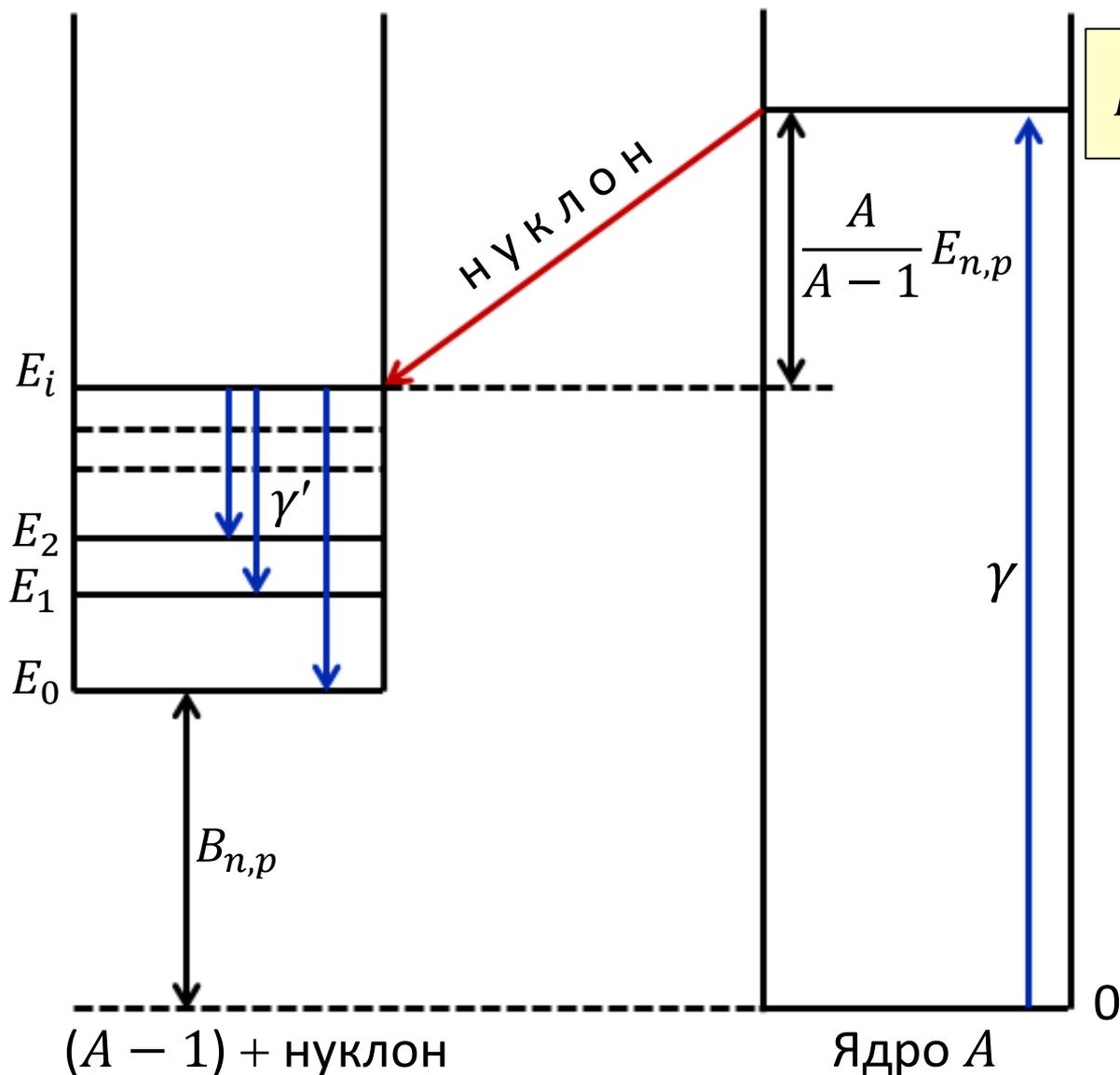
Статистические нуклоны = Предравновесные + Равновесные

Фотонуклонные реакции с фиксацией заселяемого уровня конечного ядра



Дырочная природа заселяемого при вылете нуклона конечного ядра устанавливается из реакций однонуклонной передачи (d, p) , $({}^3\text{He}, d)$, (d, n) , $(d, {}^3\text{He})$

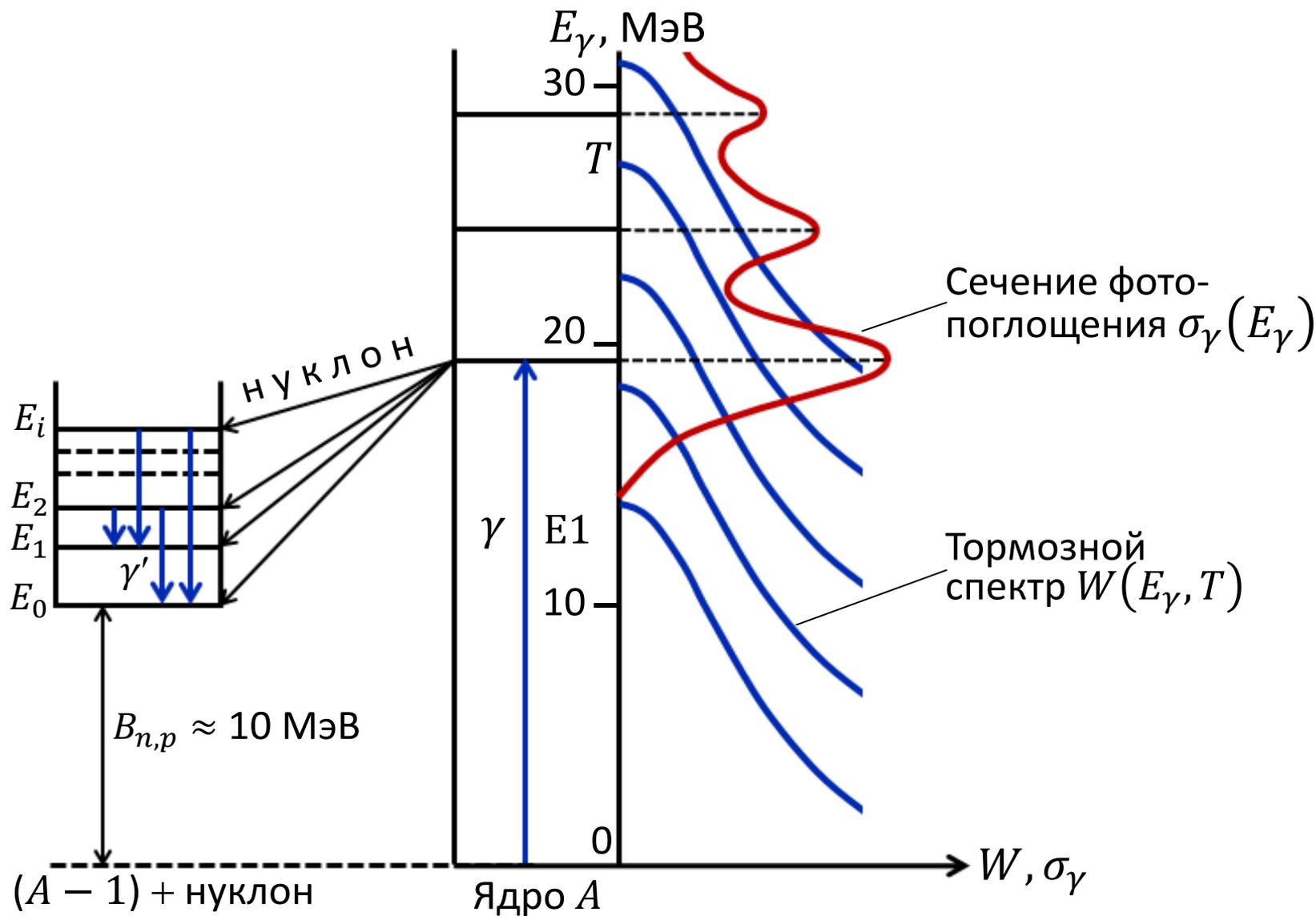
Схема нуклонного распада отдельного состояния гигантского резонанса



$$E_\gamma = B_{n,p} + E_i + \frac{A}{A-1} E_{n,p}$$

$E_{n,p}$ — энергия нуклона

Использование тормозного излучения с различными верхними границами для измерения фотонуклонных спектров



Выход нуклонов с энергией $E_{n,p}$ из ядра A от тормозного спектра с верхней границей T_k определяется соотношением

$$Y(E_{n,p}, T_k) = \sum_i \sigma_i(E_\gamma) \cdot W(E_\gamma, T_k), \quad (*)$$

где $\sigma_i(E_\gamma)$ – сечение фотонуклонной реакции с заселением i -го уровня конечного ядра $(A - 1)$. Энергия E_i этого уровня, энергия фотона E_γ , выбившего нуклон, и энергия $E_{n,p}$ этого нуклона связаны соотношением

$$E_\gamma = B_{n,p} + E_i + \frac{A}{A-1} E_{n,p},$$

в котором $B_{n,p}$ – энергия отделения нуклона из ядра-мишени A .

Проведя измерения спектров фотонуклонов при различных верхних границах тормозного спектра, получают систему (*) линейных уравнений относительно неизвестных $\sigma_i(E_\gamma)$, которую решают теми же методами, которые используют при нахождении сечений фотоядерных реакций из их кривых выхода.

Этим методом, регистрируя фотопротоны, с добавлением гамма-спектроскопии фотонов γ' , снимающих возбуждение конечного ядра в НИИЯФ МГУ исследовался гигантский резонанс ядер

$^{16,17,18}\text{O}$, ^{19}F , ^{23}Na , $^{24,25,26}\text{Mg}$, ^{27}Al , $^{28,29,30}\text{Si}$, ^{31}P , ^{32}S , ^{40}Ca , $^{35,37}\text{Cl}$, ^{39}K , ^{45}Sc , ^{58}Ni

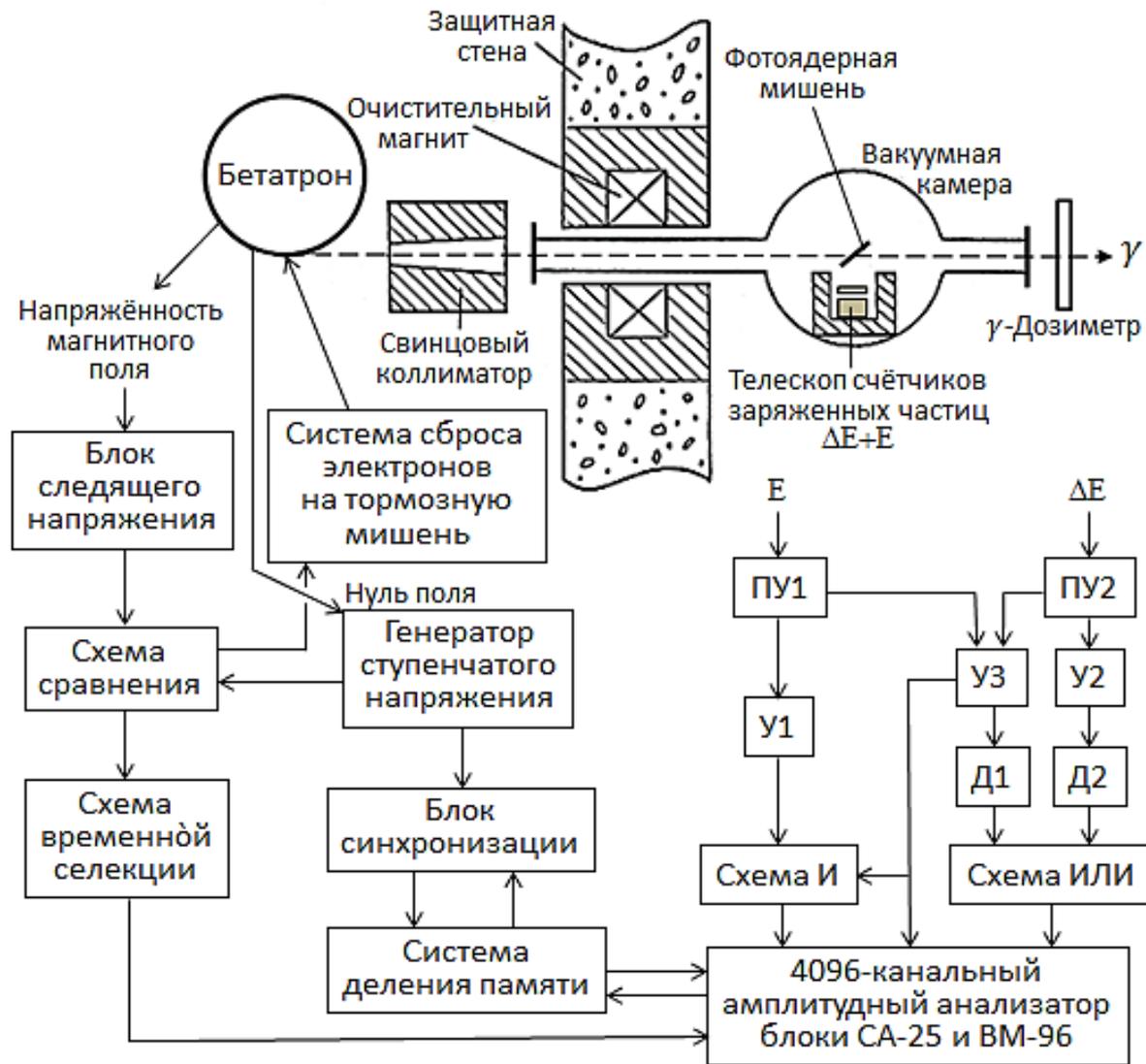
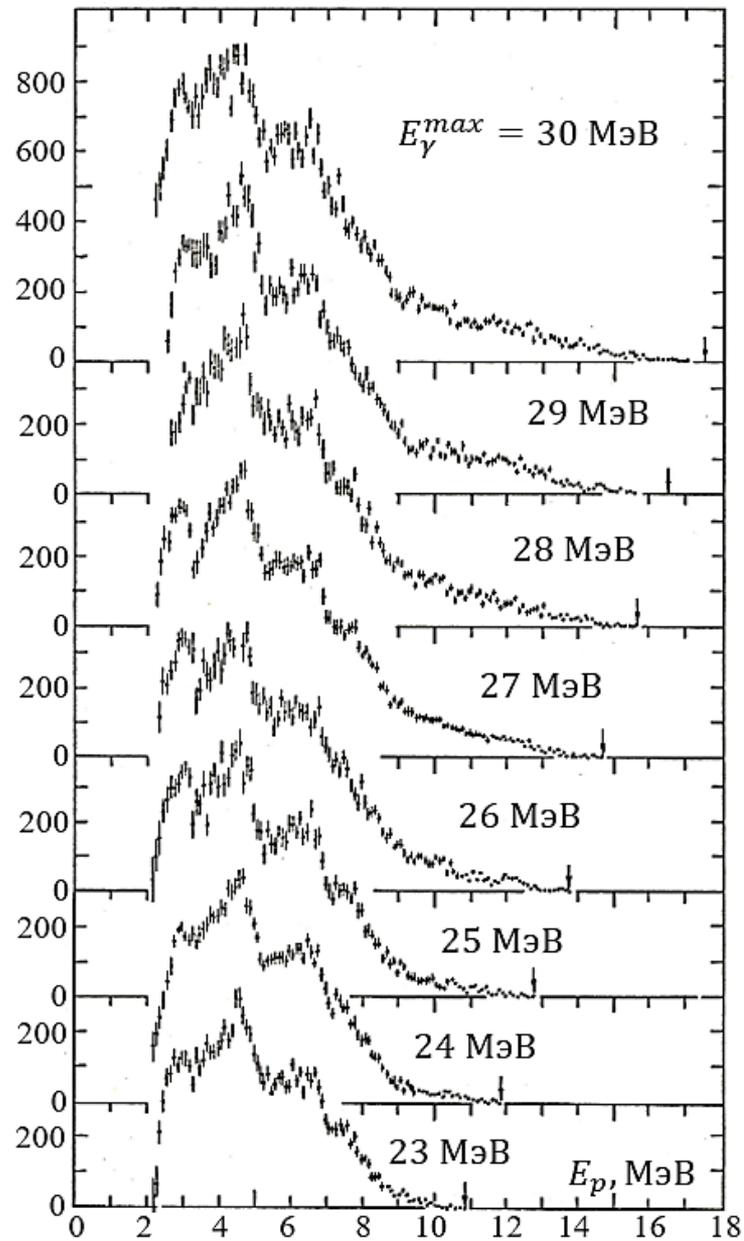
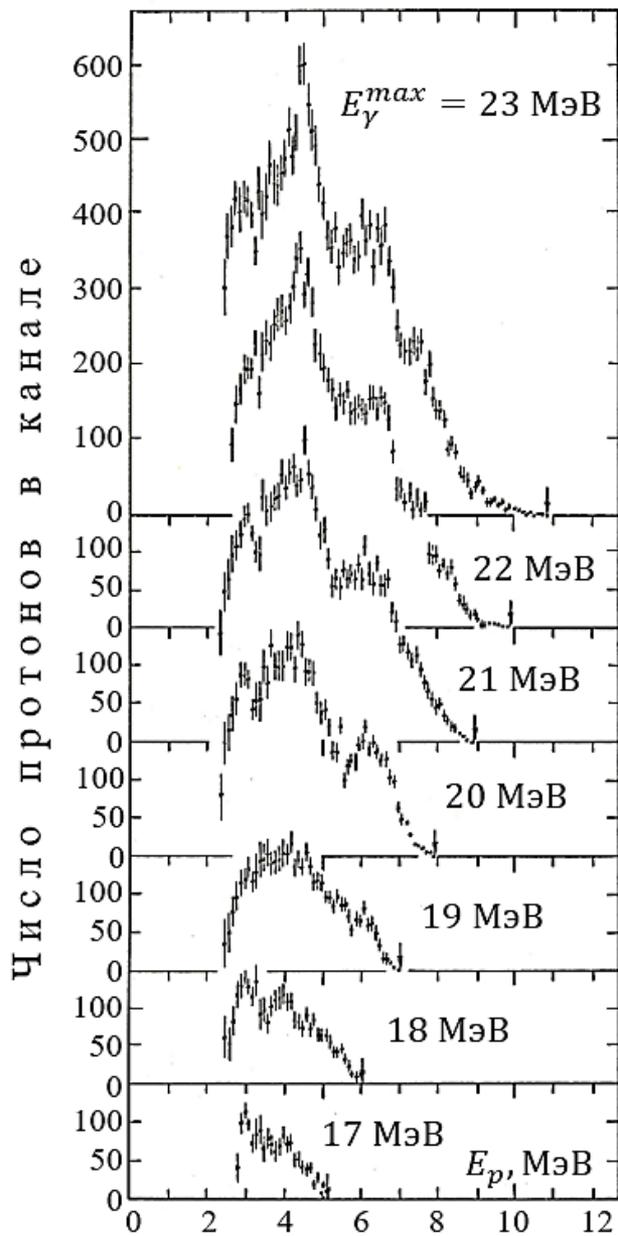
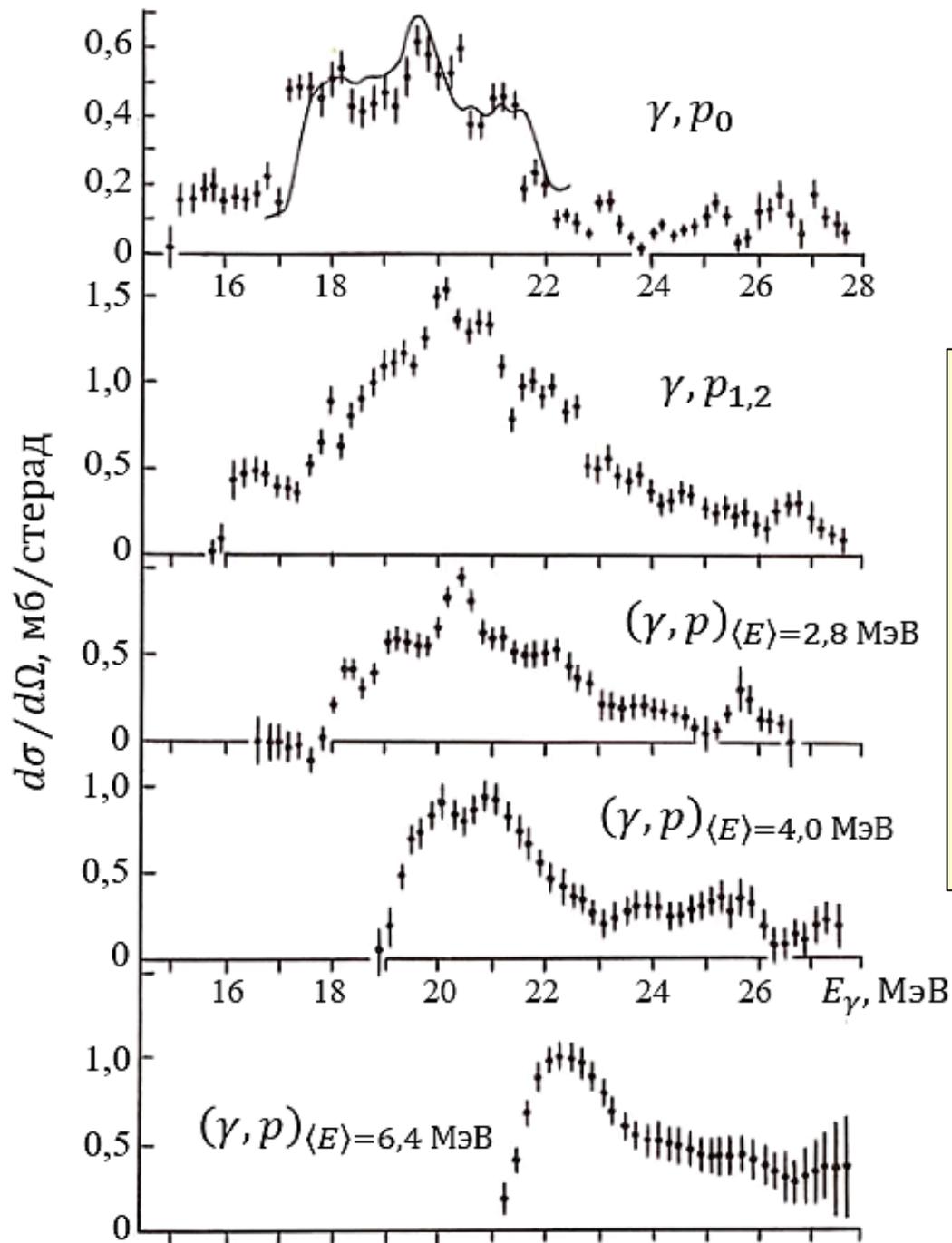


Схема эксперимента НИИЯФ МГУ по измерению энергетических спектров фотопротонов в режиме сканирования верхней границы тормозного излучения $T = E_{\gamma}^{max}$.

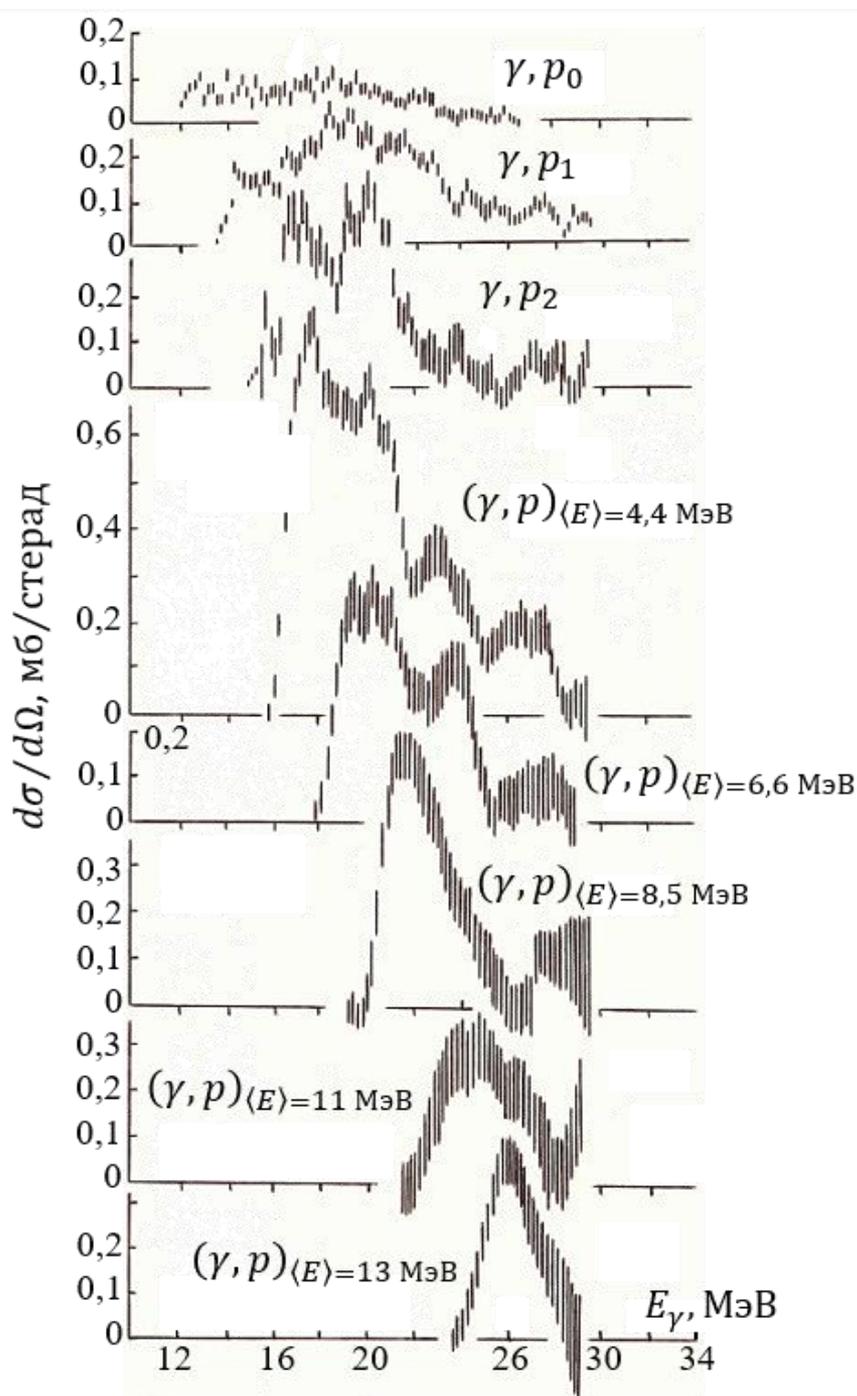
ПУ – предусилители, У – усилители, Д – дискриминаторы.



Спектры
фотопротонов
для ^{24}Mg ,
полученные
в НИИЯФ МГУ
при различных
верхних границах
тормозного
излучения

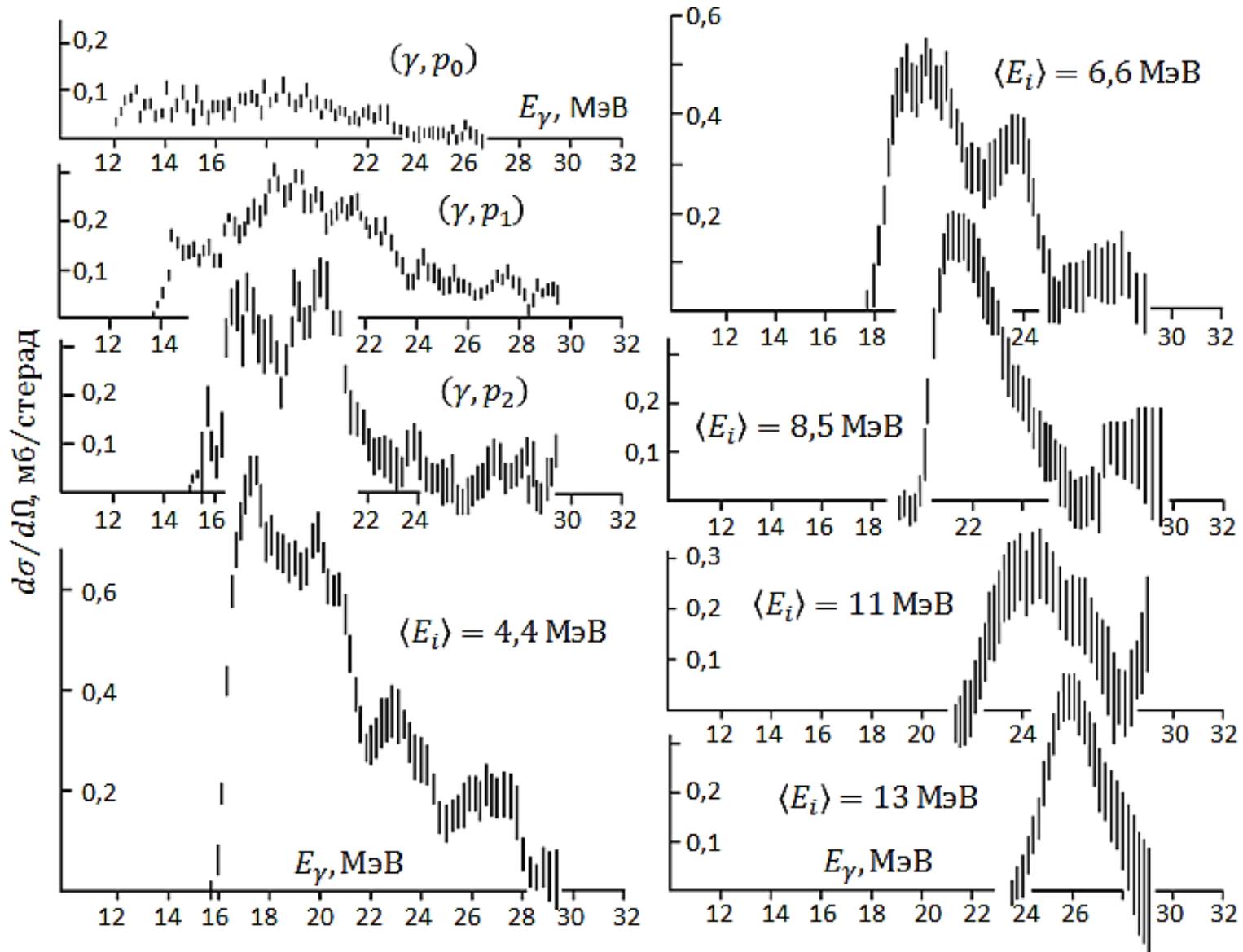


Парциальные фотопротонные сечения реакции $^{24}_{12}\text{Mg}(\gamma, p_i)^{23}_{11}\text{Na}$, полученные из фотопротонных спектров, измеренных с помощью тормозного излучения с различными верхними границами (предыдущий слайд)



Парциальные фотопротонные сечения реакции ${}^{27}_{13}\text{Al}(\gamma, p_i){}^{26}_{12}\text{Mg}$, полученные из фотопротонных спектров, измеренных с помощью тормозного излучения с различными верхними границами

Парциальные фотопротонные сечения реакции ${}^{27}_{13}\text{Al}(\gamma, p_i){}^{26}_{12}\text{Mg}$, полученные из фотопротонных спектров, измеренных с помощью тормозного излучения с различными верхними границами

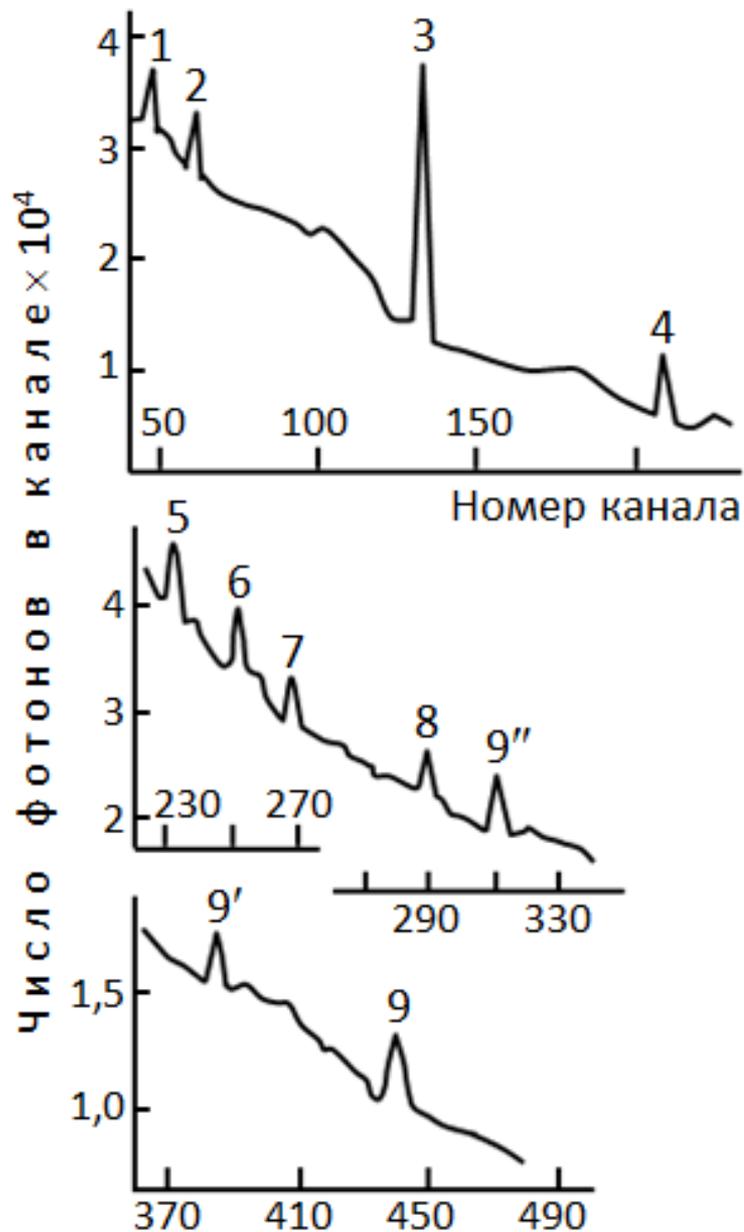


В парциальных сечениях $\sigma_i(E_\gamma)$, полученных из фотонуклонных спектров, измеренных при переменной верхней границе тормозного спектра, трудно отделить друг от друга переходы на близко лежащие уровни конечных ядер. Причина – ограниченное энергетическое разрешение фотонуклонных спектров (десятки кэВ). Такие парциальные сечения содержат в неразделённом виде вклады от нескольких близко лежащих заселяемых уровней, что затрудняет физическую интерпретацию результатов измерений. В этих случаях используют гамма-спектроскопию, энергетическое разрешение которой достигает единиц кэВ.

Одновременно с накоплением статистики по фотонуклонным спектрам в эксперименте фиксируют гамма-кванты, снимающие возбуждение конечных ядер (на схемах нуклонного распада гигантского резонанса они обозначены γ' и соответствующие реакции называют реакциями девозбуждения и обозначают $(\gamma, p\gamma')$ и $(\gamma, n\gamma')$). По энергиям этих γ' -фотонов и хорошо известным схемам низколежащих ядерных уровней легко установить, заселение каких уровней и с какой вероятностью формирует парциальное фотонуклонное сечение, содержащее неразделённые вклады на близко лежащие заселяемые уровни. На следующем слайде приведены фрагменты спектра γ' -фотонов, снимающих возбуждение конечных ядер в реакциях ${}^{27}_{13}\text{Al}(\gamma, p){}^{26}_{12}\text{Mg}$ и ${}^{27}_{13}\text{Al}(\gamma, n){}^{26}_{13}\text{Al}$. Использование этих данных позволило установить, заселение каких уровней формируют парциальные фотопротонные сечения, вклад в которые могут дать несколько переходов, и таким образом, позволило выделить E1-переходы нуклонов из разных оболочек и установить роль полупрямого механизма распада гигантского резонанса.

Реакция $^{27}_{13}\text{Al}(\gamma, x\gamma')$
 $x = n$ или p

Спектр фотонов
 распада
 конечных ядер
 ^{26}Mg и ^{26}Al



Гамма-переходы (γ')
 в конечном ядре:

1

$^{26}_{12}\text{Mg}(3,94 \text{ МэВ} \rightarrow 2,94 \text{ МэВ})$
 $^{26}_{12}\text{Al}(2,07 \text{ МэВ} \rightarrow 1,06 \text{ МэВ})$

2

$^{26}_{12}\text{Mg}(2,94 \rightarrow 1,81)$
 (5,47 \rightarrow 4,32)

3 $^{26}_{12}\text{Mg}(1,81 \rightarrow 0)$

4 $^{26}_{12}\text{Mg}(4,32 \rightarrow 1,81)$

5 $^{26}_{13}\text{Al}(3,16 \rightarrow 0,42)$

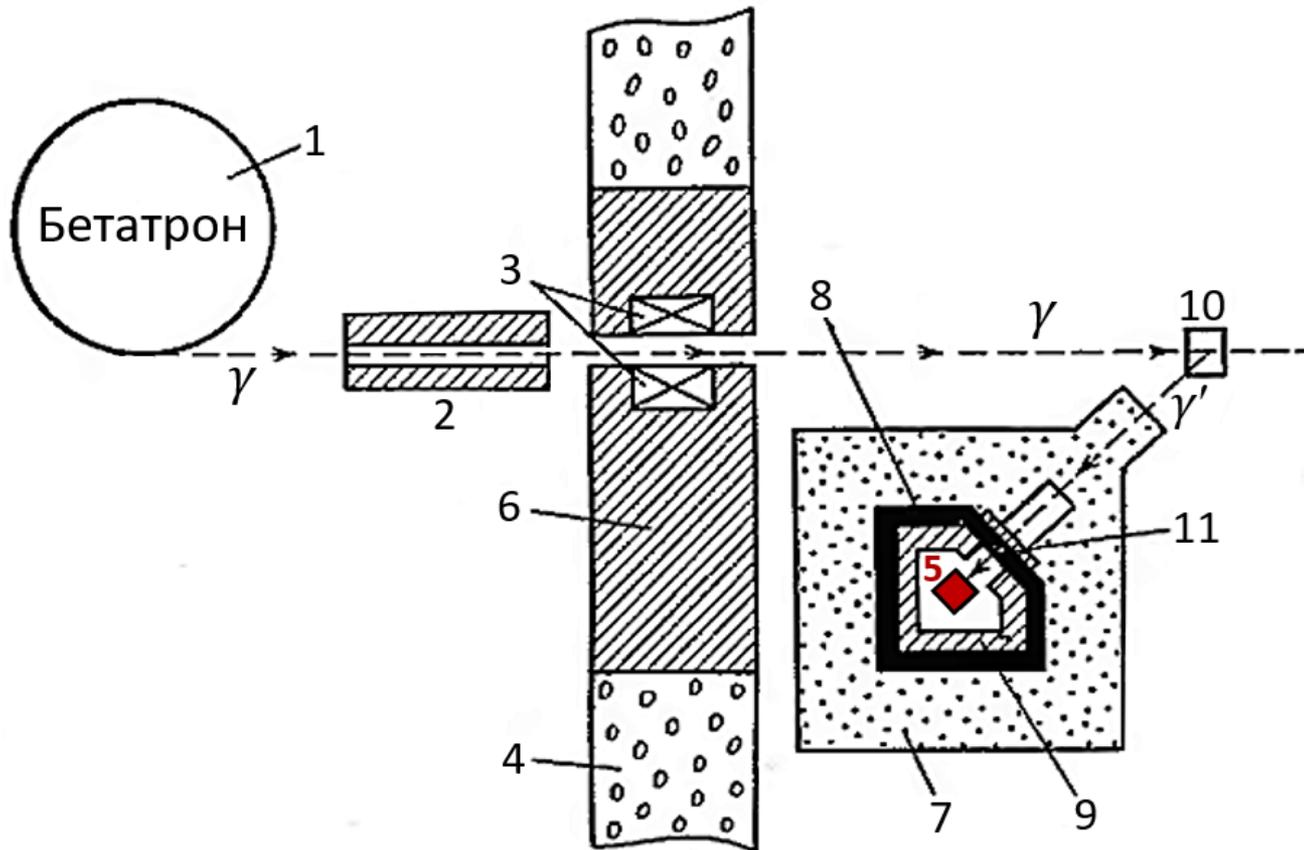
6 $^{26}_{12}\text{Mg}(2,94 \rightarrow 0)$

7 $^{26}_{12}\text{Mg}(4,90 \rightarrow 1,81)$

8 $^{26}_{12}\text{Al}(4,55 \rightarrow 1,06)$

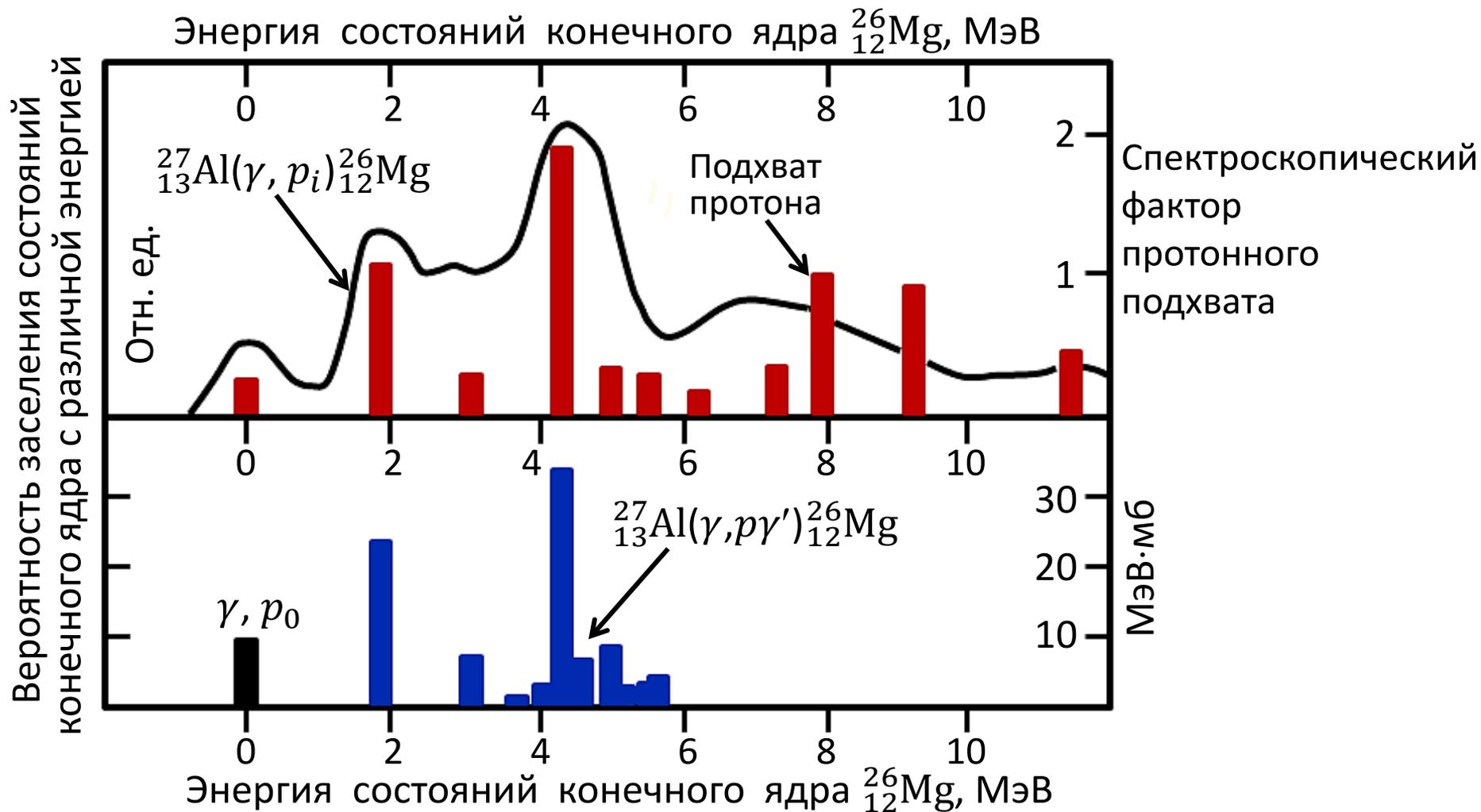
9 $^{26}_{13}\text{Al}(4,71 \rightarrow 0)$

Схема эксперимента по измерению спектров γ' -фотонов, испускаемых конечными ядрами в реакциях $(\gamma, p\gamma')$ и $(\gamma, n\gamma')$



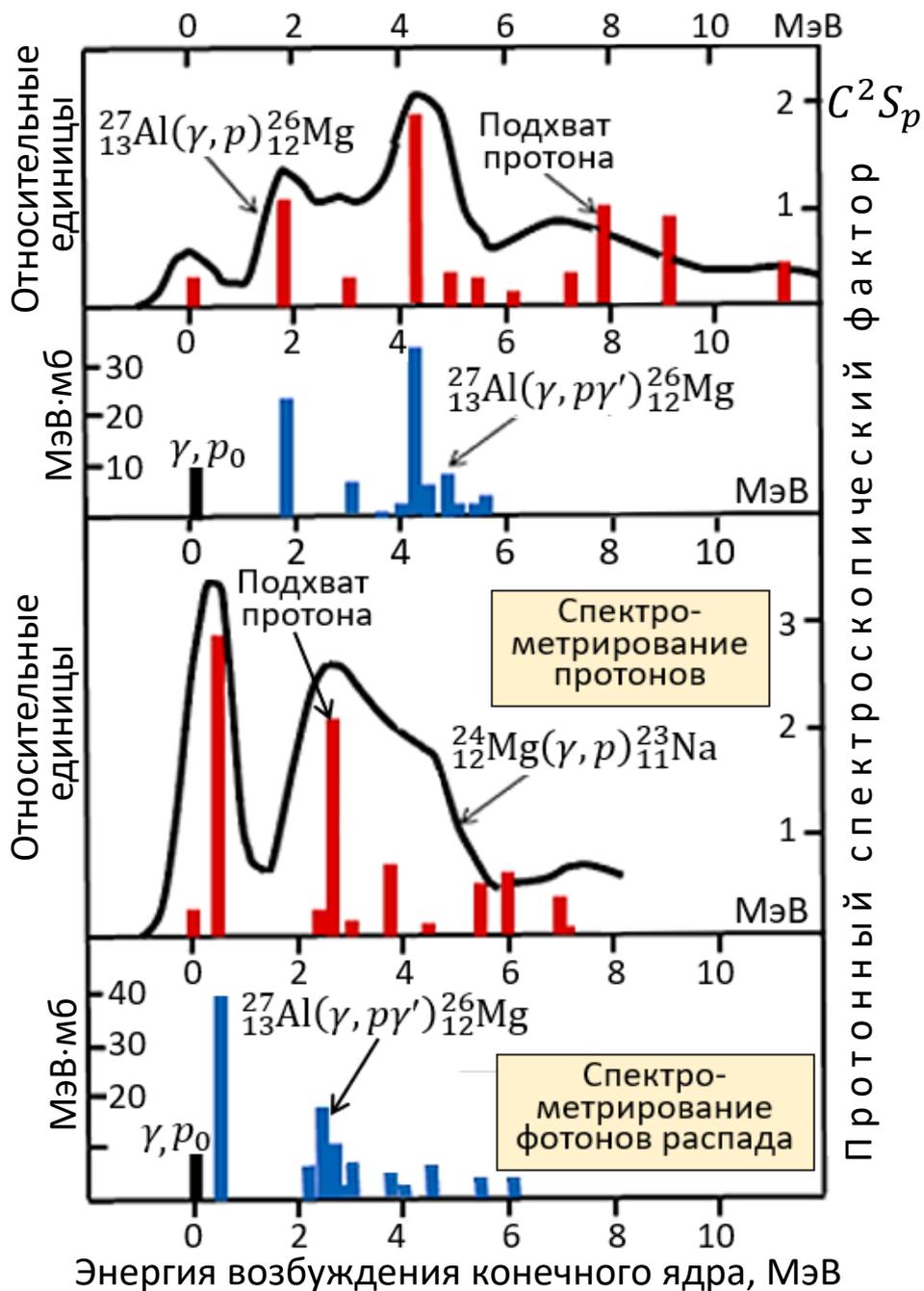
- 1 – Ускоритель электронов, 2 – свинцовый коллиматор, 3 – очистительный магнит, 4 – бетонная стена, 5 – детектор γ' -фотонов, 6 – свинцовая часть стены, 7 – парафин, замедляющий фоновые нейтроны, 8 – кадмий, поглощающий замедленные нейтроны, 9 – свинец, поглощающий фоновые гамма-кванты, 10 – исследуемая мишень, 11 – свинцовый фильтр, поглощающий низкоэнергичные фоновые гамма-кванты, летящие со стороны мишени.

Распределение вероятностей парциальных фотопротонных каналов распада гигантского резонанса ядра $^{27}_{13}\text{Al}$



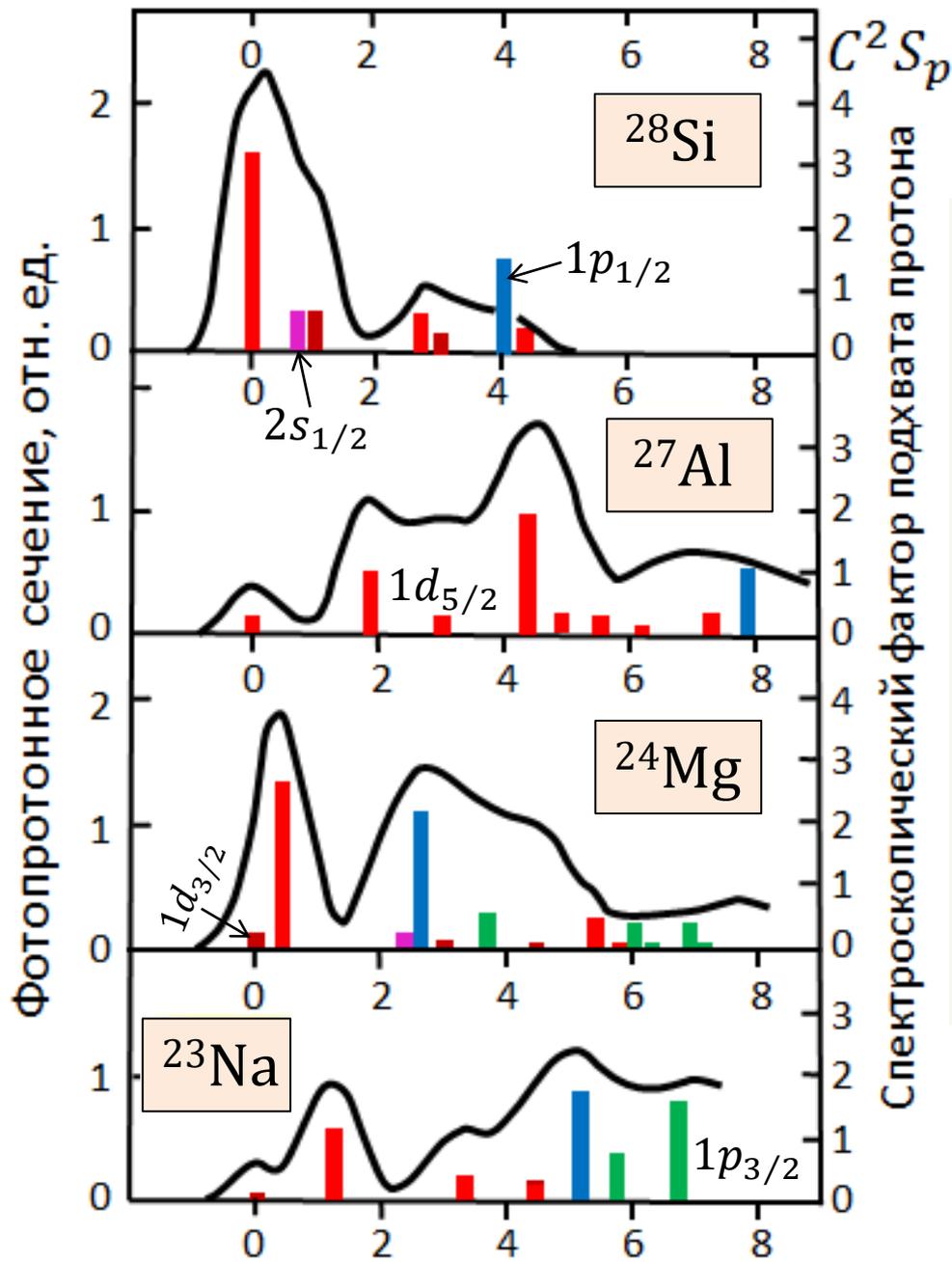
Спектроскопический фактор характеризует степень дырочности заселяемого состояния. Чем он выше тем ближе это состояние к чисто дырочному.

Фотопротонное сечение, отн. ед.



Сравнение для ядер ^{27}Al и ^{24}Mg данных реакции (γ, p) – (сплошные кривые) с данными реакции $(\gamma, p\gamma')$ – (синие столбики). Красные столбики – данные реакции протонного подхвата. Величины этих столбиков равны спектроскопическим факторам C^2S_p .

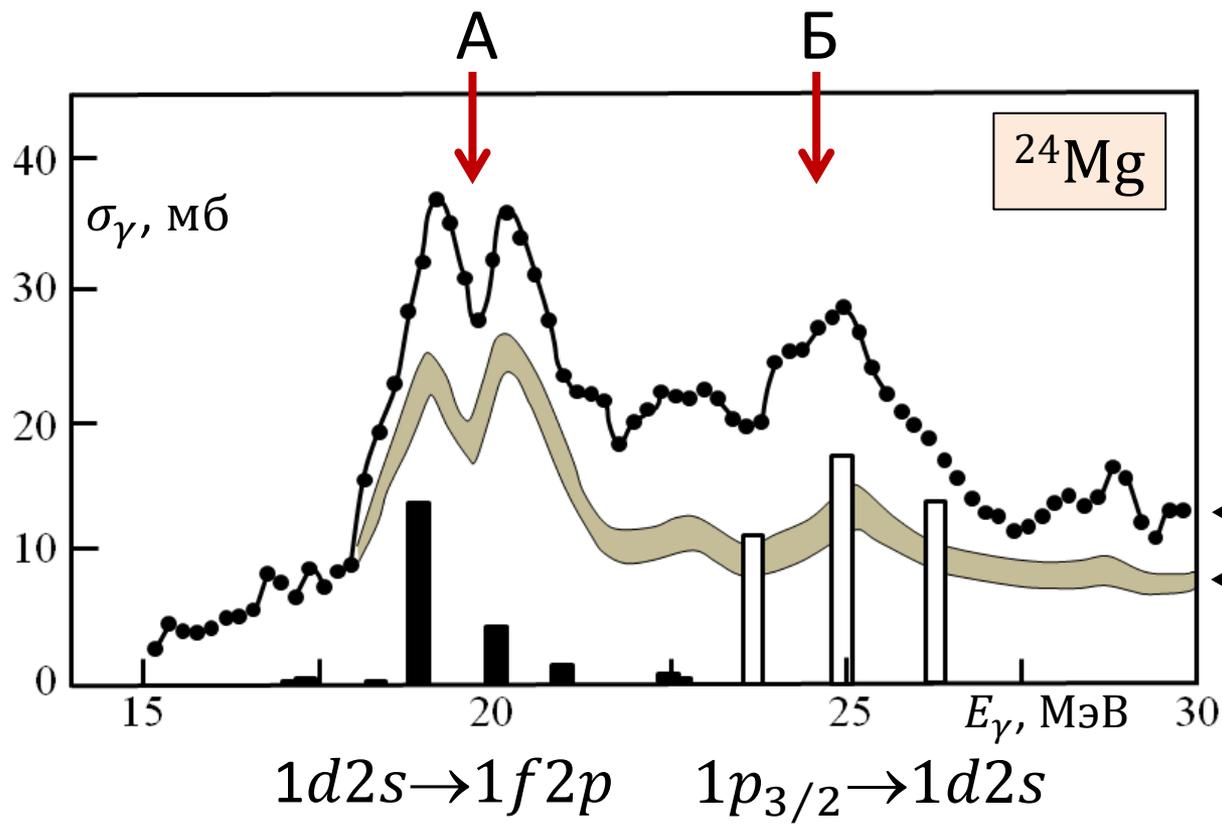
Энергия возбуждения конечного ядра, МэВ



Сравнение сечений заселения уровней конечных ядер с различной энергией в фотопротонной реакции (сплошные кривые) с данными реакций протонного подхвата (их спектроскопическими факторами C^2S_p) – столбики. Цвета столбиков показывают подоболочку, где возникла «протонная дырка».

Один из примеров экспериментальной информации,
 полученной в НИИЯФ МГУ в исследованиях
 парциальных нуклонных каналов распада гигантского резонанса

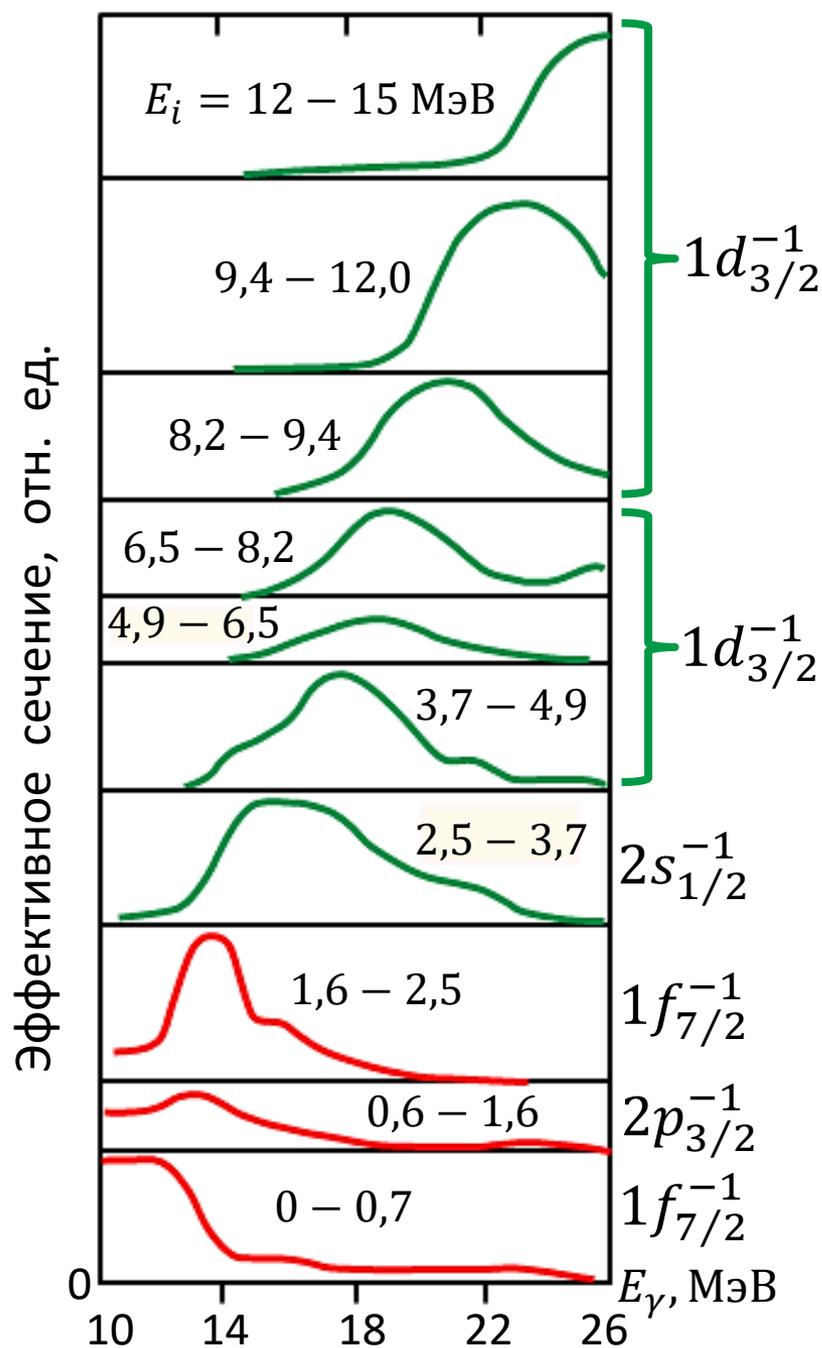
Ветви конфигурационного расщепления ГДР



Столбики – расчёт:
 Н.А. Богданова, А.Н. Гальцов,
 Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин.
 Вестник МГУ, физика, астр.,
 28, 16 (1987).

Полное фотопротонное
 сечение (эксперимент,
 НИИЯФ МГУ)

Его полупрямая
 компонента
 (эксперимент,
 НИИЯФ МГУ)



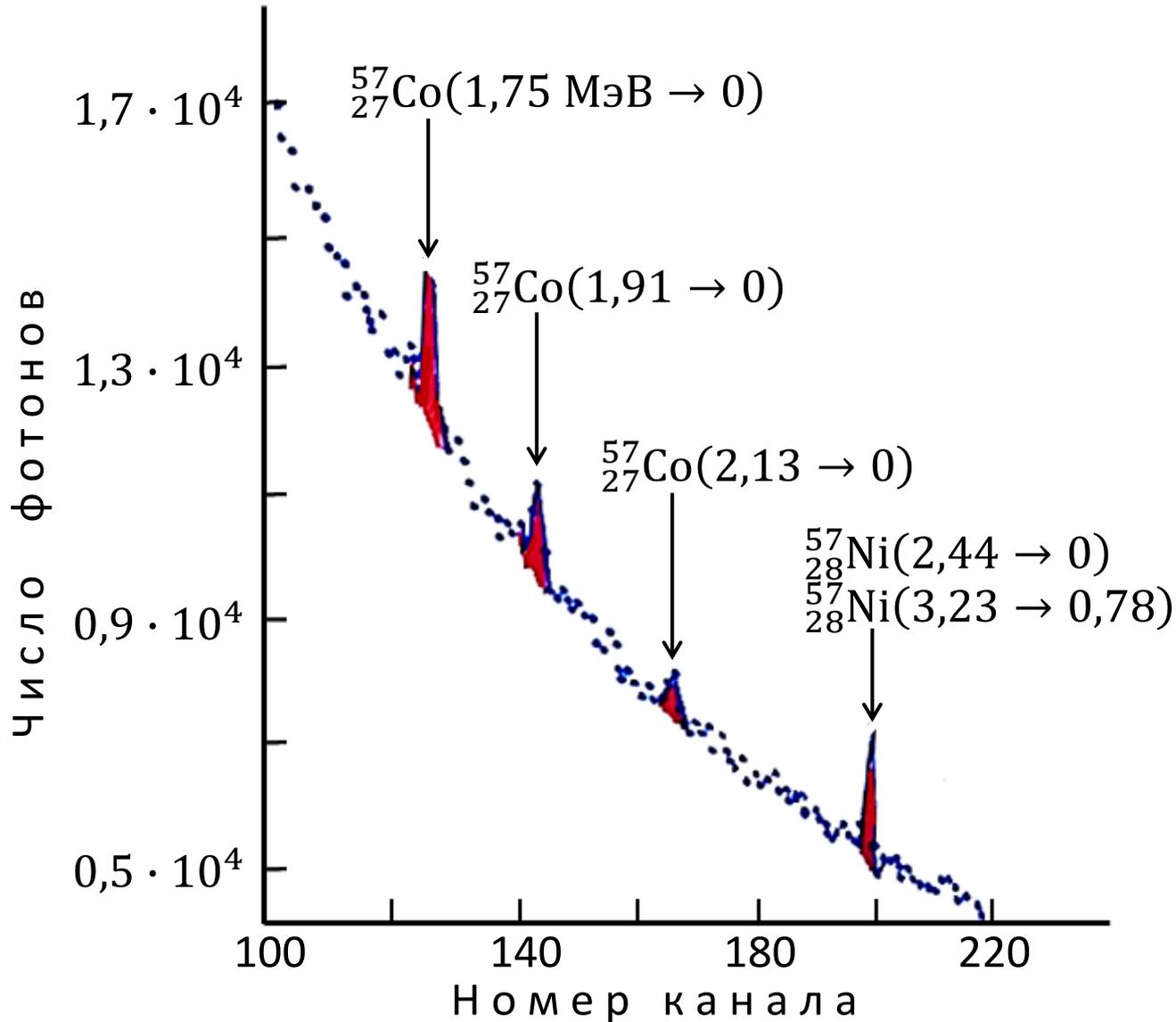
Парциальные сечения реакции ${}^{58}_{28}\text{Ni}(e, e'p){}^{57}_{27}\text{Co}$, измеренные в Майнце (Германия) в кинематике, отвечающей Гигантскому Дипольному Резонансу.

Указана дырочная природа заселяемых состояний по данным реакции ${}^{58}_{28}\text{Ni}(\gamma, p\gamma'){}^{57}_{27}\text{Co}$, исследованной в НИИЯФ МГУ.

Красным цветом отмечены сечения $E1$ -возбуждений из внешней оболочки (ветвь А гигантского резонанса), зелёным – из внутренней оболочки (ветвь Б гигантского резонанса).

Отчётливо виден сдвиг к более высоким энергиям ветви Б относительно ветви А, т. е. наблюдается конфигурационное расщепление гигантского резонанса.

Фрагмент спектра фотонов распада конечных ядер ^{57}Co и ^{57}Ni , измеренного в НИИЯФ МГУ на тормозном пучке с верхней границей 32 МэВ и использованного для расшифровки данных реакции $^{58}_{28}\text{Ni}(e, e'p)^{57}_{27}\text{Co}$



Определение сечения ядерного фотопоглощения методом полного поглощения фотонов

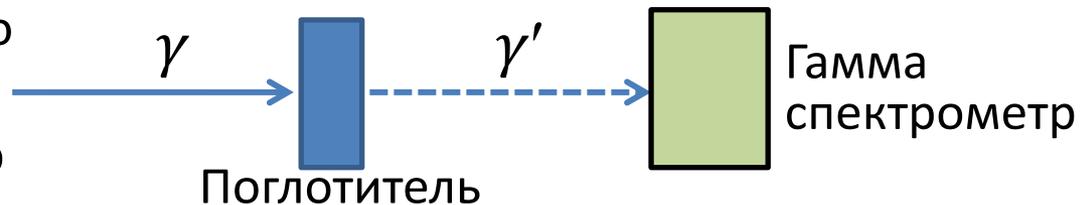
В этом методе величина $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ сечения поглощения фотонов атомными ядрами определяется из измерений ослабления потока фотонов после прохождения через исследуемую мишень (поглотитель). Пусть $N_0(E_\gamma)$ и $N(E_\gamma)$ – числа фотонов энергии E_γ , падающих на исследуемую мишень и прошедших через неё, а $\sigma(E_\gamma)$ – сумма сечений всех возможных процессов взаимодействия фотонов. Тогда при хорошей геометрии величина ослабления $N(E_\gamma)/N_0(E_\gamma)$ дается соотношением

$$\frac{N(E_\gamma)}{N_0(E_\gamma)} = e^{-n\sigma(E_\gamma)},$$

где n – число ядер поглотителя, отнесённое к 1 см^2 его поверхности, поперечной потоку γ -квантов. Очевидно, $\sigma(E_\gamma) = \sigma_{\text{неядерное}}(E_\gamma) + \sigma_{\text{ядерное}}(E_\gamma)$, где $\sigma_{\text{ядерное}}(E_\gamma)$ – сечение ядерного фотопоглощения, а $\sigma_{\text{неядерное}}(E_\gamma)$ – сумма сечений всех неядерных процессов взаимодействия фотонов, т. е. сумма сечений комптоновского рассеяния $\sigma_{\text{к}}$, фотоэффекта $\sigma_{\text{ф}}$ и рождения пар $\sigma_{\text{п}}$. Вклад неядерных процессов известен, поэтому $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ находится из соотношения

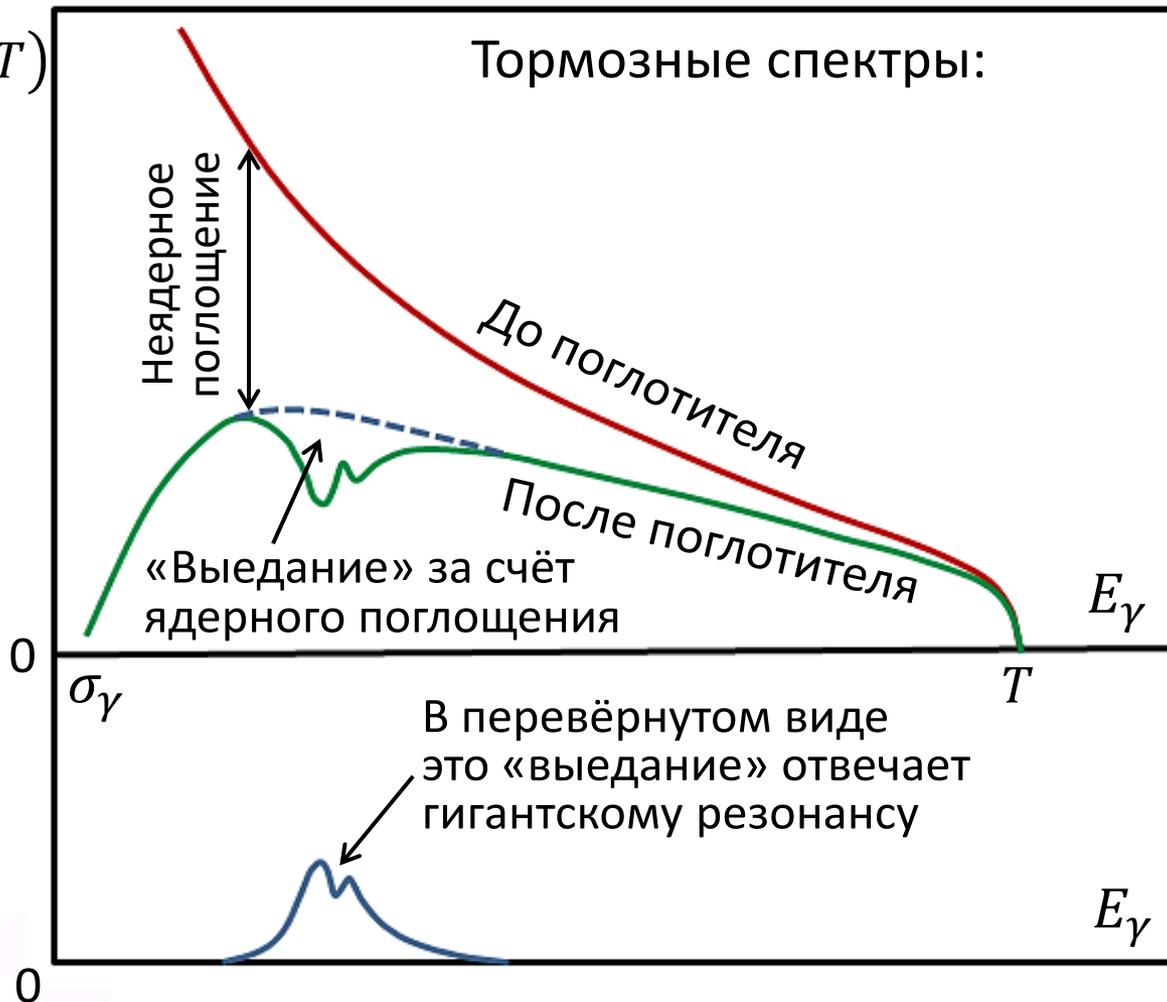
$$\sigma_\gamma(E_\gamma) = -\frac{1}{n} \ln \frac{N(E_\gamma)}{N_0(E_\gamma)} - (\sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{п}}).$$

Чтобы определить энергетическую зависимость сечения нужно использовать гамма-спектрометр

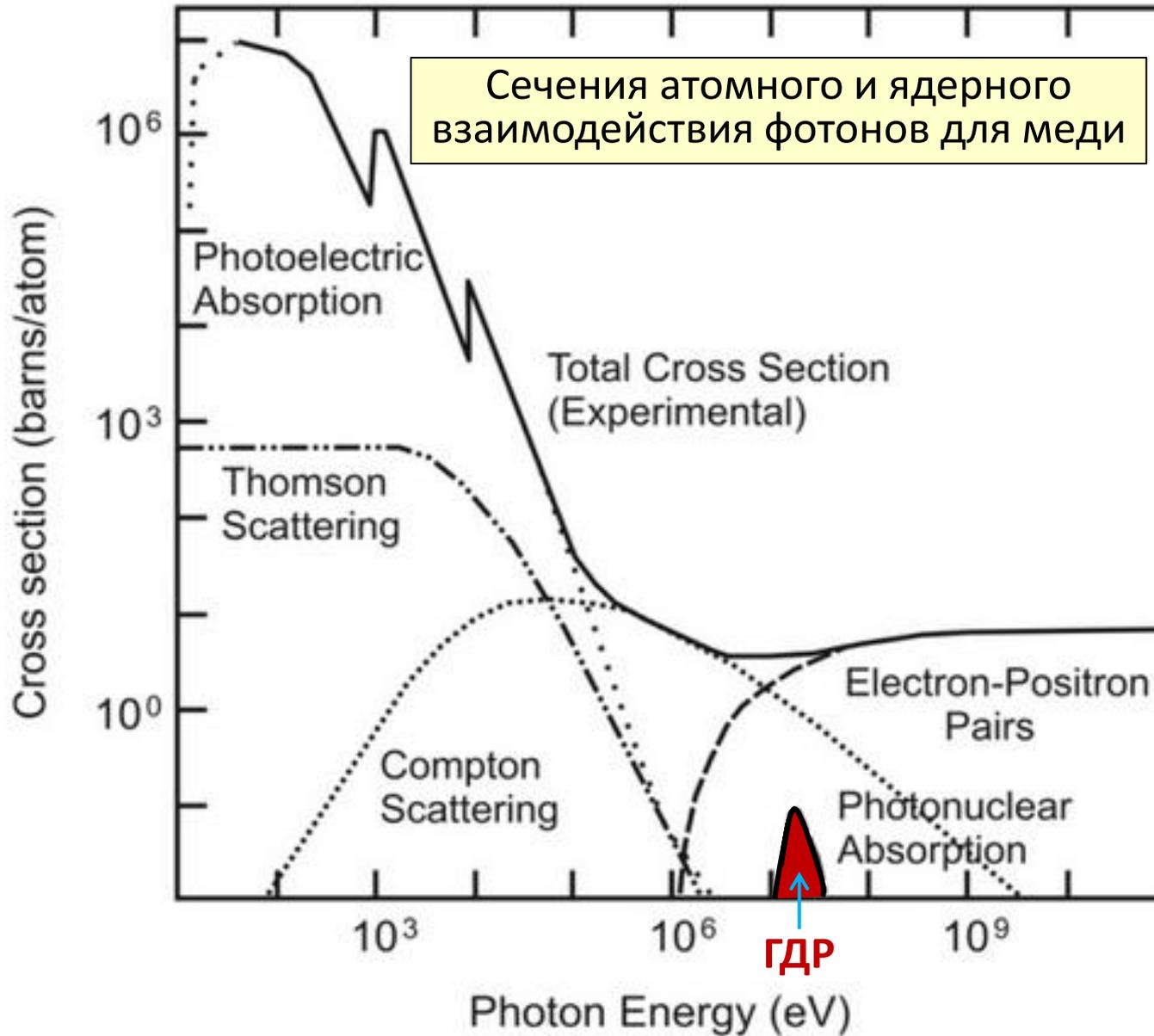


Используются пучки тормозных фотонов с верхними границами до нескольких сот МэВ

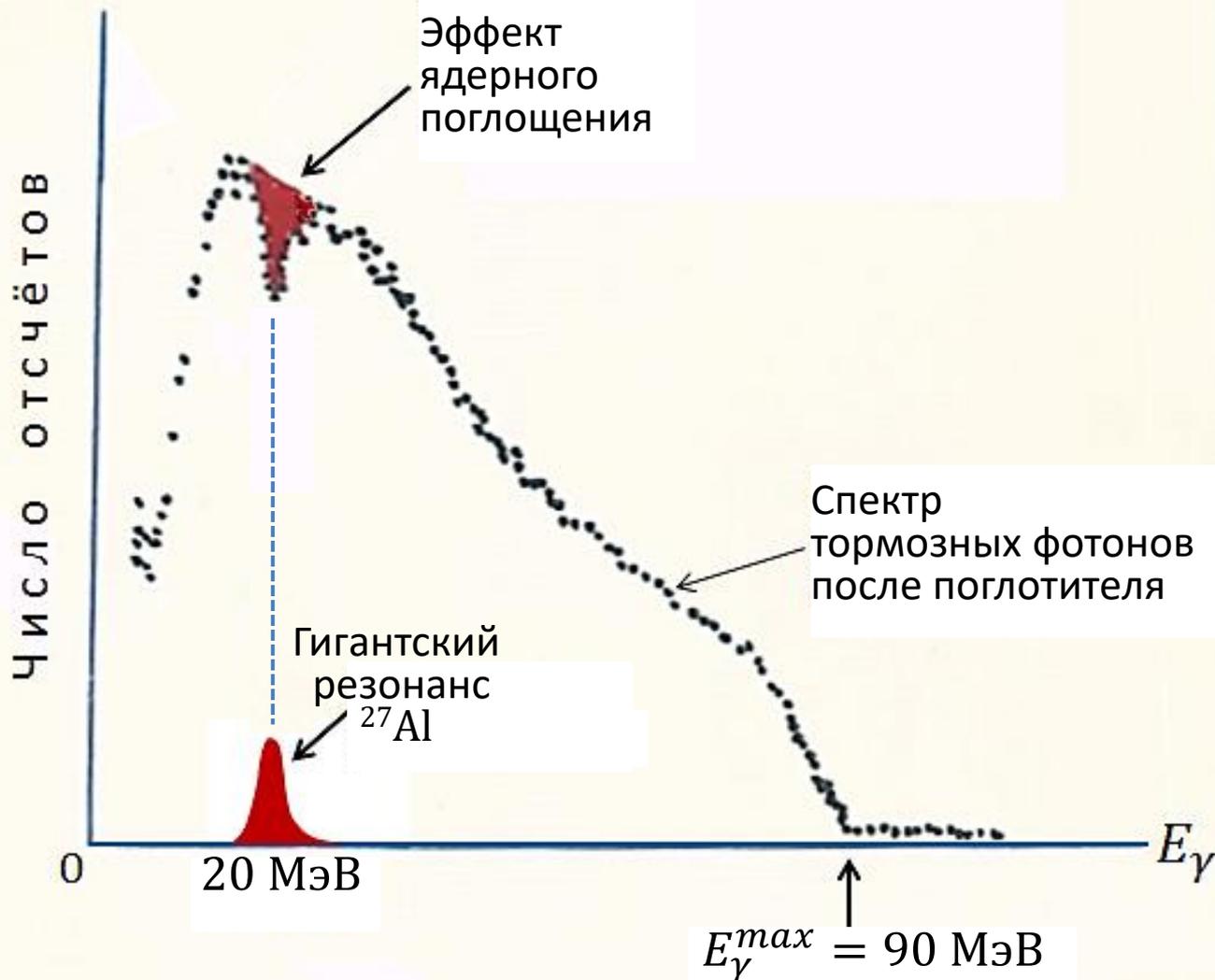
$$W(E_\gamma, T)$$

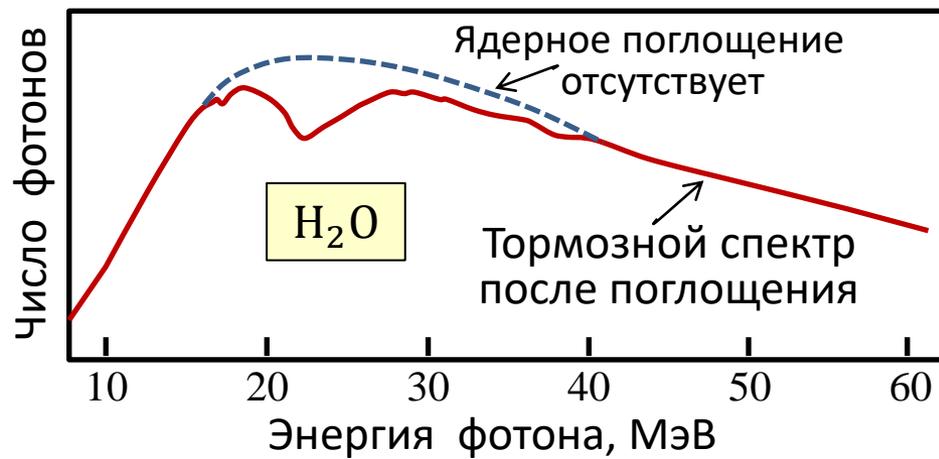


На самом деле эффект ядерного поглощения мал



Пример: Поглотитель из ^{27}Al толщиной 17 см,
тормозное излучение с верхней границей 90 МэВ





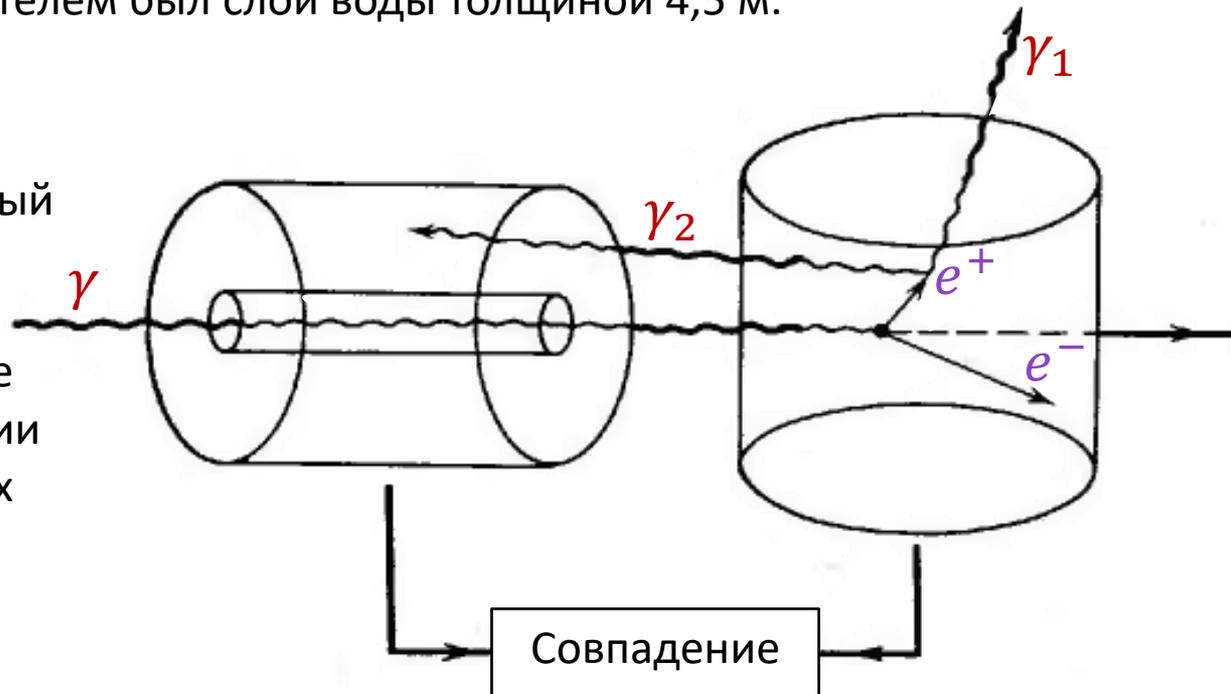
J.M. Wyckoff et al,
1965

Измерение выполнено с тормозным излучением с верхней границей 90 МэВ от линейного ускорителя Национального Бюро Стандартов (USA).

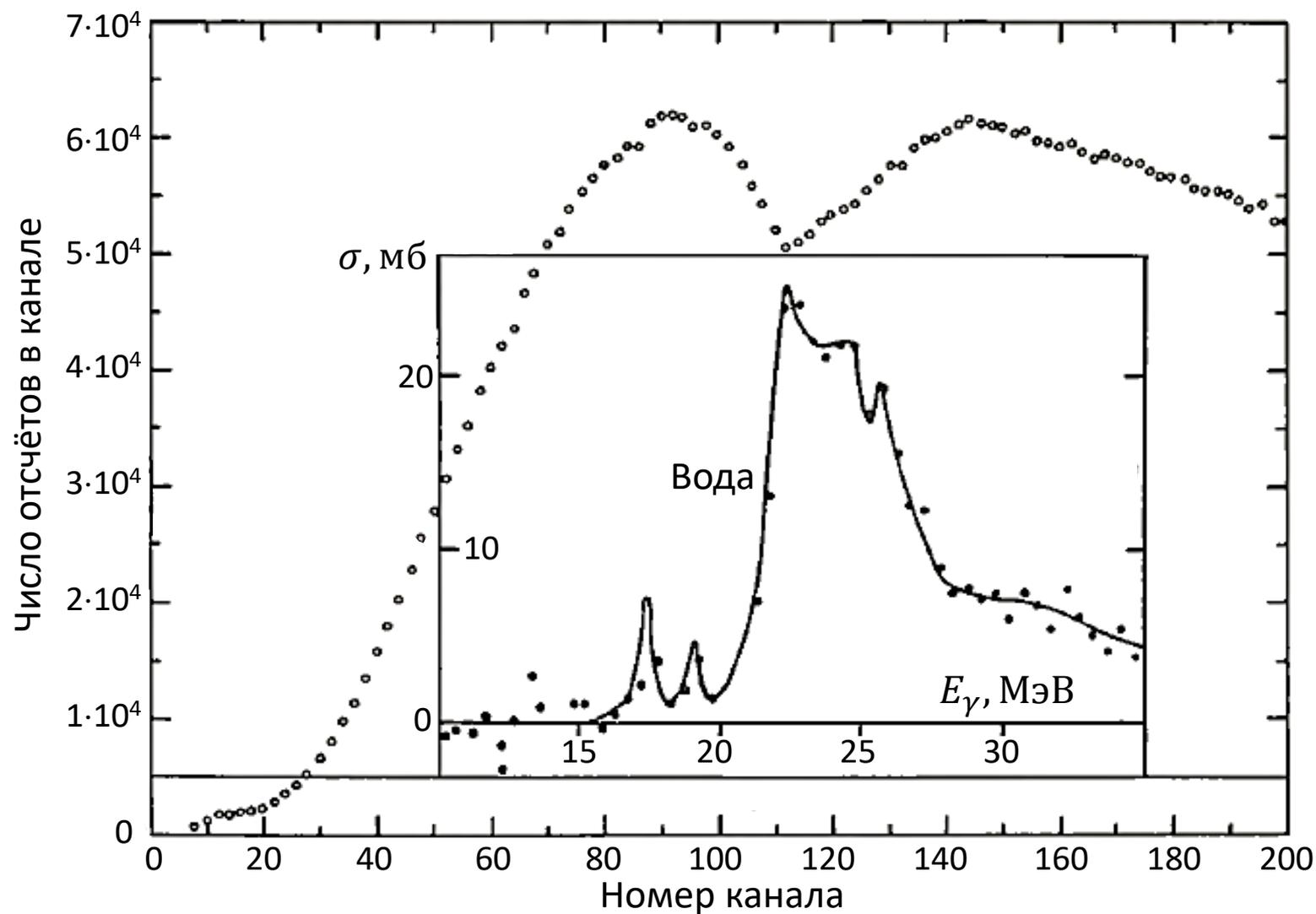
Поглотителем был слой воды толщиной 4,5 м.

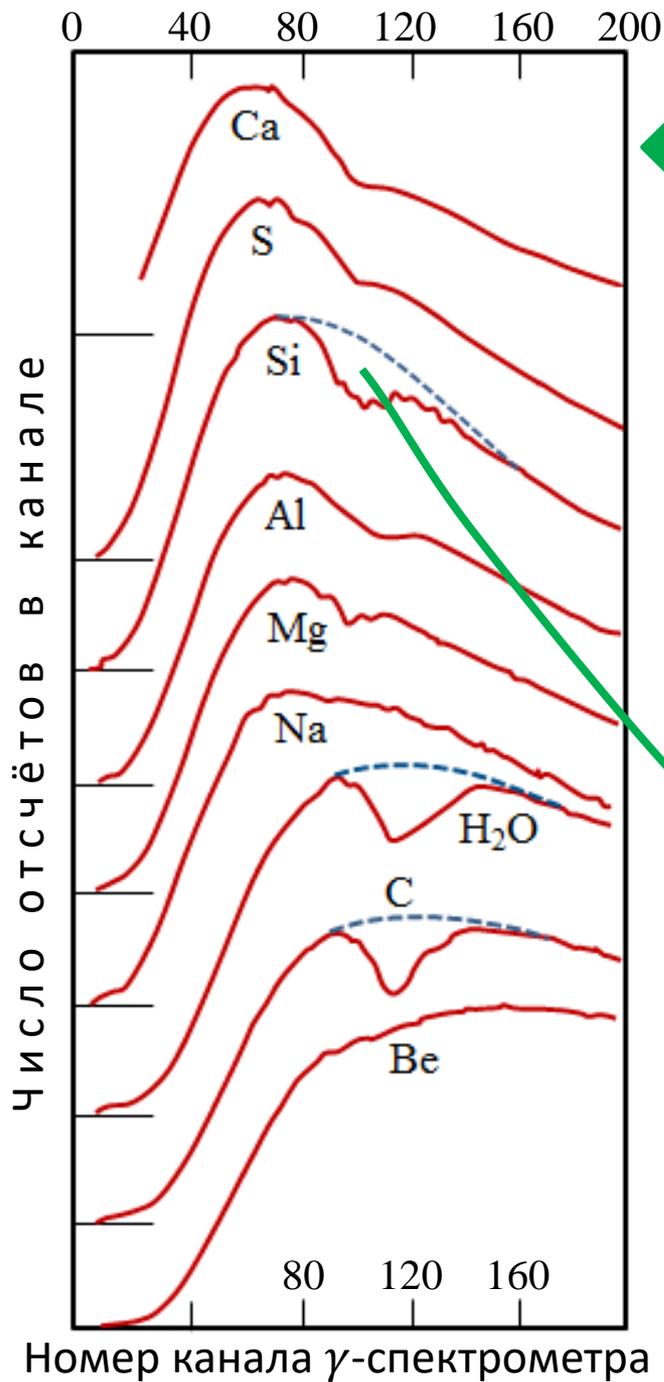
Использовался двухкристальный
сцинтилляционный парный
 γ -спектрометр.

Импульс в правом кристалле
регистрируется при попадании
одного из аннигиляционных
фотонов в левый кристалл.



Данные того же эксперимента в более крупном масштабе



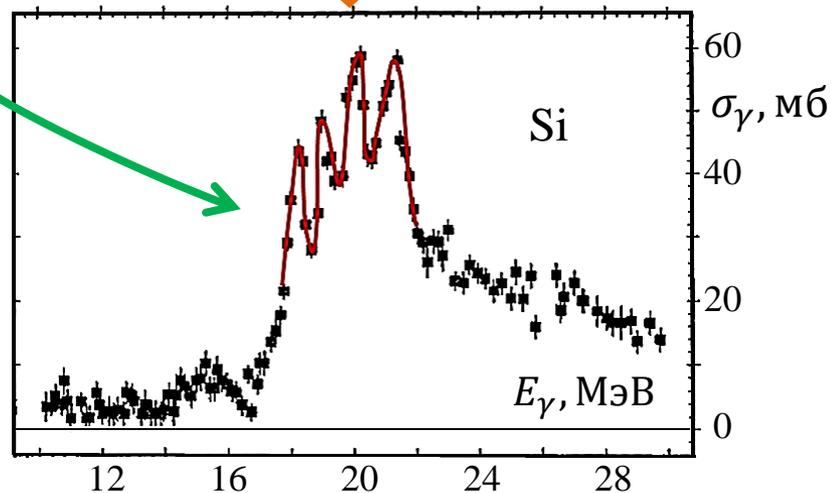


National Bureau of Standard (USA), 1965

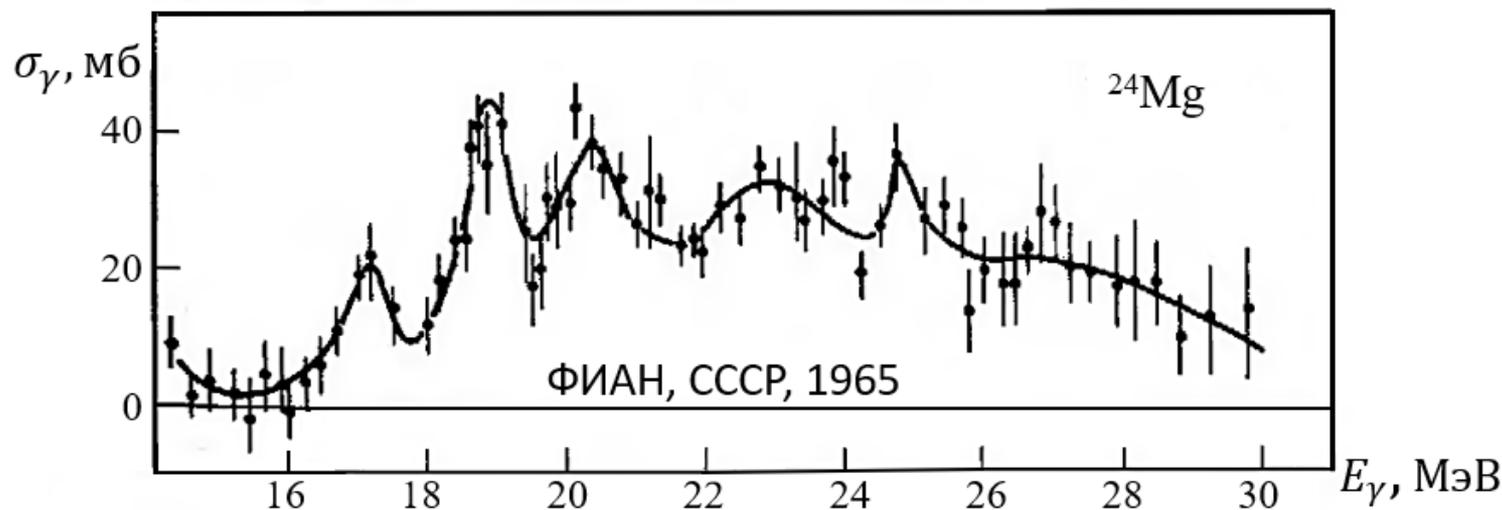
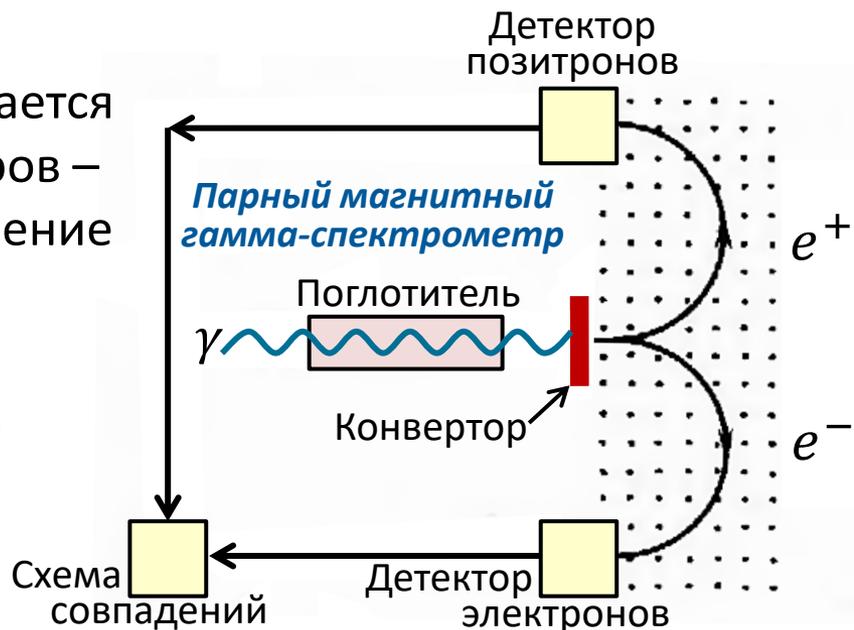
J.M. Wyckoff, B. Ziegler, H.W. Koch, R. Uhlig

Использовался двухкристальный NaI-спектрометр
 эффективностью 4% и энергетическим разрешением
 2% (400 кэВ при $E_\gamma = 20$ МэВ).

Более высокое энергетическое разрешение
 имеют магнитные γ -спектрометры.
 С магнитным парным спектрометром
 в Майнце (Германия) с энергетическим
 разрешением 0,1% и эффективностью $\approx 0,01\%$
 получено сечение ядерного фотопоглощения
 на кремнии (Si), J. Ahrens et al (1975)



Высокое энергетическое разрешение достигается использованием магнитных γ -спектрометров – комптоновского и парного. При этом разрешение может быть $\approx 0,1\%$, но сильно падает эффективность регистрации фотонов. Обычно работают при разрешении $\approx 1\%$ (200 кэВ для $E_\gamma = 20$ МэВ) и эффективности $10^{-4} - 10^{-6}$.



Сечение полного поглощения фотонов ядром ^{24}Mg , измеренное с помощью парного магнитного гамма-спектрометра с энергетическим разрешением $\approx 1\%$

