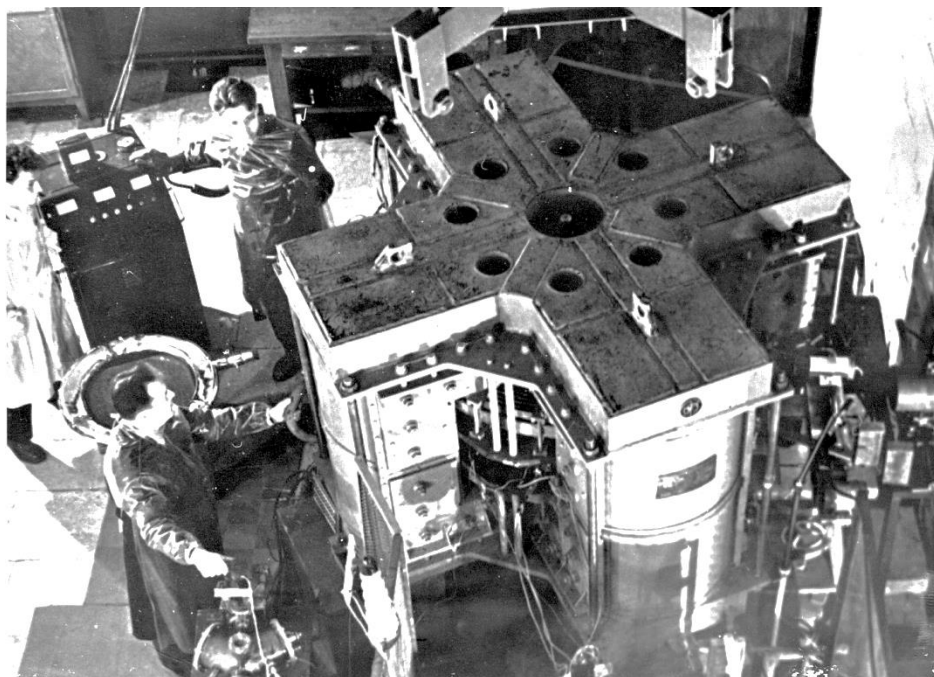


И.М. Капитонов

Конфигурационное расщепление
гигантского резонанса атомных ядер

1 декабря 2020 г.

Фотоядерные исследования в НИИЯФ МГУ 1959



Бетатрон на энергию 35 МэВ



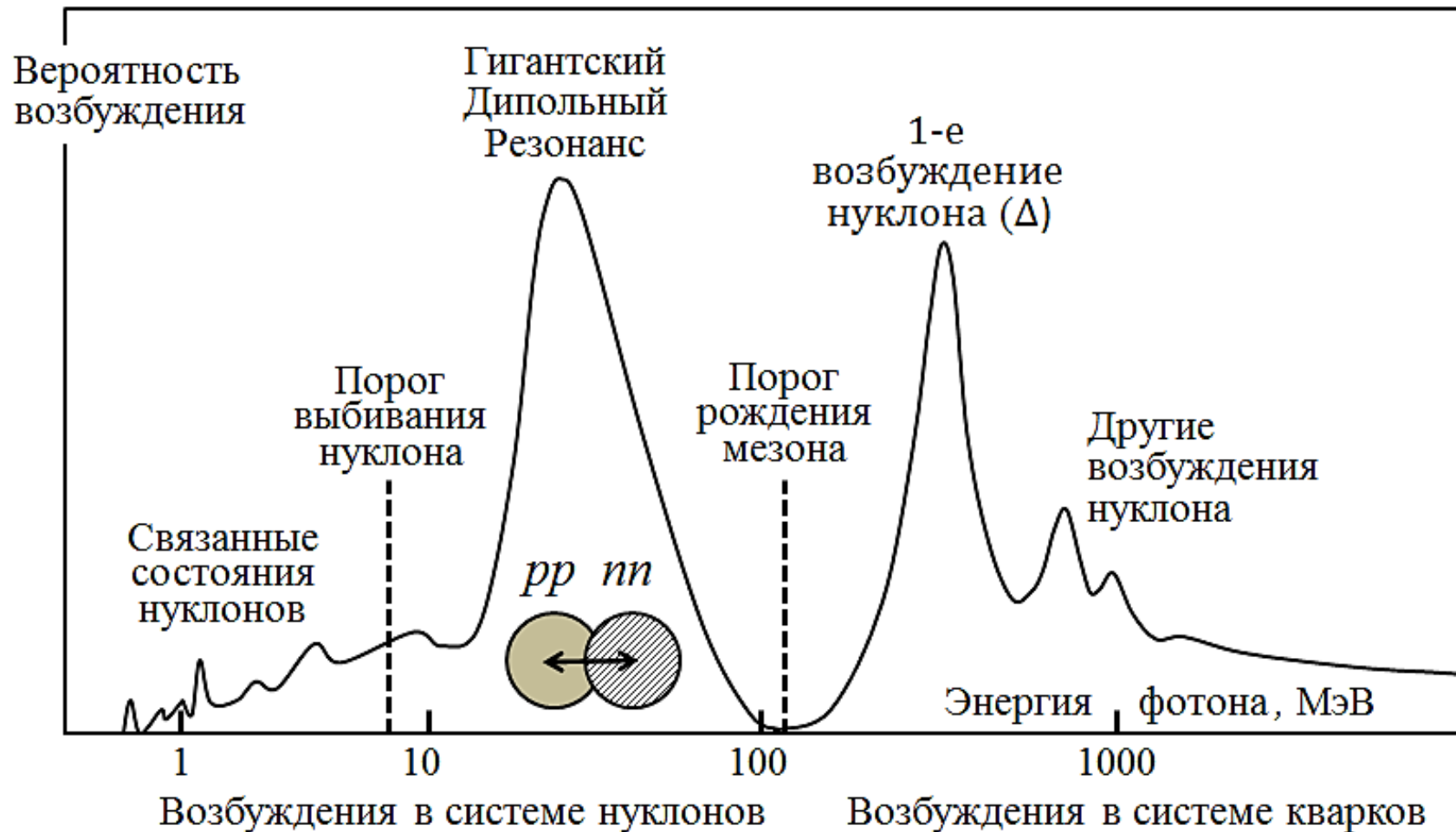
В.Г. Неудачин и В.Г. Шевченко
Ишханов, Пискарев, Капитонов

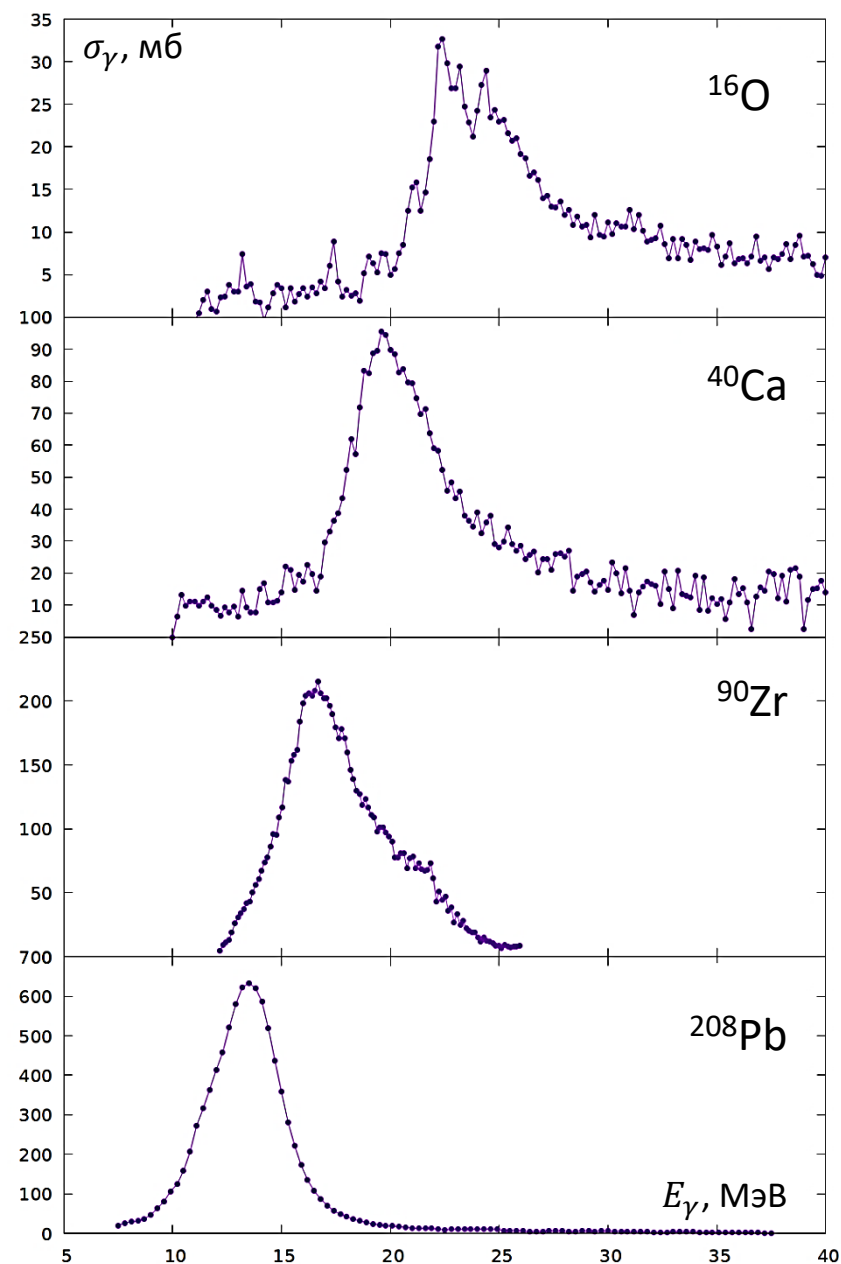


Варламов



Схематический вид сечения поглощения фотонов атомными ядрами до энергии 10 ГэВ

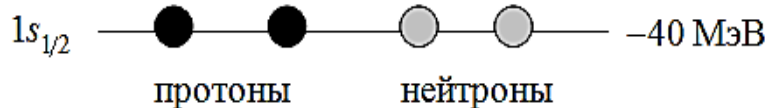
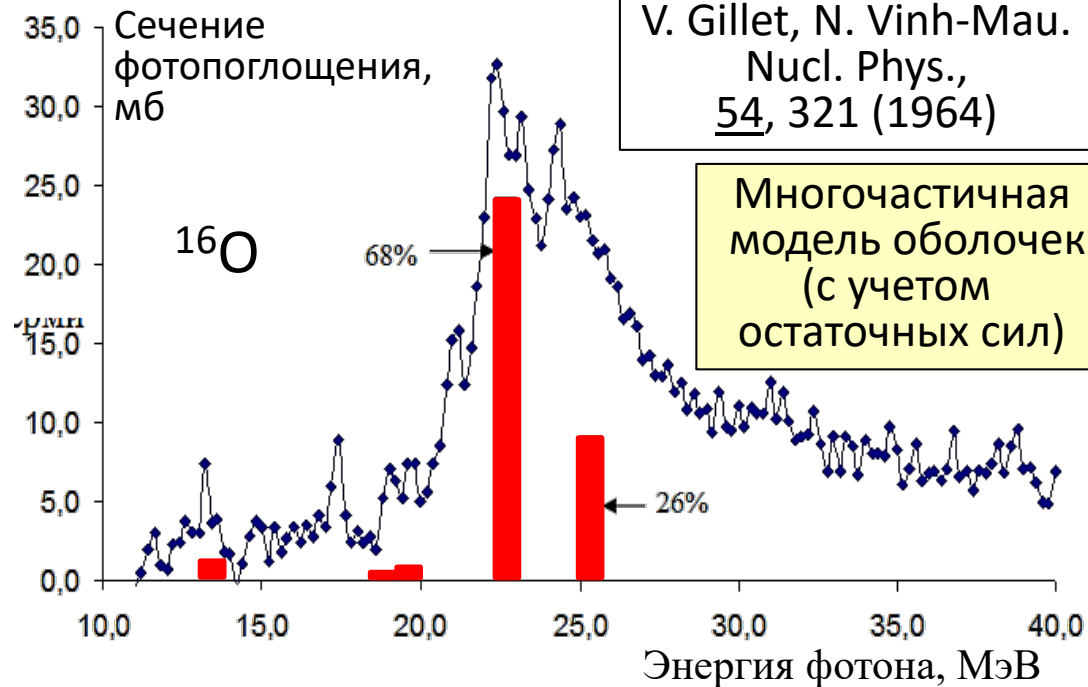
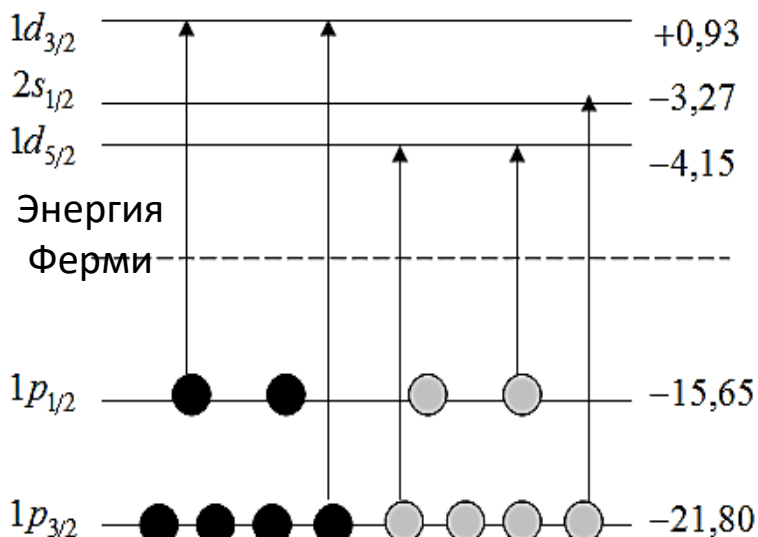




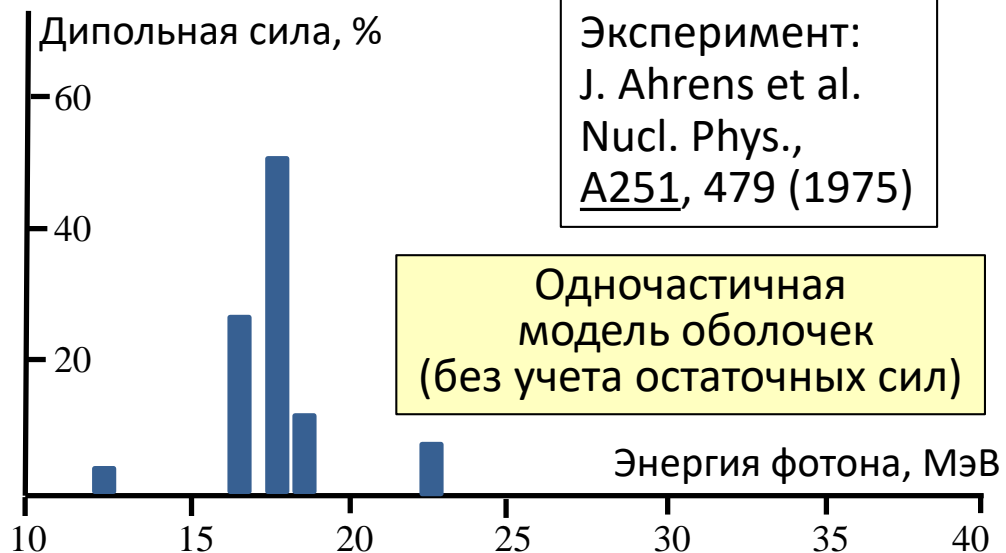
К началу 1960-х было известно, что сечения фотопоглощения ядер ^{16}O , ^{40}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb и ряда других средних и тяжелых ядер приближенно имеют вид одиночного гигантского резонанса с шириной на половине высоты 4-5 МэВ.

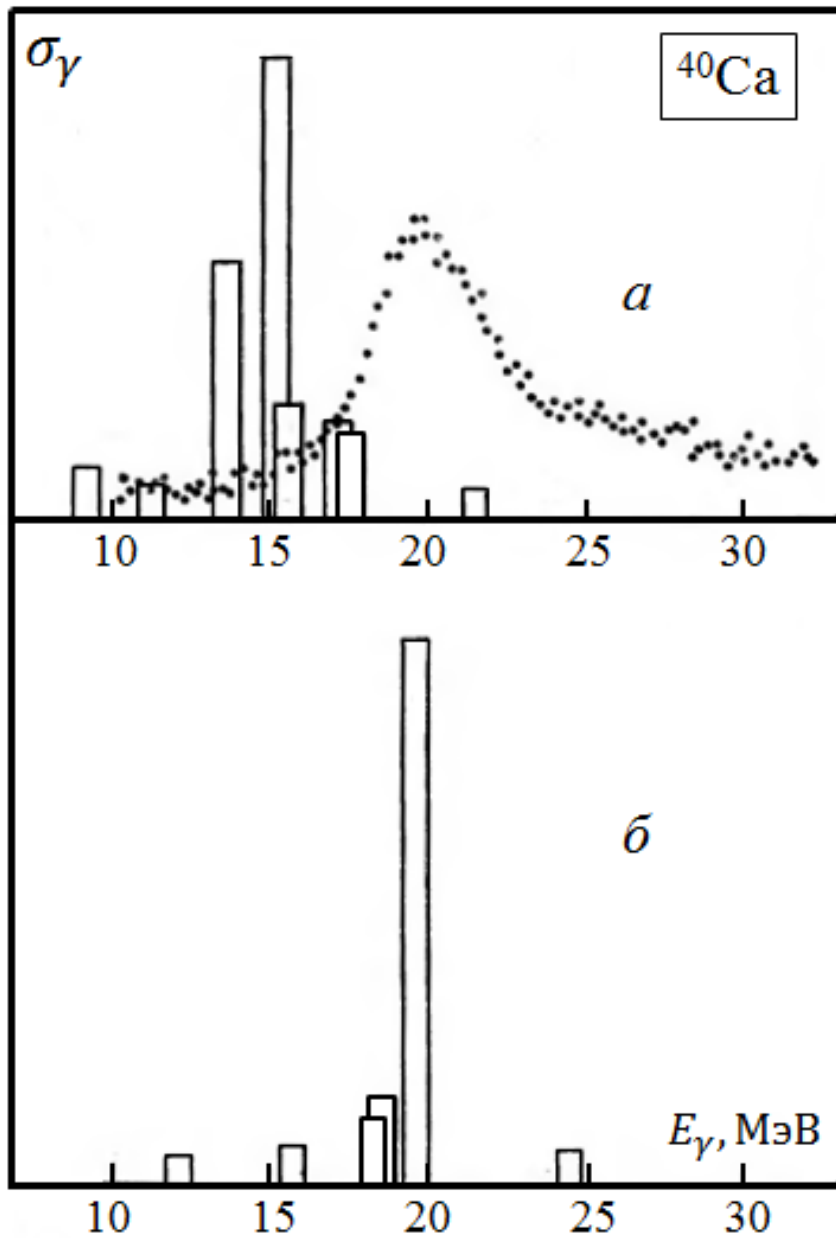
Положение по энергии гигантского резонанса удалось описать в рамках модели оболочек с учетом остаточного взаимодействия Брауном (Brown G.E.) и Болстерли (Bolsterly M.), которые в 1959 г. продемонстрировали, что эти, сравнительно небольшие силы, в результате эффектов накопления приводят к формированию из независимых частично-дырочных ($1p1h$) конфигураций когерентного состояния с согласованным движением большого числа нуклонов. При этом основная часть дипольной силы собирается в одном когерентном резонансе.

Гигантский дипольный резонанс лёгкого магического ядра в модели оболочек

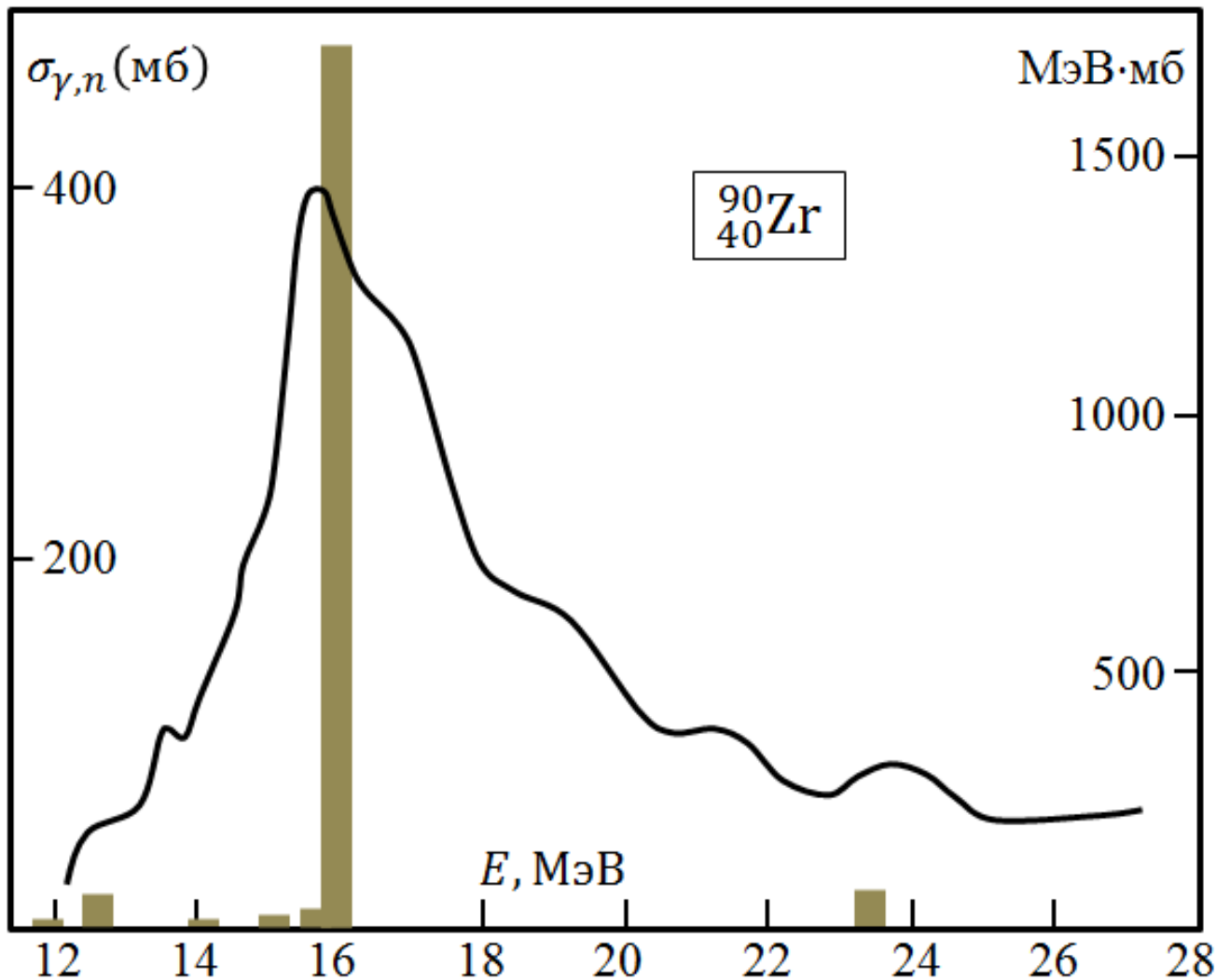


E1-нуклонные переходы
в ядре ^{16}O

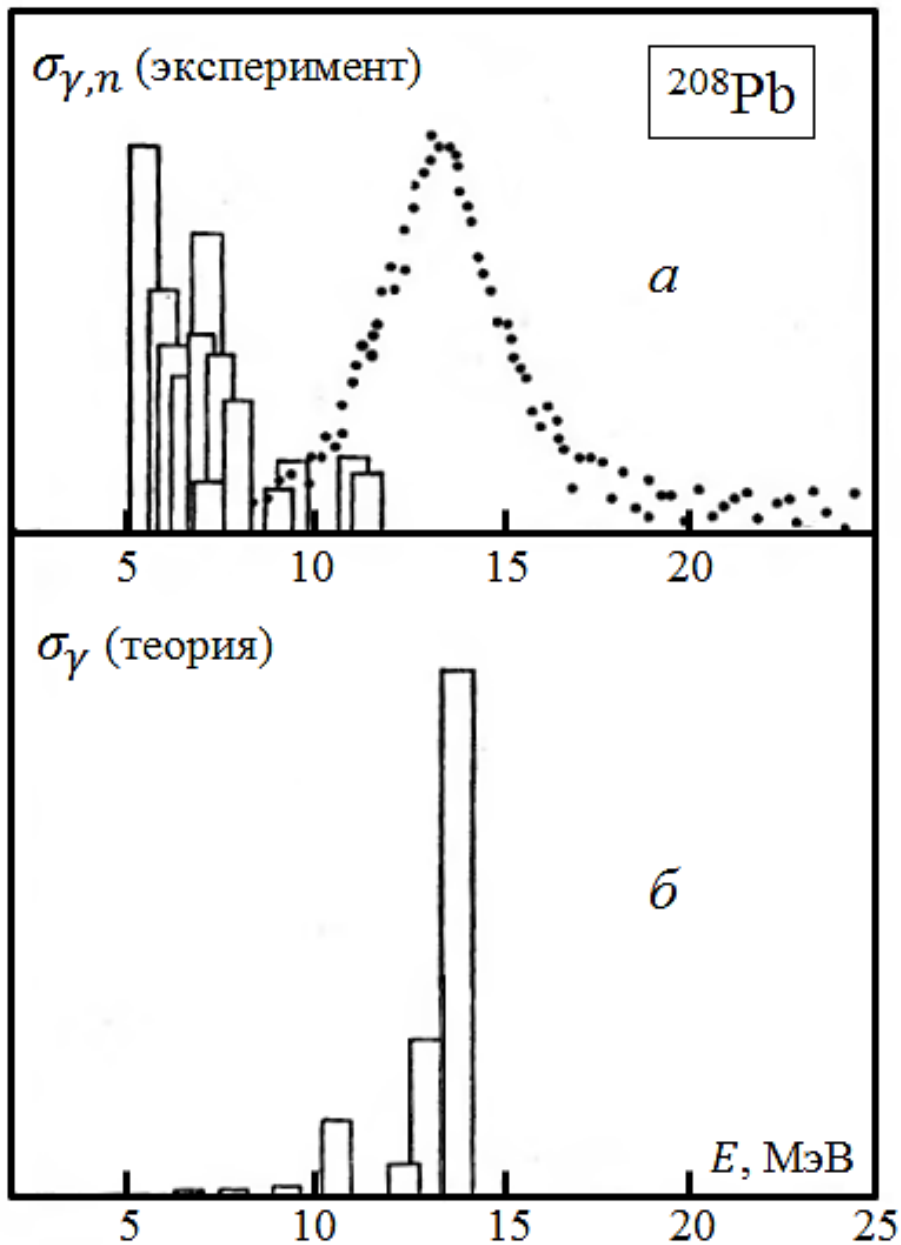




Сечение фотопоглощения ядра ^{40}Ca .
 Точки – эксперимент
 (Ahrens J. et al.
 Nucl. Phys., A251 (1975) 479),
 столбики – расчет в модели оболочек
 (Balashov V.V., Shevchenko V.G., Yudin N.P.
 Nucl. Phys., 27 (1961) 323):
 а – без учета
 остаточного взаимодействия,
 б – с учетом
 остаточного взаимодействия.



Сравнение распределения E1-переходов, рассчитанного для ядра ${}^{90}\text{Zr}$ в рамках модели оболочек с учетом остаточного взаимодействия (столбики), с экспериментальным фотонейтронным сечением (линия).



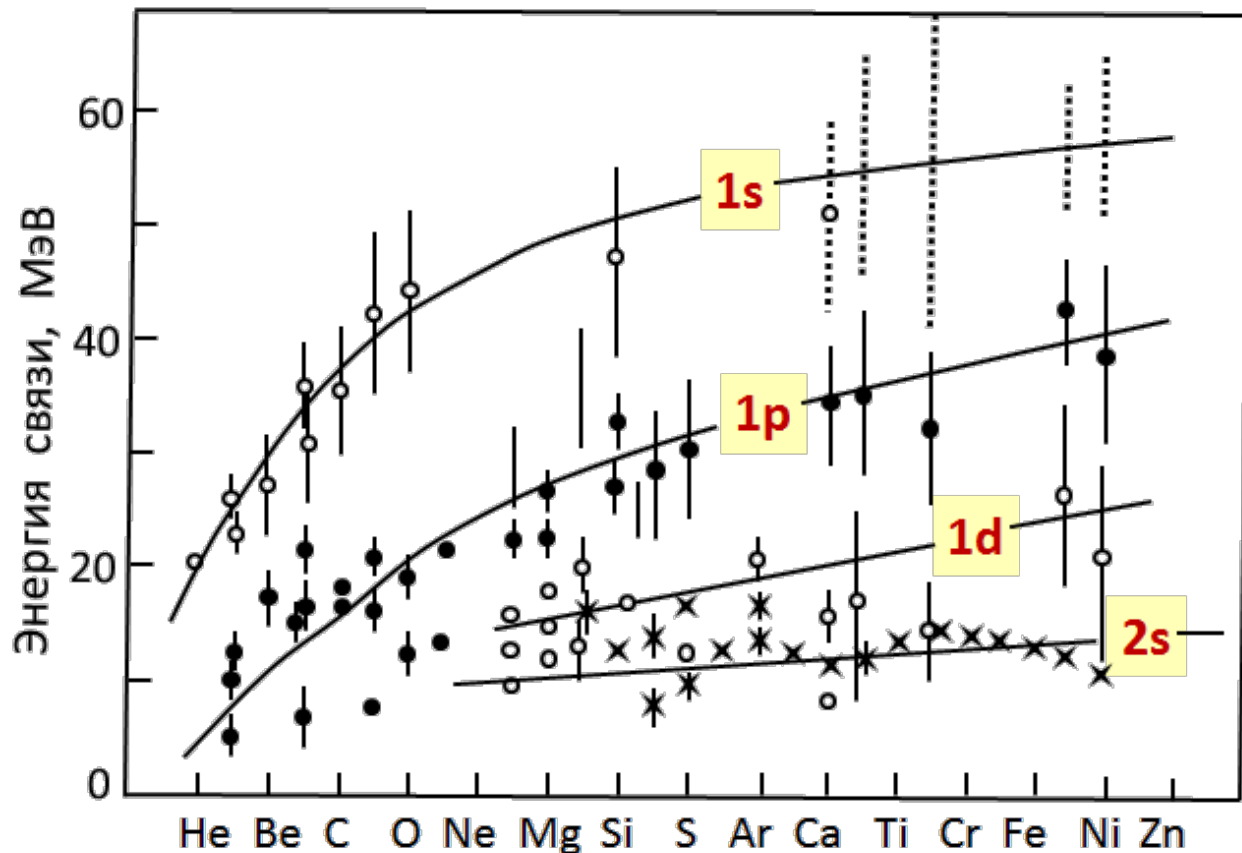
Сравнение экспериментального
 фотонейтронного сечения
 для ядра ^{208}Pb
 (Phys. Rev., B136 (1964) 126)
 с расчетами фоторасщепления
 в модели оболочек
 (ЖЭТФ, 41 (1961) 1929)
 без учета
 остаточного взаимодействия (*a*)
 и с учетом
 остаточного взаимодействия (*б*).

Авторы настоящего открытия установили, что обширная группа всех легких атомных ядер (по крайней мере вплоть до кальция), у которых также как и у средних и тяжелых ядер имеется выделенная по энергии область интенсивного поглощения фотонов, характеризуется совершенно другим механизмом взаимодействия с электромагнитным излучением. Именно, **дипольные колебания у лёгких атомных ядер утрачивают коллективную природу. Вместо этого они характеризуются, в основном возбуждением отдельных нуклонов, которое переходит с нуклонов одних ядерных оболочек на нуклоны других оболочек при изменении энергии фотона. Иначе говоря, единый пик гигантского резонанса не формируется, а вместо этого возникает широкая полоса энергий (её ширина 10-30 МэВ), где происходит интенсивное дипольное поглощение фотонов, причём фотоны разных энергий возбуждают протоны и нейтроны разных ядерных оболочек. В результате образуется широкая полоса частот поглощения фотонов лёгкими ядрами вместо узкого пика, характерного для средних и тяжелых ядер, которые колеблются подобно капле жидкости. Такое расщепление одного узкого пика дипольного поглощения фотонов на ряд пиков, разбросанных в широкой области частот, наблюдающееся при переходе от тяжелых и средних ядер к более лёгким, получило название «конфигурационного расщепления гигантского резонанса» (термин, впервые введённый в научную литературу в 1967 г. на международной конференции по ядерной физике в Токио и с тех пор утвердившийся в ней).**

Это расщепление было предсказано в 1960 г. в НИИЯФ МГУ В.Г. Неудачиным, В.Г. Шевченко и Н.П. Юдиным [1] сначала для ядер $1p$ -оболочки (между ${}^4_2\text{He}$ и ${}^{16}_8\text{O}$), а в 1964 г. ими же [2,3] и для ядер $1d2s$ -оболочки (между ${}^{16}_8\text{O}$ и ${}^{40}_{20}\text{Ca}$). Для ядер $1p$ -оболочки аналогичное предсказание сделано в 1964 г. Р.А. Эрамжяном [4].

1. В.Г. Неудачин, В.Г. Шевченко, Н.П. Юдин. В кн.: Труды третьей Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях. 1960. «Изд. АН СССР», М.-Л., 1962, с. 486.
2. V.G. Neudatchin, V.G. Shevchenko, N.P. Yudin. Phys. Lett. 1964. v. 10, p. 180.
3. V.G. Neudatchin, V.G. Shevchenko, N.P. Yudin. Phys. Lett. 1964. v. 12, p. 18.
4. Р.А. Эрамжян. Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1964. т. 28. с. 1181.

Конфигурационное расщепление возникает у легких ядер с незамкнутыми нуклонными оболочками (а их большинство). Это следствие того, что расстояние между ядерными оболочками у таких ядер резко уменьшается по мере перехода от внутренних оболочек к внешним.



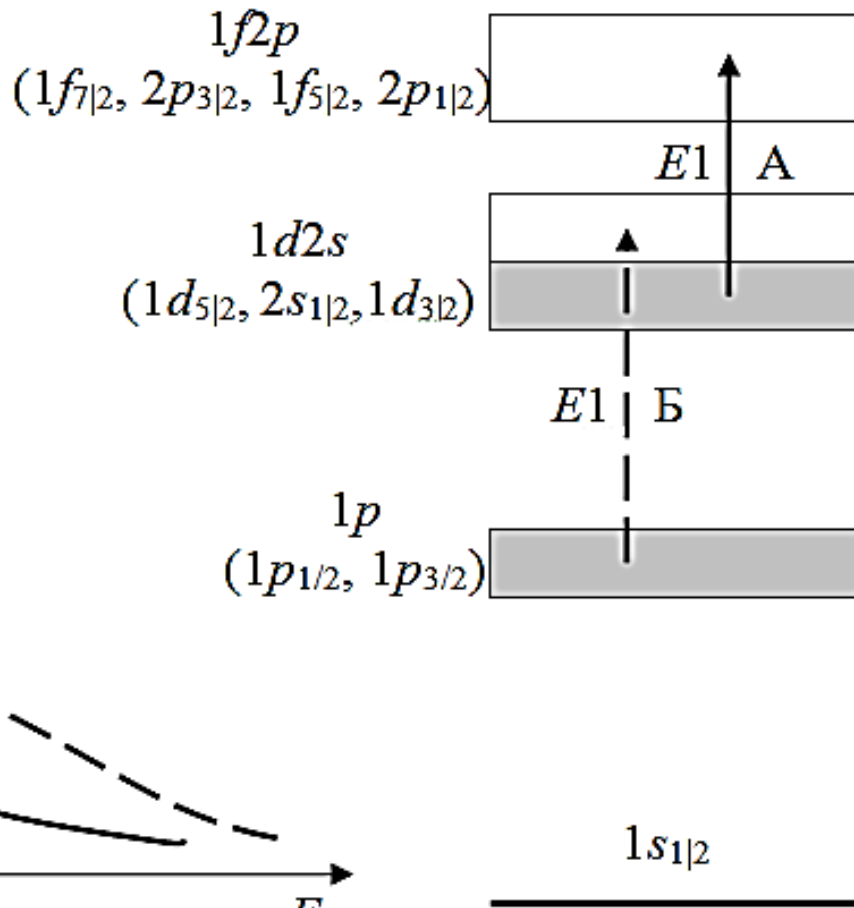
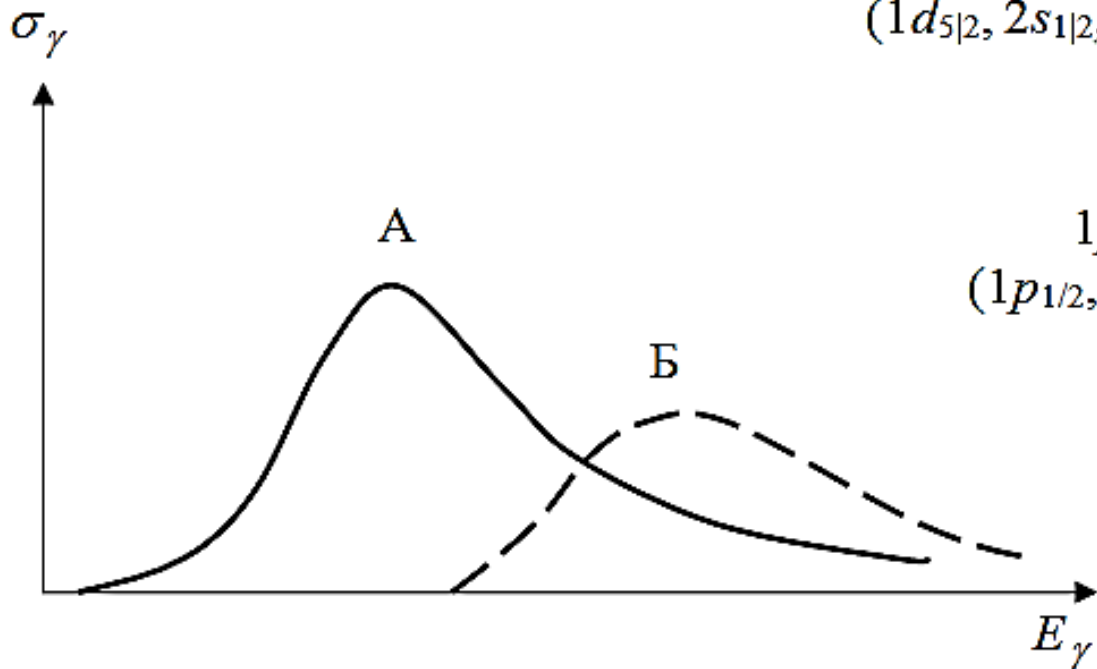
Энергии связи протонов разных оболочек по данным реакций $(p, 2p)$ и $(e, e'p)$

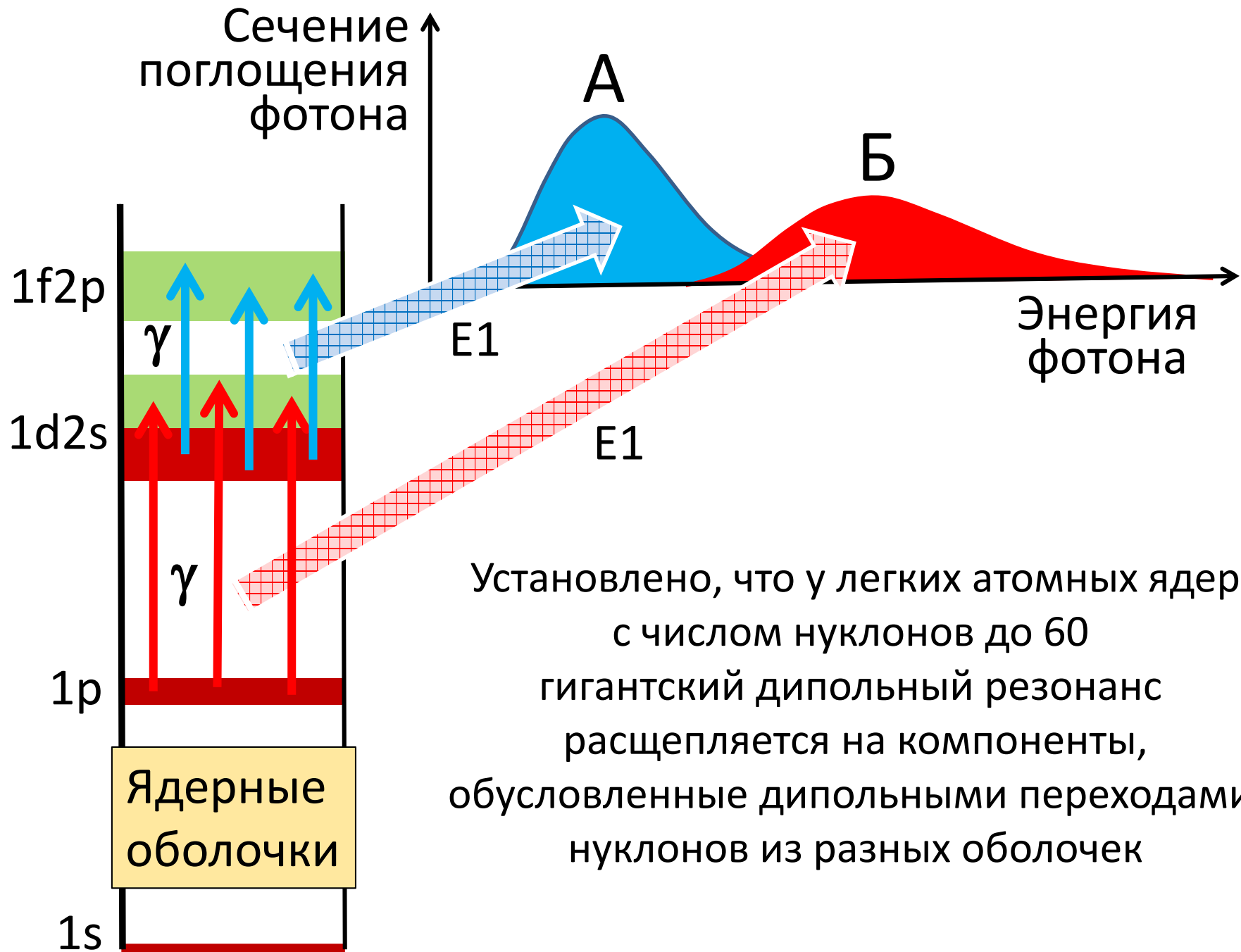
Подобное поведение энергий связи нуклонов разных оболочек, объясняется влиянием пространственно-обменных нуклон-нуклонных сил Майораны.

Пример: ядро $1p$ -оболочки ^{12}C . У него две группы дипольных переходов: $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ (А) и $1s_{1/2} \rightarrow 1p_{1/2}$ (Б). Их энергии соответственно 15,0 и 27,6 МэВ, т.е. различаются почти на 13 МэВ. 90% этой разницы возникает за счет сильного опускания замкнутой оболочки $1s$ относительно внешней оболочки $1p$, вызванного силами Майораны.

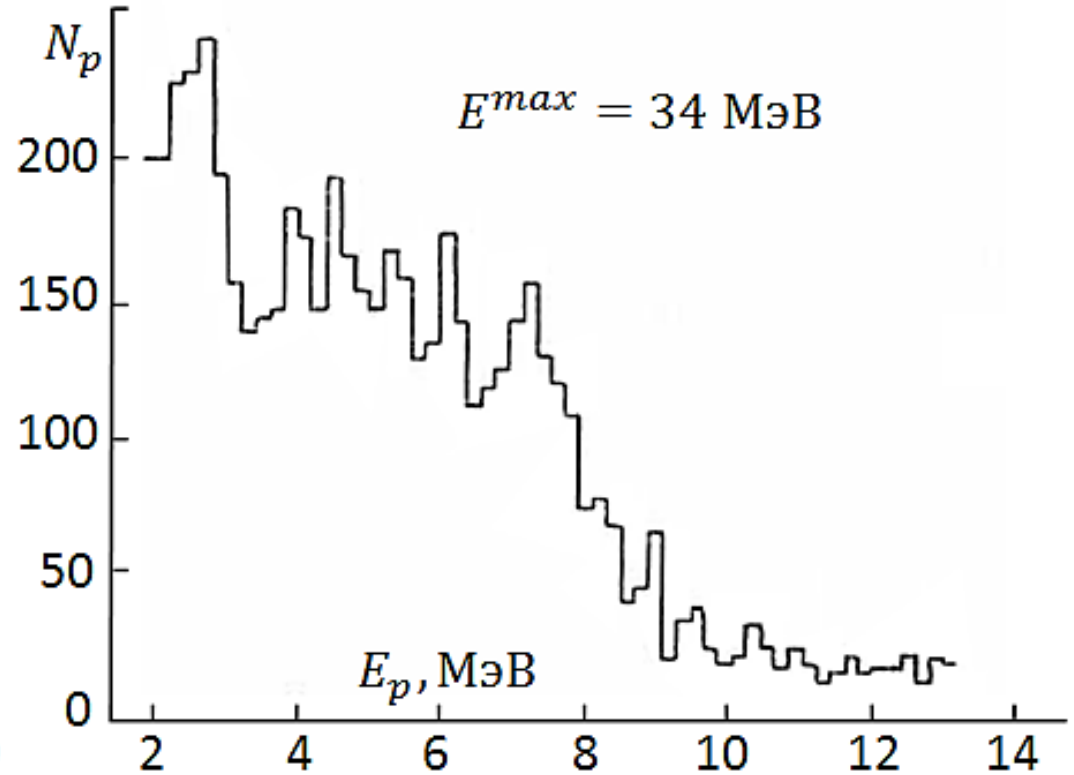
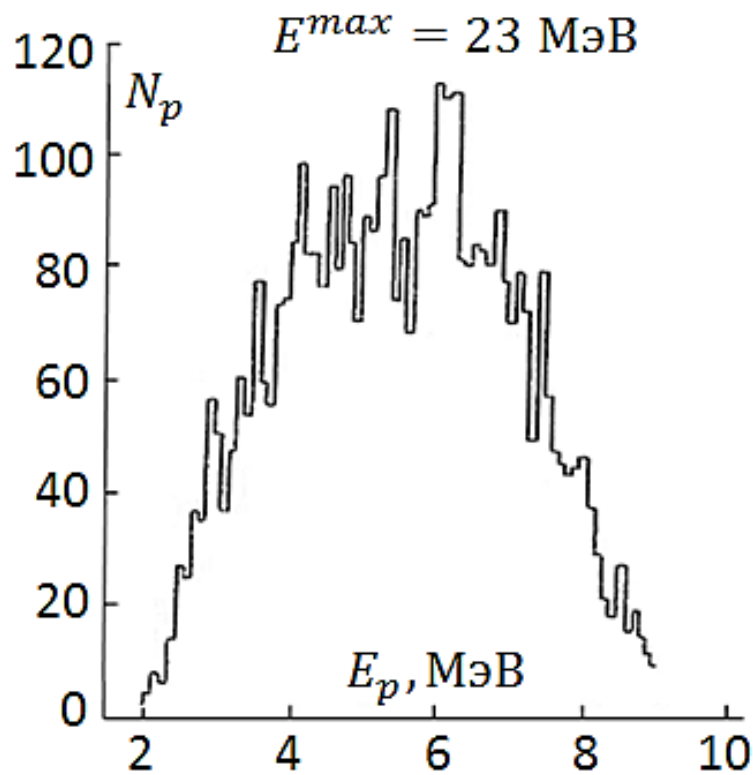
Схема формирования конфигурационного расщепления ГДР в ядрах с незаполненной $1d2s$ -оболочкой (между ^{16}O и ^{40}Ca)

Аналогичные группы разделенных переходов возникают и у ядер $1d2s$ -оболочки





Раннее экспериментальное указание на конфигурационное расщепление: увеличение верхней границы тормозного спектра приводит к смягчению протонного спектра, т.е. к росту средней энергии возбуждения конечного ядра.

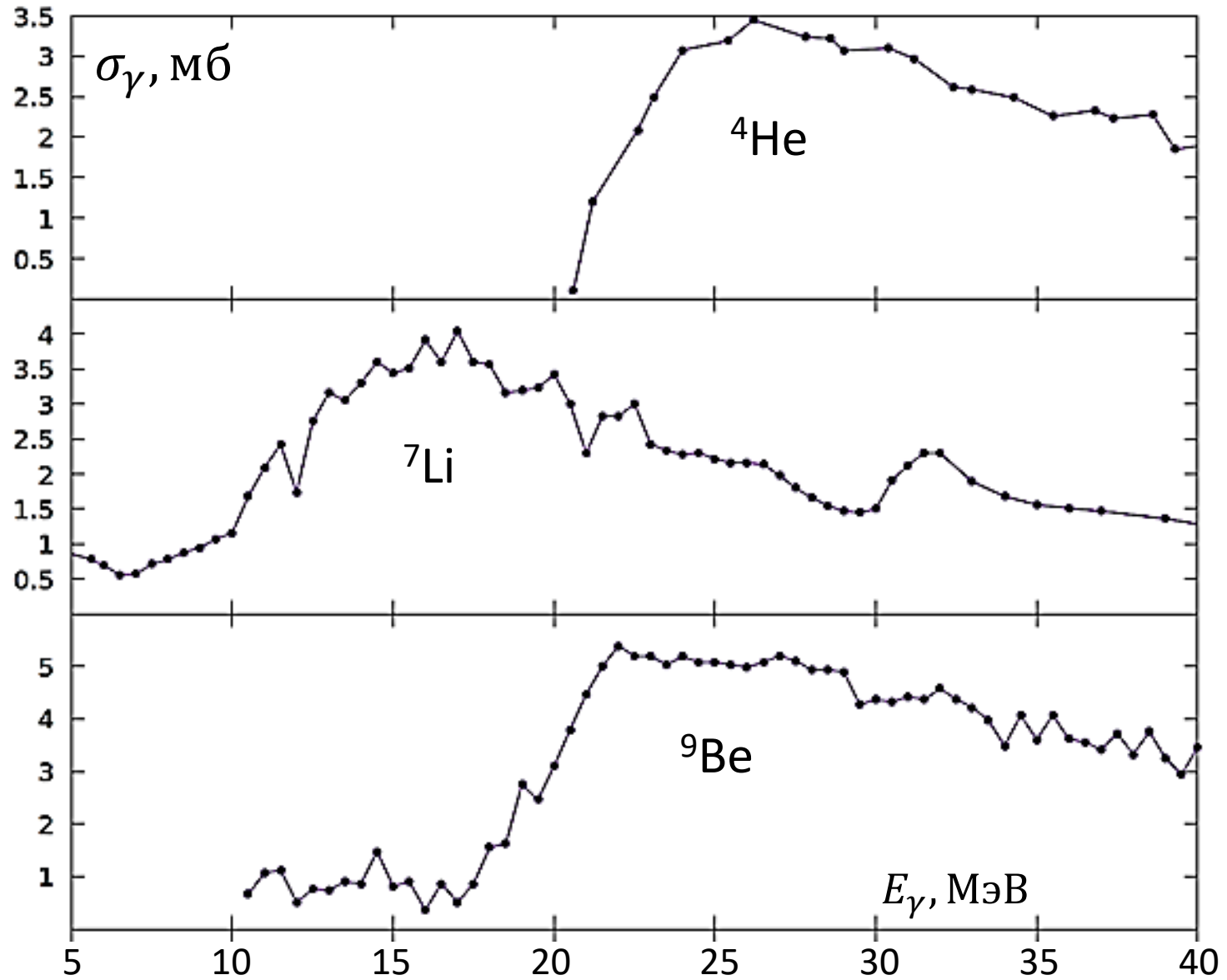


Энергетические спектры фотопротонов из ядра ^{24}Mg ,

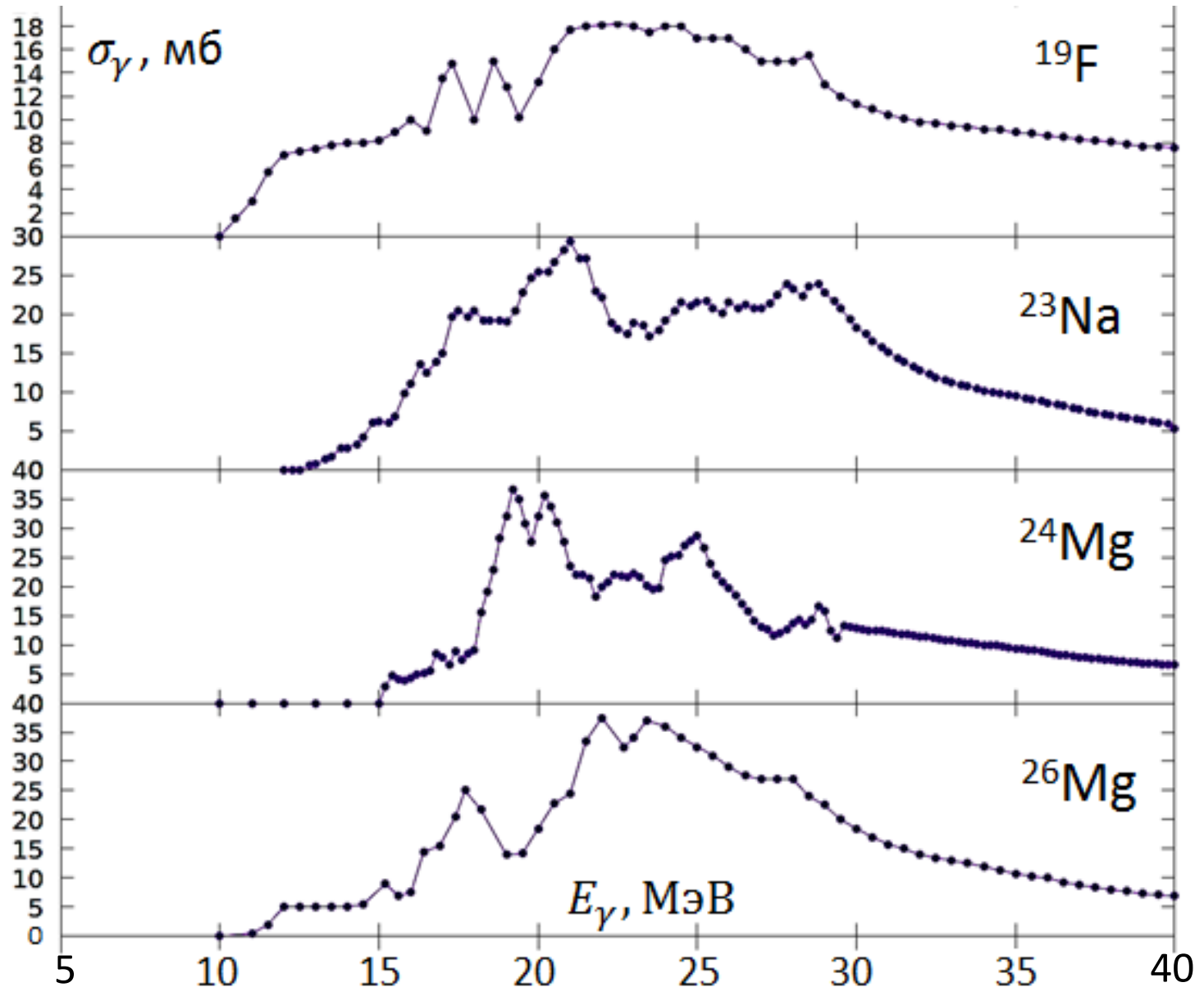
полученные методом ядерных эмульсий при $E^{max} = 23$ и 34 МэВ

(Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. Изв. АН СССР сер. физ. 30 (1966) 378).

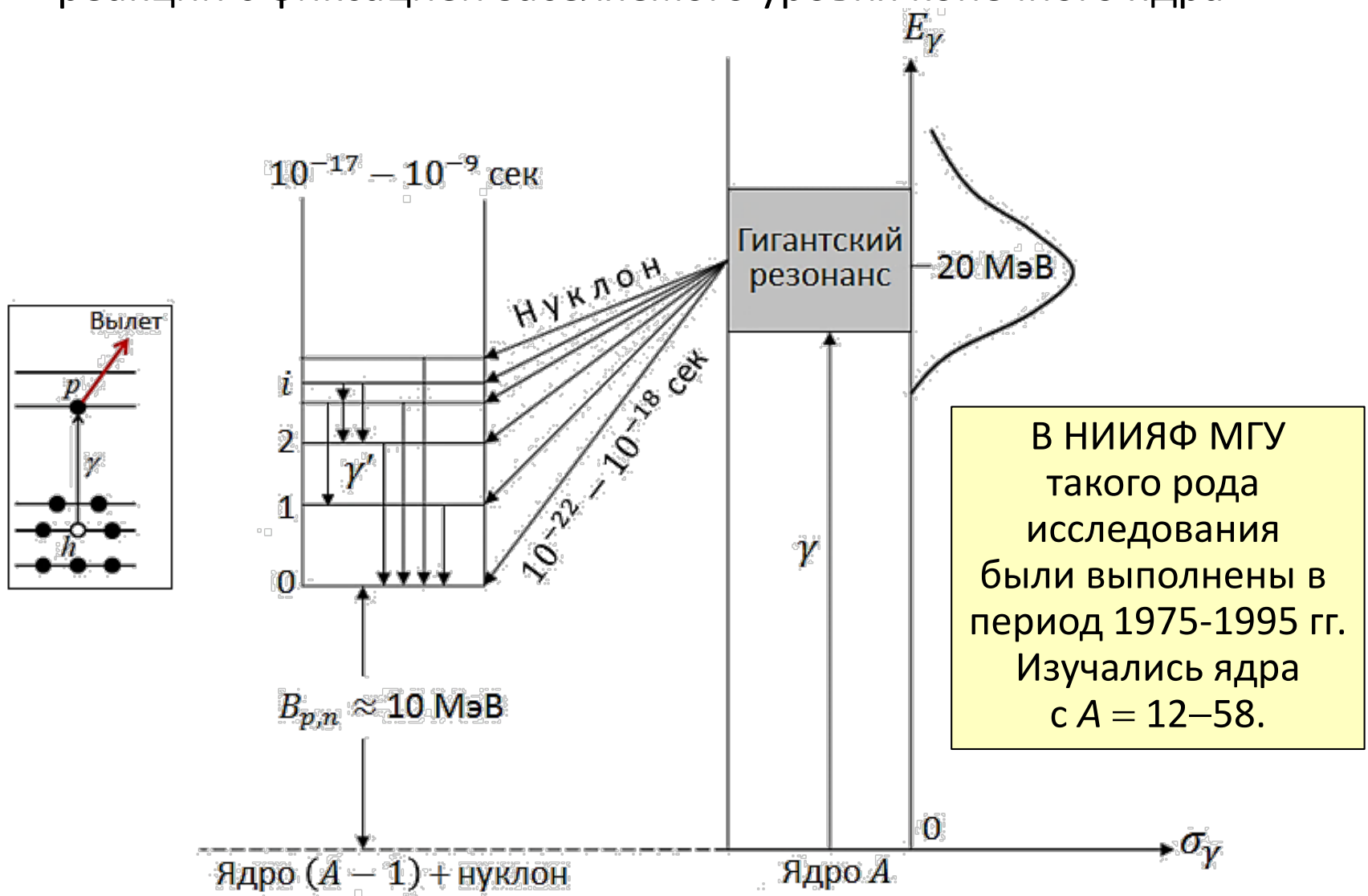
Сечения фотопоглощения легчайших ядер 1p-оболочки



Сечения фотопоглощения ядер начала $1d2s$ -оболочки



Для того чтобы разобраться в природе состояний гигантского резонанса необходимо исследовать фотонуклонные реакции с фиксацией заселяемого уровня конечного ядра



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

Стадии фотоядерной реакции

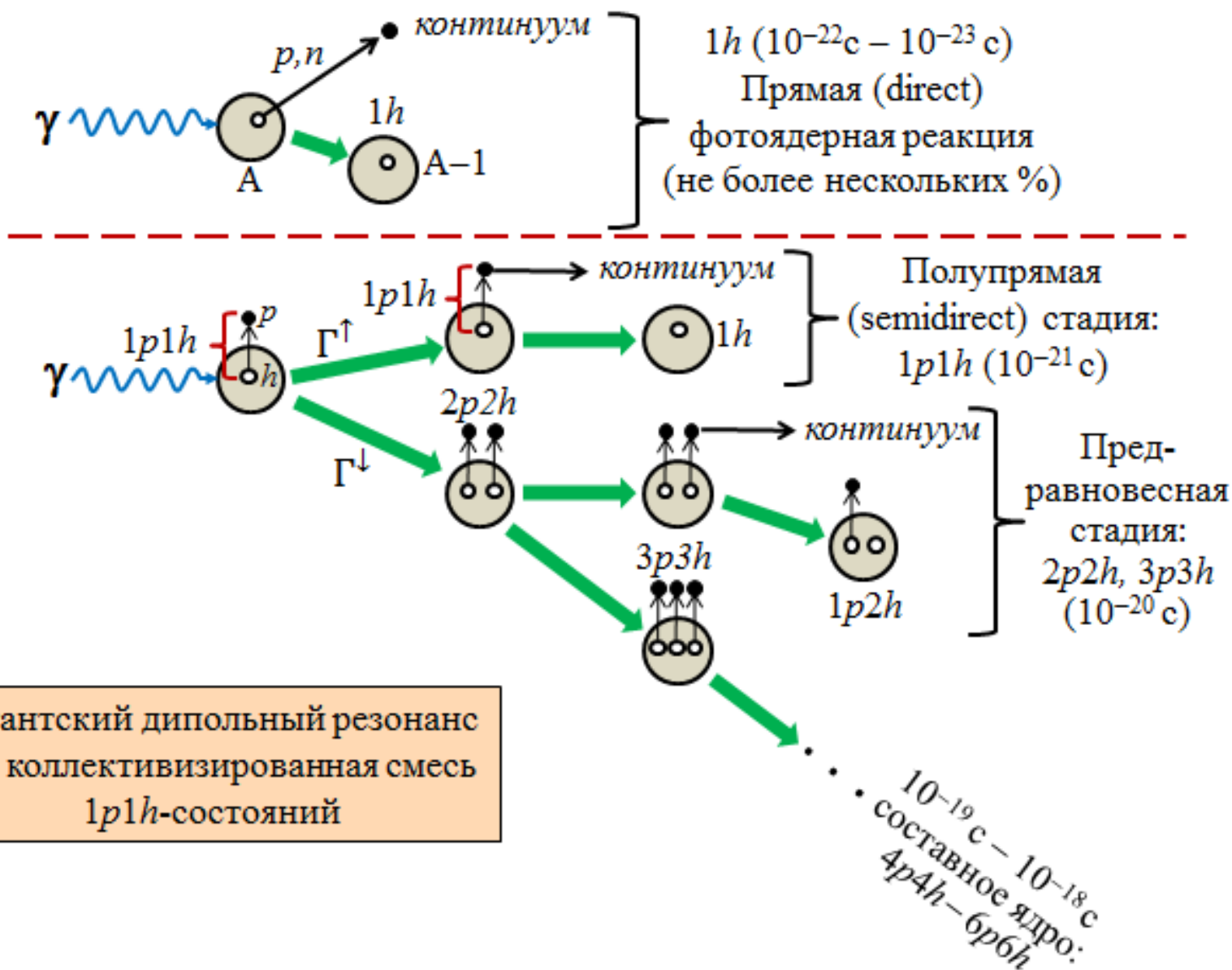
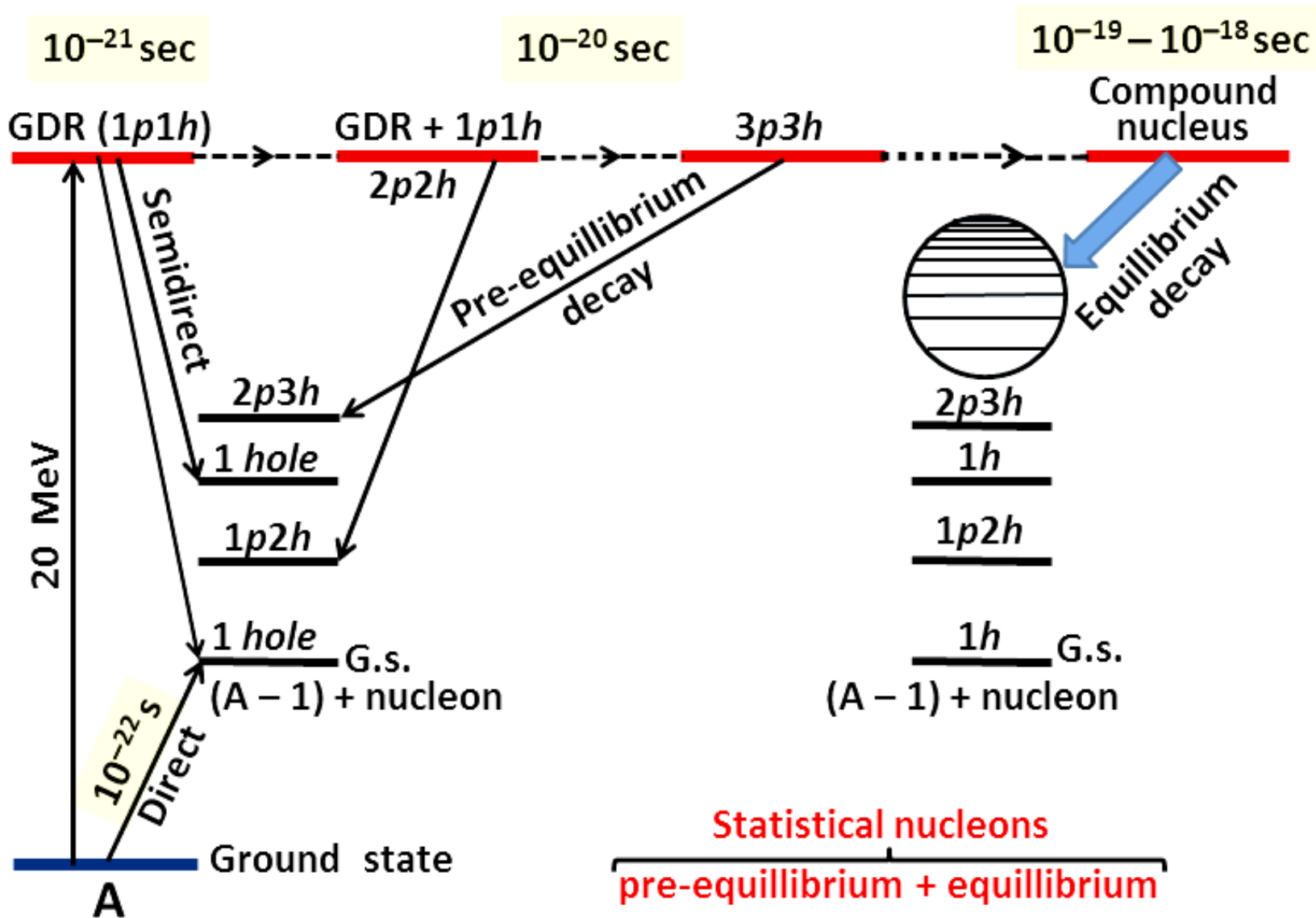
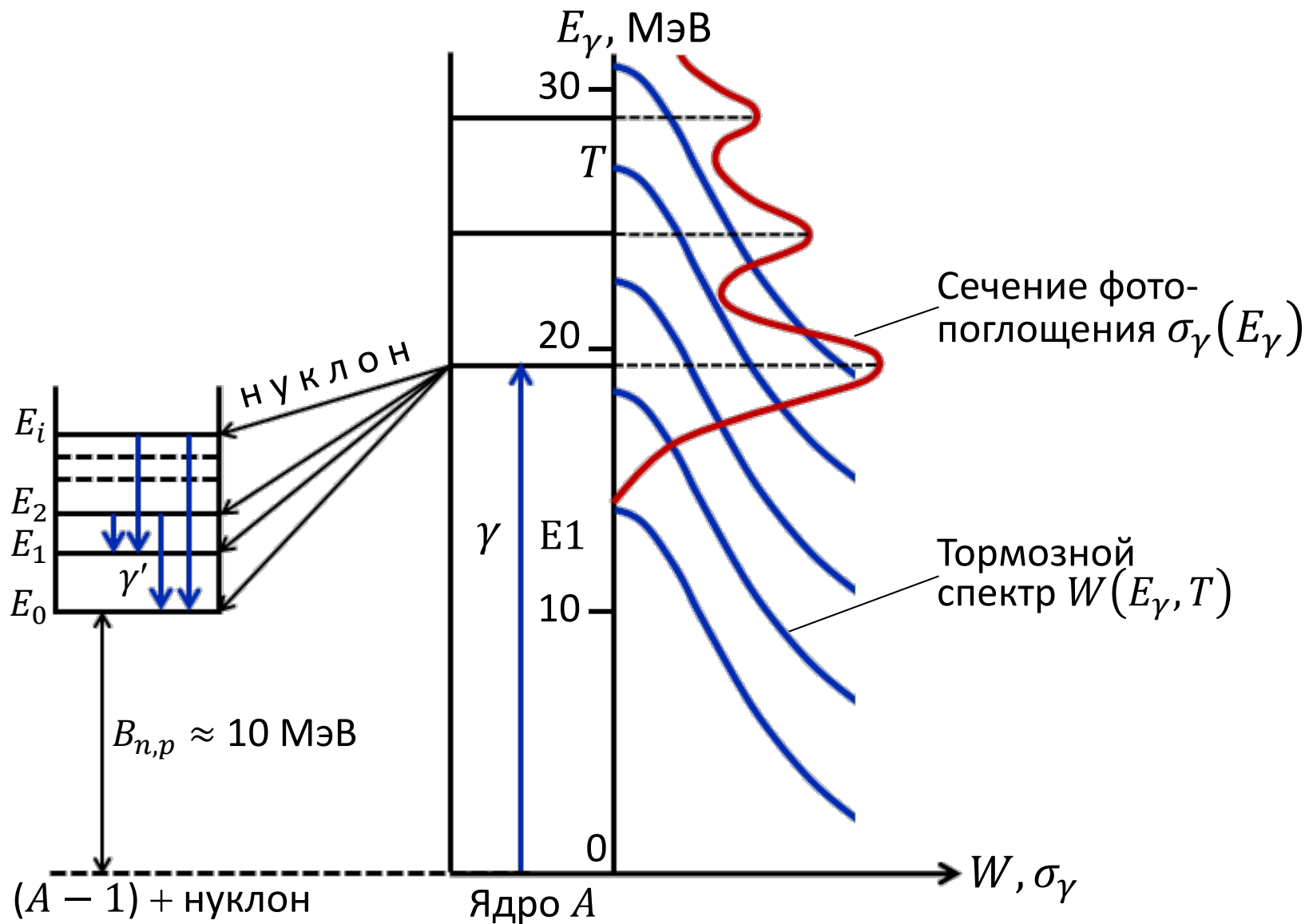


Диаграмма распада отдельного входного состояния ГДР



Измерялись энергетические спектры
нуклонов (протонов) при различных
верхних границах $T = E^{max}$ тормозного излучения
и они дополнялись
спектрами γ -распада конечных ядер.

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

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

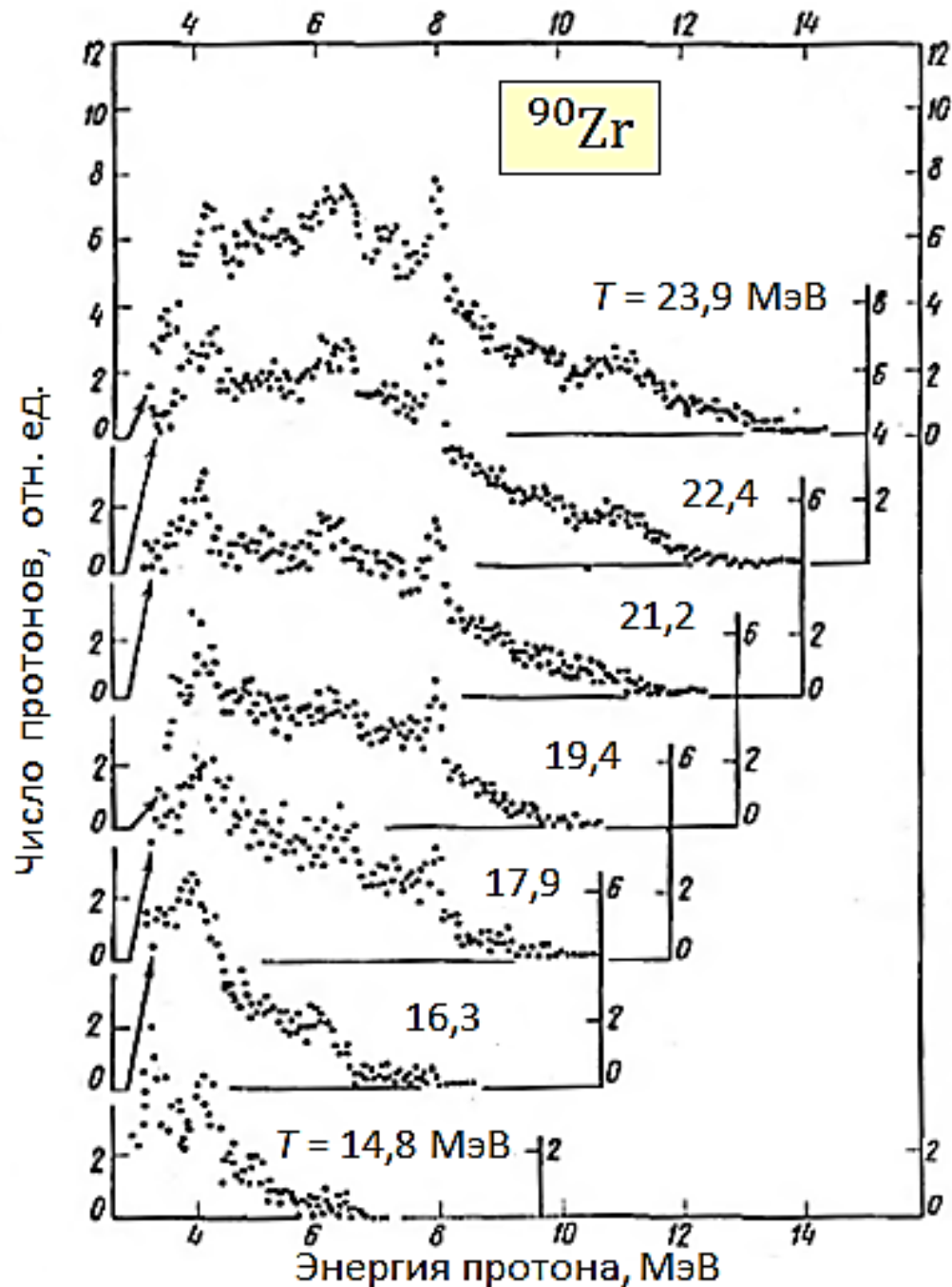
в котором $B_{n,p}$ – энергия отделения нуклона из ядра-мишени A .

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.

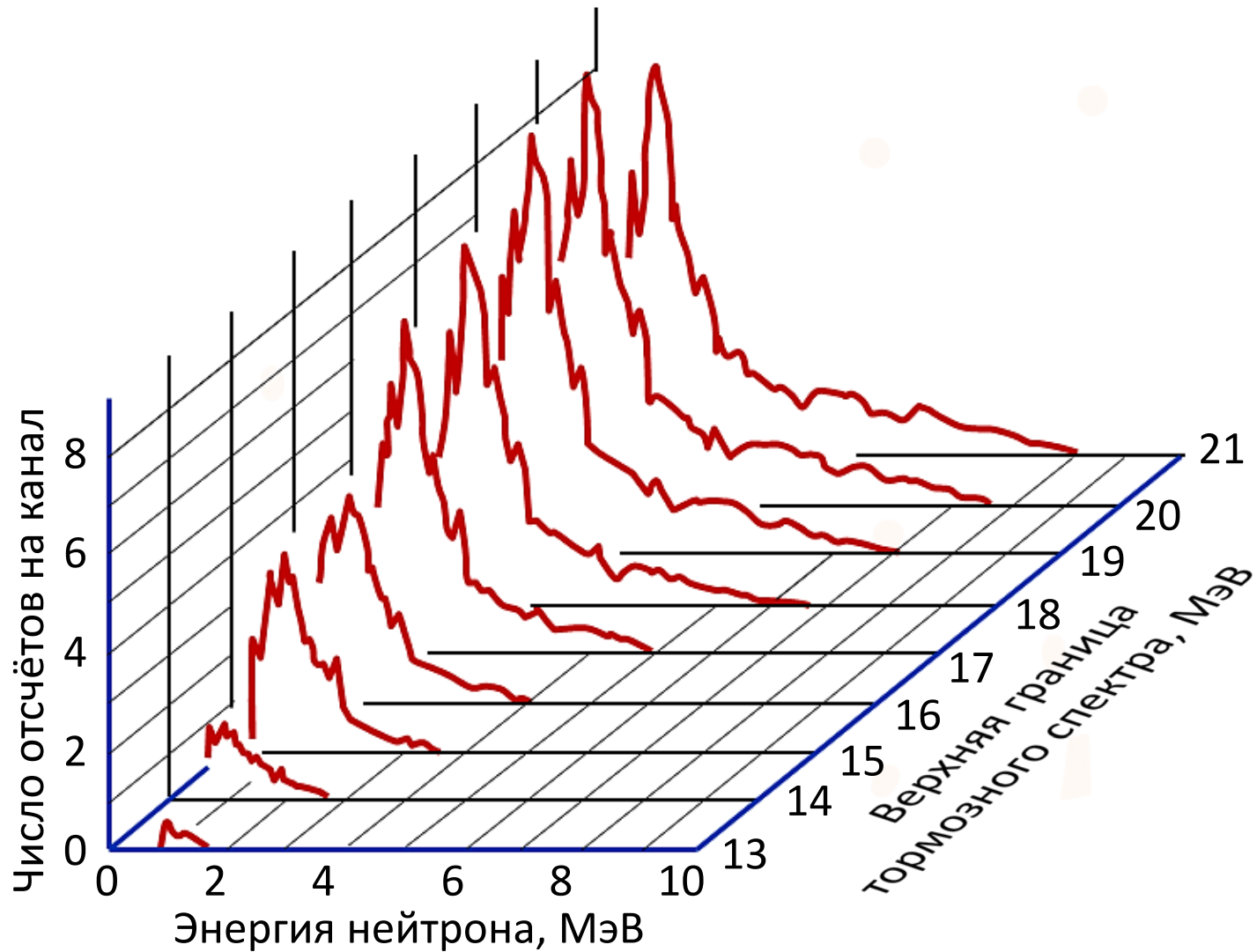
Этим методом, регистрируя фотопротоны, с добавлением гамма-спектроскопии фотонов γ' , снимающих возбуждение конечного ядра в НИИЯФ МГУ исследовался гигантский резонанс ядер

$^{12}\text{C}, ^{16,17,18}\text{O}, ^{19}\text{F}, ^{23}\text{Na}, ^{24,25,26}\text{Mg}, ^{27}\text{Al}, ^{28,29,30}\text{Si}, ^{31}\text{P}, ^{32}\text{S}, ^{40}\text{Ca}, ^{35,37}\text{Cl}, ^{39}\text{K}, ^{45}\text{Sc}, ^{58}\text{Ni}$

Пример энергетических спектров фотопротонов, измеренных при различных значениях верхней границы T тормозного излучения



Спектры фотонейтронов из ^{19}F , измеренные на тормозном пучке с различной верхней границей



Ядра и E^{max} (в МэВ), для которых были получены спектры фотопротонов

^{12}C	^{23}Na	^{24}Mg	^{26}Mg	^{27}Al	^{28}Si	^{32}S
21,7	16,0	17,0	19,5	17,0	18,1	17,0
23,4	17,0	18,0	20,5	17,85	18,9	17,6
25,0	18,0	19,0	22,0	18,7	19,6	18,3
26,6	19,0	20,0	24,5	19,55	20,4	19,0
28,2	20,0	21,0	27,0	20,4	21,0	20,0
29,6	21,0	22,0		21,25	21,4	21,0
31,0	22,0	23,0		22,1	21,8	22,0
	23,0	24,0		23,0	22,4	23,0
	24,0	25,0		24,2	23,0	24,0
	25,0	26,0		25,4	24,0	25,0
	26,0	27,0		26,6	25,0	26,0
	27,0	28,0		27,6	26,0	27,0
	28,0	29,0		28,6	27,0	28,0
	29,0	30,0		29,7	28,0	29,0
	30,0					30,0

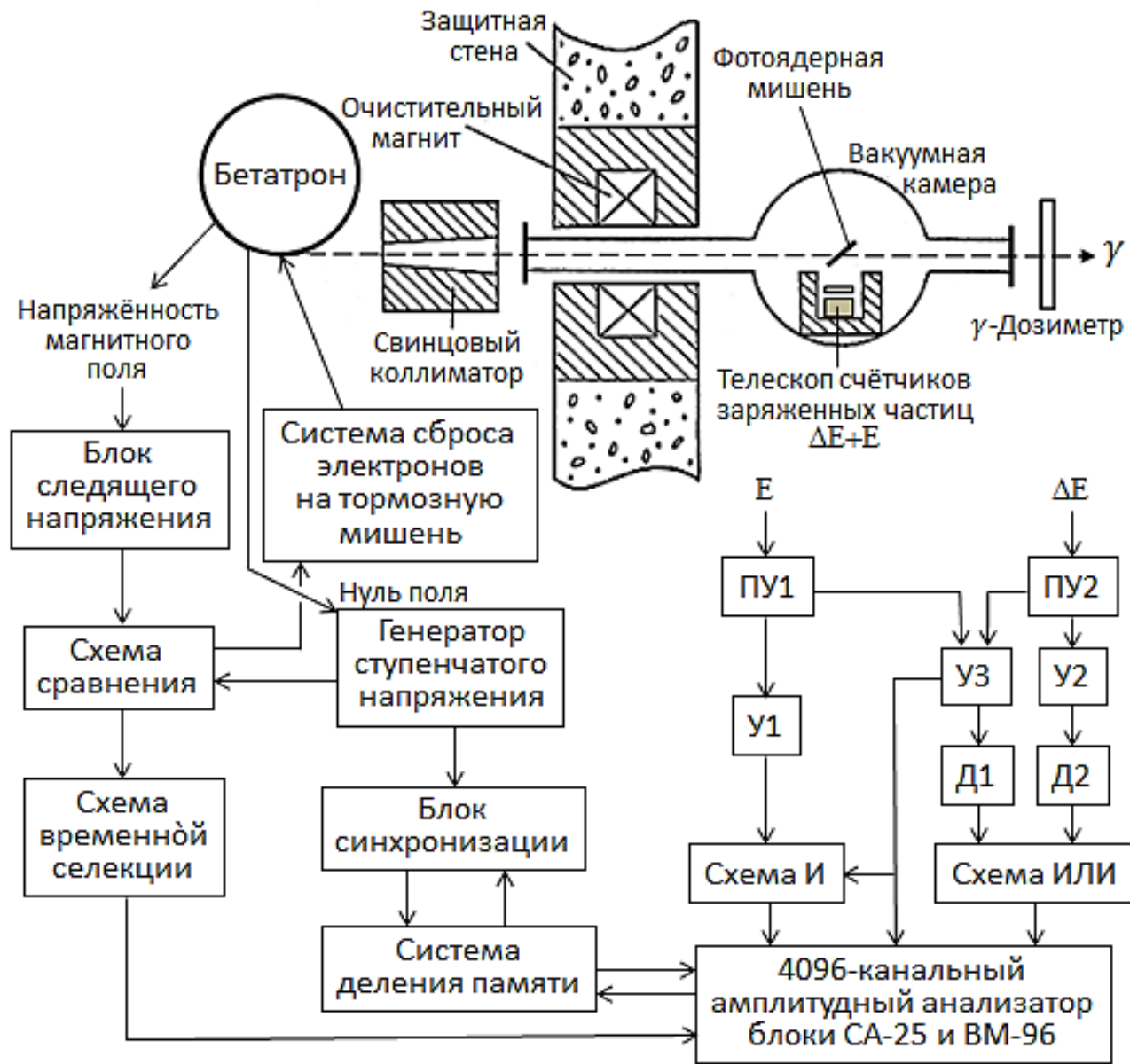
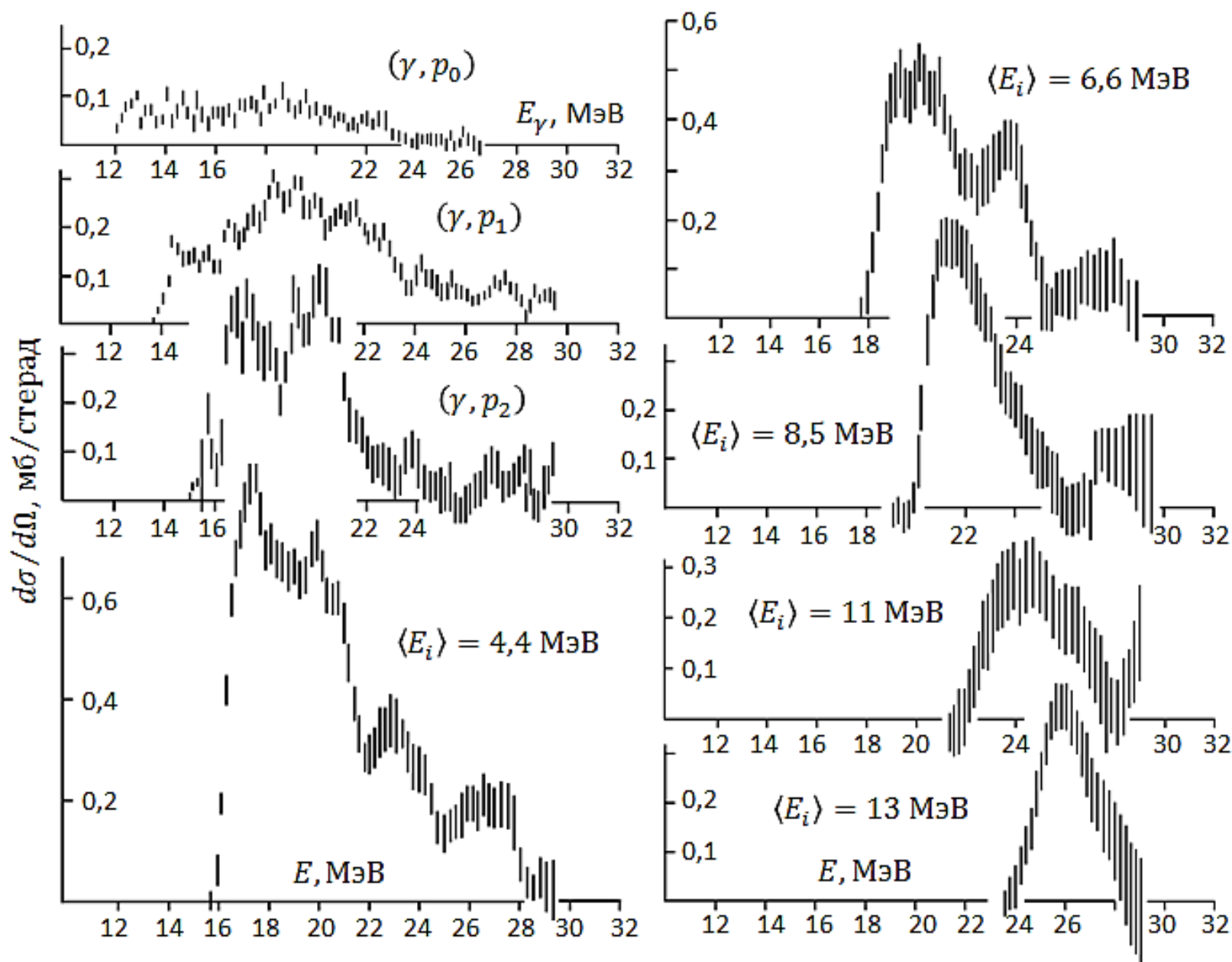
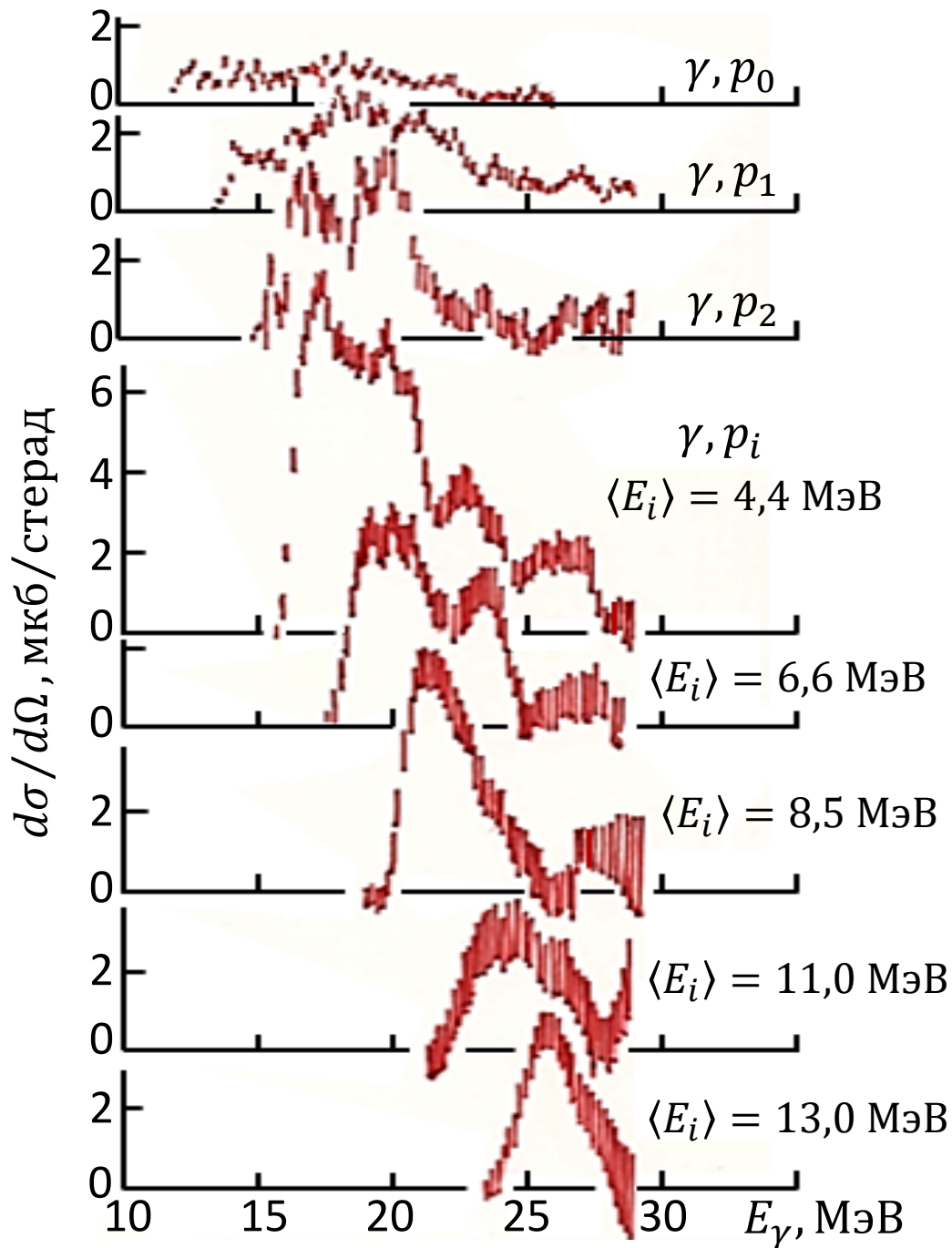


Схема эксперимента НИИЯФ МГУ по измерению энергетических спектров фотопротонов в режиме сканирования верхней границы тормозного излучения. ПУ – предусилители, У – усилители Д – дискриминаторы.

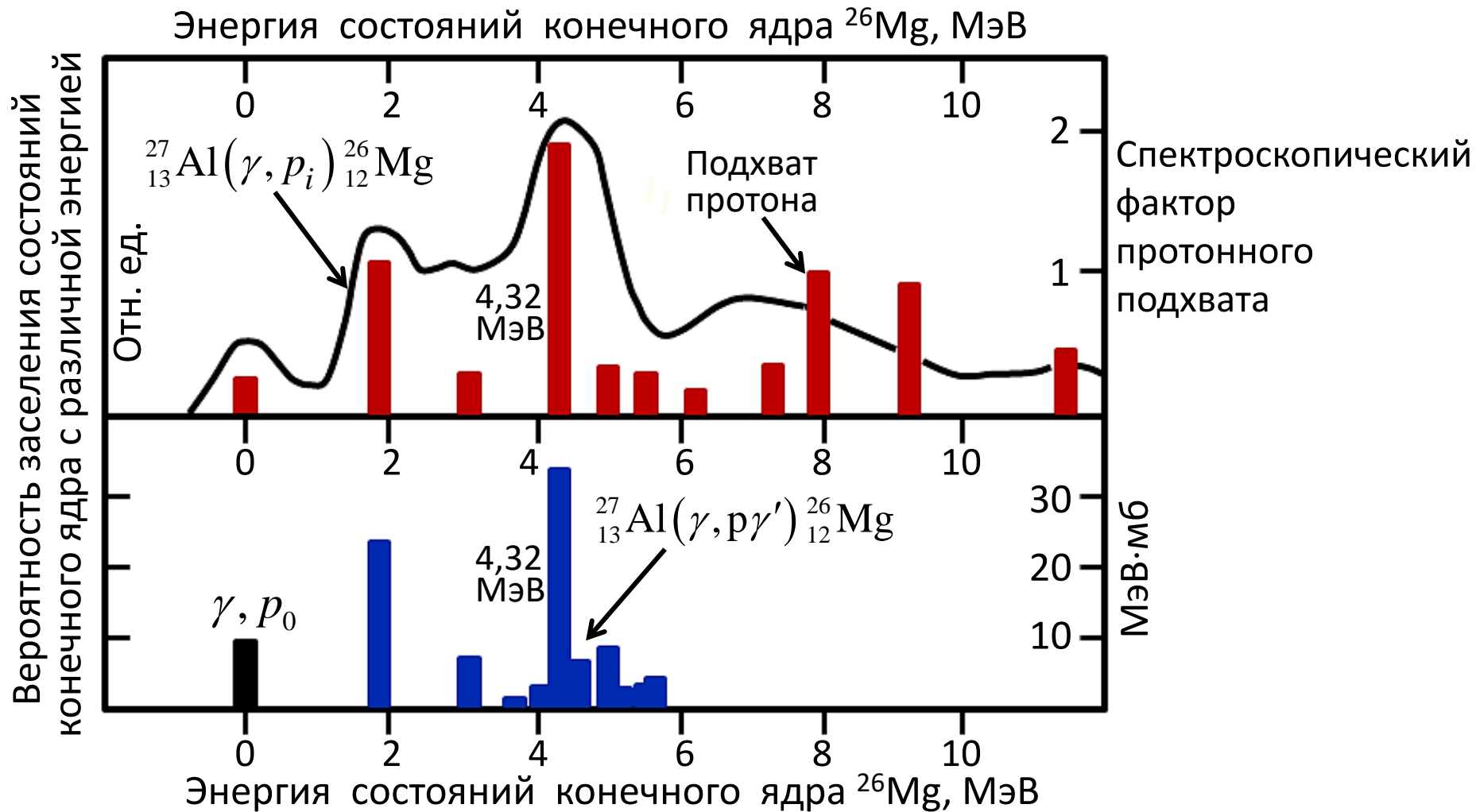


Парциальные фотопротонные сечения для ядра ^{27}Al ,
 Ядерная физика 33 (1981) 865.



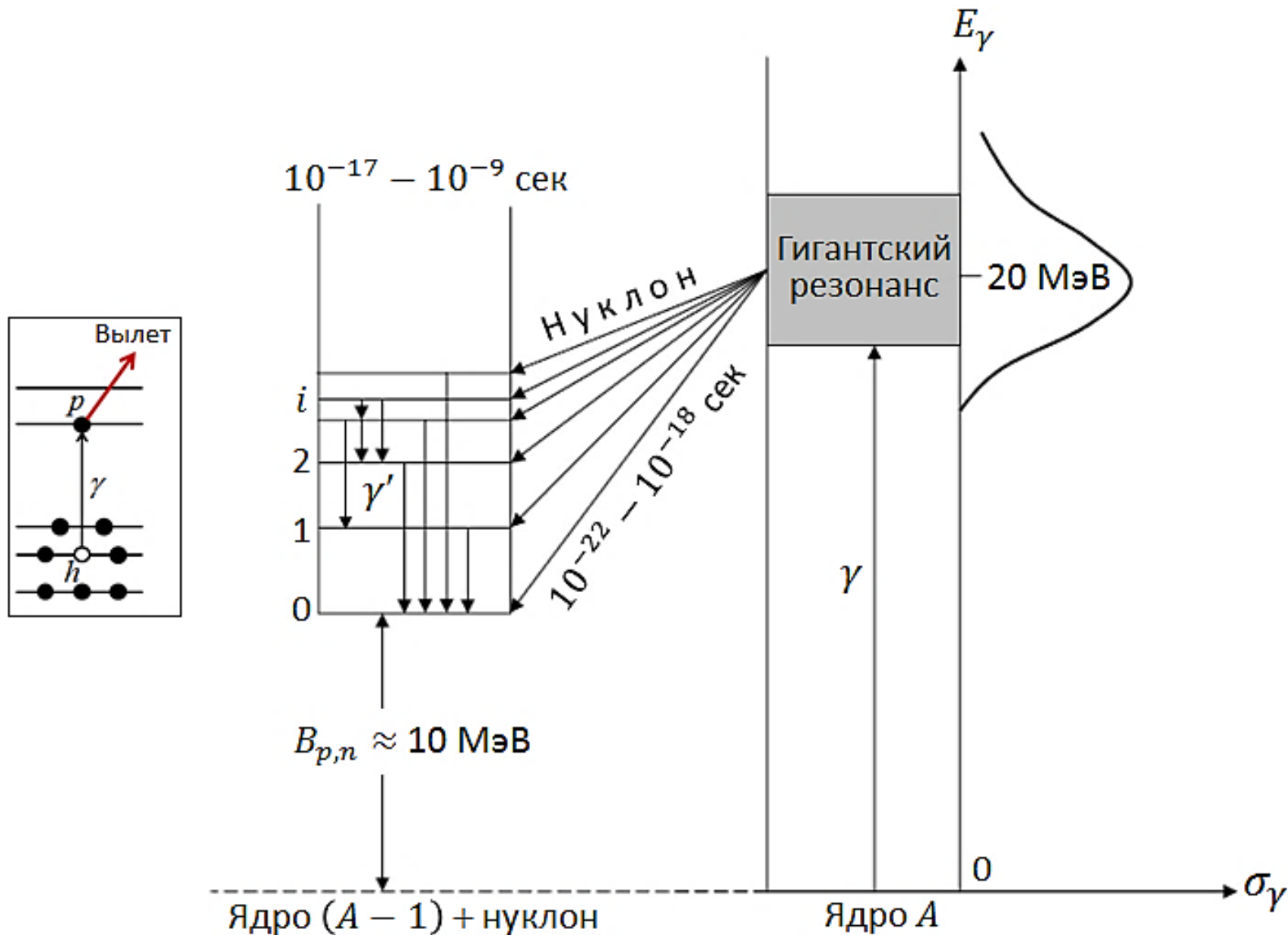
Парциальные
 фотопротонные
 сечения реакции
 $^{27}\text{Al}(\gamma, p_i)^{26}\text{Mg}$,
 полученные
 из фотопротонных
 спектров, измеренных
 с помощью тормозного
 излучения
 с различными
 верхними границами

Вероятность заселения состояний конечного ядра ^{26}Mg с различной энергией в реакции $^{27}\text{Al}(\gamma, p)^{26}\text{Mg}$



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

Для уточнения заселяемого уровня использовалась гамма-спектроскопия распадов конечного ядра



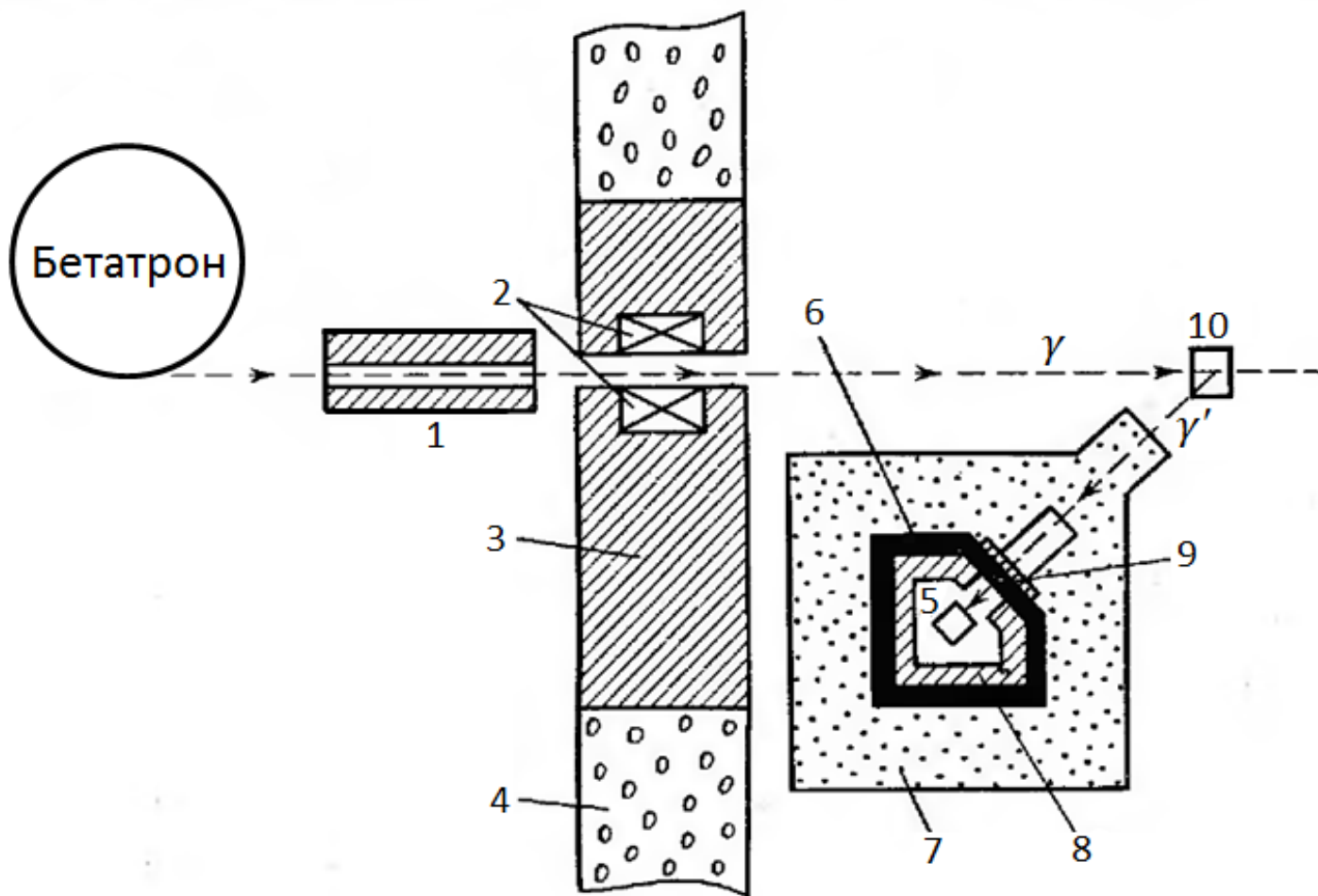
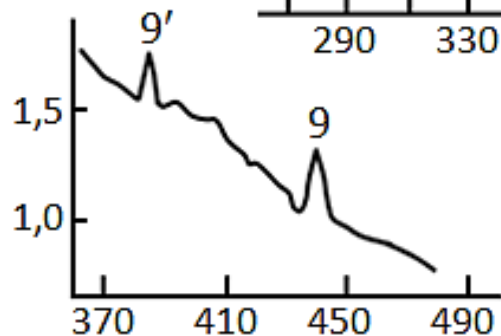
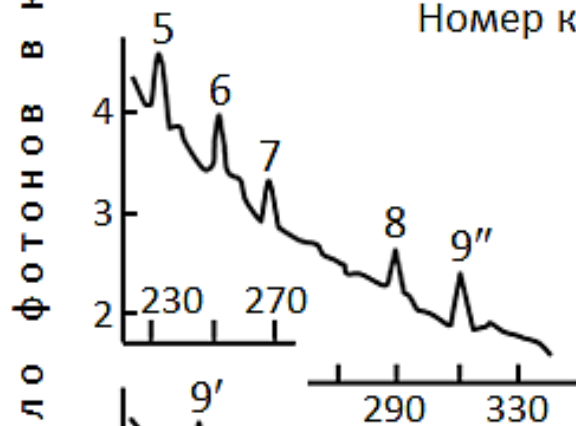
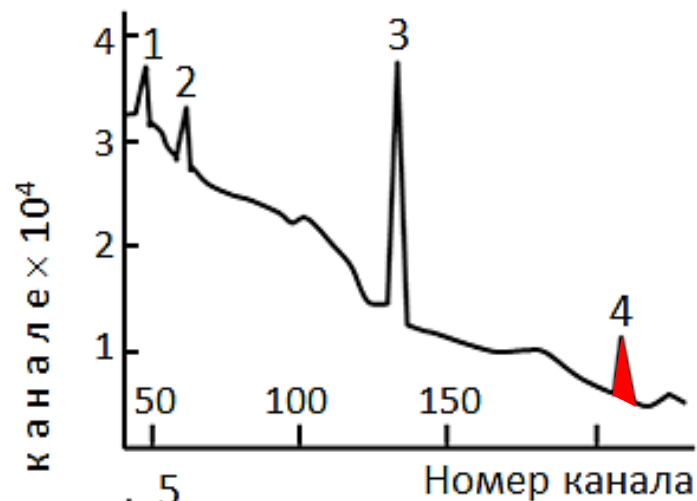


Схема установки НИИЯФ МГУ для измерения спектров γ' -квантов девозбуждения: 1 – свинцовый коллиматор, 2 – очистительный магнит, 3 – свинцовая часть защитной стены, 4 – бетонная часть защитной стены, 5 – германиевый детектор гамма-квантов, 6 – кадмиевая защита детектора, 7 – парафиновая защита детектора, 8 – свинцовая защита детектора, 9 – фильтр из свинца, 10 – фотоядерная мишень.



Гамма-переходы
в конечном ядре
(в МэВ):

- | | |
|---|--|
| 1 | $^{26}\text{Mg}(3,94 \rightarrow 2,94)$
$^{26}\text{Al}(2,07 \rightarrow 1,06)$ |
| 2 | $^{26}\text{Mg}(2,94 \rightarrow 1,81)$
$(5,47 \rightarrow 4,32)$ |
| 3 | $^{26}\text{Mg}(1,81 \rightarrow 0)$ |
| 4 | $^{26}\text{Mg}(4,32 \rightarrow 1,81)$ ★ |
| 5 | $^{26}\text{Al}(3,16 \rightarrow 0,42)$ |
| 6 | $^{26}\text{Mg}(2,94 \rightarrow 0)$ |
| 7 | $^{26}\text{Mg}(4,90 \rightarrow 1,81)$ |
| 8 | $^{26}\text{Al}(4,55 \rightarrow 1,06)$ |
| 9 | $^{26}\text{Al}(4,71 \rightarrow 0)$ |

Спектры гамма-квантов девозбуждения ядер ^{26}Mg и ^{26}Al , образующихся в реакциях $^{27}\text{Al}(\gamma, p)^{26}\text{Mg}$ и $^{27}\text{Al}(\gamma, n)^{26}\text{Al}$ (Ядерная физика, 40 (1984) 1121).

Справа дана расшифровка природы отдельных гамма-пиков.

$(\gamma, p\gamma')$ и $(\gamma, n\gamma')$ – эксперименты

1p-оболочка

${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12,13}\text{C}$, ${}^{14,15}\text{N}$

1d2s-оболочка

(более 300 парциальных сечений)

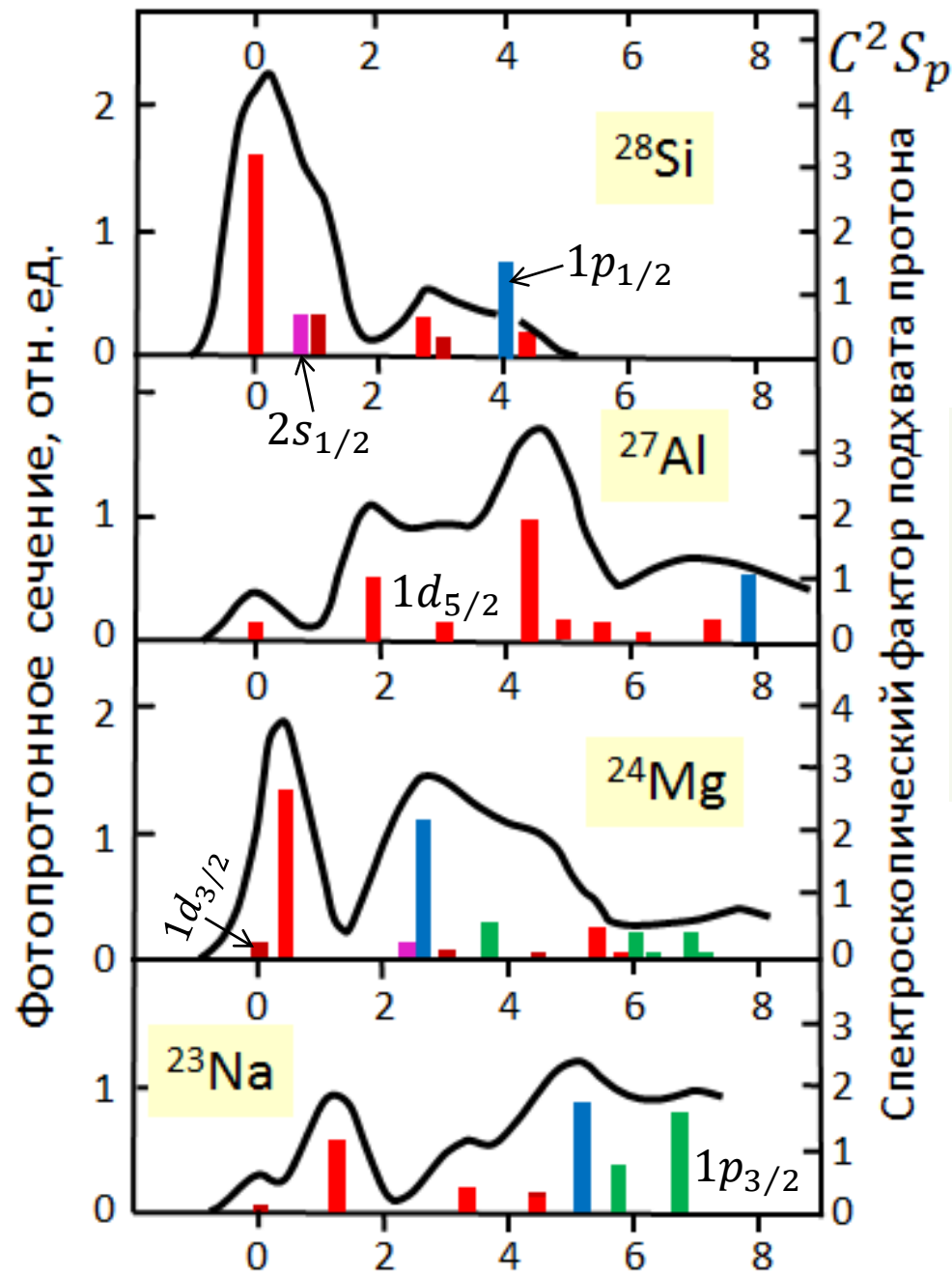
${}^{16,17,18}\text{O}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{24,25,26}\text{Mg}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{28,29,30}\text{Si}$, ${}^{31}\text{P}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{35,37}\text{Cl}$, ${}^{39}\text{K}$, ${}^{40}\text{Ca}$,

1f2p-оболочка

(около 100 парциальных сечений)

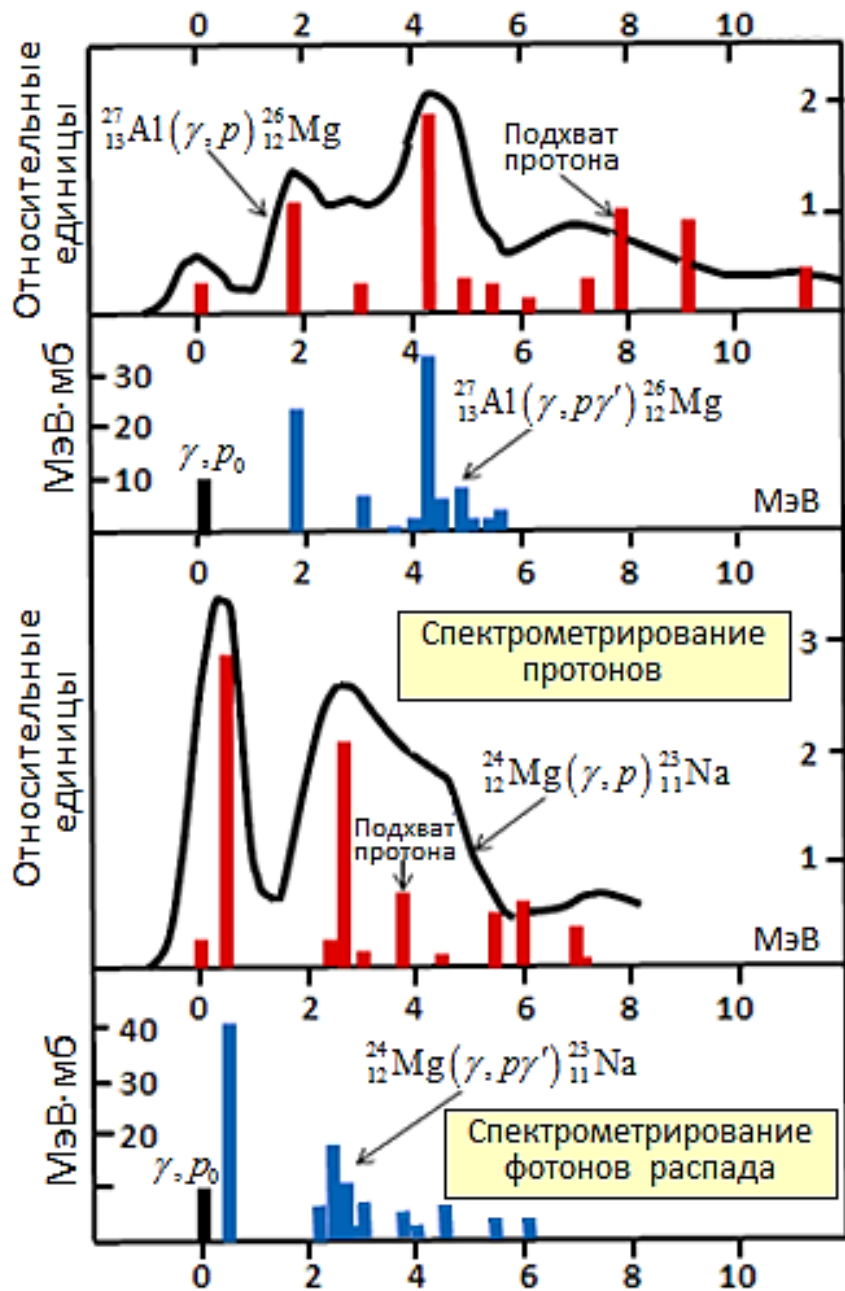
${}^{45}\text{Sc}$, ${}^{52}\text{Cr}$, ${}^{58}\text{Ni}$

Энергия возбуждения конечного ядра, МэВ



Сравнение
парциальных фотопротонных
сечений с данными
реакций протонного
подхвата

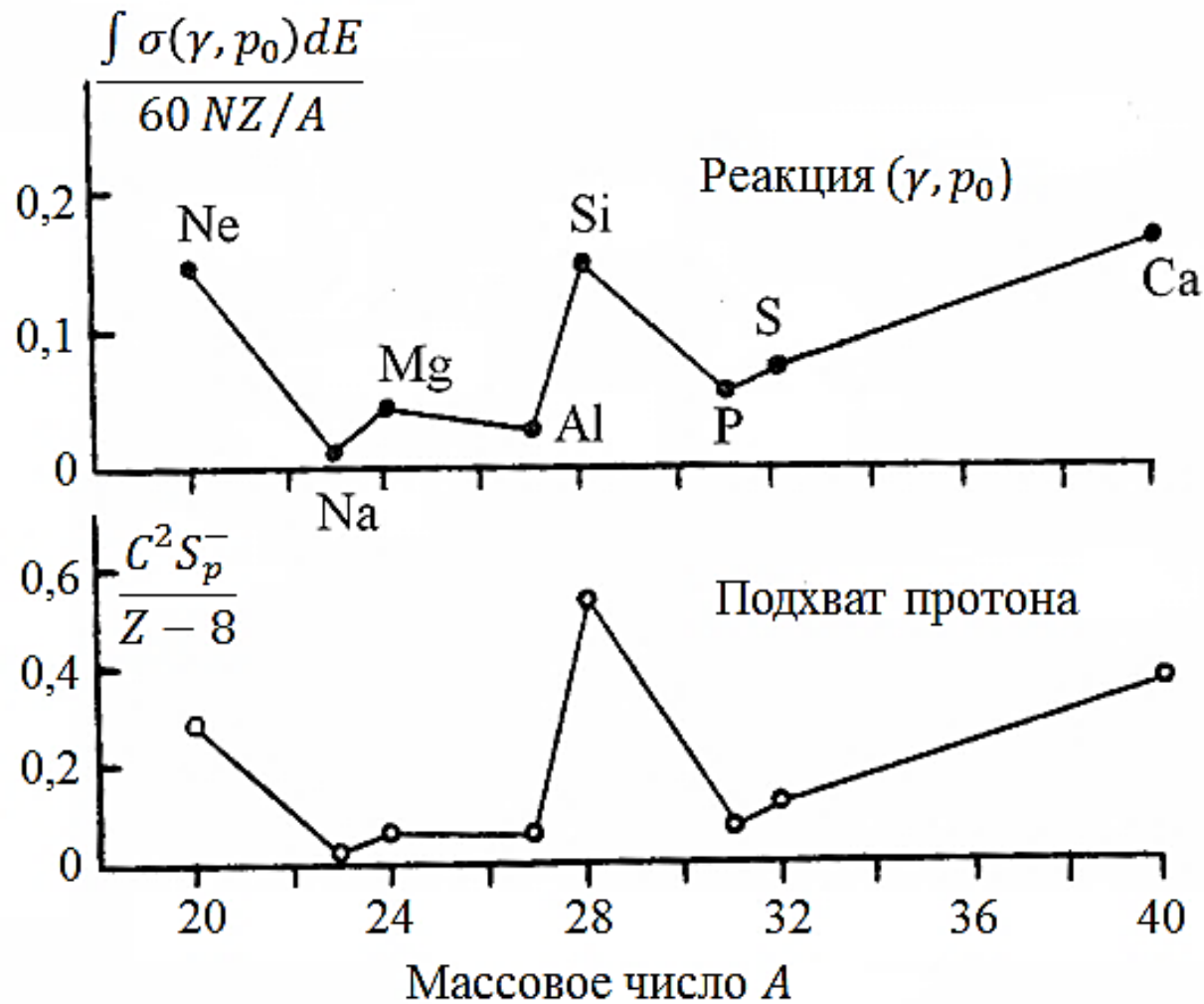
Парциальные фотопротонные сечения



Энергия возбуждения конечного ядра, МэВ

Протонный спектроскопический фактор C^2S_p

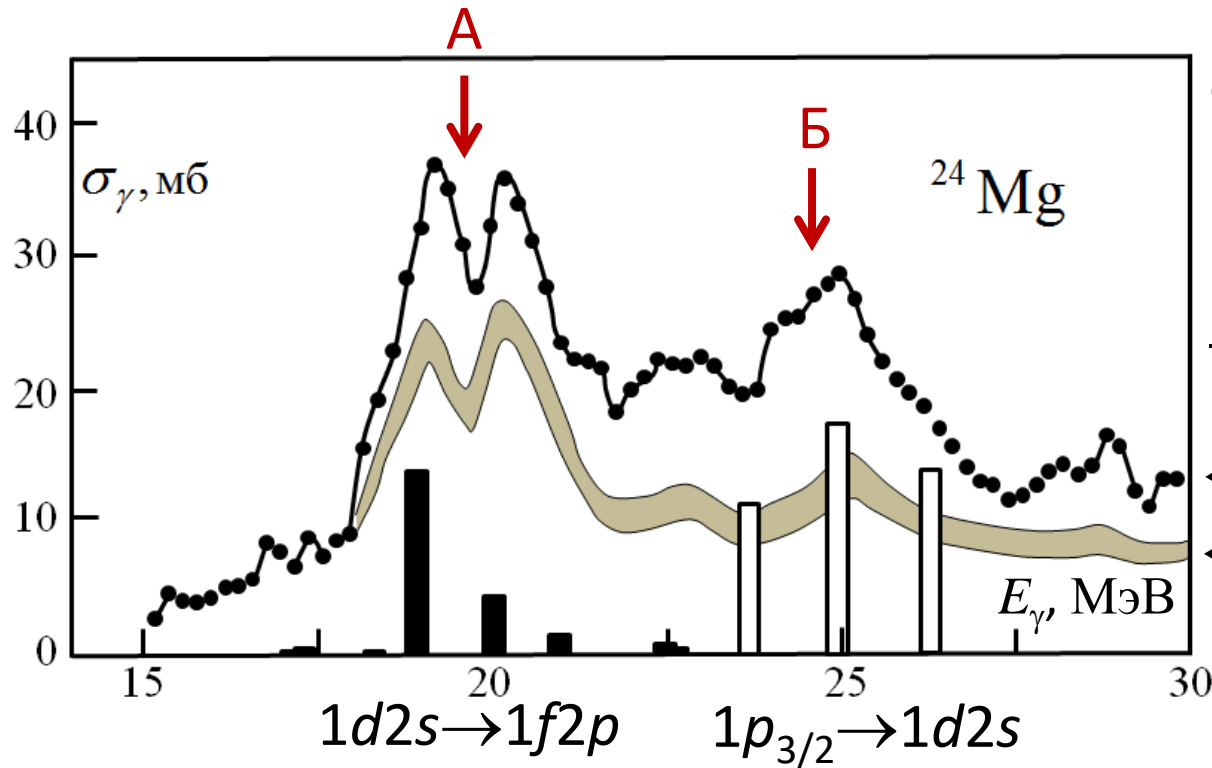
Сравнение
спектрометрирования
фотопротонов
и фотонов распада



Сравнение нормированных интегральных сечений (γ, p_0) -реакции (верхний рисунок) с нормированными спектроскопическими факторами заселяемых основных состояний конечных ядер (нижний рисунок).

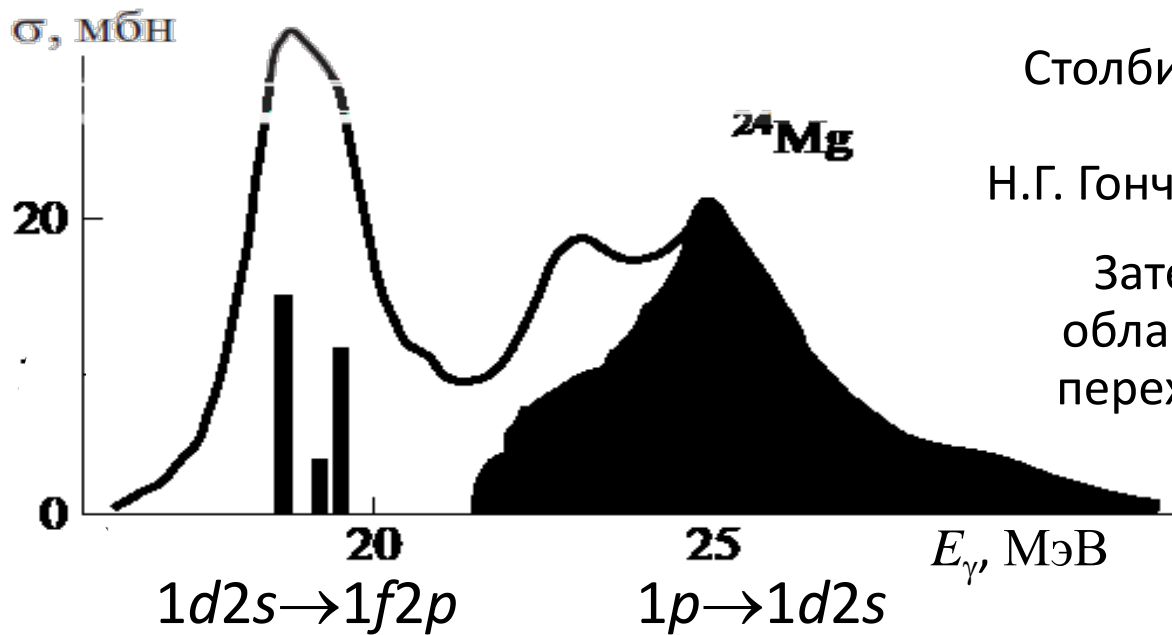
Парциальные фотопротонные каналы реакции $^{28}\text{Si}(\gamma, p_i)^{27}\text{Al}$

Уровни ^{27}Al					σ_i^{int} , МэВ·мб	
i	E_i , МэВ	J^π	nlj	C^2S_i	$\gamma, p\gamma'$	Спектры протонов
0	0	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	3.2		60-65
1	0.84	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0.7	35 ± 15	28-33
2	1.01	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0.65	20 ± 6	11-15
3	2.21	$7/2^+$	—	—	< 2	2-3
4	2.73	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0.6	13 ± 2	7-10
5	2.98	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0.35	12 ± 2	} 8-10
6	3.00	$9/2^+$	—	—	—	
7	3.68	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0.03	8 ± 2	4-6
8	3.96	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	—	—	} 7-9
9	4.05	$1/2^-$	$1p_{1/2}$	1.8	9 ± 2	
10	4.41	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0.38	—	1.5-2
14	5.16	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	1.35		} 20±6
.						
.						



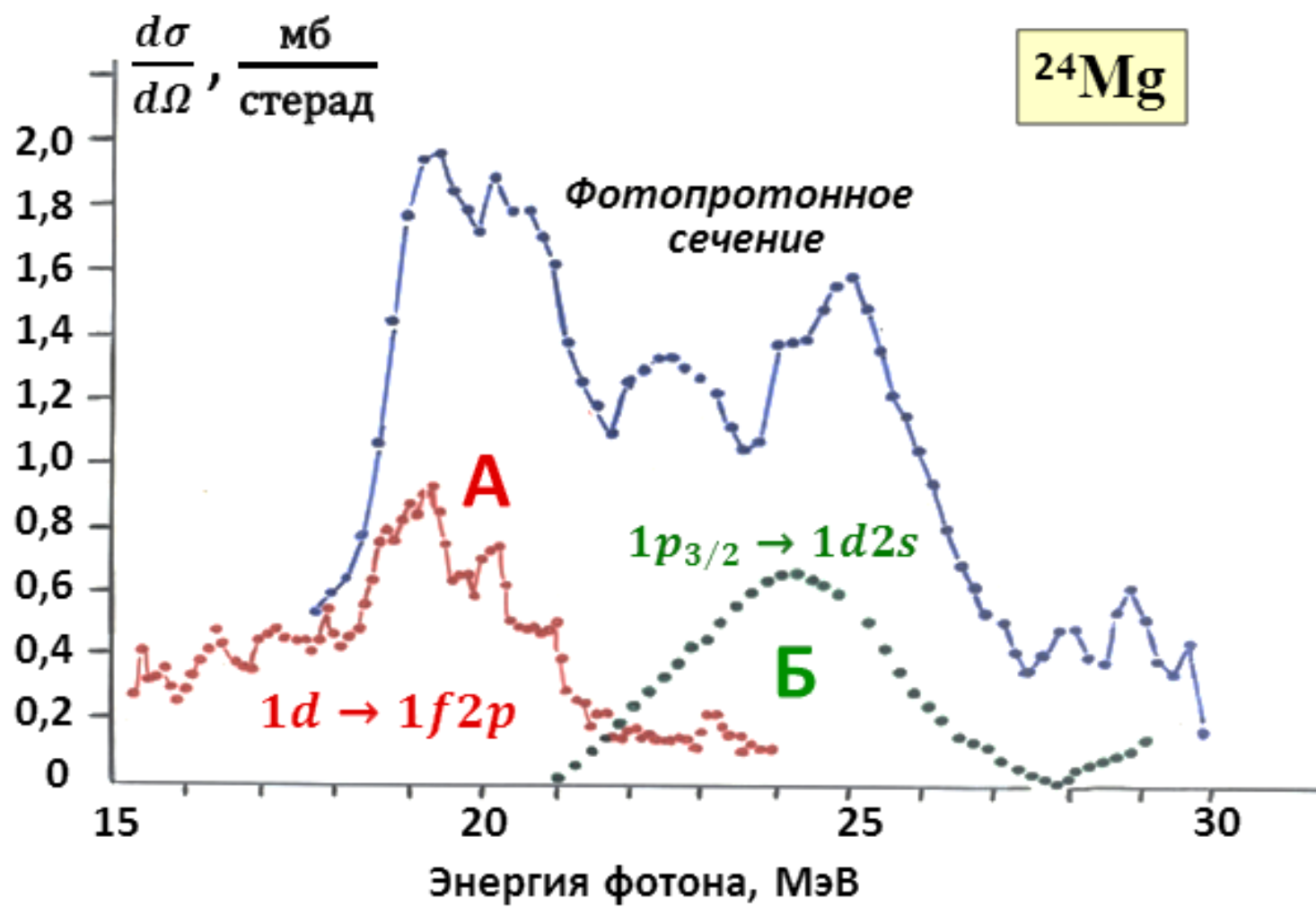
Столбики – расчёт:
 Н.А. Богданова, А.Н. Гальцов,
 Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин.
 Вестник МГУ, физика, астр.,
28, 16 (1987).

← Полное сечение
 (эксперимент)
 ← Полупрямая
 компонента
 (эксперимент)

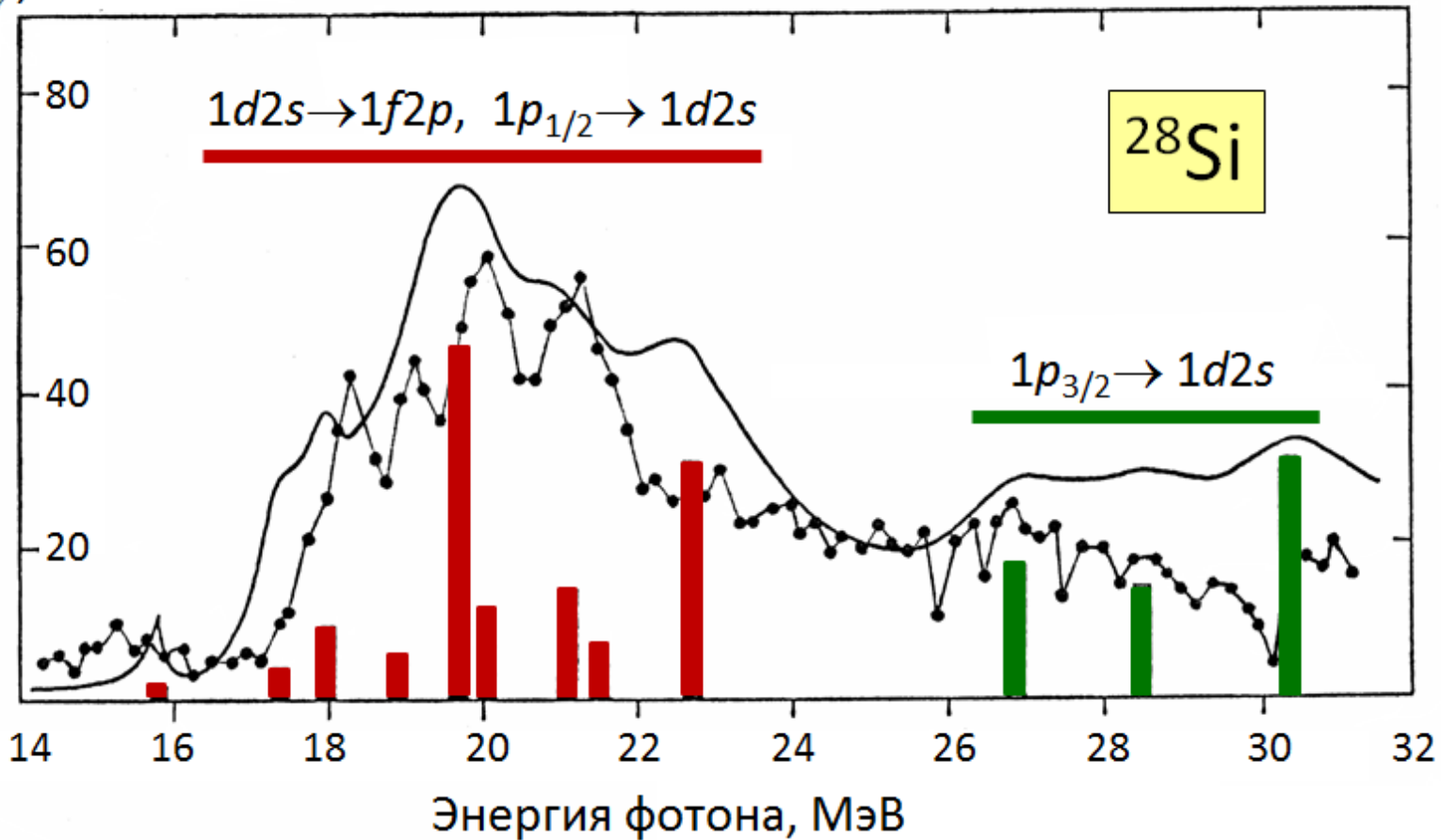


Столбики и сплошная линия
 - расчёт:
 Н.Г. Гончарова, ЯФ 82, 56 (2019).

Затемнённый сектор –
 область, где доминируют
 переходы из $1p$ -оболочки



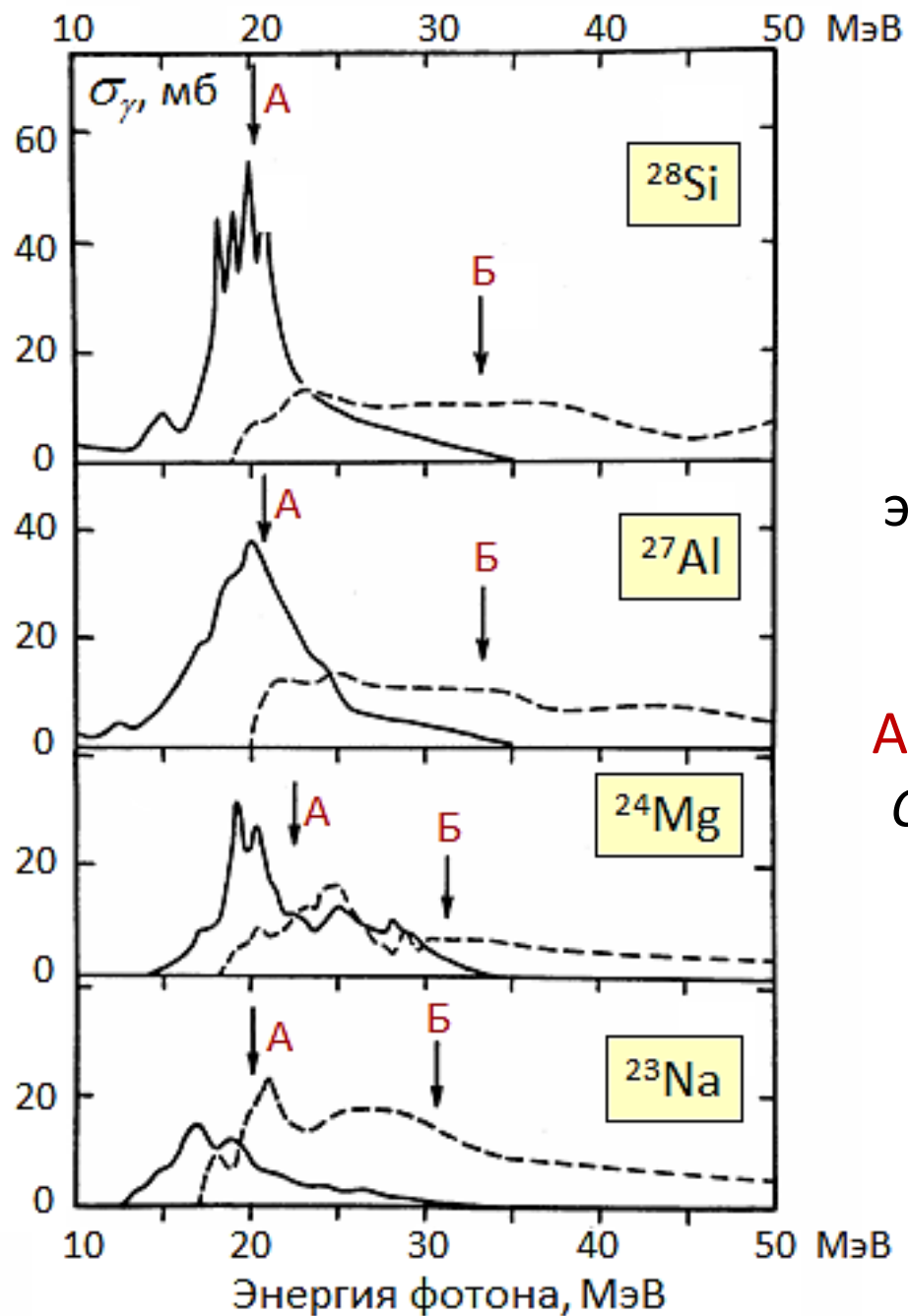
σ_{γ} , мб



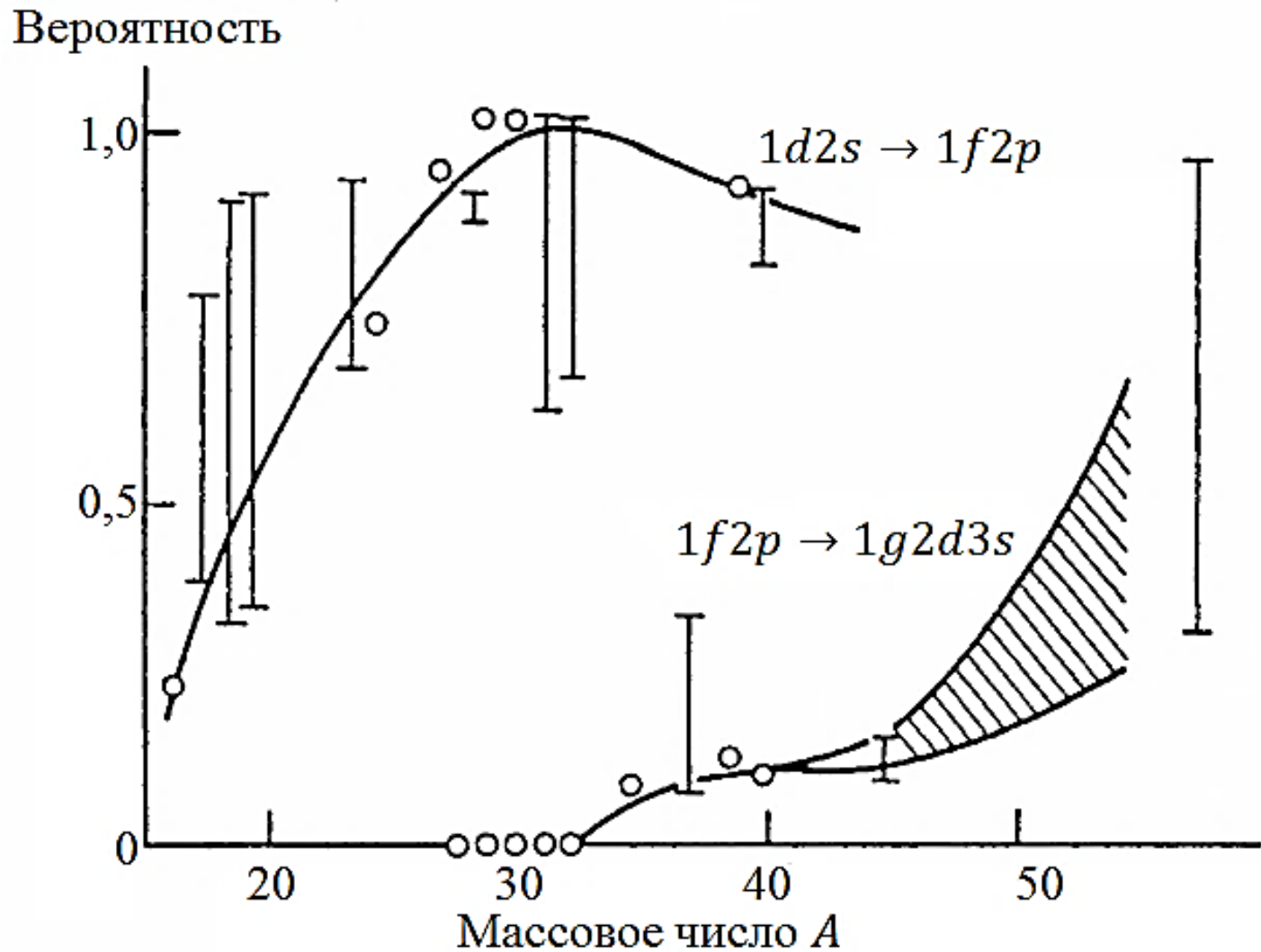
Точки – эксперимент: J. Ahrens et al. Nucl. Phys., A251, 479 (1975).

Столбики и линия – расчёт:

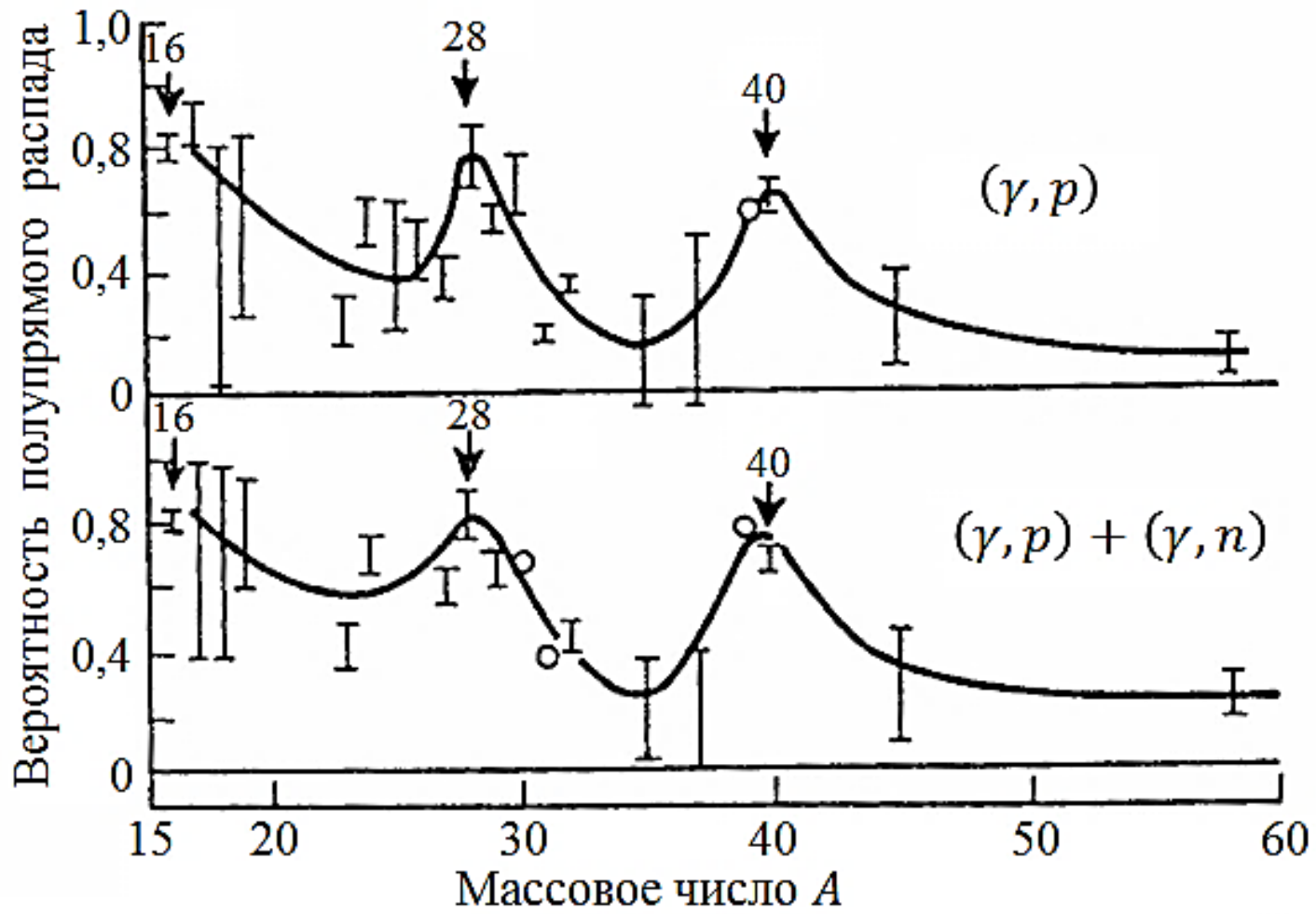
Б.С. Ишханов, В.Г. Канзюба, В.Н. Орлин. ЯФ, 40, 9 (1984).



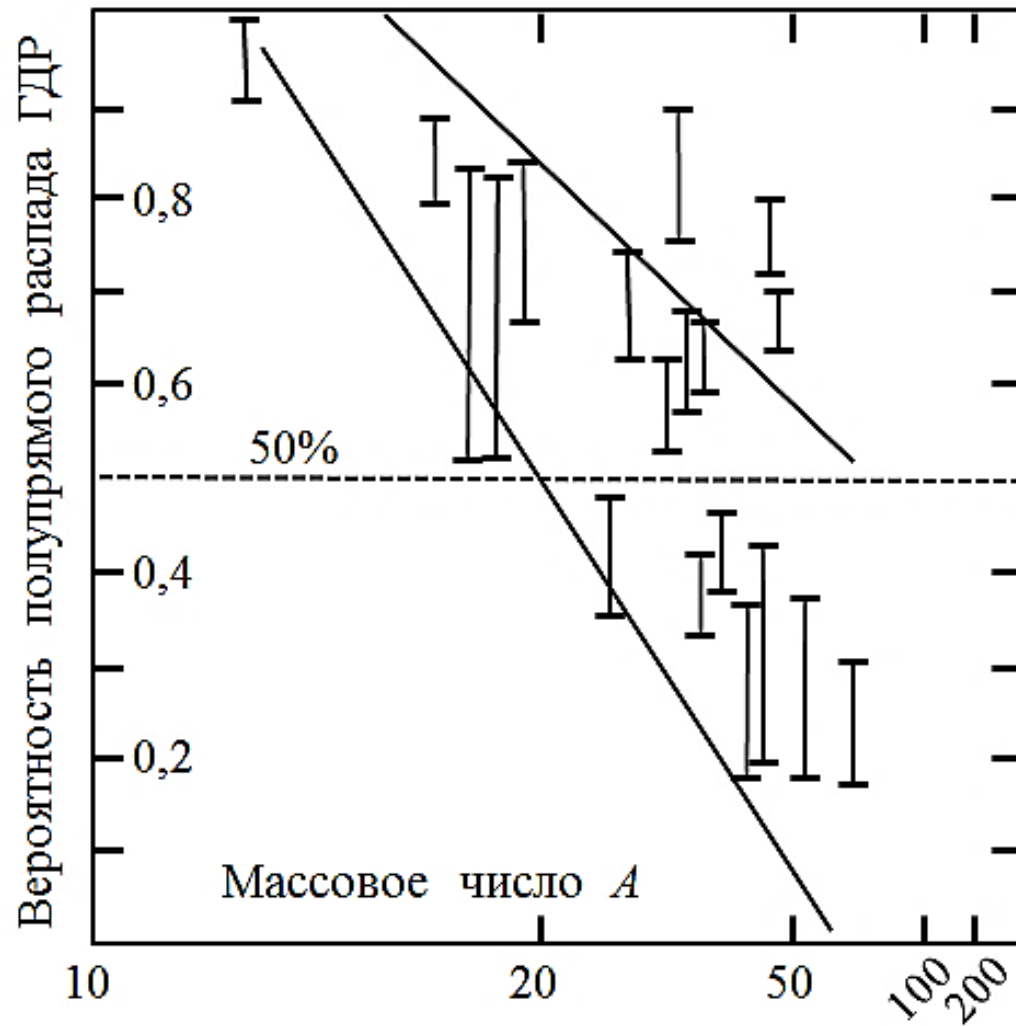
Декомпозиция
 экспериментальных сечений
 фотопоглощения
 на компоненты
А ($1d2s \rightarrow 1f2p$) и **Б** ($1p \rightarrow 1d2s$).
 Стрелки указывают центры
 тяжести компонент.



Вероятность E1-переходов из внешних оболочек для ядер тяжелее ^{16}O .



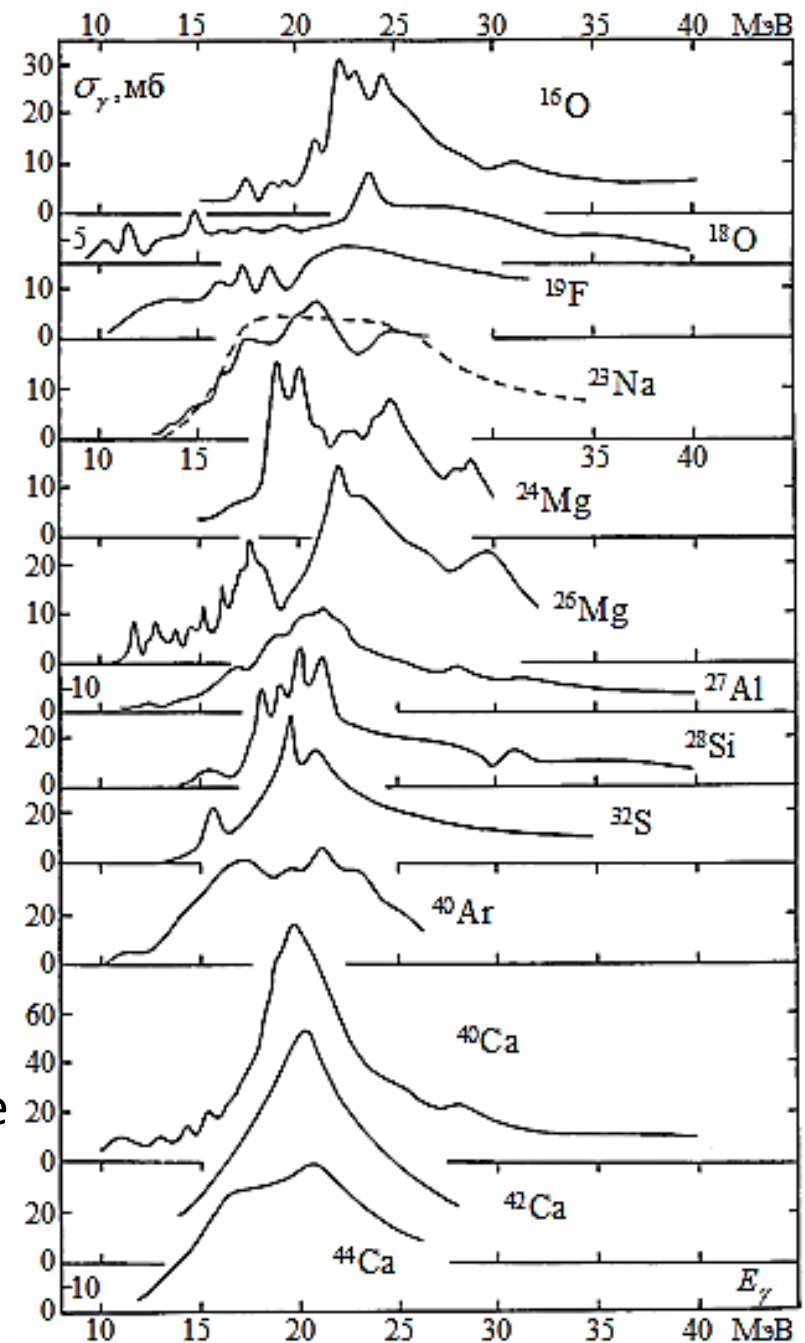
Вероятность полупрямых процессов в фотопротонном сечении (верхний рисунок) и полном фотонуклонном сечении (нижний рисунок) для ядер с $A = 12 - 58$.



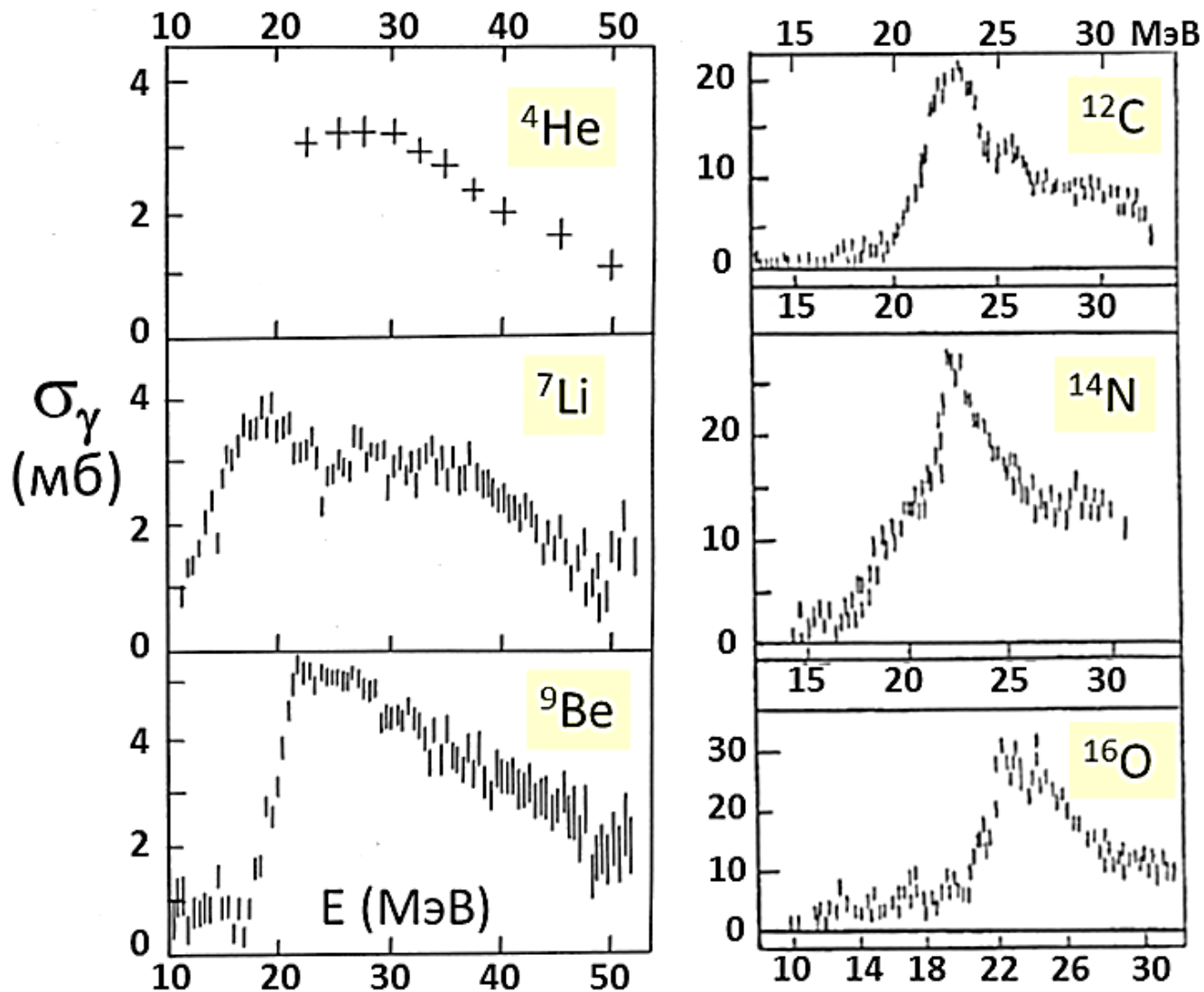
Вероятность полупрямого распада гигантского резонанса в зависимости от массового числа на основе анализа данных эксперимента

Проблема структуры и ширины ГДР

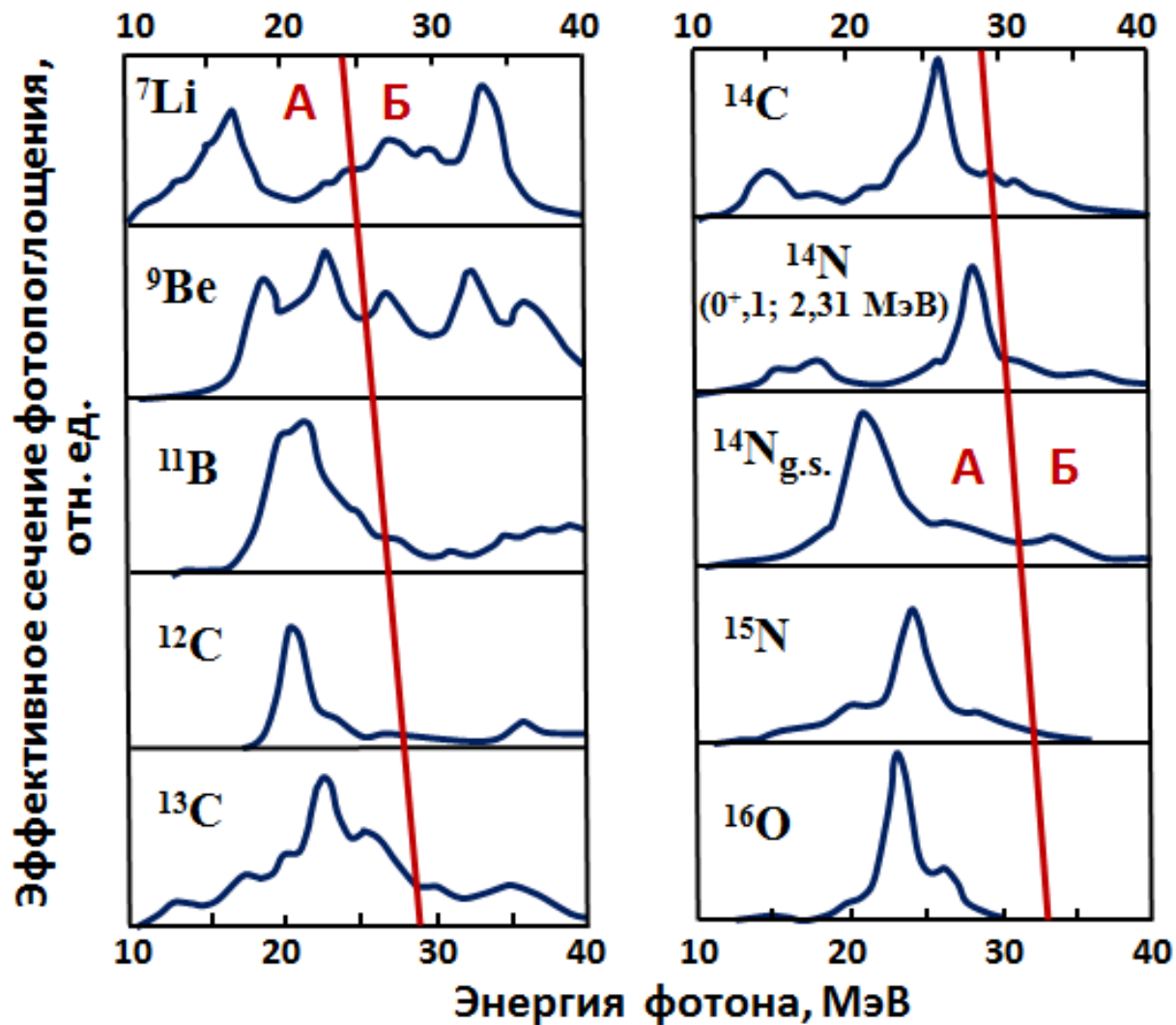
Показаны экспериментальные сечения фотопоглощения ядер $1d2s$ -оболочки (от ^{16}O до ^{44}Ca). Видно что ширина ГДР (область разброса по энергии основной доли сечения) меняется от 5 до 20 МэВ и нет никакой определённой тенденции в изменении этой величины с ростом A . Более того, изменение числа нуклонов в ядре на 1-2 может привести к кардинальному (в разы) изменению ширины сечения. Долгое время не удавалось понять, с чем связан такой большой разброс в ширине для ядер, имеющих близкие A и чем в этом плане отличаются легкие средние и тяжёлые ядра. Эта проблема тесно связана и с той структурой, которая наблюдается в фотоядерных сечениях.



Экспериментальные сечения фотопоглощения ядер 1p-оболочки



Теоретические сечения фотопоглощения ядер 1p-оболочки

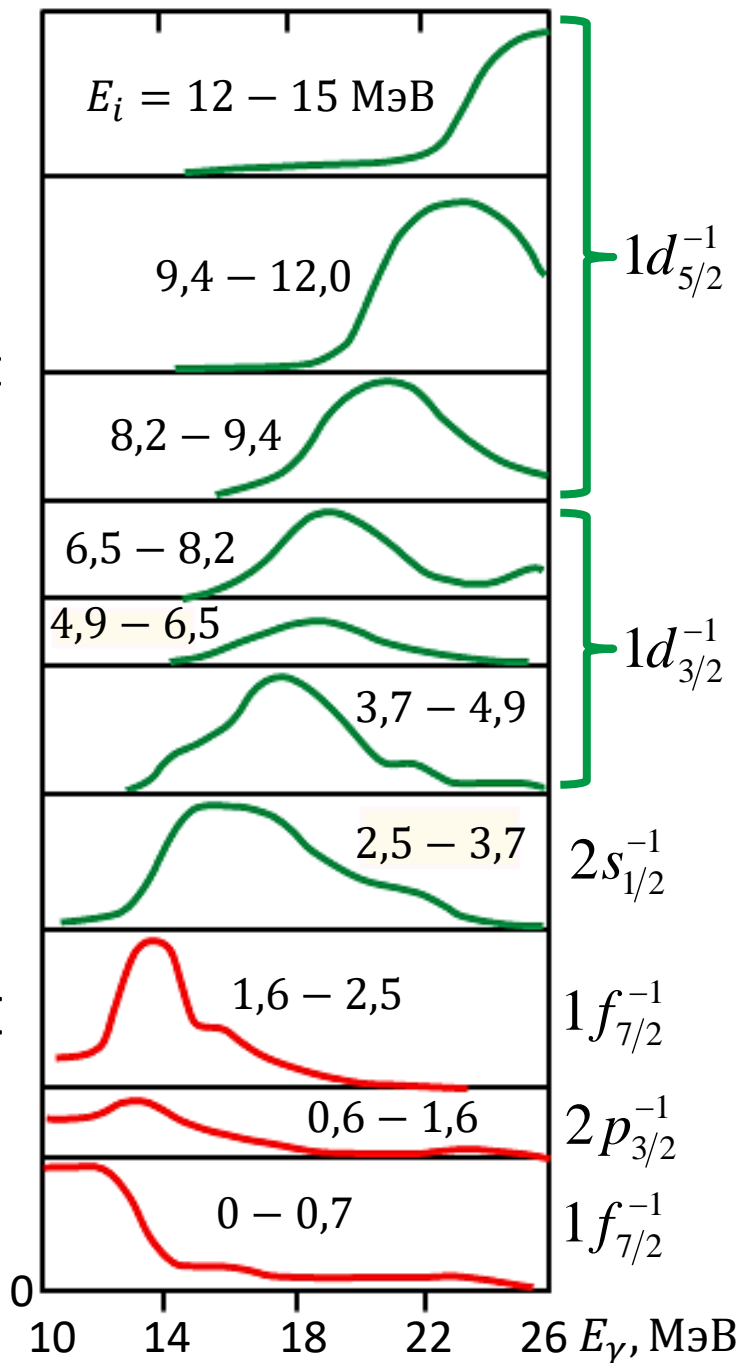


Эрамжян
Рудольф Амаякович

Гончарова Н.Г.,
Киссенер Х.Р.,
Эрамжян Р.А.
Физика элементарных
частиц и атомного ядра,
16 (1985) 773.

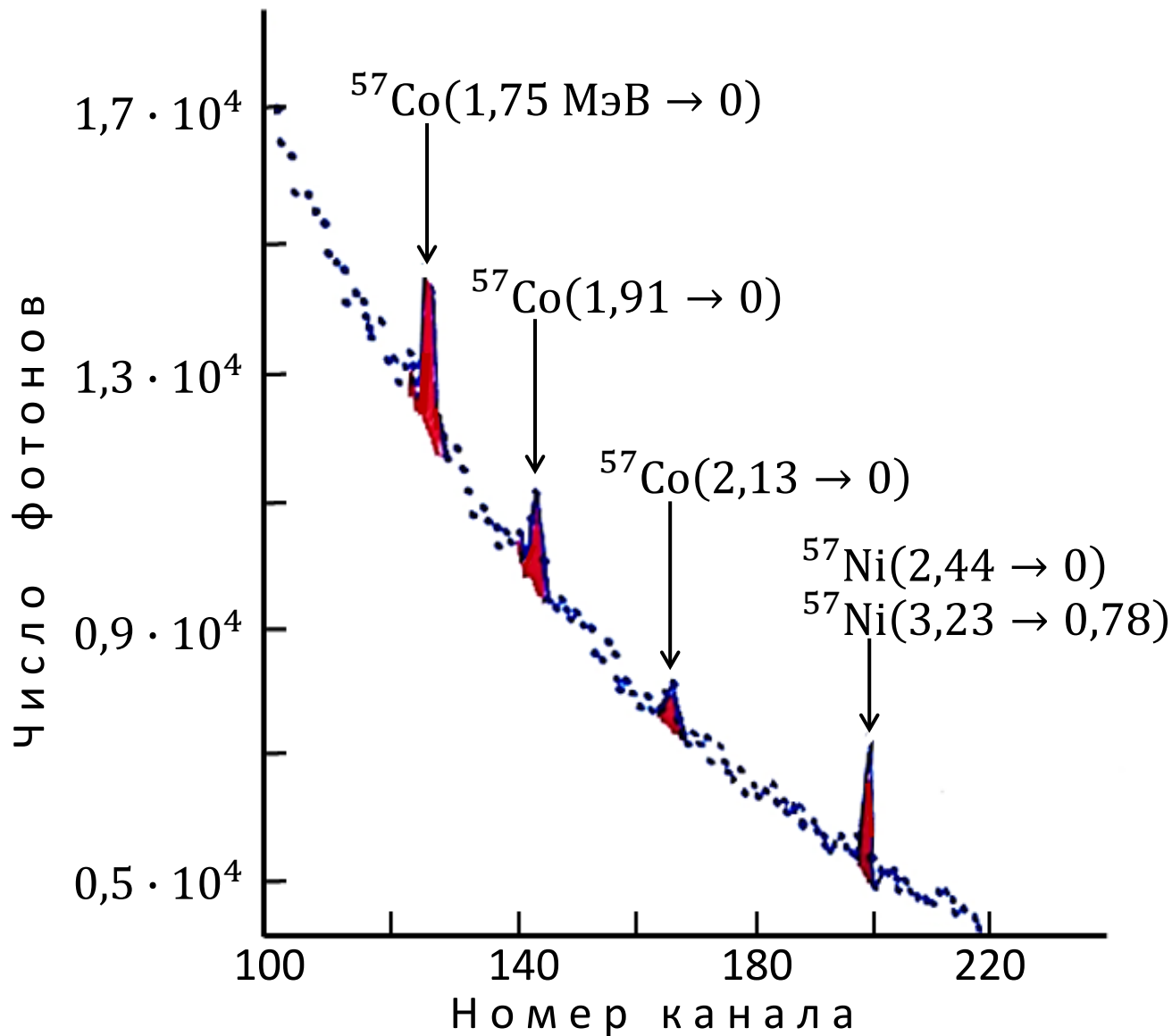
$^{58}_{28}\text{Ni}$

Эффективное сечение, отн. ед.



Парциальные сечения реакции $^{58}\text{Ni}(e, e'p)^{57}\text{Co}$, измеренные в Майнце (Германия) в кинематике, отвечающей Гигантскому Дипольному Резонансу. Указана дырочная природа заселяемых состояний по данным реакции $^{58}\text{Ni}(\gamma, p\gamma)^{57}\text{Co}$, 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 $^{58}\text{Ni}(e, e'p)^{57}\text{Co}$





И.М. Капитонов

Б.С. Ишханов

Открытие

Закономерность
конфигурационного расщепления
гигантского дипольного резонанса
у лёгких атомных ядер

Его наиболее полное описание содержится в журнале:
Physics Reports, volume 136, numbers 4-6, pp. 229-400 (1986)



В.Г. Неудачин



В.Г. Шевченко



Н.П. Юдин

PHYSICS REPORTS

A Review Section of Physics Letters

THE GIANT DIPOLE RESONANCE IN LIGHT NUCLEI AND RELATED PHENOMENA

R.A. ERAMZHIAN, B.S. ISHKHANOVA, I.M. KAPITONOV and V.G. NEUDATCHIN

Volume 136 Numbers 4-6

April 1986

PRPLCM 136(4-6) 229-400 (1986)

LAST NUMBER OF THIS VOLUME

The Giant Dipole Resonance in Light Nuclei and Related Phenomena

R.A. Eramzhyan, B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, V.G. Neudatchin

Physics Reports, Volume 136, Issues 4–6, Pages 229–400 (April 1986)

Abstract

The present-day status of the giant dipole resonance (GDR) in light nuclei is discussed with main emphasis on the supermultiplet and configurational splitting of GDR, which are its most important features. A great wealth of experimental data, which confirm the existence of the above phenomenon are presented. Consideration is also given to the related problems, such as radiative pion capture and muon capture, spin-isospin dipole excitations, the role of the supermultiplet structure of nuclear levels in the formation of hypernuclear states in processes of the coherent substitution of hyperons for nucleons.

*Диссертации, связанные с экспериментальным
исследованием конфигурационного расщепления
гигантского резонанса*

Кандидатские диссертации:

Пискарев И.М., 1971,
Варламов В.В., 1974,
Шведун В.И., 1978,
Кочарова Ж.Л., 1978,
Шумаков А.В., 1980,
Прокопчук Ю.И., 1980,
Гутый А.И., 1982,
Иргашев К.М., 1986,
Жалилов М.Х., 1987,
Арзибеков У.Р., 1988,
Габелко А.С. , 1988,
Тутынь И.А., 1995.

Докторская диссертация:

Капитонов И.М.

Гигантский дипольный резонанс ядер sd-оболочки, 1984 г.

Конфигурационное расщепление гигантского резонанса (основные публикации)

- Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, В.Г. Неудачин, Р.А. Эрамжян. Физика элементарных частиц и атомного ядра 12 (1981) 905.
- Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, В.Г. Неудачин, Р.А. Эрамжян. Физика элементарных частиц и атомного ядра 14 (1983) 286.
- Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов. ЖЭТФ, письма, 42 №11 (1985) 465.
- R.A. Eramzhyan, B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, V.G. Neudatchin. Physics Reports 136, Numbers 4-6 (1986).
- Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, В.Г. Неудачин, В.Г. Шевченко, Р.А. Эрамжян, Н.П. Юдин. Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 30, №3 (1989) 3.
- Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, В.Г. Неудачин, В.Г. Шевченко, Р.А. Эрамжян, Н.П. Юдин. Успехи физических наук 160 (1990) 57.
- Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, В.Г. Неудачин, Н.П. Юдин. Физика элементарных частиц и атомного ядра 31 (2000) 1343.
- Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов. Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 70, №2 (2015) 3.
- Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов. Успехи физических наук. Том 191, №1, январь 2021 г.

Январь 2021 г.

Том 191, № 1

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

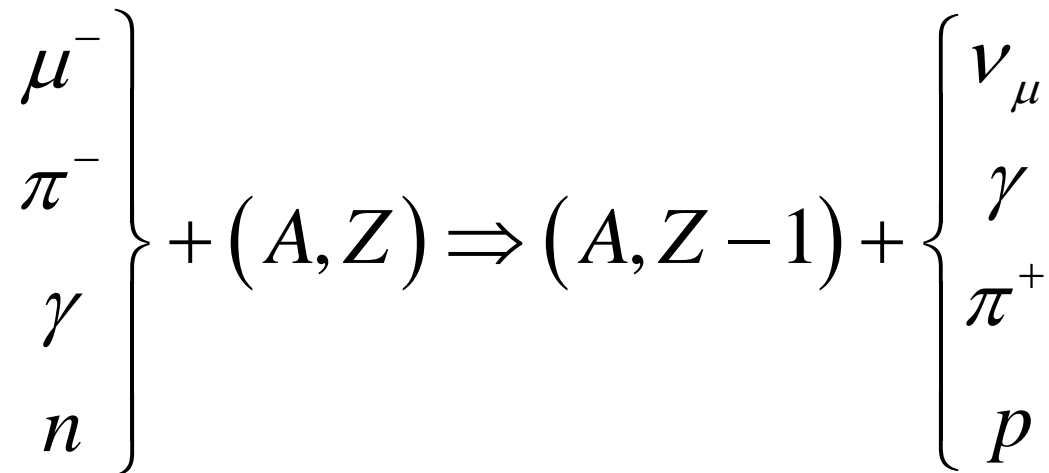
ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

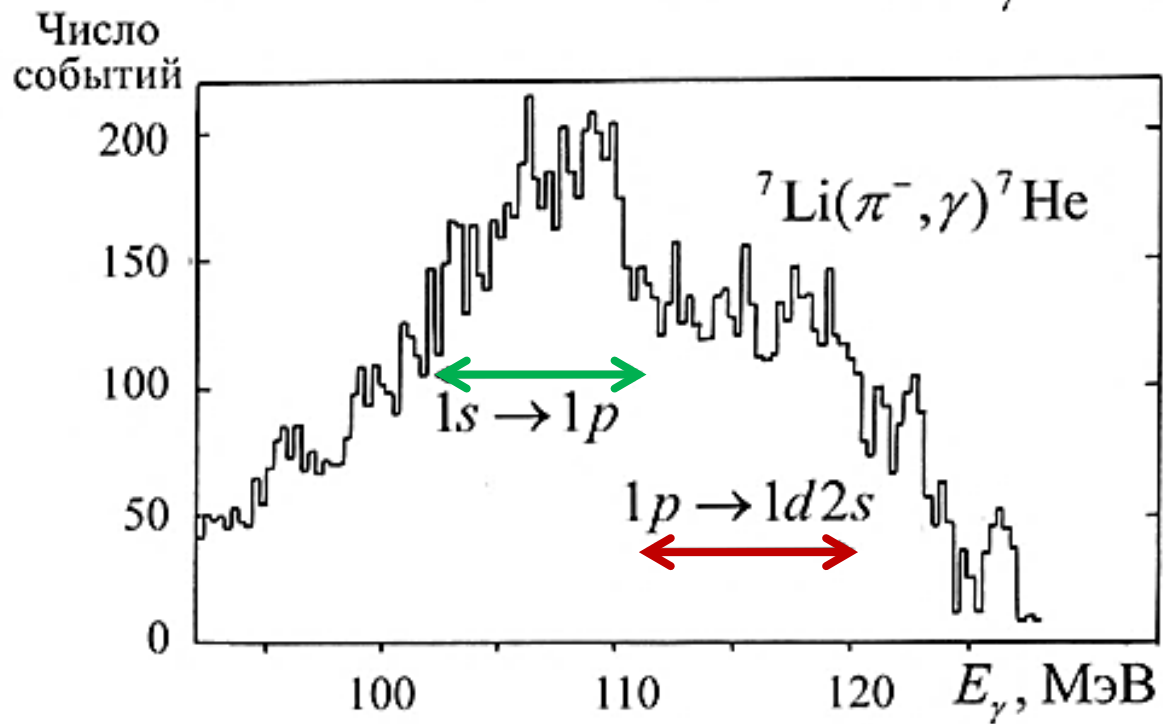
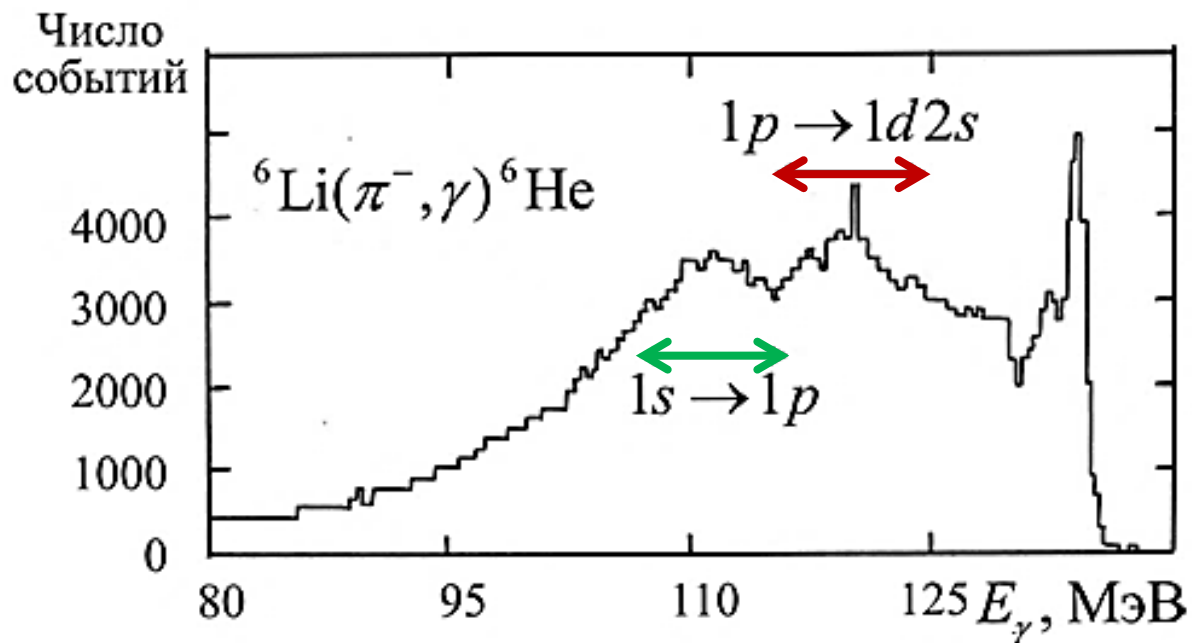
**Гигантский дипольный резонанс атомных ядер.
Предсказание, открытие и исследование**

Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов

Три четверти века назад А.Б. Мигдал в работе "Квадрупольное и дипольное γ -излучение ядер" [ЖЭТФ 1581 (1945)] ввёл в ядерную физику концепцию квантовых коллективных мод возбуждения, предсказав явление гигантского дипольного резонанса (ГДР). Исследования ГДР оказали огромное влияние на формирование современных представлений о динамике ядра. Дан краткий анализ работы А.Б. Мигдала, прослеживается история теоретического и экспериментального изучения ГДР. Упомянуты новые формы ГДР и аналоги ГДР в неядерных микросистемах.

Явления, связанные с конфигурационным расщеплением гигантского резонанса проявляются в радиационном захвате пионов и мюонов ядрами, спин-изоспиновых дипольных возбуждениях, супермультиплетной структуре уровней гипер-ядер.





Конфигурационное
расщепление
спин-дипольного
резонанса
ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$,
проявляющееся
в реакции (π^-, γ)

Спасибо за внимание!