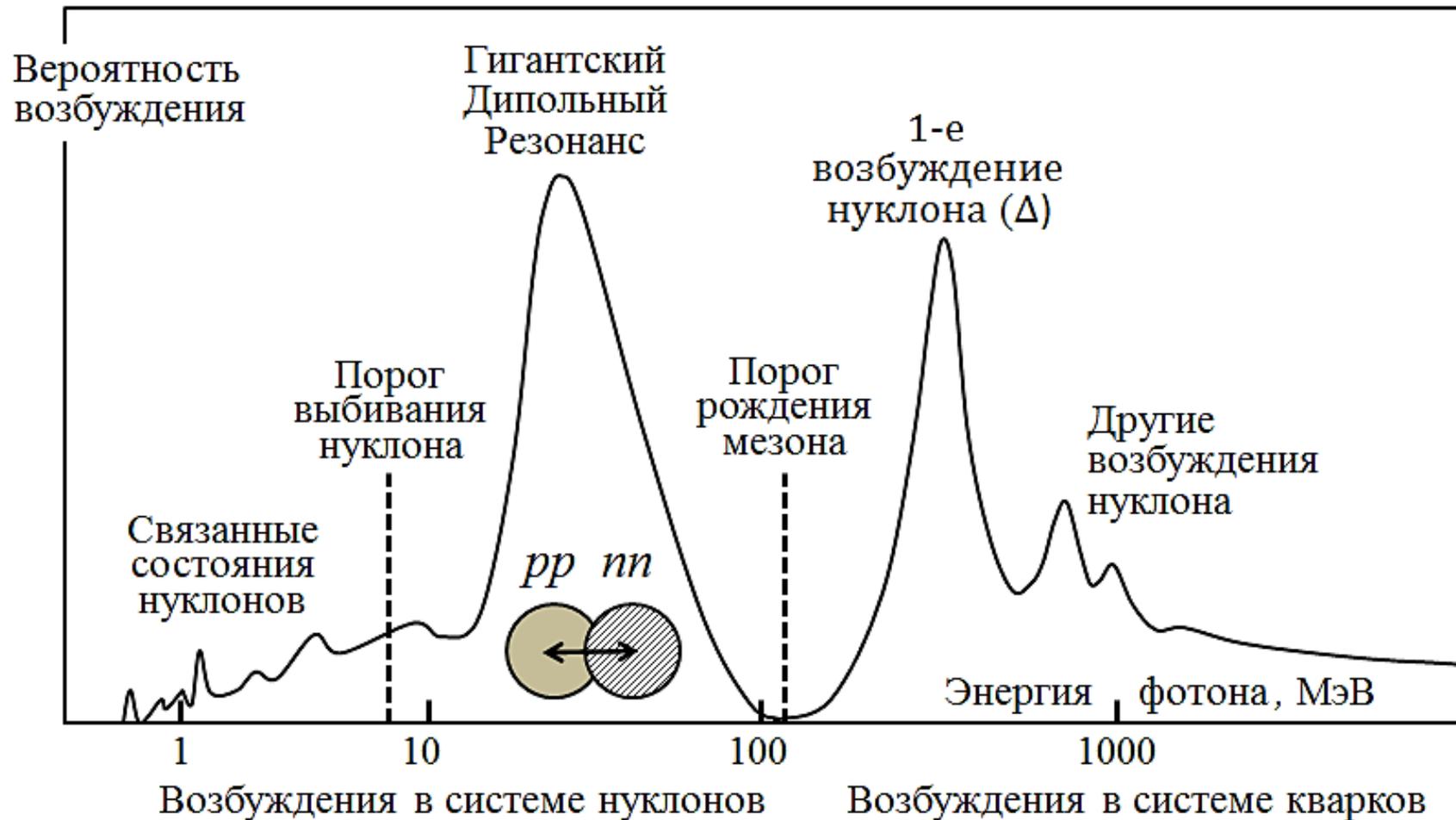


И.М. Капитонов

Гигантский дипольный резонанс
атомных ядер

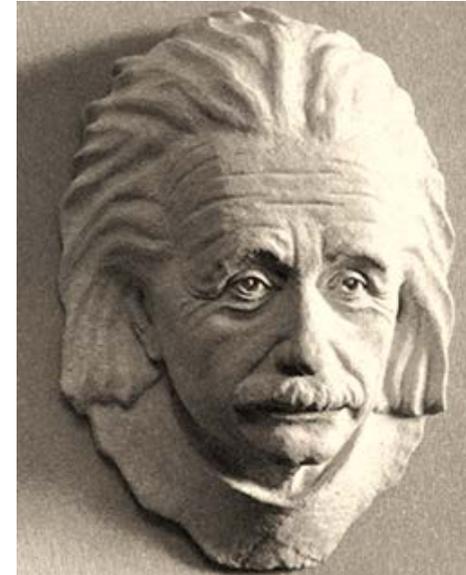
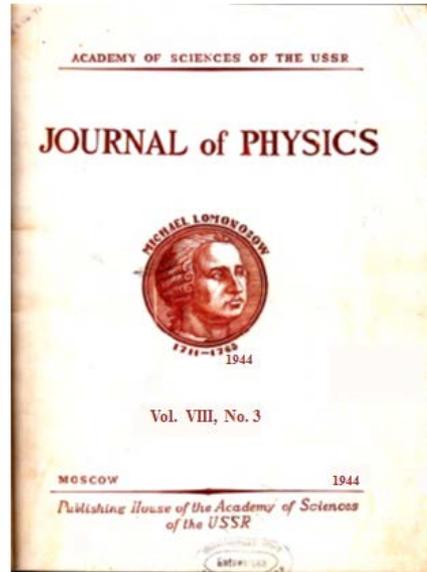
75 лет

Схематический вид сечения поглощения фотонов атомными ядрами до энергии 10 ГэВ



Гигантский дипольный резонанс (ГДР) вызван электрическими дипольными (E1) фотонами.

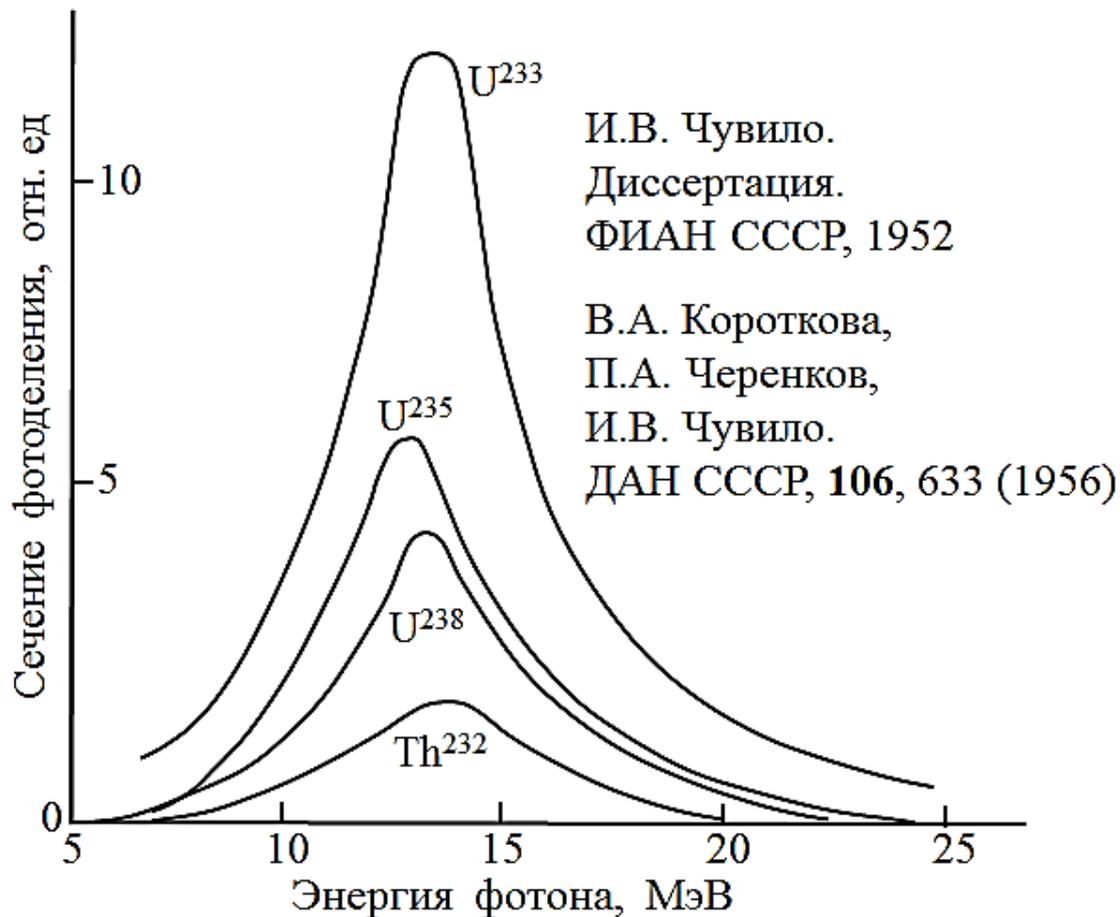
Он был предсказан А.Б. Мигдалом в работе
«Квадрупольное и дипольное γ -излучение ядер»
Journ. of Phys. (USSR), 8, 331 (1944) и ЖЭТФ, 15, 81 (1945).



И открыт в США Болдуином и Клайбером
в General Electric Research Laboratory (Schenectady, NY)
на тормозном γ -пучке бетатрона с энергией 100 МэВ.
Они обнаружили, что сечения реакций $^{12}\text{C}(\gamma, n)$, $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$
и реакции фотоделения Th имеют форму широких максимумов
с центром тяжести при энергиях 16-25 МэВ:
Baldwin G.C., Klaiber G.S. Phys. Rev., 71, 3 (1947); 73, 1156 (1948).

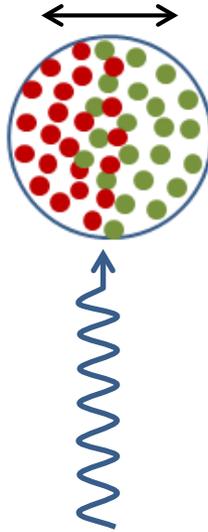
В СССР первые измерения сечений фотоядерных реакций на пучке тормозного γ -излучения были начаты в 1949-1950 гг. Были получены сечения фотоделения изотопов урана (^{232}U , ^{235}U , ^{238}U) и тория (^{232}Th). Измерения были выполнены в Физическом институте АН СССР на синхротроне с энергией до 30 МэВ, созданном под руководством В.И. Векслера.

Использовалась дифференциальная ионизационная камера.



Простейшие коллективные модели ГДР:

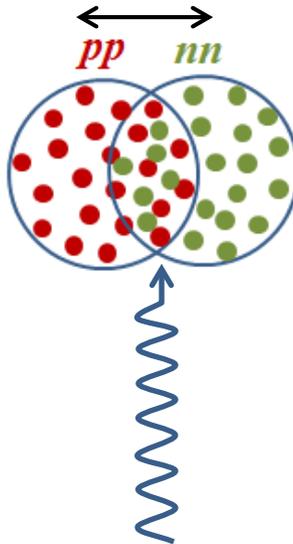
Migdal (1945),
Steinwedel-Jensen (1950)



$$E_m \approx 75 \cdot A^{-1/3} \text{МэВ} \propto \frac{1}{R},$$

где A – число нуклонов в ядре,
а R – радиус ядра.

Goldhaber-Teller (1948)



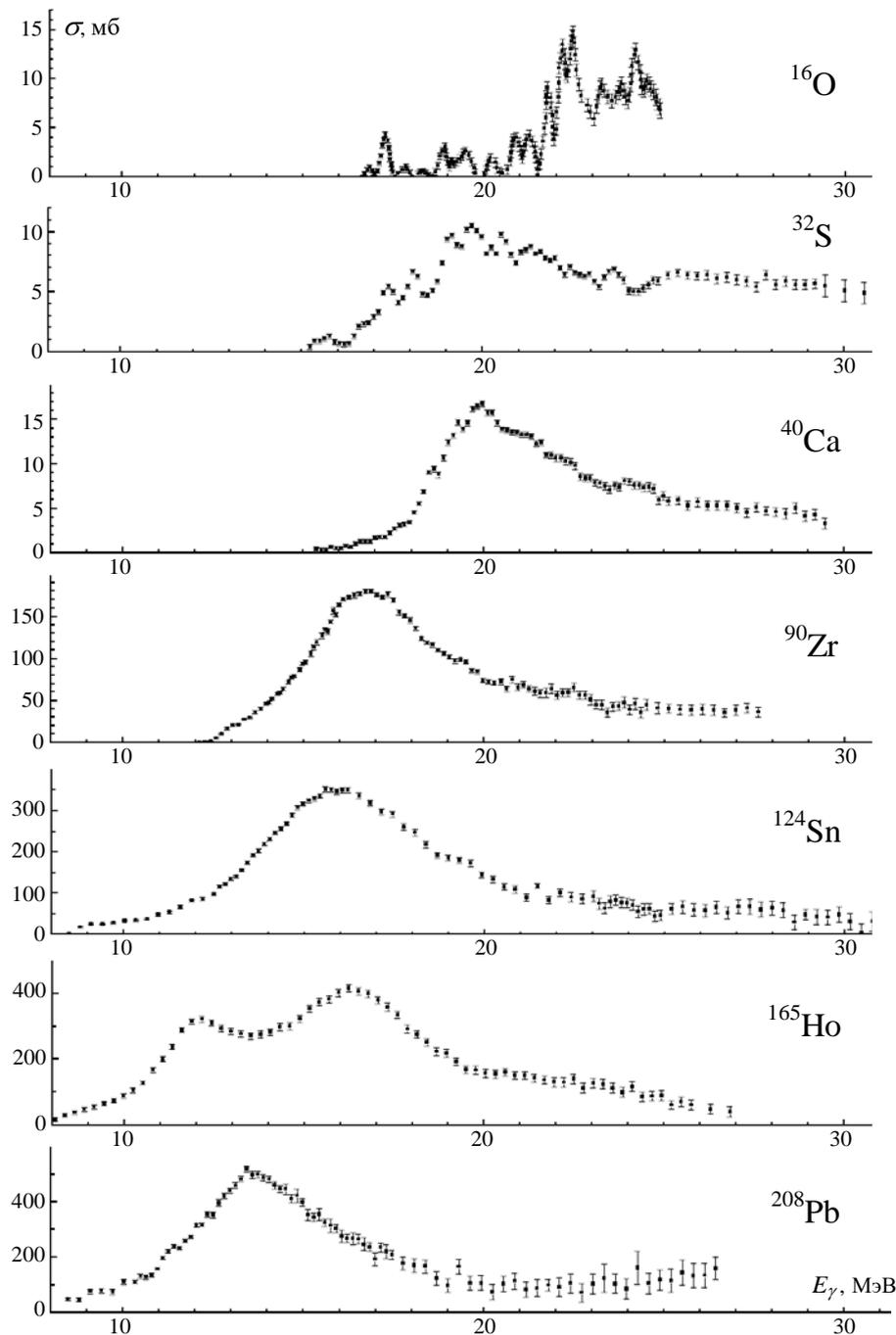
$$E_m \approx 45 \cdot A^{-1/6} \text{МэВ} \propto \sqrt{\frac{1}{R}}$$

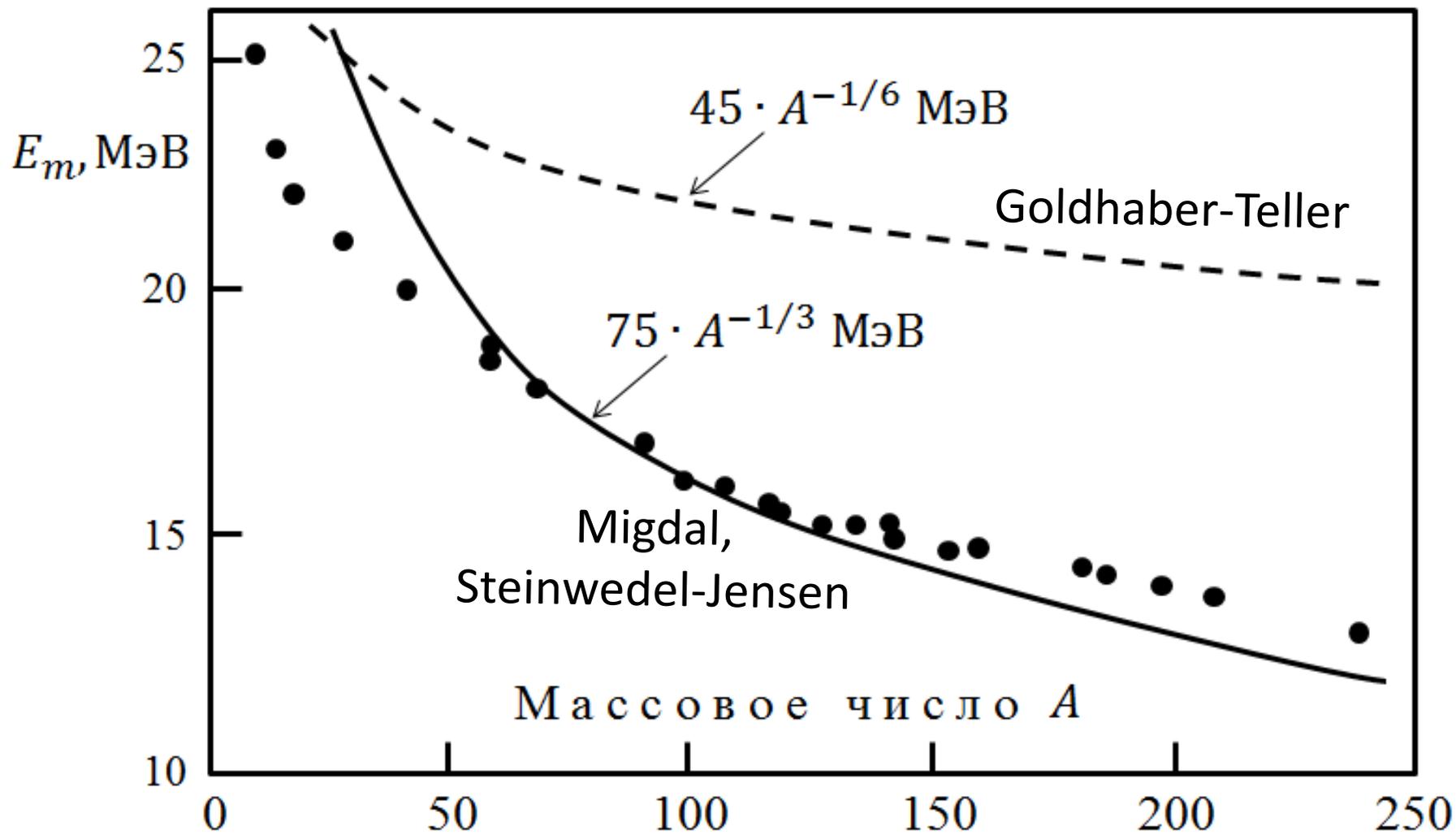
Сечения фотопоглощения ядер различного веса в области ГДР

Положение максимума ГДР подчиняется следующей приближенной зависимости:

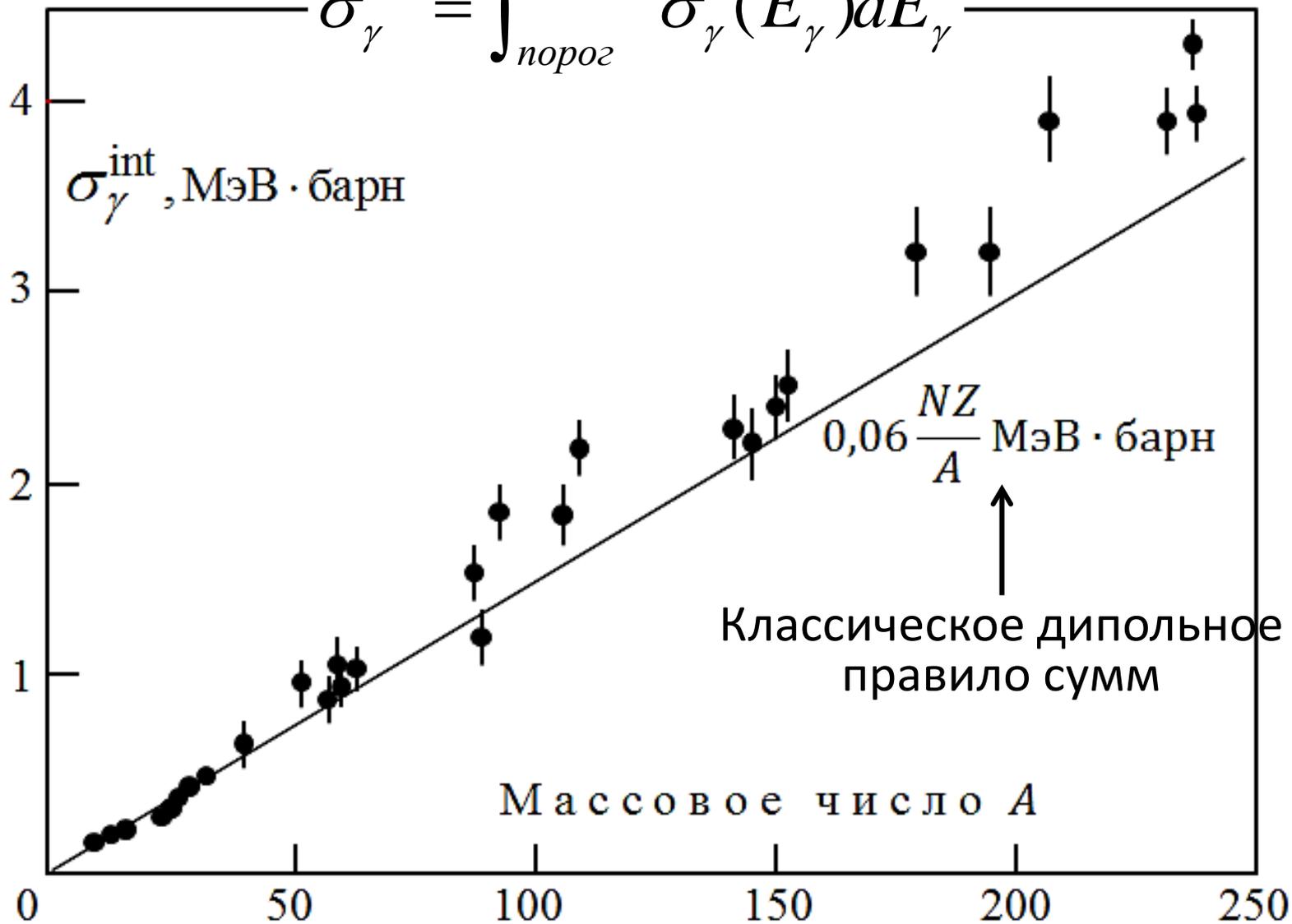
$$E_m \approx 75 \cdot A^{-1/3} \text{ МэВ} \approx \frac{1}{R},$$

где A – число нуклонов в ядре, а R – радиус ядра.

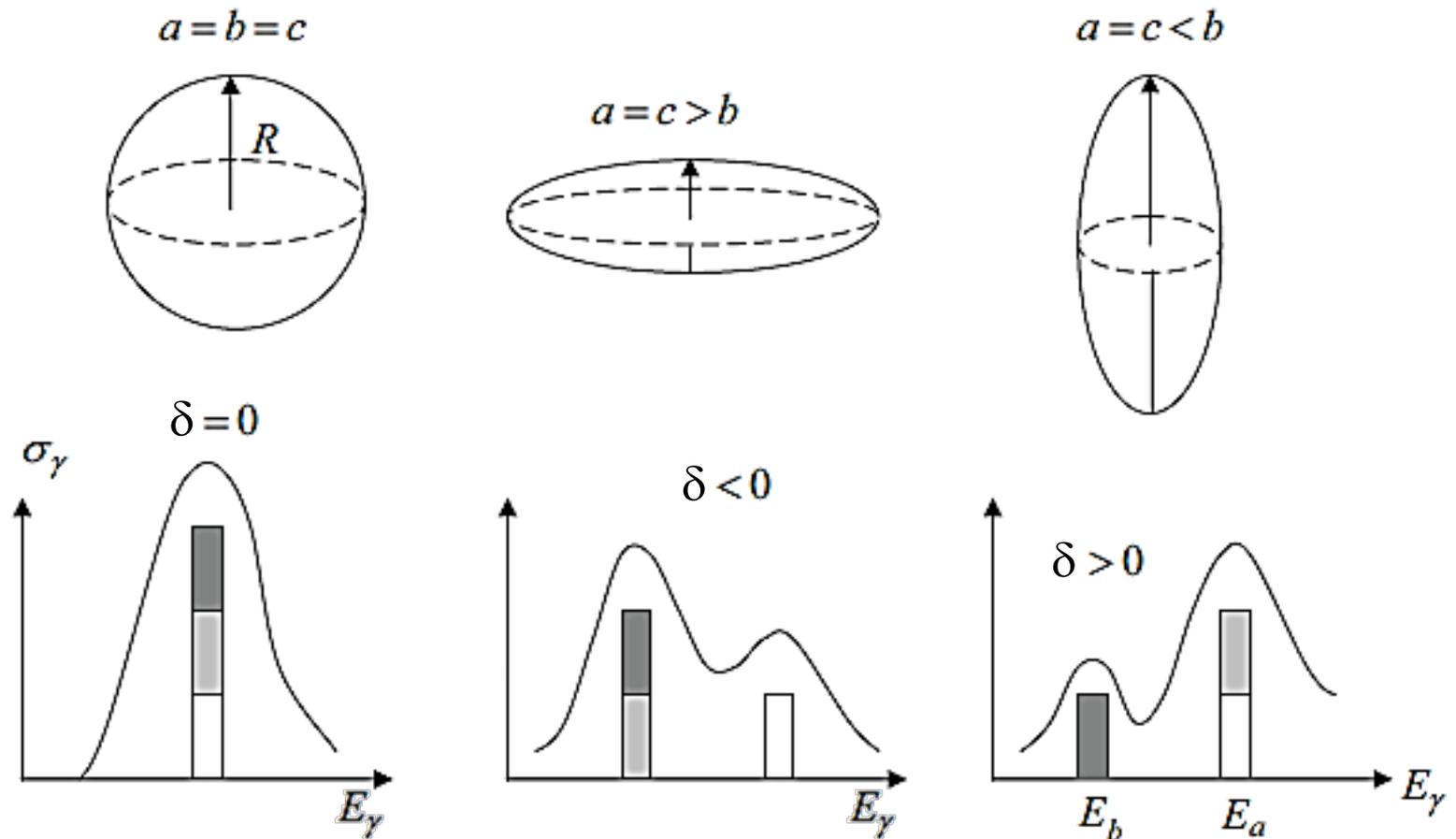




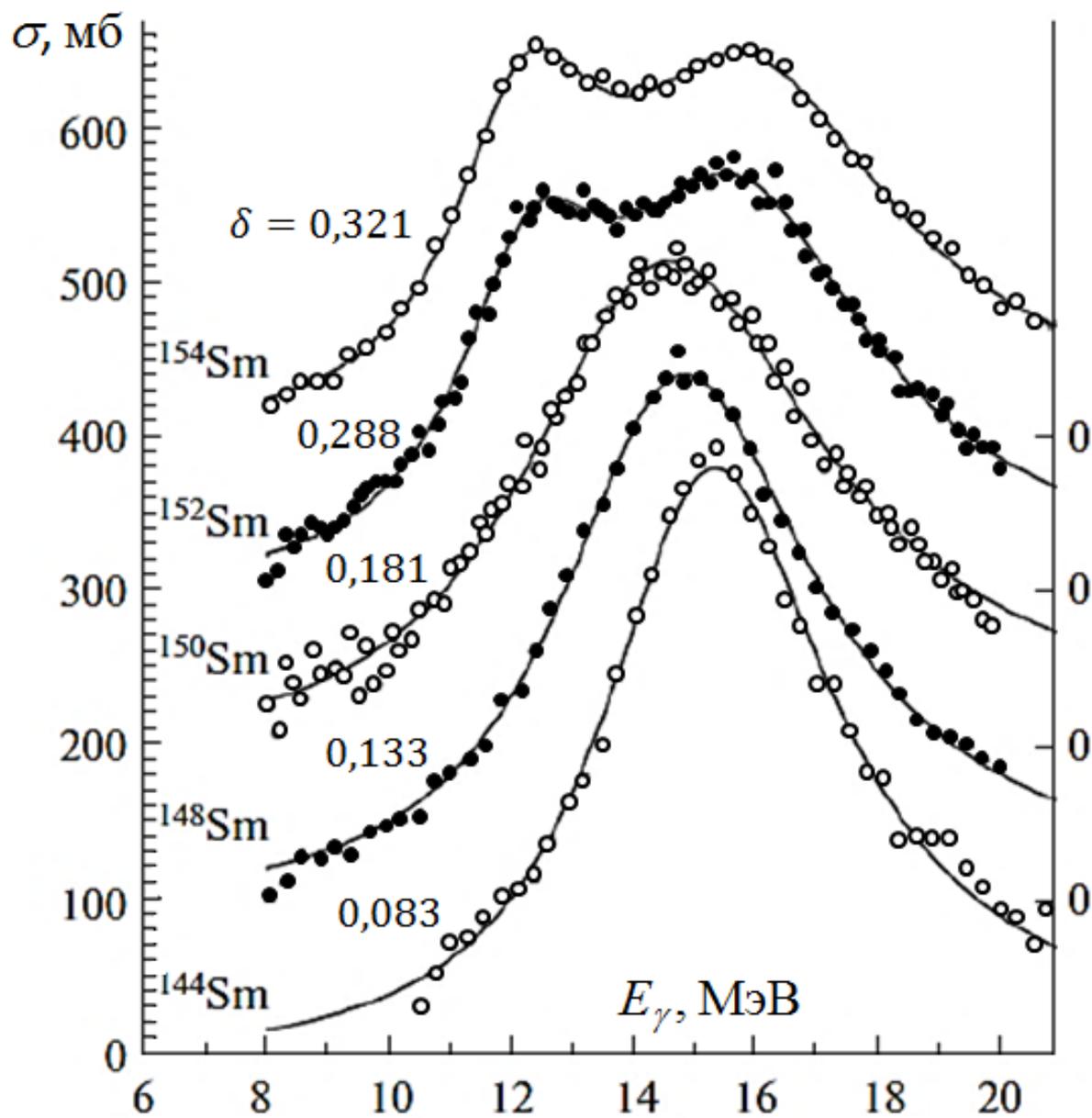
$$\sigma_{\gamma}^{\text{int}} = \int_{\text{порог}}^{40\text{МэВ}} \sigma_{\gamma}(E_{\gamma}) dE_{\gamma}$$



Эффект Даноса-Окамото (Danos, Okamoto 1958) E1-резонанс сильнодеформированных ядер



δ - параметр квадрупольной деформации



Резонансная энергия (частота) дипольных колебаний
обратно пропорциональна радиусу ядра R .

У аксиального ядра два характерных размера – длины a и b
соответственно короткой и длинной осей эллипсоида и поэтому
их резонансные энергии должны быть расщеплены на величину

$$\Delta E = E_a - E_b \approx 75 \cdot 1,2 \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right) \text{МэВ} \approx 75 A^{-1/3} |\delta| \text{МэВ},$$

где параметр деформации $\delta = \frac{b-a}{\langle R \rangle}$ и $\langle R \rangle = \sqrt{ab} = 1,2 \cdot A^{-1/3} \text{Фм}$.

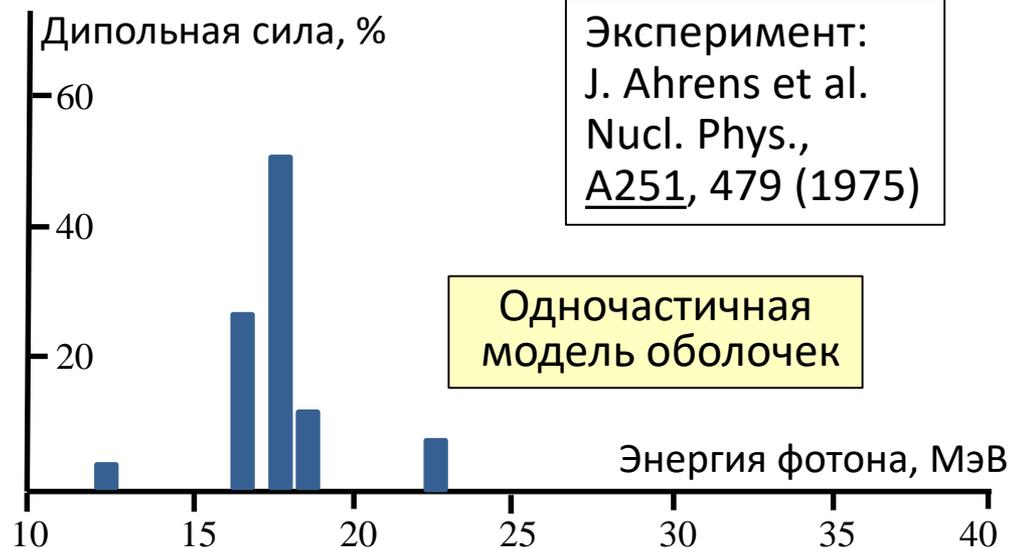
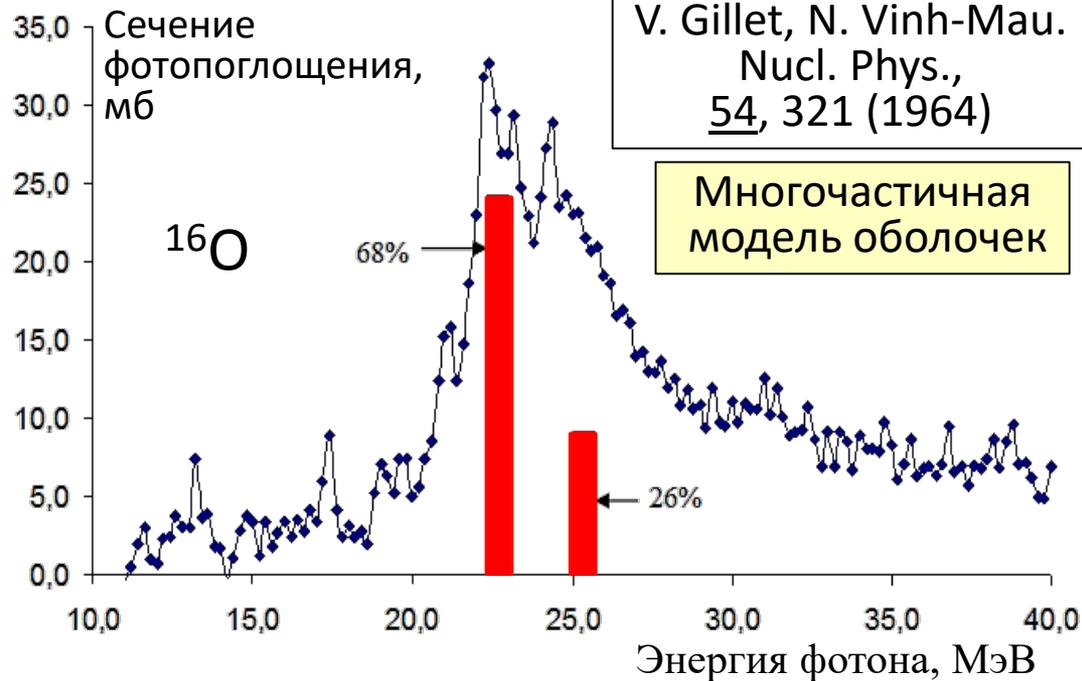
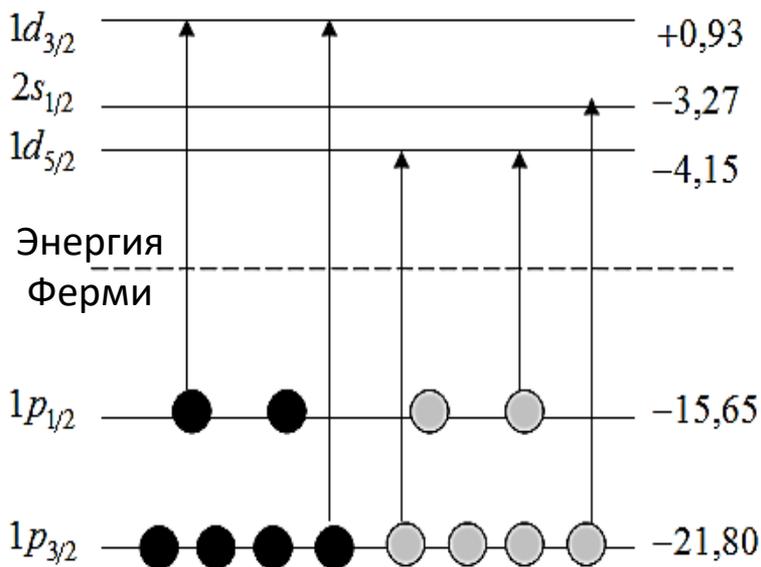
С точностью 10-15% эта формула воспроизводит
величину расщепления ГДР наиболее массивных изотопов самария.

При этом ширина ГДР массивных деформированных ядер
должна возрастать на величину ΔE ,

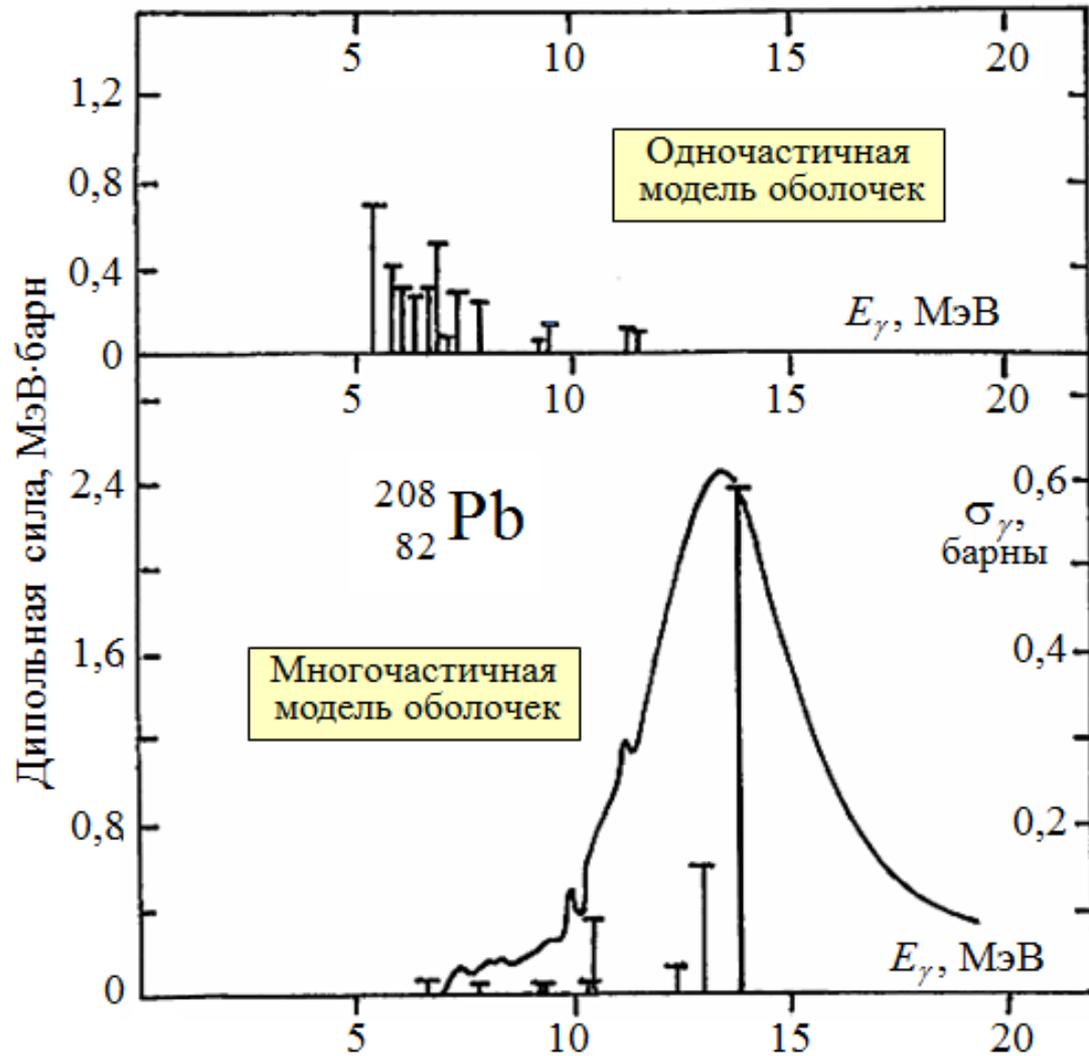
которая пропорциональна модулю параметра деформации.

Таким образом, следствием эффекта Даноса-Окамото
должна быть корреляция между величиной (модулем)
параметра квадрупольной деформации и уширением ГДР.

Гигантский дипольный резонанс лёгкого магического ядра в модели оболочек



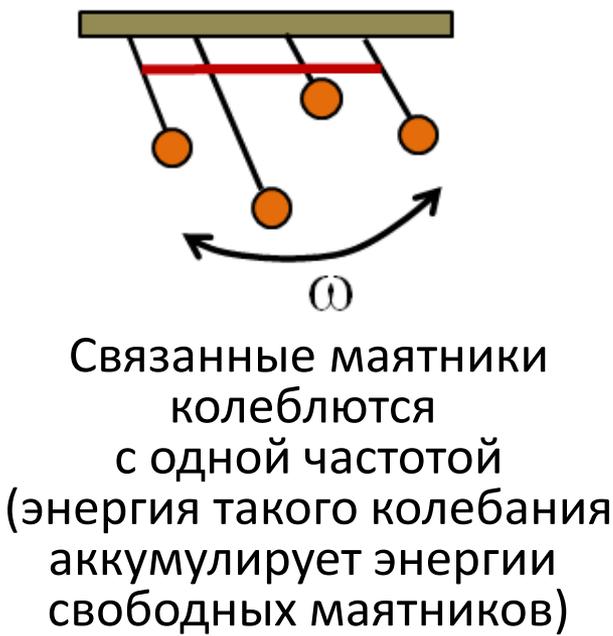
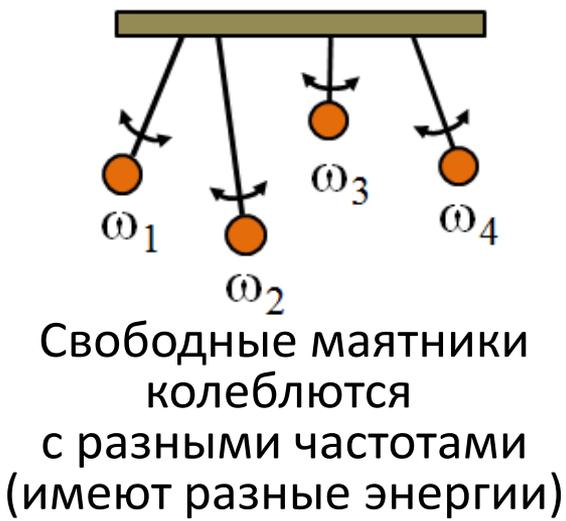
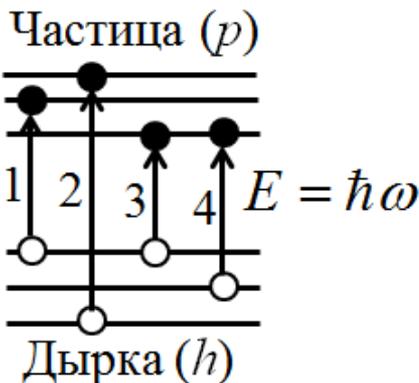
Гигантский дипольный резонанс тяжёлого магического ядра в модели оболочек



Столбики – расчёт
В.В. Балашов,
В.Г. Шевченко,
Н.П. Юдин.
ЖЭТФ, 41, 1929 (1961)

Сплошная линия – эксперимент
A. Veyssière, H. Beil, R. Bergère,
P. Carlos, A. Leprêtre.
Nucl. Phys., A159, 561 (1970)

Микроскопическая картина возникновения ядерного коллективного возбуждения. Механистическая аналогия – система свободных и связанных маятников.



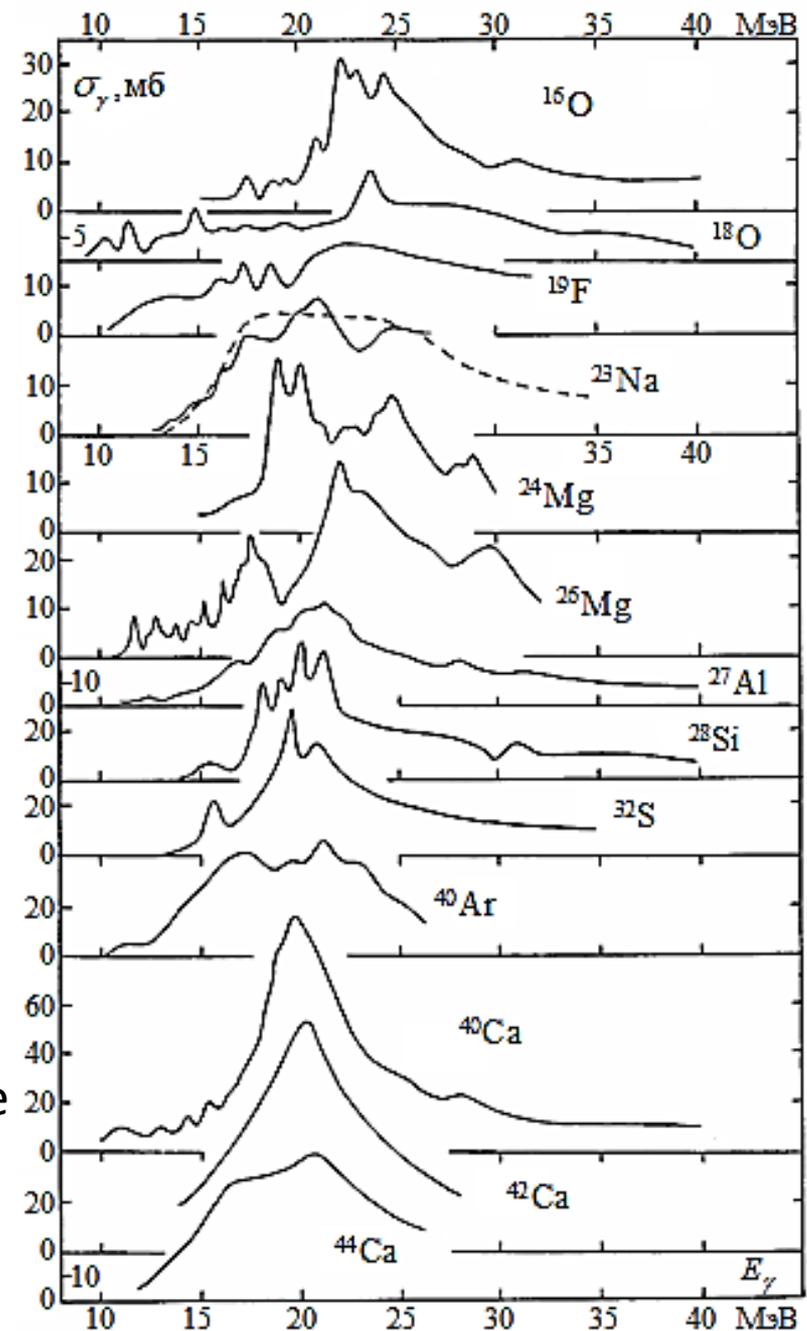
Роль связи ядерных ph -переходов играет остаточное взаимодействие между нуклонами, т.е. взаимодействие между «частицами» и «дырками».

Коллективизация ядерных дипольных ph -переходов описывается схематической моделью Брауна-Болстерли:

G.E. Brown, M. Bolsterly. Phys. Rev. Lett. 3, 472 (1959).

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.



Ширина ГДР меняется в широких пределах:
4 – 30 МэВ

Она максимальна в самых легких ядрах ($A \leq 14$),
достигая в них величины ≈ 30 МэВ.

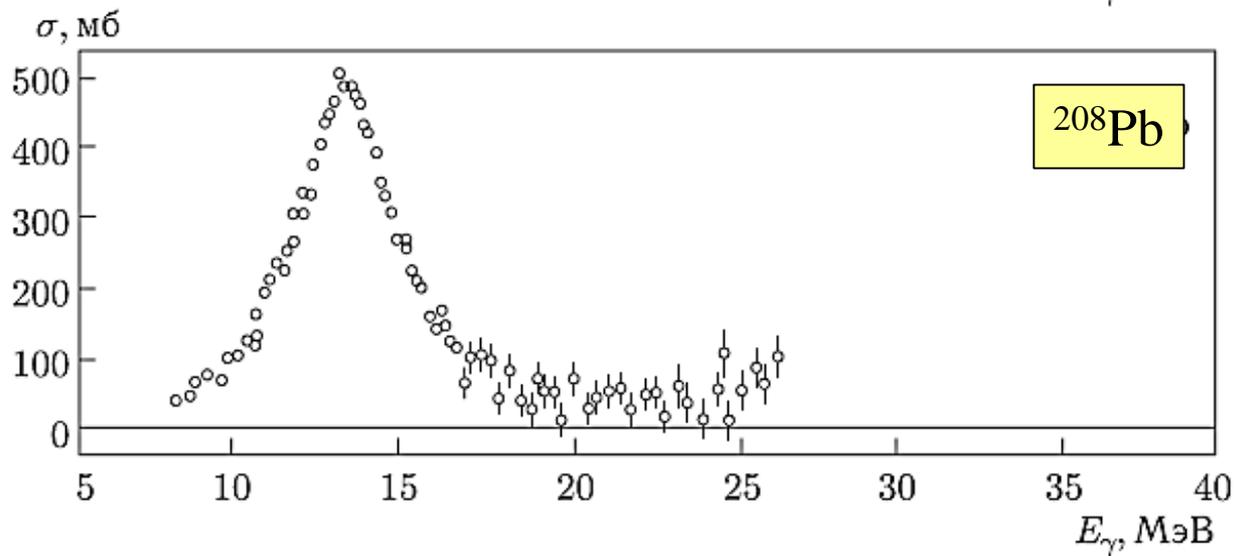
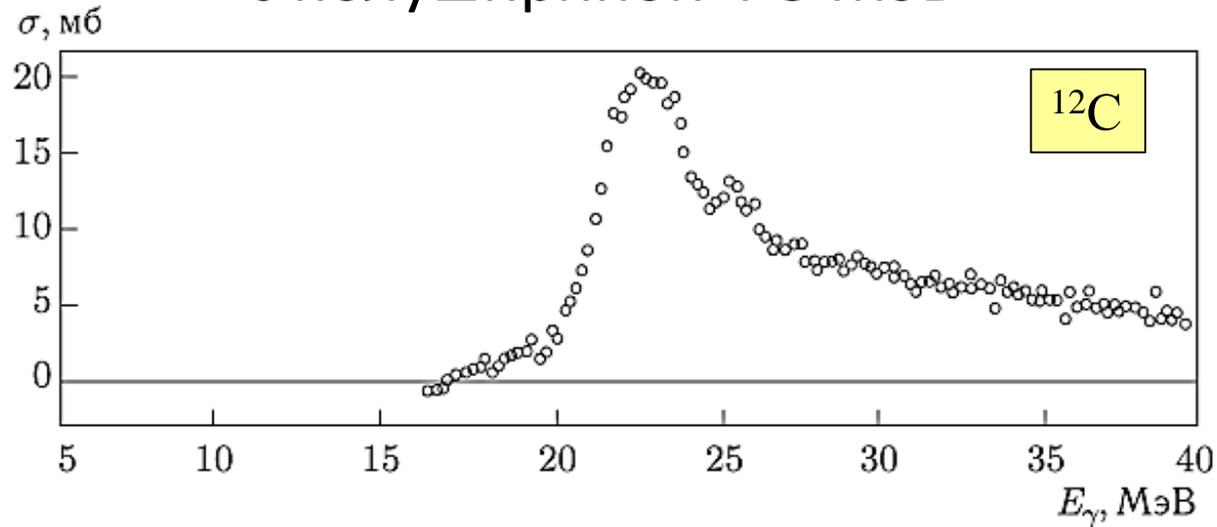
С ростом A имеет место тенденция сжатия области
концентрации основных $E1$ -переходов.

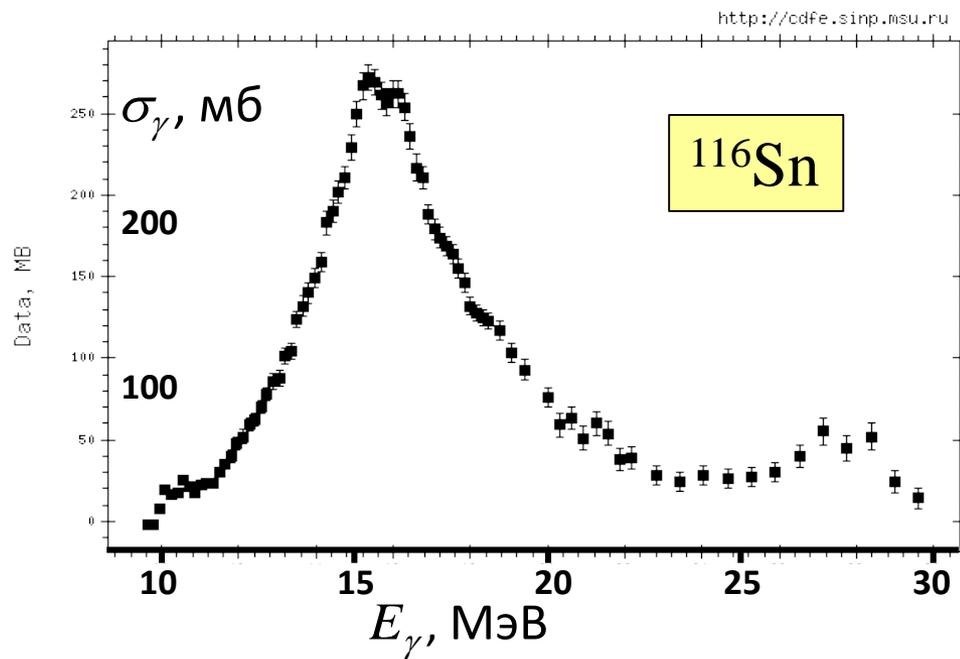
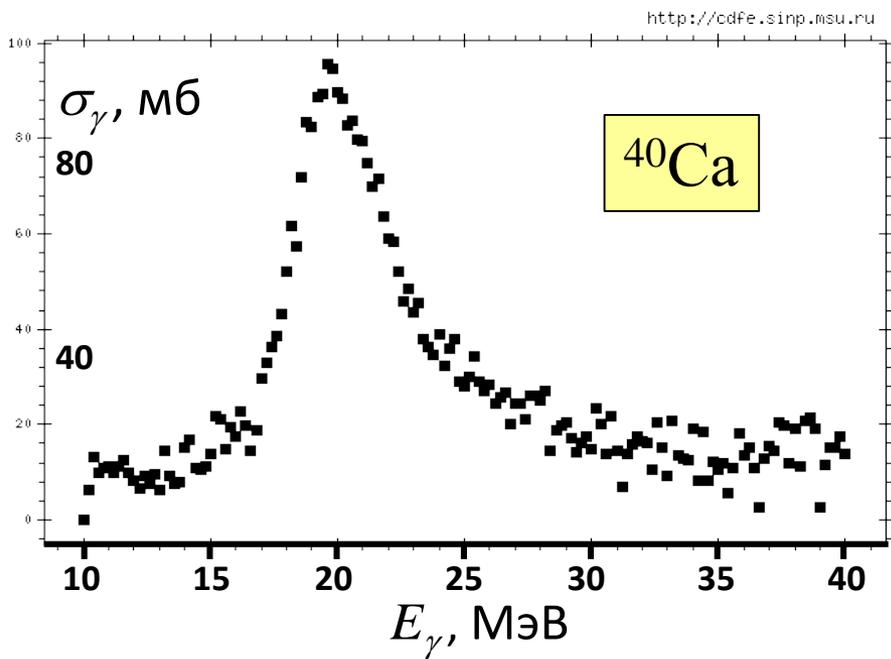
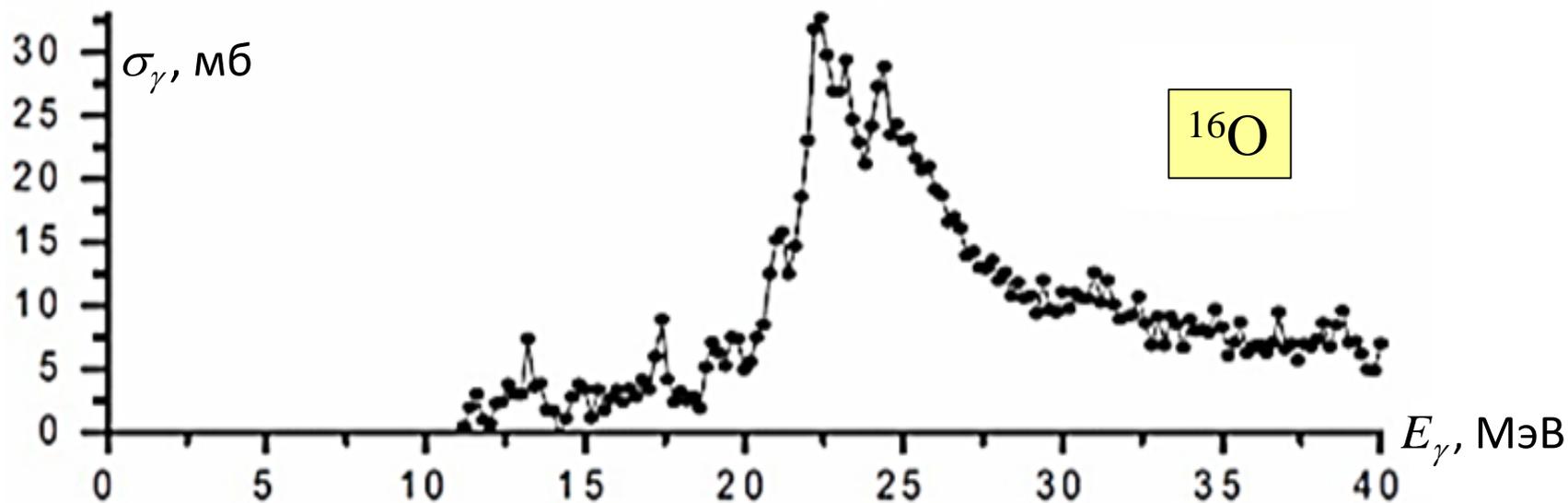
В ядрах $1d2s$ -оболочки ($A = 16 - 40$) она меняется в
интервале 5 – 20 МэВ.

В ядрах с $A = 50 - 140$ ширина ГДР 4 – 12 МэВ.

В ядрах с $A \geq 140$ ширина ГДР 4 – 8 МэВ.

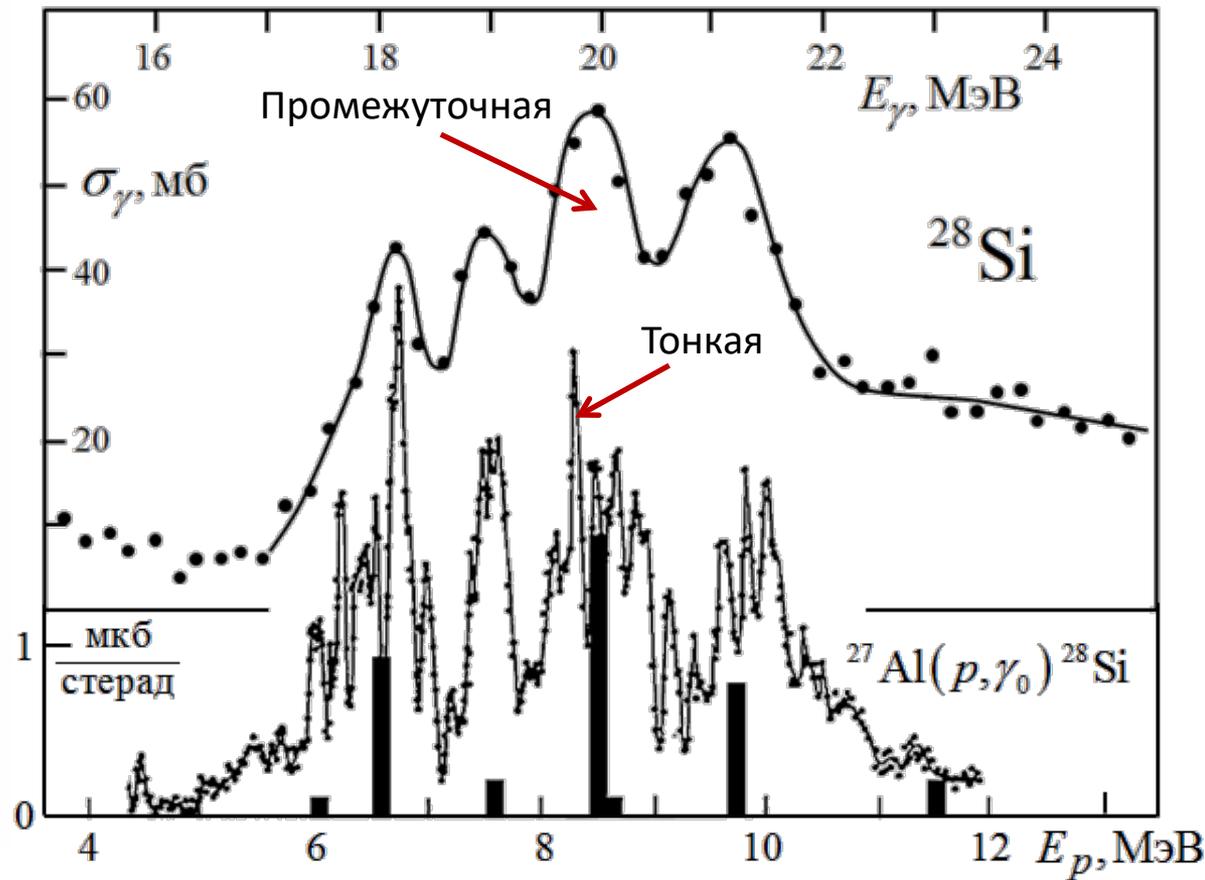
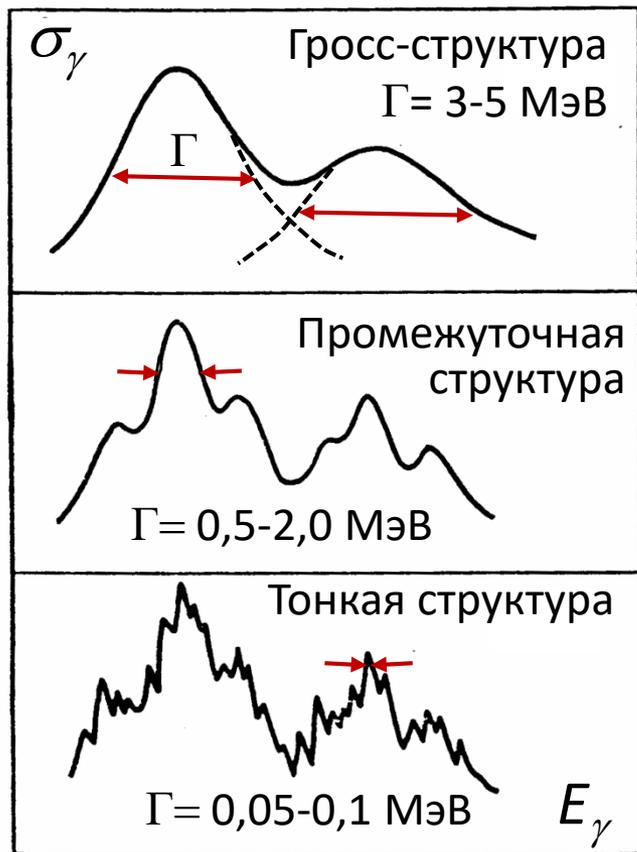
Ширина ГДР минимальна в сферических ядрах с заполненными оболочками.
Для них ГДР представим одиночным резонансом с полушириной 4-5 МэВ





Проблема ширины ГДР
(области разброса по энергии
основных дипольных переходов)
тесно связана с проблемой
структуры фотоядерных сечений.

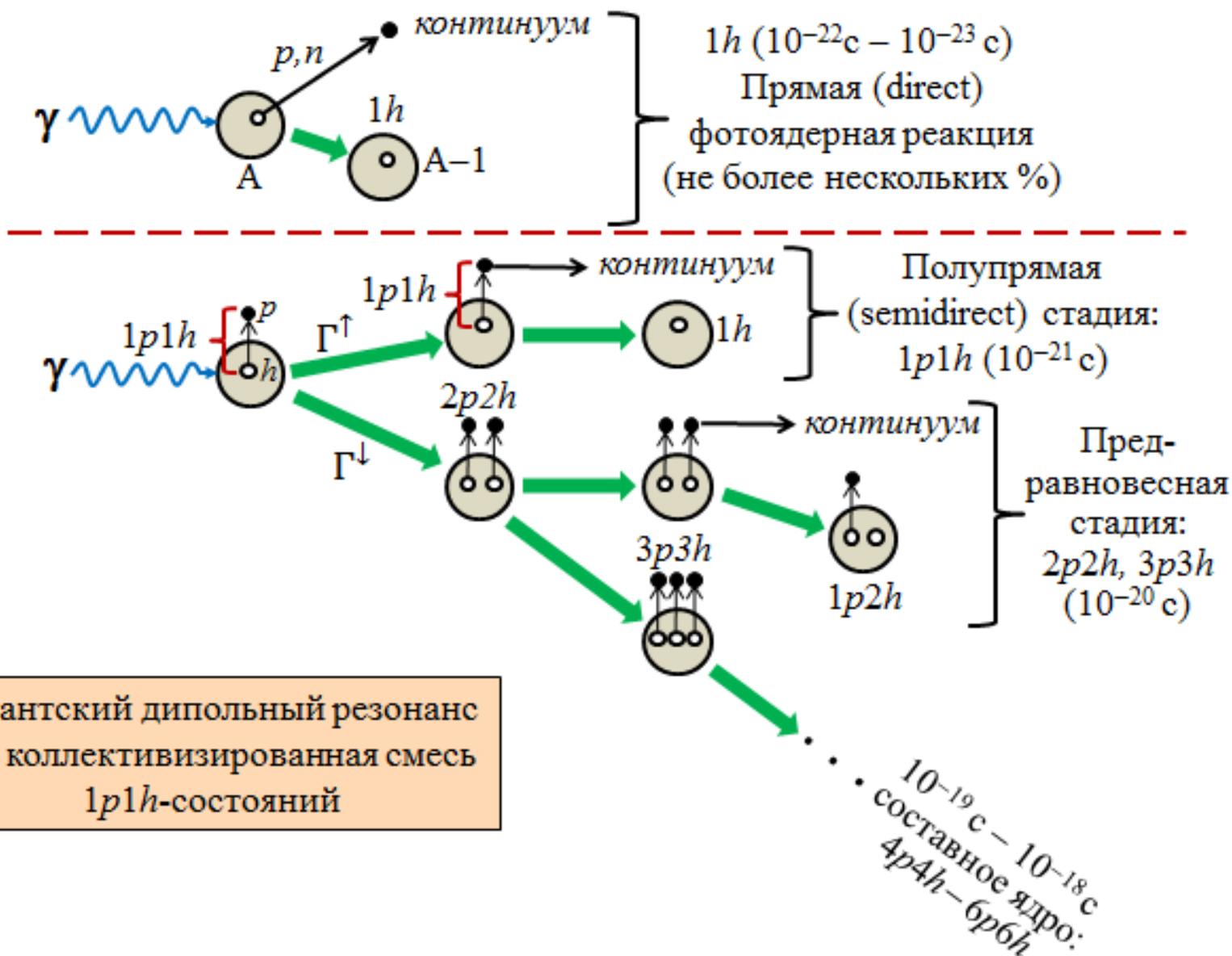
Классификация структуры сечений фотопоглощения



**Пример гросс-структуры –
два широких резонанса сильно деформированного ядра.**

Время жизни резонансов:
промежуточной структуры $\approx 10^{-21}$ сек
Тонкой структуры $\approx 10^{-20}$ сек

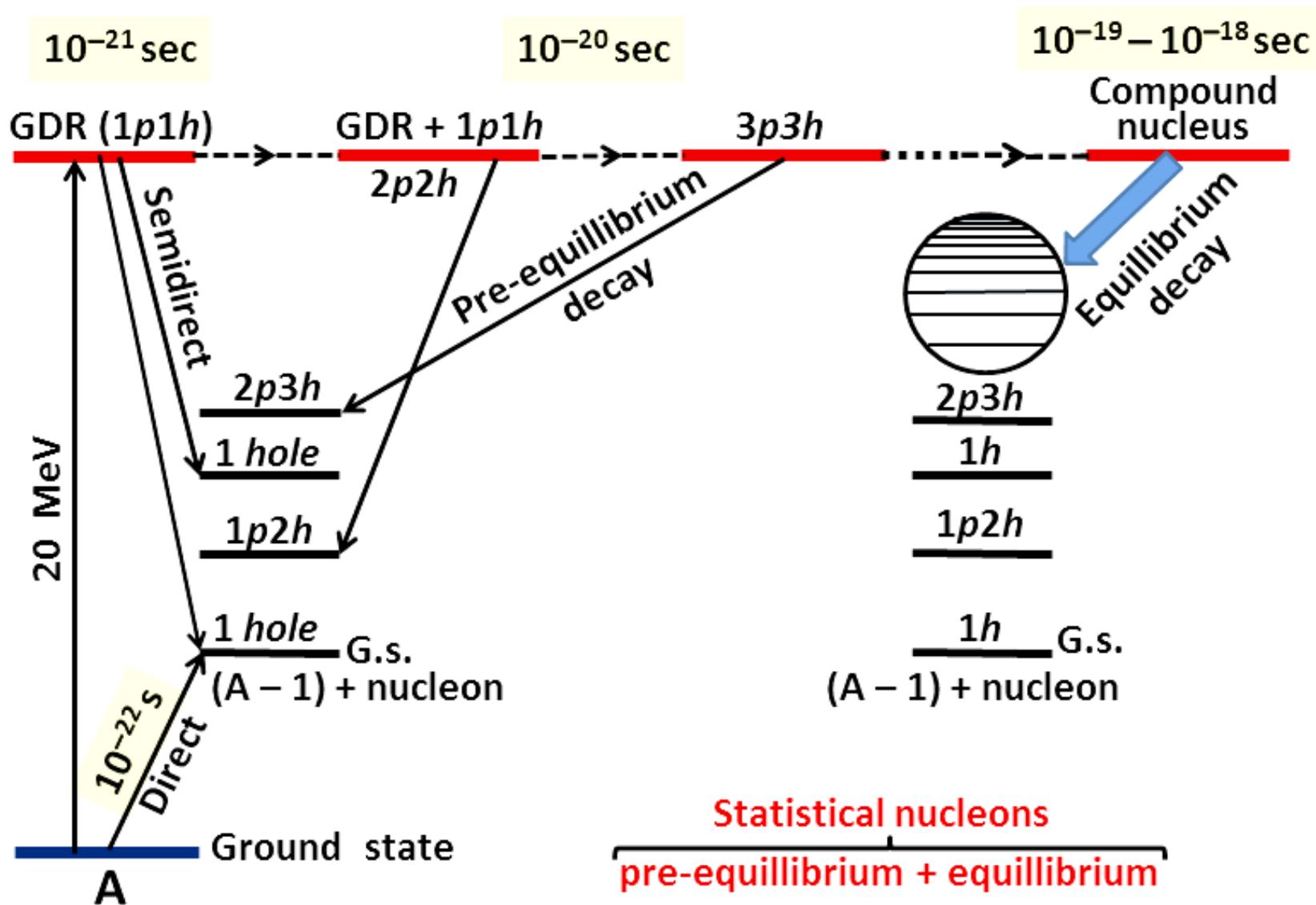
Стадии фотоядерной реакции



Гигантский дипольный резонанс
это коллективизированная смесь
 $1p1h$ -состояний

$10^{-19} \text{ c} - 10^{-18} \text{ c}$
составное ядро:
 $4p4h - 6p6h$

Диаграмма распада отдельного входного состояния ГДР



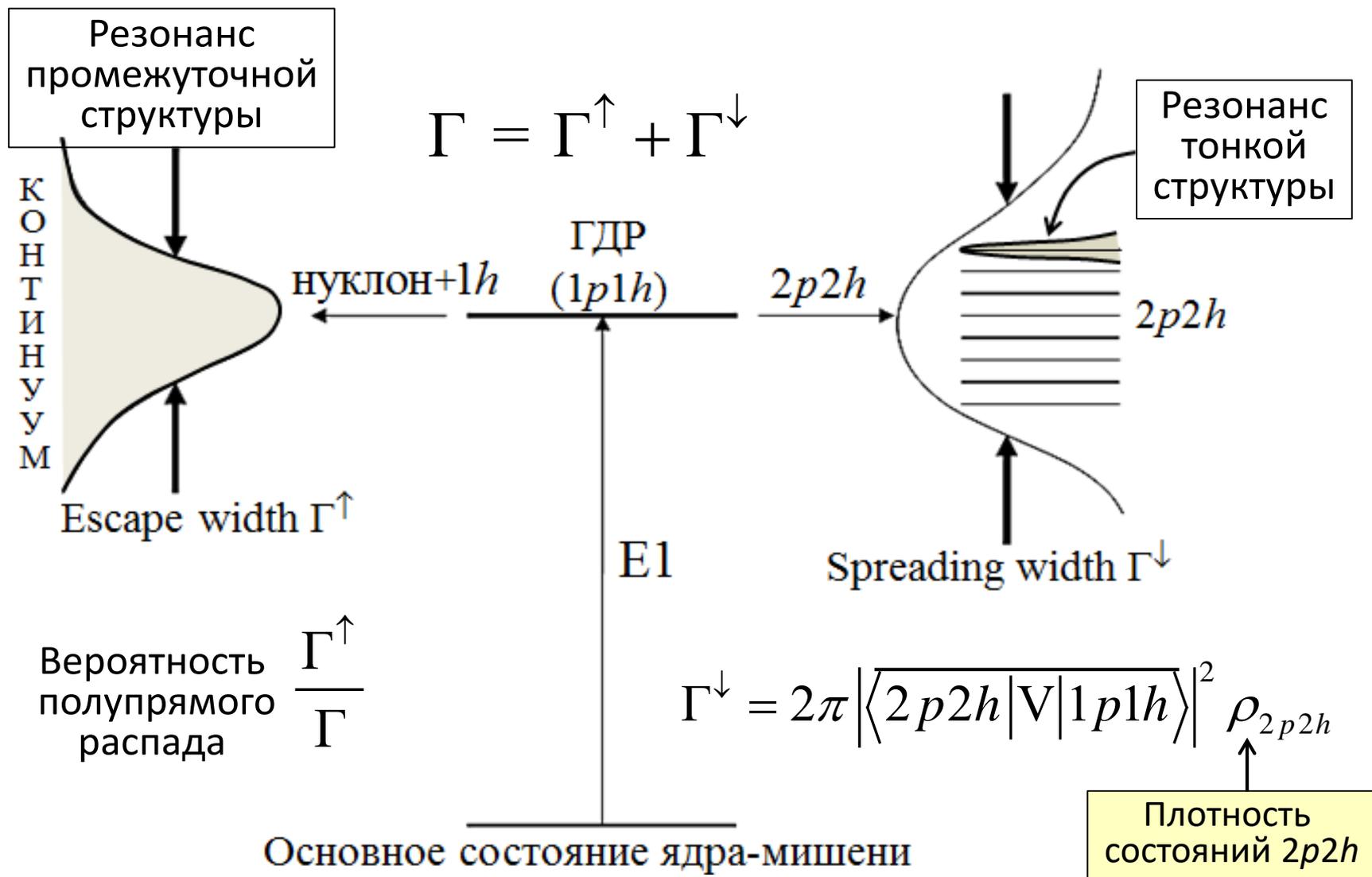
Что влияет на ширину ГДР?

1. Ширина распада Γ^\uparrow входных ($1p1h$) состояний с вылетом нуклона в непрерывный спектр.
2. Ширина разброса входных состояний.
3. Ширина распада Γ^\downarrow входных состояний по состояниям более сложной природы ($2p2h, 3p3h, \dots$).

Ширина разброса входных состояний возникает за счёт следующих эффектов:

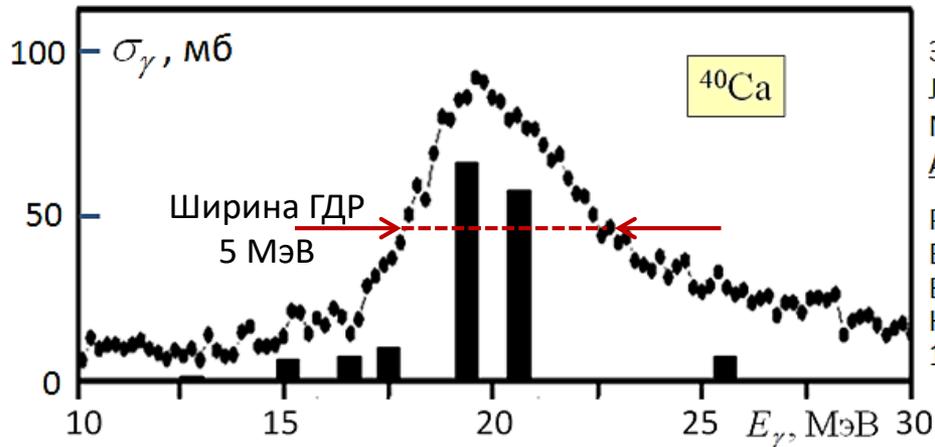
1. Разброс E1-переходов из одной оболочки.
2. Разброс E1-переходов из разных оболочек (**конфигурационное расщепление ГДР**).
3. Расщепление E1-переходов по изоспину (**изоспиновое расщепление ГДР**).
4. Расщепление E1-переходов за счёт несферичности ядра (**деформационное расщепление ГДР**).

Формирование ширины отдельного входного состояния ГДР



Плотности $2p2h$ -состояний с $J^P = 1^-$ в районе максимума гигантского резонанса.
Приводится число состояний в интервале 1 МэВ.

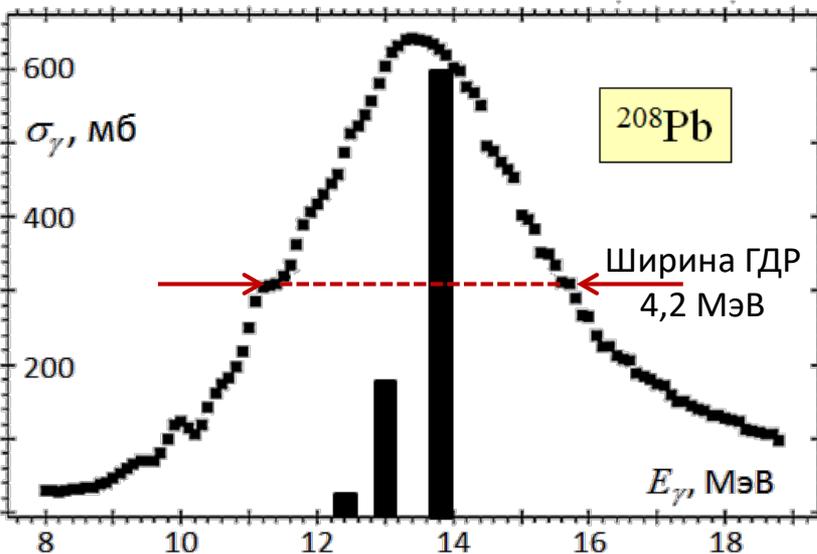
| Ядро | ^{28}Si | ^{32}S | ^{58}Ni | ^{90}Zr | ^{208}Pb | ^{240}U |
|---------------|------------------|-----------------|------------------|------------------|-------------------|------------------|
| ρ_{2p2h} | ≈ 5 | 10–15 | 100 | 200–300 | 1500–2000 | 2500–3000 |



Эксперимент:
J. Ahrens et al.
Nucl. Phys.
A251, 479 (1975)

Расчёт:
В.В. Балашов,
В.Г. Шевченко,
Н.П. Юдин.
1960 г.

Для лёгких ядер $\Gamma^\uparrow = 0,5 - 2$ МэВ
(для ^{12}C даже $\Gamma^\uparrow = 3$ МэВ)
и полупрямой распад доминирует.
Малая плотность
 $2p2h$ -состояний практически
не увеличивает распадную
ширину входных состояний
и ширина ГДР определяется
энергетическим разбросом
входных $1p1h$ -состояний.



Экспериментальные данные:

В.В. Варламов,
М.Е. Степанов,
В.В. Чесноков.
Изв. РАН, сер. физ.
67, 656 (2003).

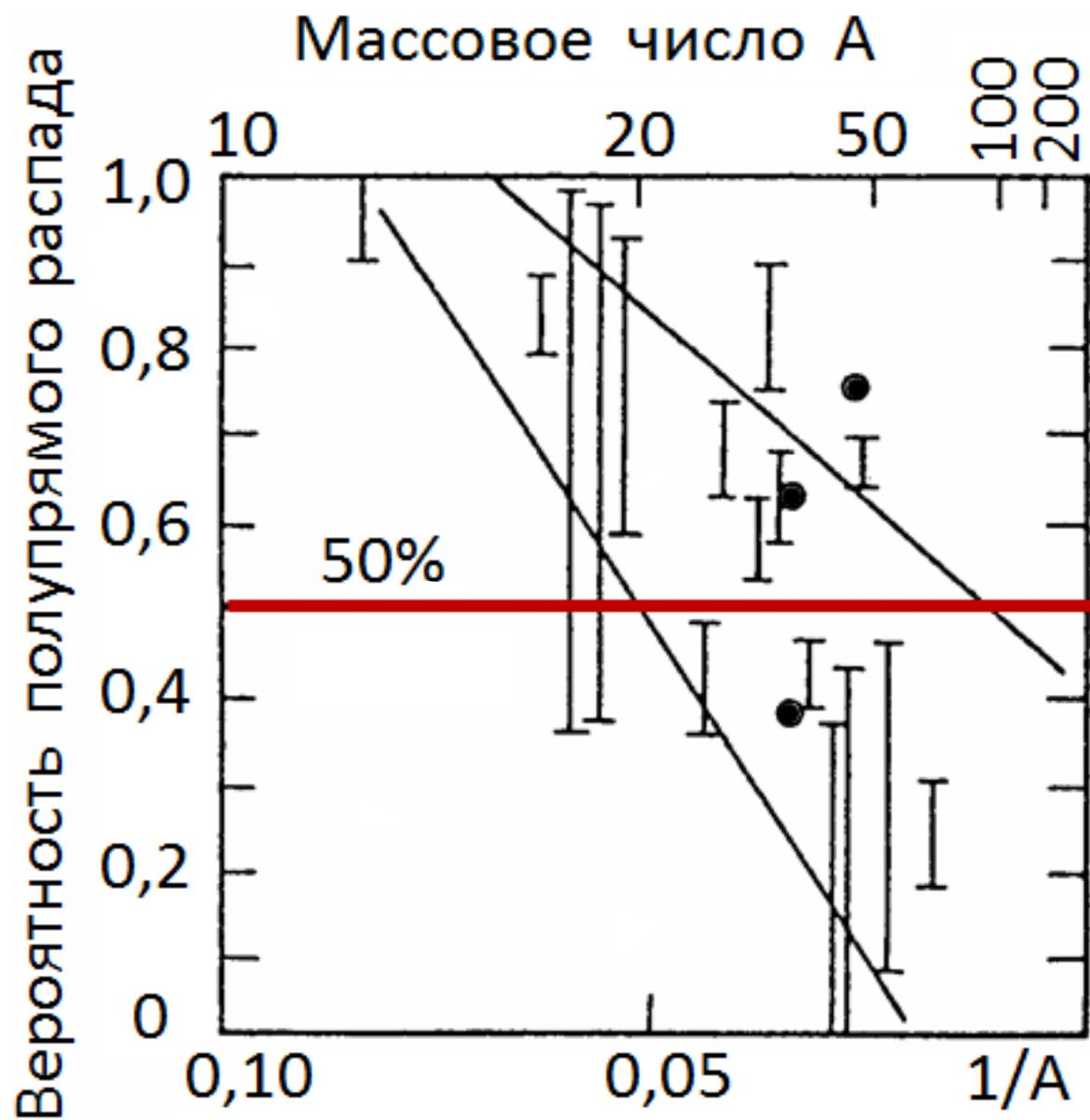
Расчёт:
В.В. Балашов,
В.Г. Шевченко,
Н.П. Юдин.
ЖЭТФ, 41, 1929 (1961).

Для тяжёлого магического ядра
 $\Gamma^\uparrow = 0,4 - 0,5$ МэВ и
и за счёт гигантской плотности
 $2p2h$ -состояний Γ^\downarrow увеличивается
до 3 – 4 МэВ и в полной
ширине ГДР начинает
доминировать эффект распада
входных $1p1h$ -состояний
на состояния $2p2h$.

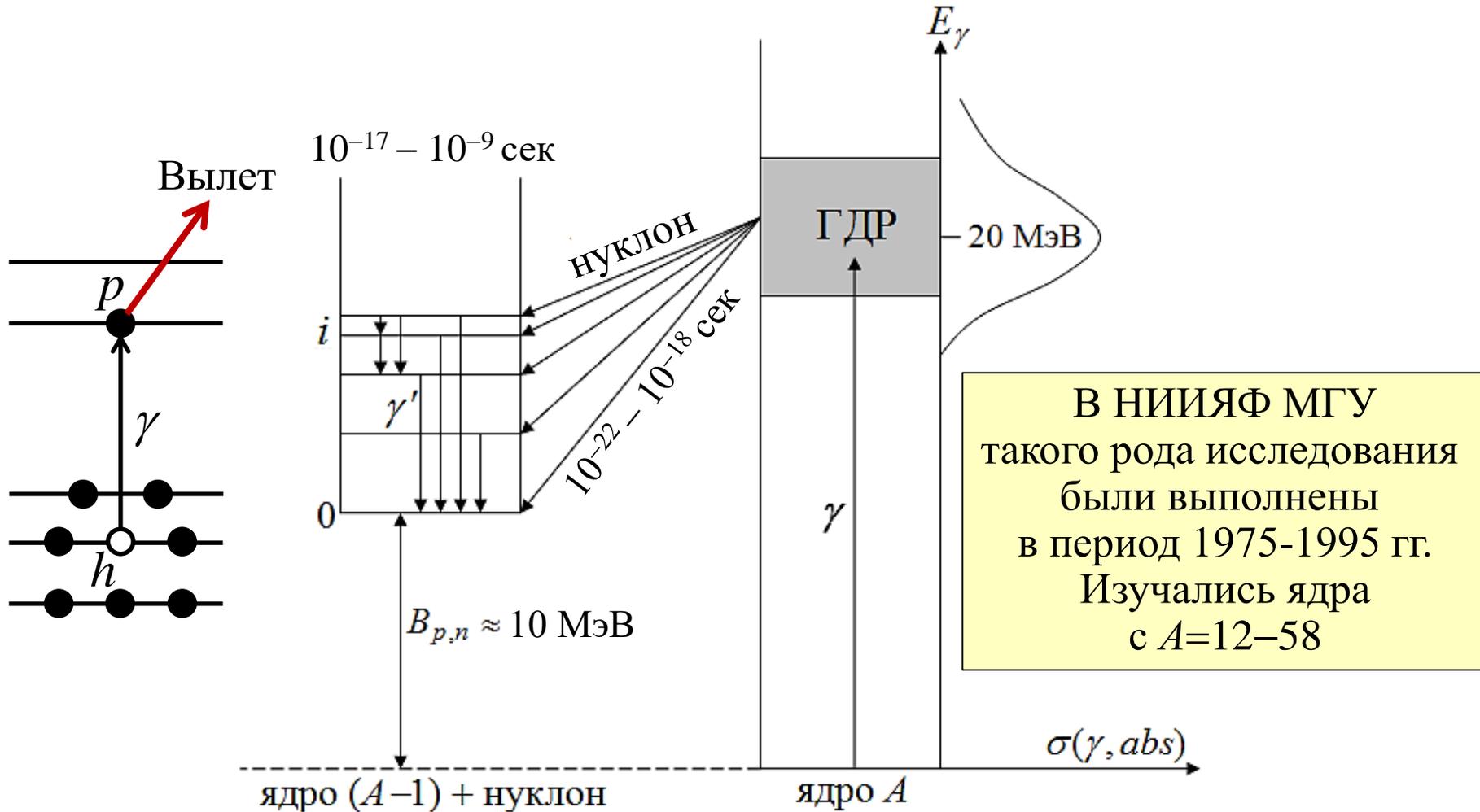
В лёгких ядрах «магическая ширина» (4 – 5 МэВ) формируется главным образом и в сравнимых долях за счёт Γ^\uparrow и разброса входных состояний.

В тяжёлых ядрах эти факторы не являются основными. В них «магическая ширина» примерно на 4/5 формируется за счёт Γ^\downarrow .

Оставшуюся часть создают Γ^\uparrow и разброс входных состояний.



Фотонуклонные реакции с фиксацией заселяемого уровня конечного ядра

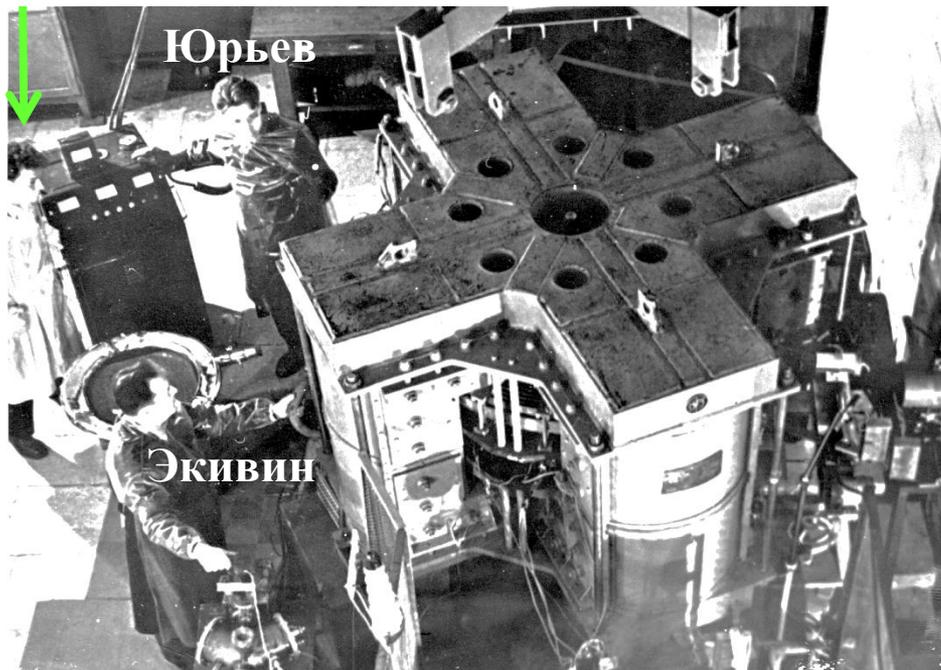


Дырочная природа заселяемого при вылете нуклона конечного ядра устанавливается из реакций (d,p) , $({}^3\text{He},d)$, (d,n) , $(d,{}^3\text{He})$

Фотоядерные исследования в НИИЯФ МГУ

Шевченко

1959



Бетатрон на энергию 35 МэВ



Валериан
Григорьевич
Шевченко
(1923 - 1991)



Доктора
физ.-мат. наук:

| | |
|----------------|------|
| В.Г. Шевченко | 1967 |
| Б.С. Ишханов | 1976 |
| И.М. Капитонов | 1984 |
| Н.Г. Гончарова | 1991 |
| В.И. Шведунов | 1992 |
| В.В. Варламов | 1997 |
| И.Н. Бобошин | 2010 |
| В.Н. Орлин | 2013 |

Более 50
кандидатов наук



Центр данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ

LOMONOSOV MOSCOW STATE UNIVERSITY, SKOBELTSYN INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS.

CENTRE FOR PHOTONUCLEAR EXPERIMENTS DATA

CENTR DANNYKH FOTOYADERNYKH EKSPERIMENTOV

CDFE: Home Page

Welcome to the CDFE Website.

Online Services available at CDFE:

| What are you looking for? | Database |
|---|--|
| All known about atomic nuclei and nuclear reactions. Numerical data, graphics, and bibliography |  <u>Nuclei and Reactions Unified Digital Information System</u> [description] <i>Last updated: October 25th, 2019</i> |
| Abundances, atomic masses, mass excesses, binding energies, spin-parities, moments, deformations, decay modes of ground and metastable states, energies of first isobar-analog states |  <u>Nucleus Ground and Isomeric State Parameters</u> [description] <i>Last updated: June 15th, 2011</i> |
| Parameters and features of various nuclear reactions with incident photons, neutrons, charge particles, and heavy ions from the international EXFOR data fund |  <u>Nuclear Reaction Database (EXFOR)</u> [description] <i>Last updated: November 10th, 2019</i> |
| <u>Nucleus state parameters:</u> Energies, spin-parities half-times (decay modes), metastabilities, isospins, angular momenta, spectroscopic strengths, etc.; <u>α-, β-, γ-transition parameters:</u> Energies, intensities, multipolarities, branching ratios, mixing ratios, etc. |  <u>Complete Nuclear Spectroscopy Database "Relational ENSDF"</u> [description] <i>Last updated: May 6th, 2014</i> |

Online Services

Partners

**OECD
NEA DB
COMPUTER
PROGRAM
SERVICES**

Links

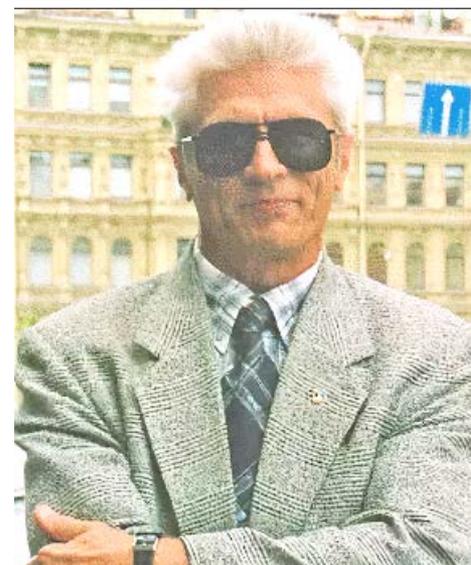
Contacts

About

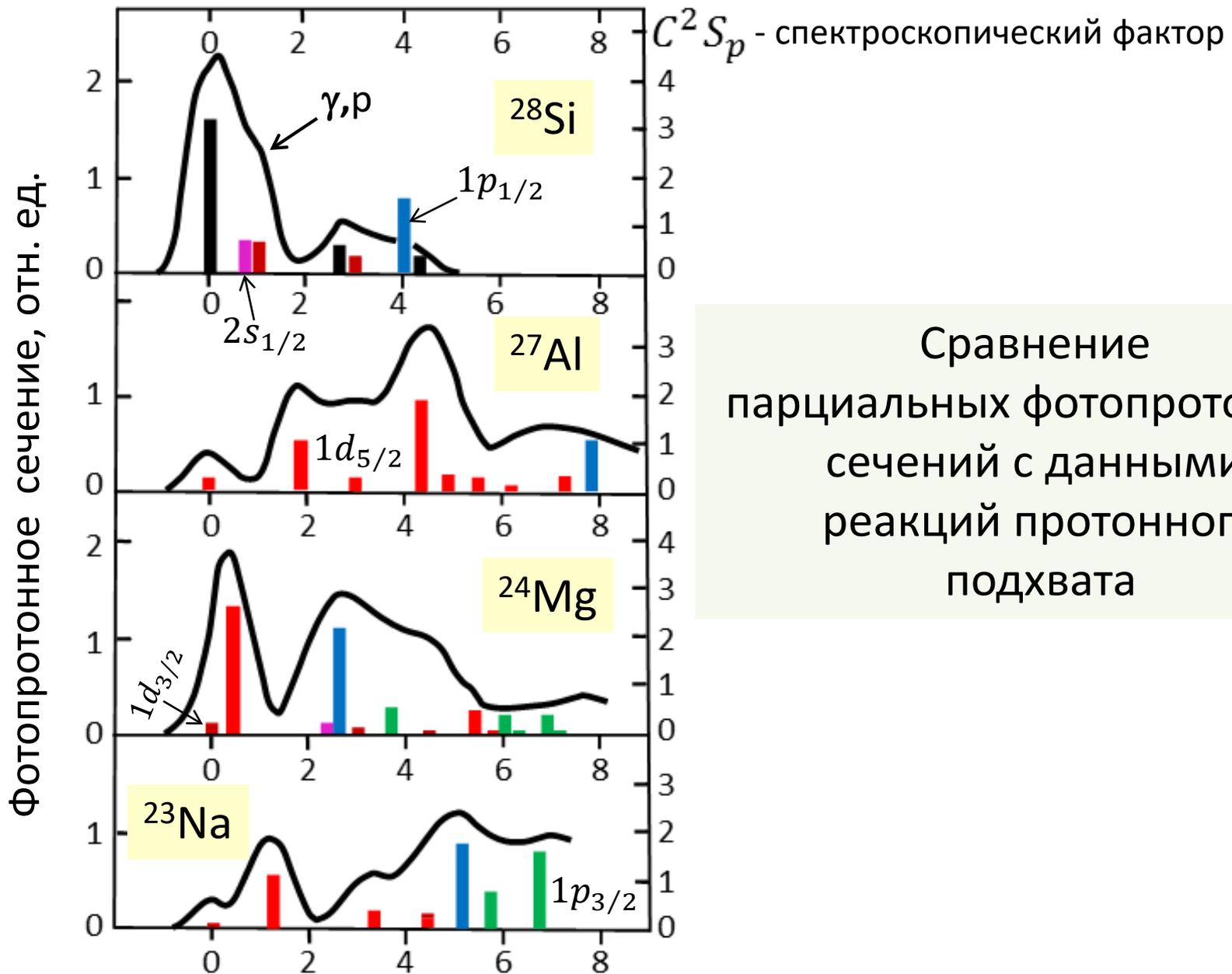
Team

Publications

Russian Pages



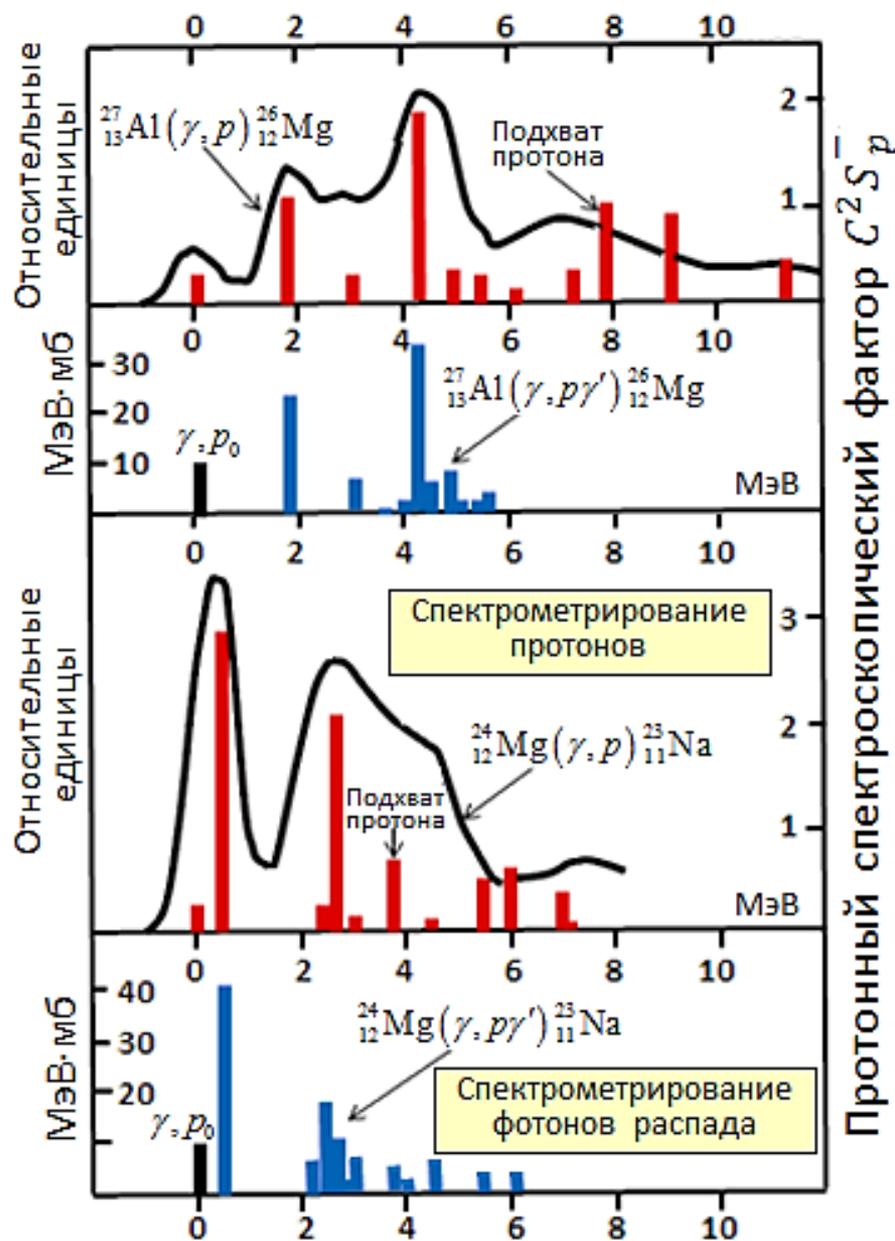
Варламов
Владимир
Васильевич



Сравнение
 парциальных фотопротонных
 сечений с данными
 реакций протонного
 подхвата

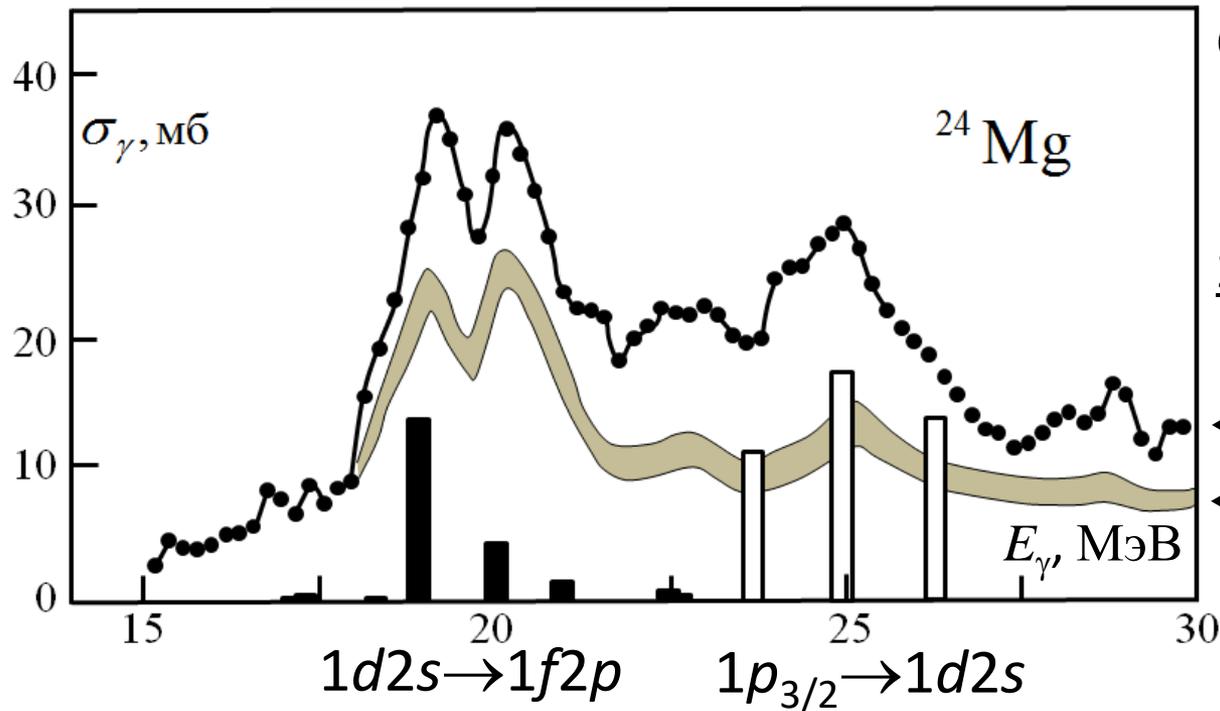
Энергия возбуждения конечного ядра, МэВ

Парциальные фотопротонные сечения



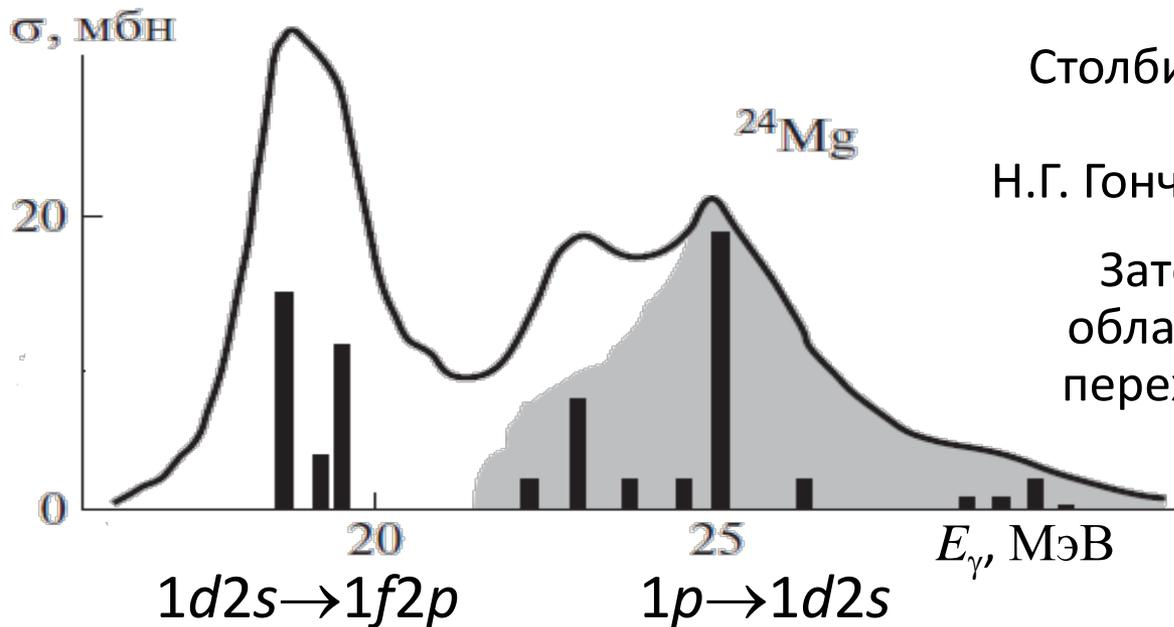
Энергия возбуждения конечного ядра, МэВ

Сравнение
спектрометрирования
фотопротонов
и фотонов распада



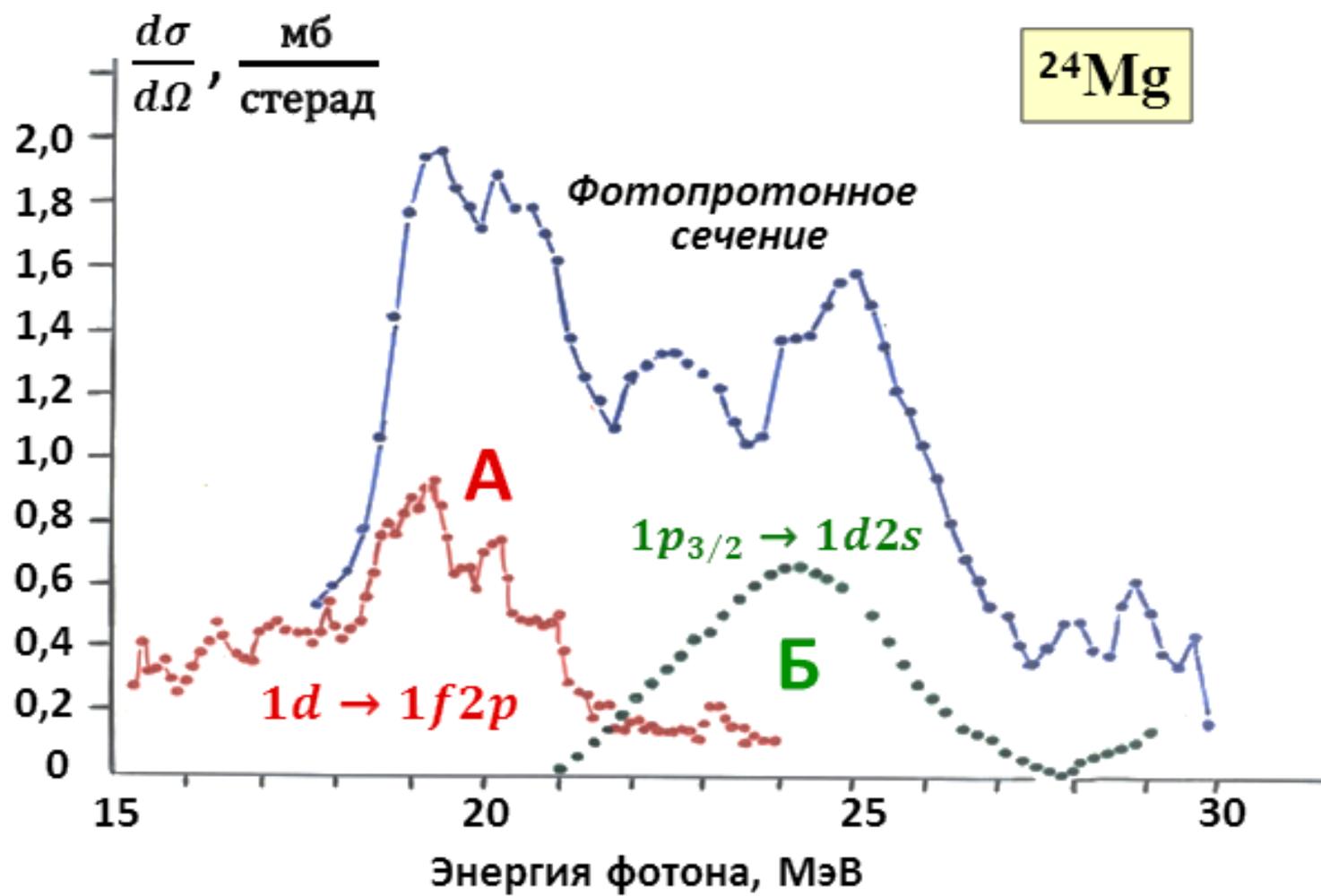
Столбики – расчёт:
 Н.А. Богданова, А.Н. Гальцов,
 Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин.
 Вестник МГУ, физика, астр.,
28, 16 (1987).

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

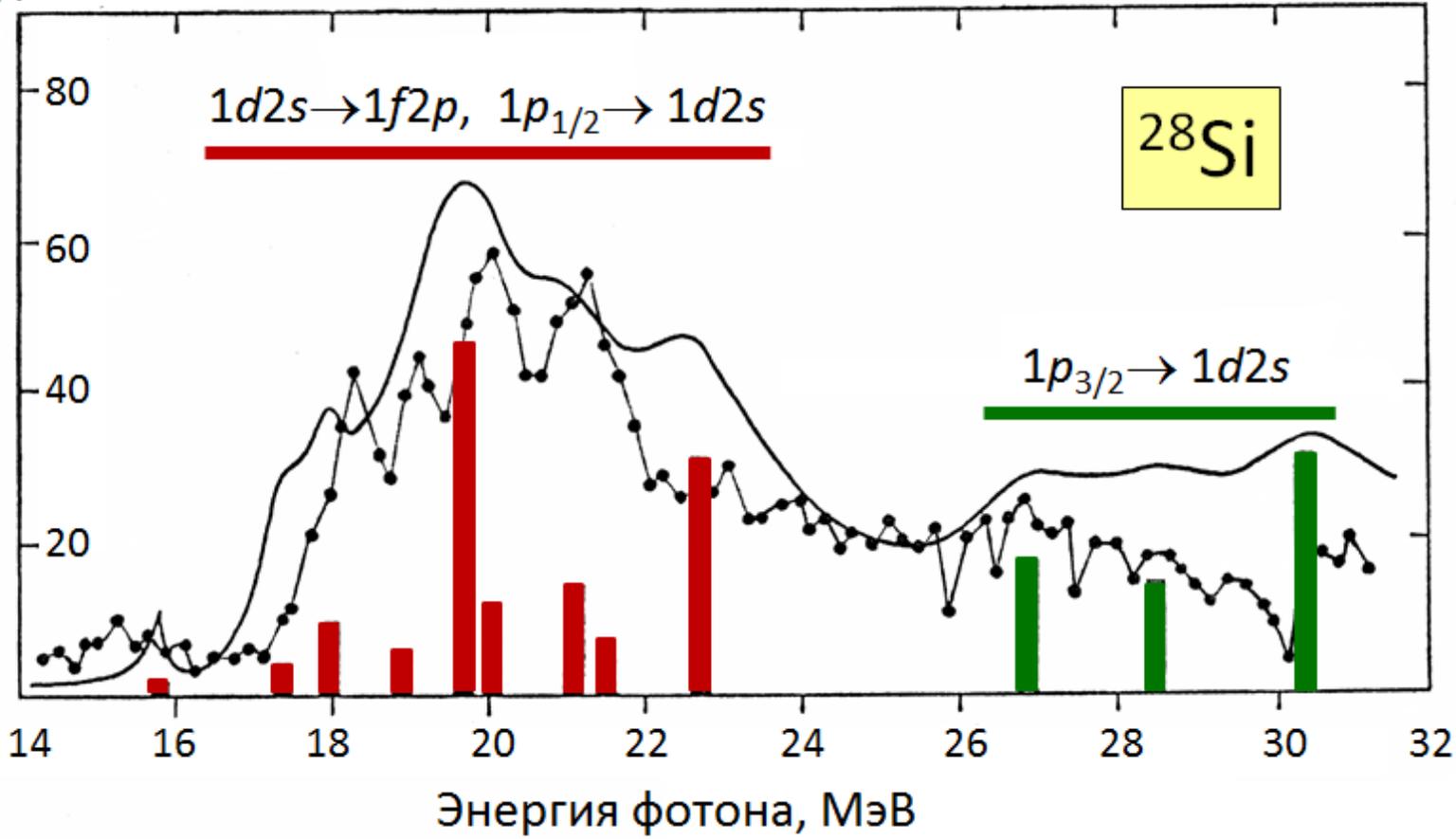


Столбики и сплошная линия
 - расчёт:
 Н.Г. Гончарова, ЯФ 82, 56 (2019).

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).

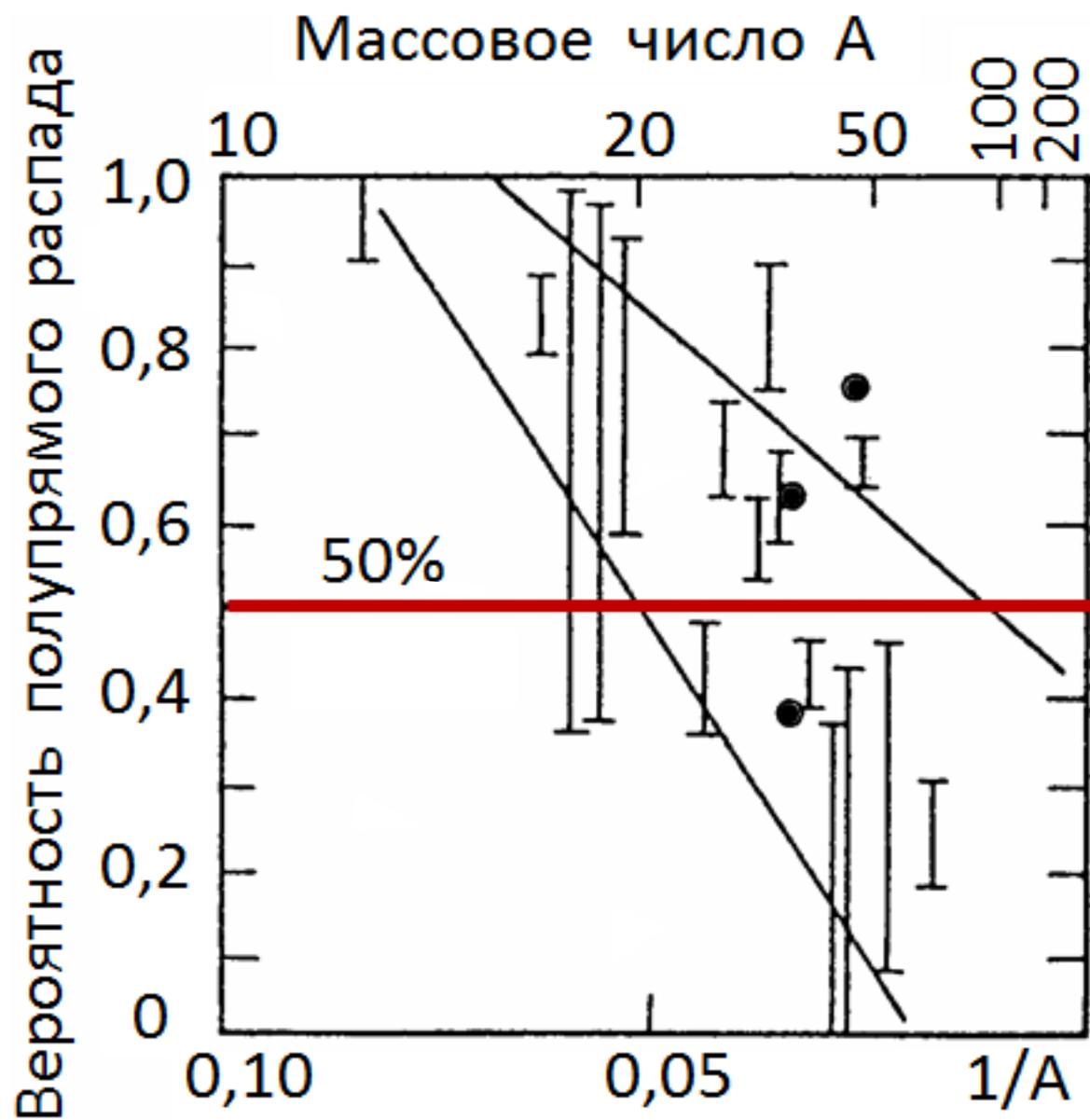
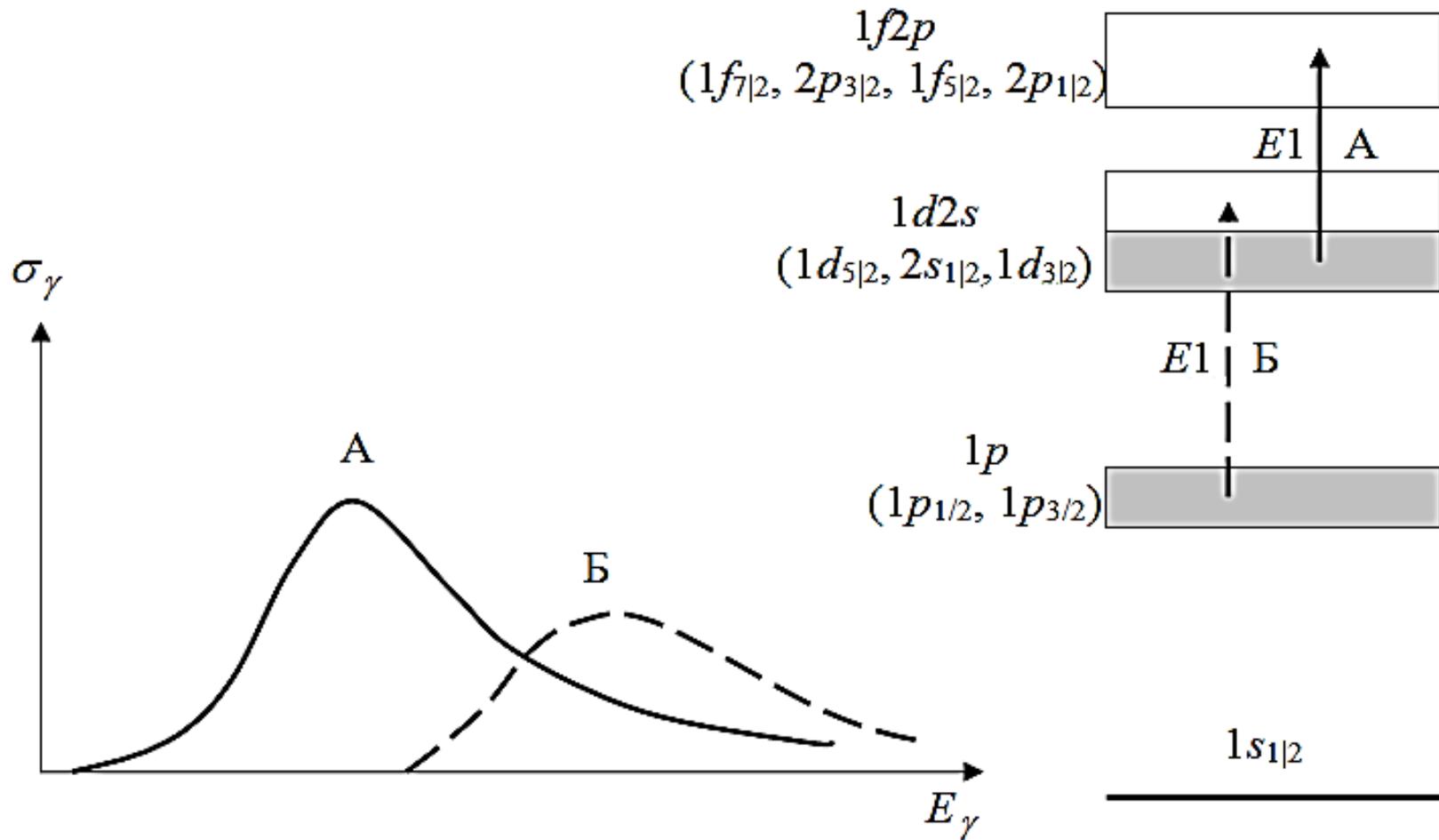
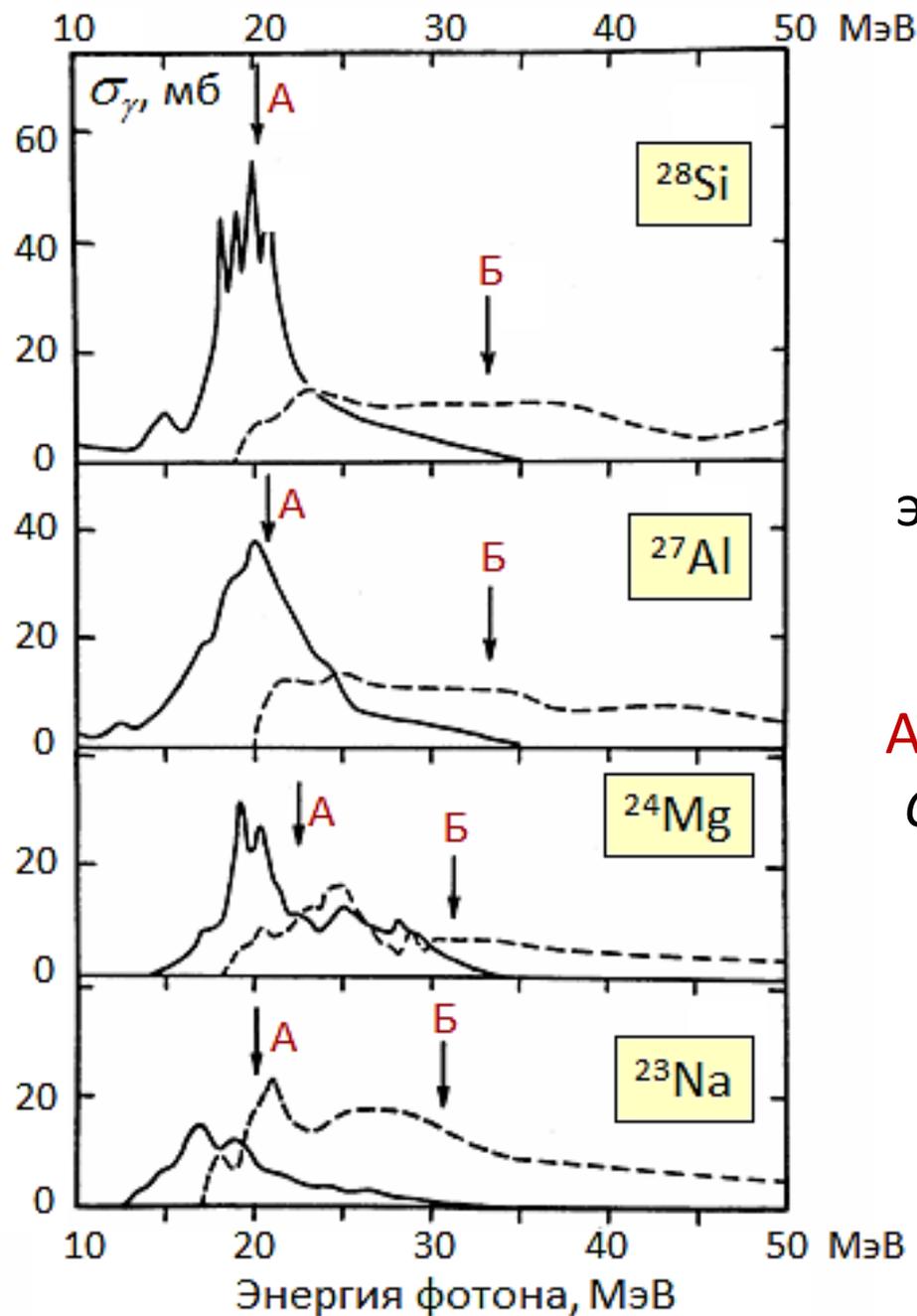
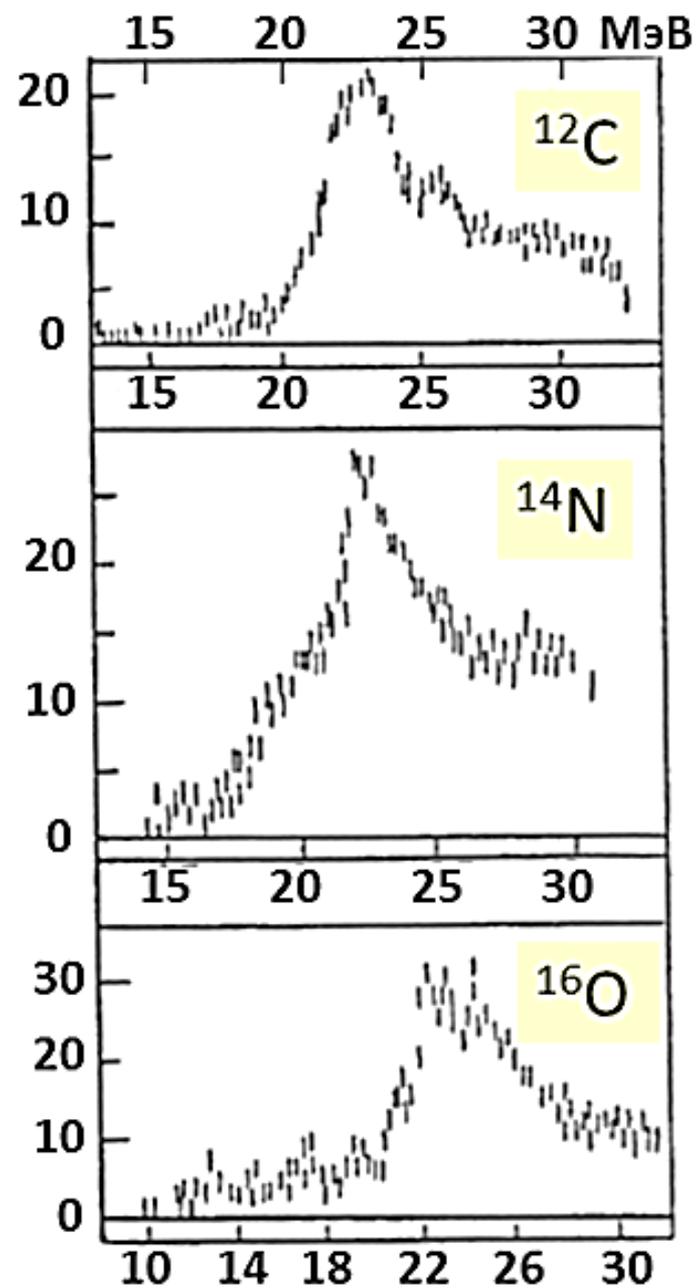
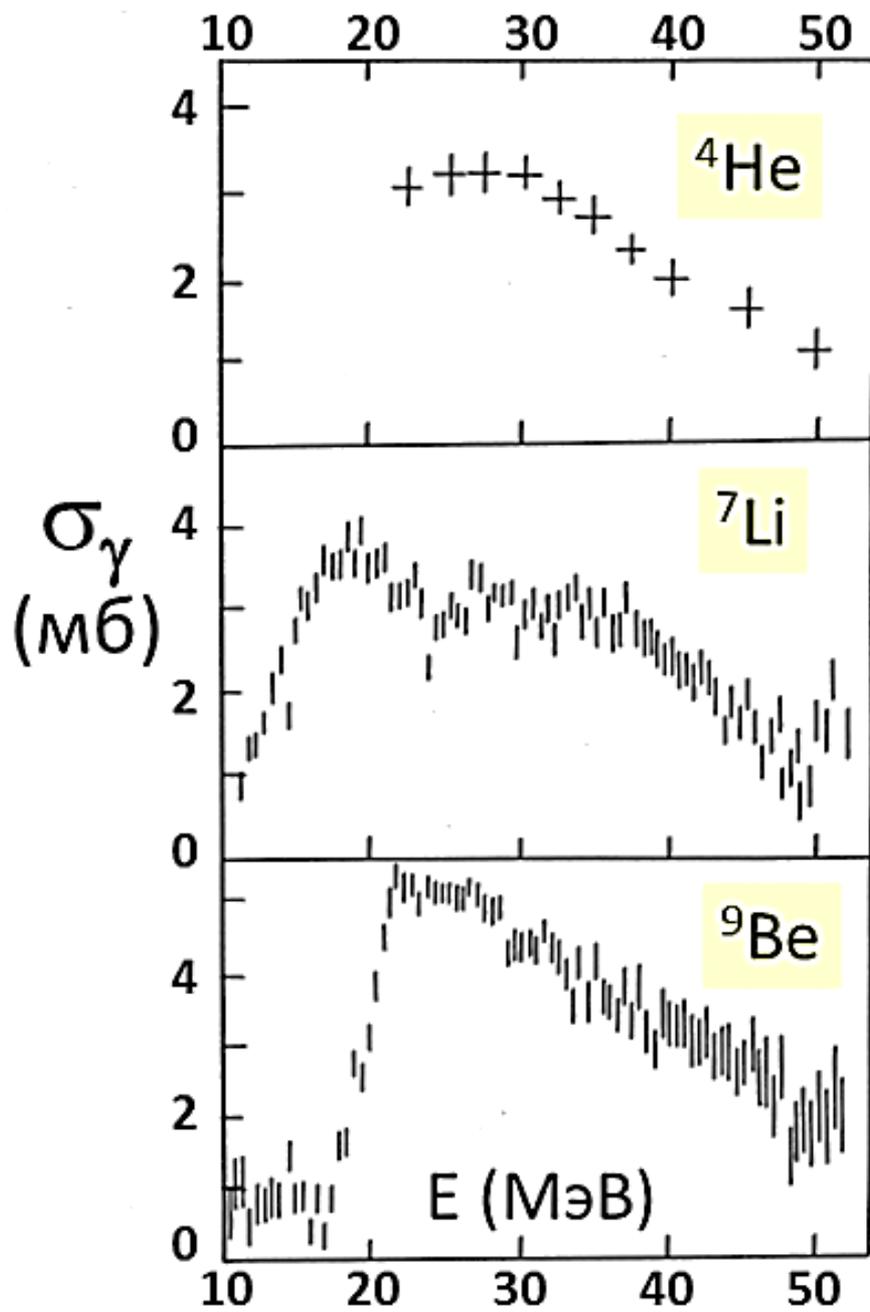


Схема формирования конфигурационного расщепления ГДР в ядрах с незаполненной $1d2s$ -оболочкой (между ^{16}O и ^{40}Ca)

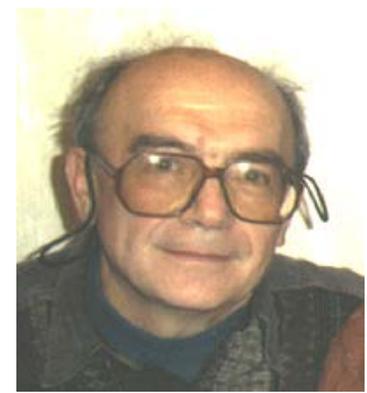
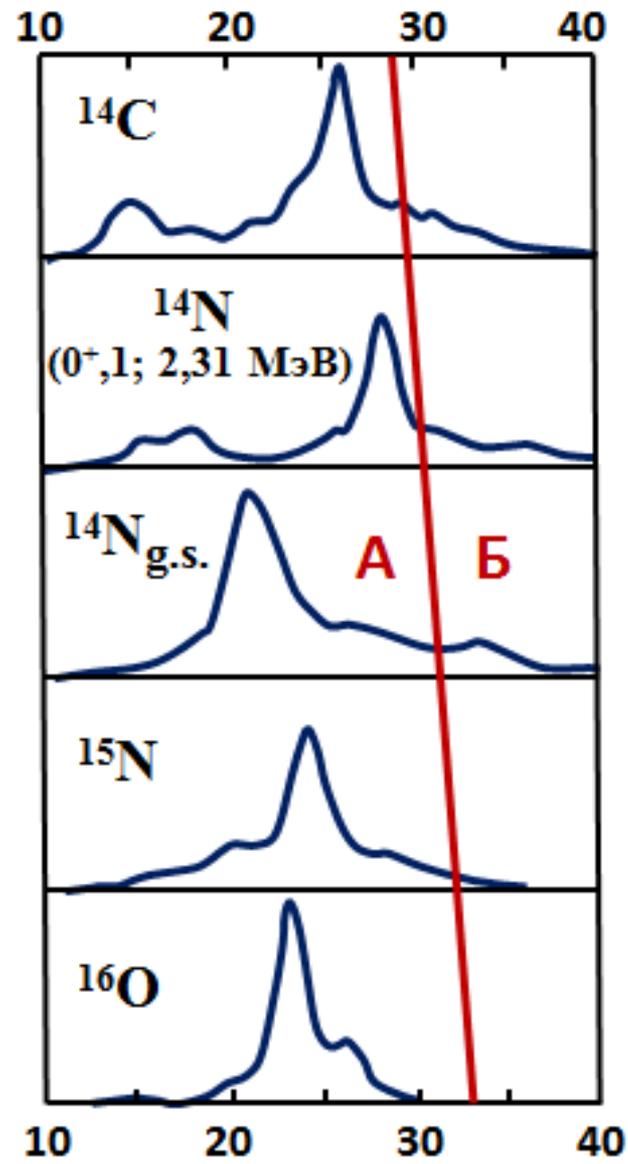
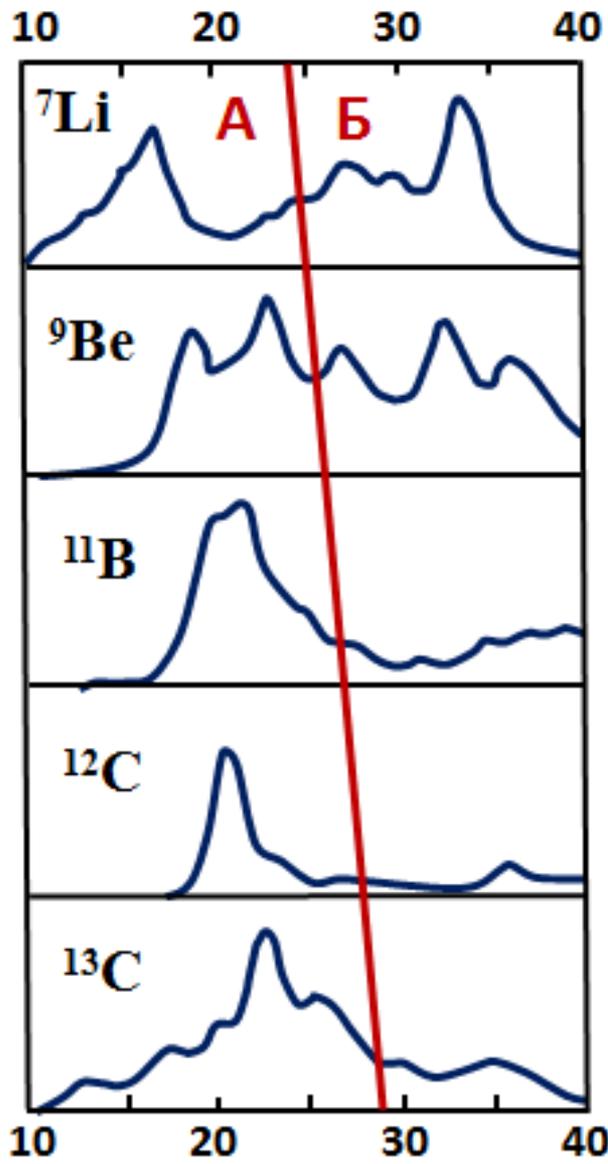




Декомпозиция
 экспериментальных сечений
 фотопоглощения
 на компоненты
 А ($1d2s \rightarrow 1f2p$) и Б ($1p \rightarrow 1d2s$).
 Стрелки указывают центры
 тяжести компонент.



Эффективное сечение фотопоглощения,
отн. ед.



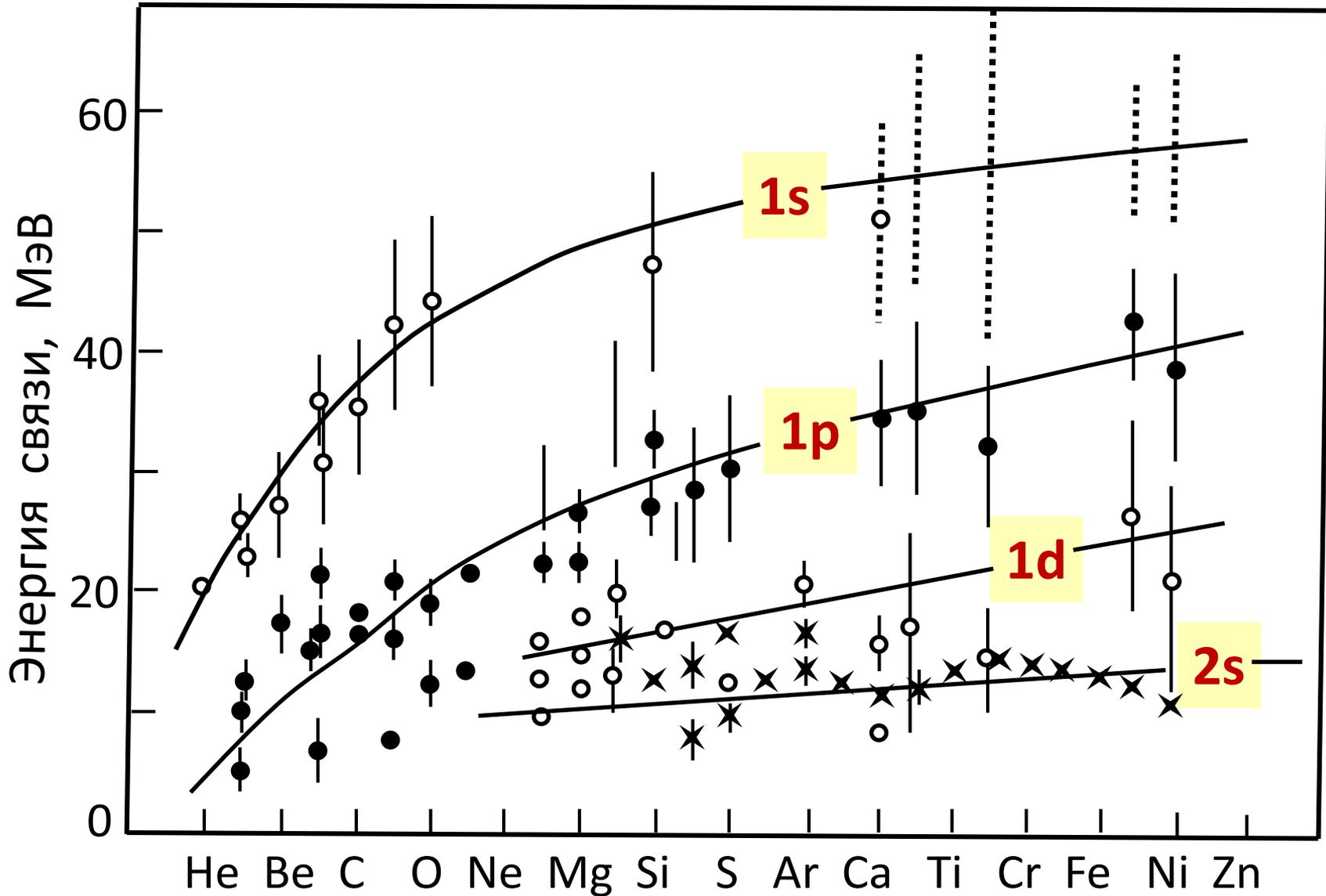
Эрамжян
Рудольф
Амаякович

Энергия фотона, МэВ

Вывод

Ширина ГДР достигает наибольших величин в легких ядрах $1p$ и $1d2s$ -оболочки ($A < 40 - 50$). Основным фактором увеличения ширины ГДР этих ядер по сравнению с магической (4-5 МэВ) является конфигурационное расщепление. Для ядер $1d2s$ -оболочки ширина ГДР со стороны высокоэнергичного хвоста частично возрастает за счёт разброса Б-ветви входных состояний ГДР по состояниям более сложной природы.

Конфигурационное расщепление является следствием того, что расстояние между внутренними оболочками лёгких ядер существенно больше, чем между внешними





И.М. Капитонов

Б.С. Ишханов

Открытие

Закономерность
конфигурационного расщепления
гигантского дипольного резонанса
у лёгких атомных ядер

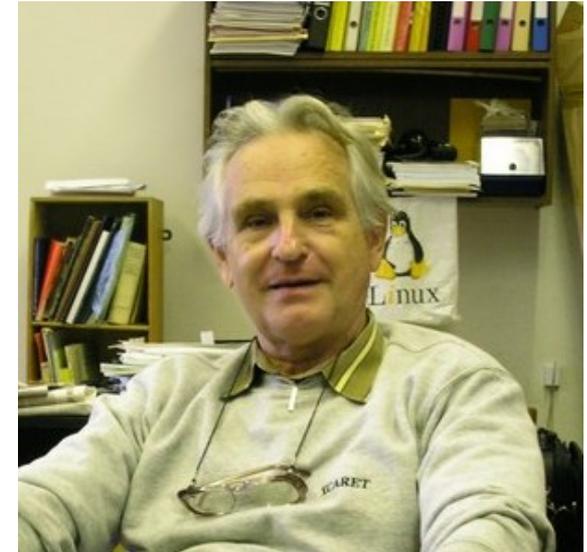
Его наиболее полное описание содержится в журнале:
Physics Reports, volume 136, numbers 4-6, pp. 229-400 (1986)



В.Г. Неудачин

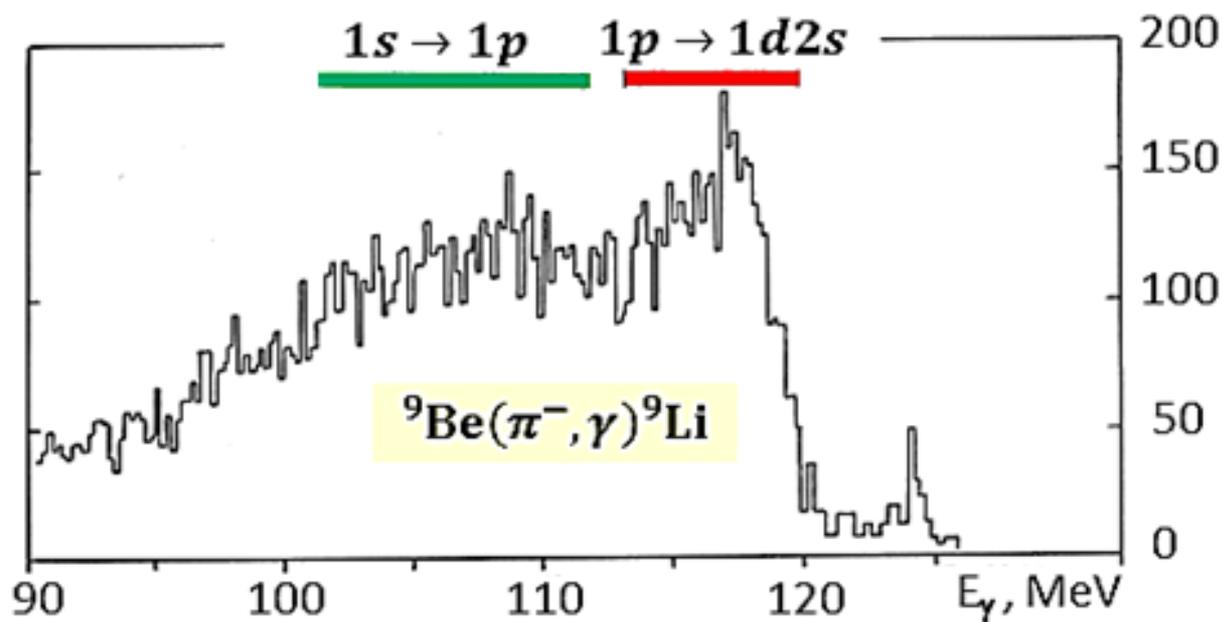
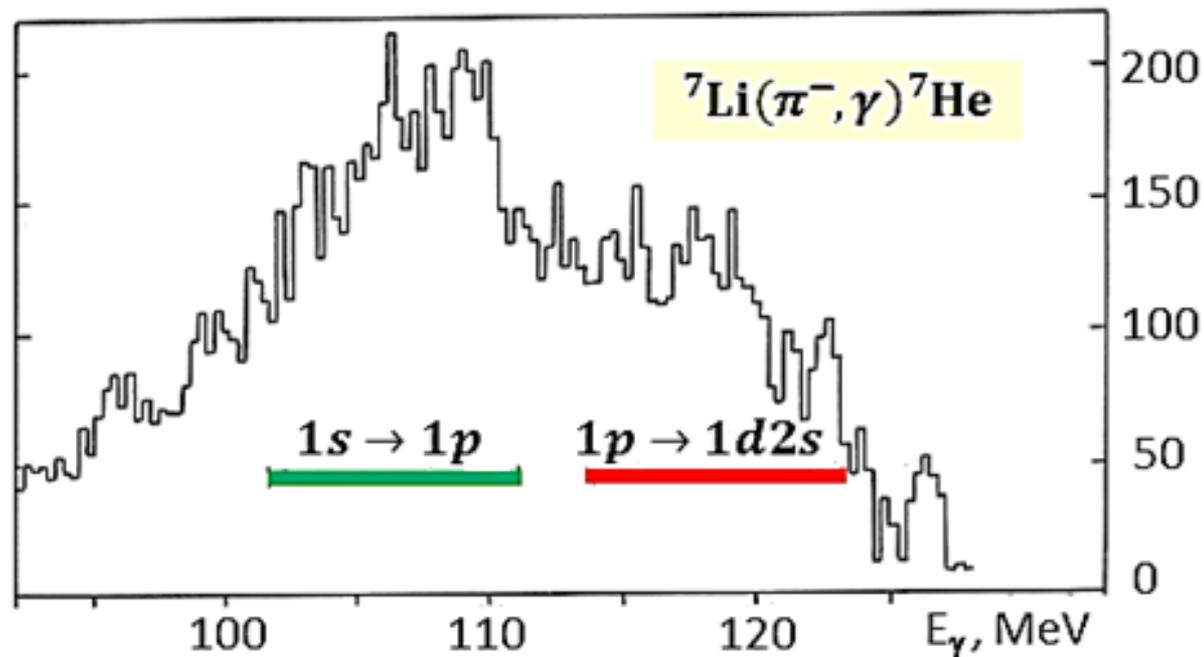


В.Г. Шевченко



Н.П. Юдин

Проявление
конфигурационного
расщепления
в реакциях
с пионами



Конфигурационное расщепление
гигантского резонанса исчезает
с ростом A , но прослеживается
вплоть до $A \approx 60$

Изоспиновое расщепление ГДР

Электрический дипольный ($E1$) фотон ведёт себя как частица с изоспином 1. Поглощаясь ядром он может изменить изоспин T ядра.

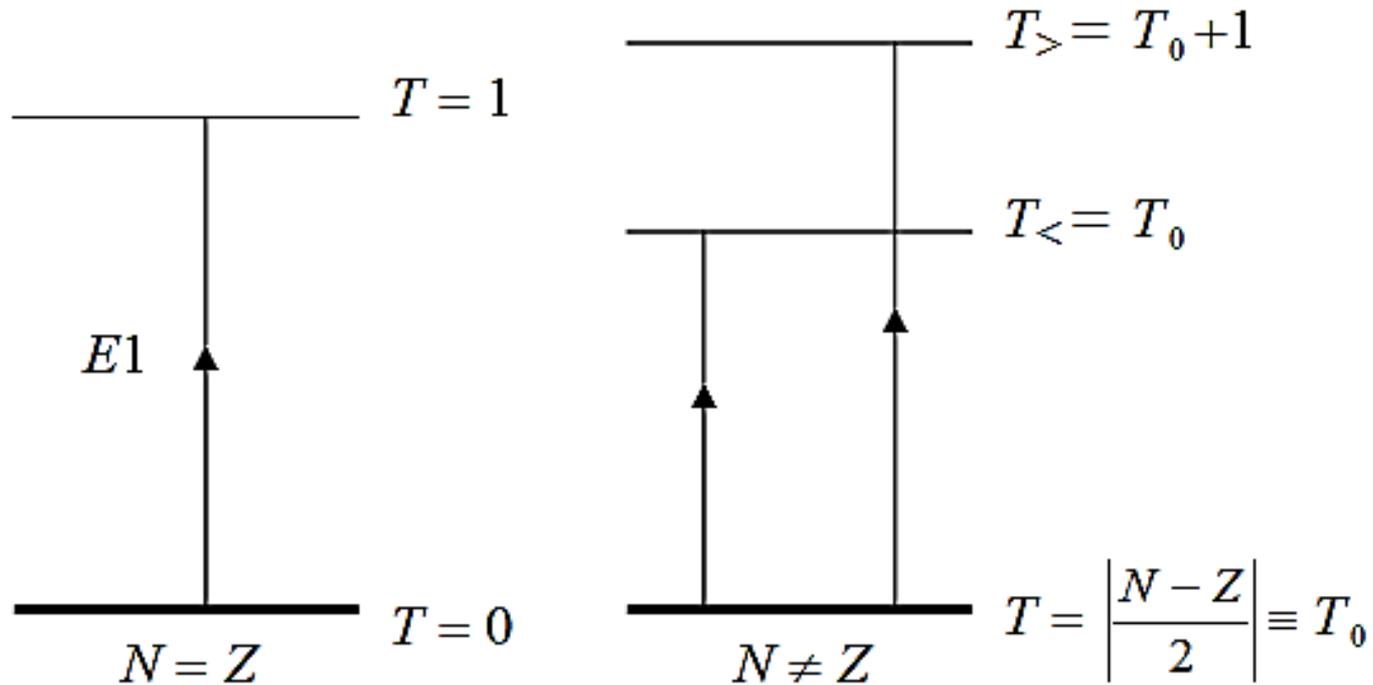
Правила отбора по изоспину для $E1$ -переходов позволяют определить изоспины состояний гигантского дипольного резонанса. В зависимости от того, рассматриваем ли мы немногочисленные ядра с $N = Z$ (так называемые самосопряженные ядра, имеющие в основном состоянии изоспин $T_0 = 0$) или ядра с $N \neq Z$, имеющие в основном состоянии изоспин $T_0 = \left| \frac{N - Z}{2} \right| \neq 0$ (их подавляющее большинство), мы получаем следующее:

$$\text{ядра с } N = Z: \quad T_f = T_0 + 1 \equiv 1,$$

$$\text{ядра с } N \neq Z: \quad T_f = T_0 \text{ или } T_0 + 1.$$

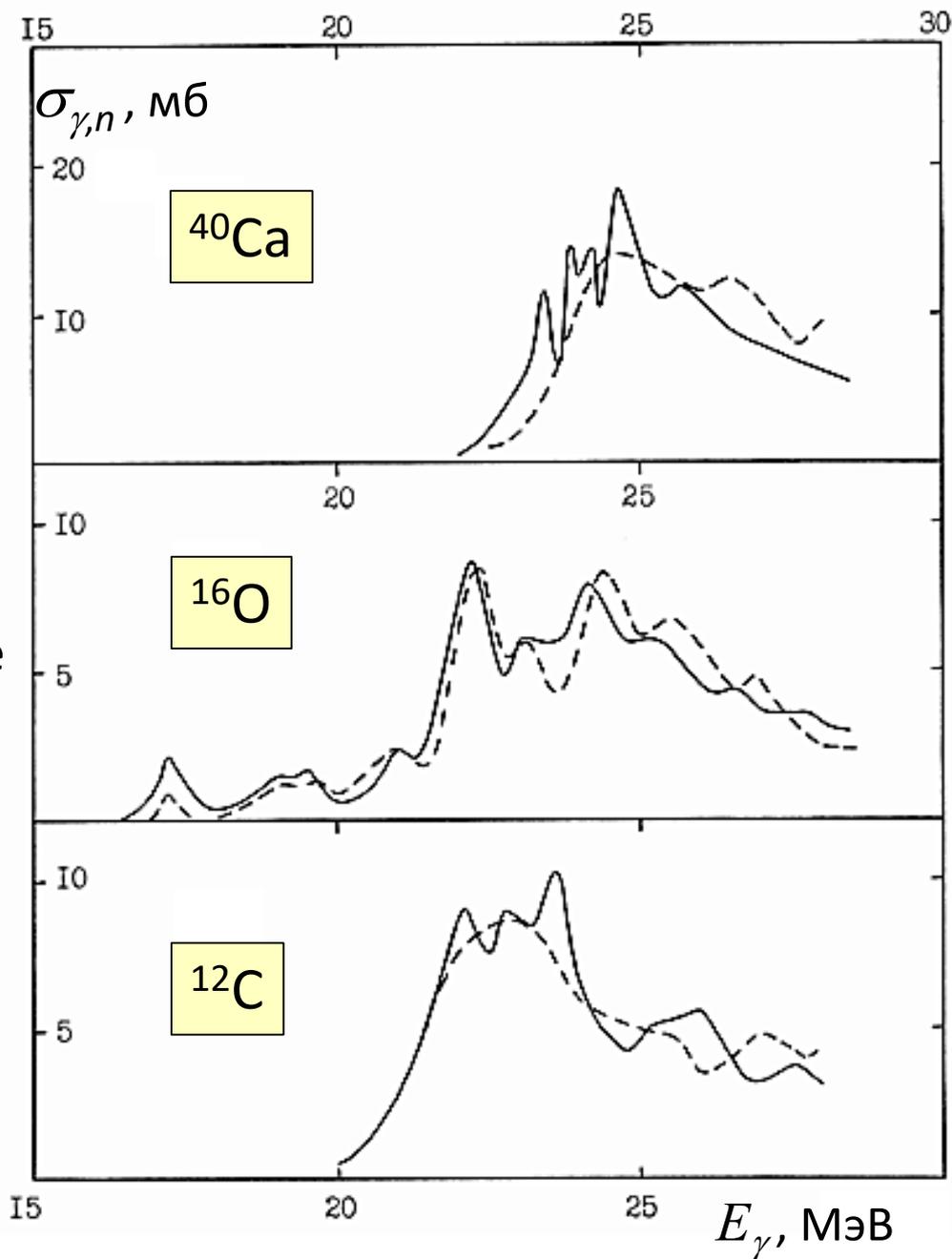
Мы видим, что в случае самосопряженных ядер $E1$ -фотоны возбуждают состояния лишь с одним изоспином 1, а в случае несамосопряженных ядер могут возбуждаться состояния с двумя изоспинами: T_0 или $T_0 + 1$. В этом последнем случае часто используют обозначение $T_< = T_0$ и $T_> = T_0 + 1$.

Возможные типы $E1$ -переходов в ядрах с $N = Z$ и $N \neq Z$



Основные и низколежащие состояния ядра имеют высокую степень чистоты по изоспину. Возникает вопрос о чистоте по изоспину ядерных состояний, лежащих при энергиях ГДР, т.е. имеющих энергии в районе 20-30 МэВ.

Проверить это можно для самосопряжённых ($N = Z$) ядер, пересчитав при условии стопроцентной чистоты по изоспину их хорошо известные парциальные фотопротонные сечения заселения отдельных уровней конечных ядер в соответствующие фотонейтронные и, просуммировав последние, найти полные фотонейтронные сечения и, затем сравнить их с экспериментальными. Результаты такого сравнения показаны на рисунке для ядер ^{12}C , ^{16}O и ^{40}Ca .



Предсказание концепции изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса

Отношение вероятностей возбуждения
изоспиновых компонент:

$$\frac{\int \frac{\sigma_{>}}{E} dE}{\int \frac{\sigma_{<}}{E} dE} = \frac{1}{T_0} \cdot \frac{1 - \frac{3}{2} T_0 A^{-2/3}}{1 + \frac{3}{2} A^{-2/3}} \approx \frac{1}{T_0}$$

Или приближённо:

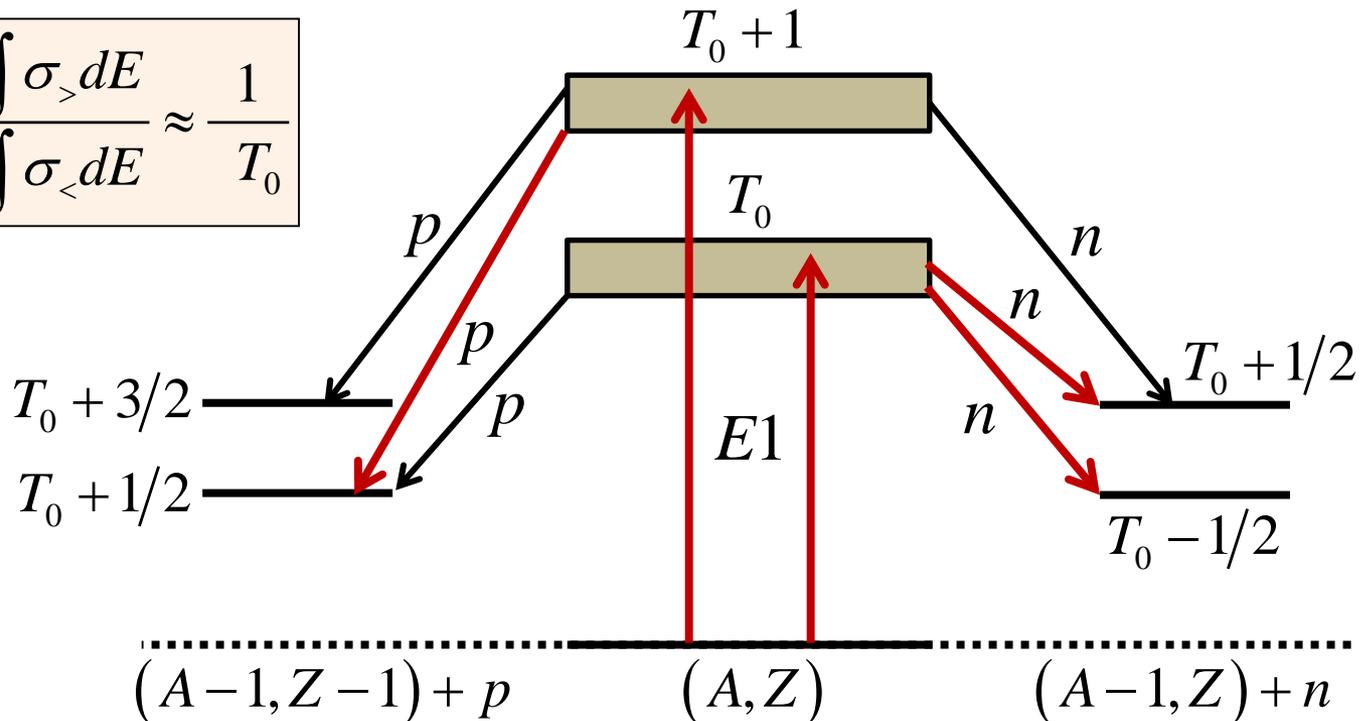
$$\frac{\int \sigma_{>} dE}{\int \sigma_{<} dE} \approx \frac{1}{T_0}$$

$\sigma_{<}$
проявляется
в (γ, n) сечении

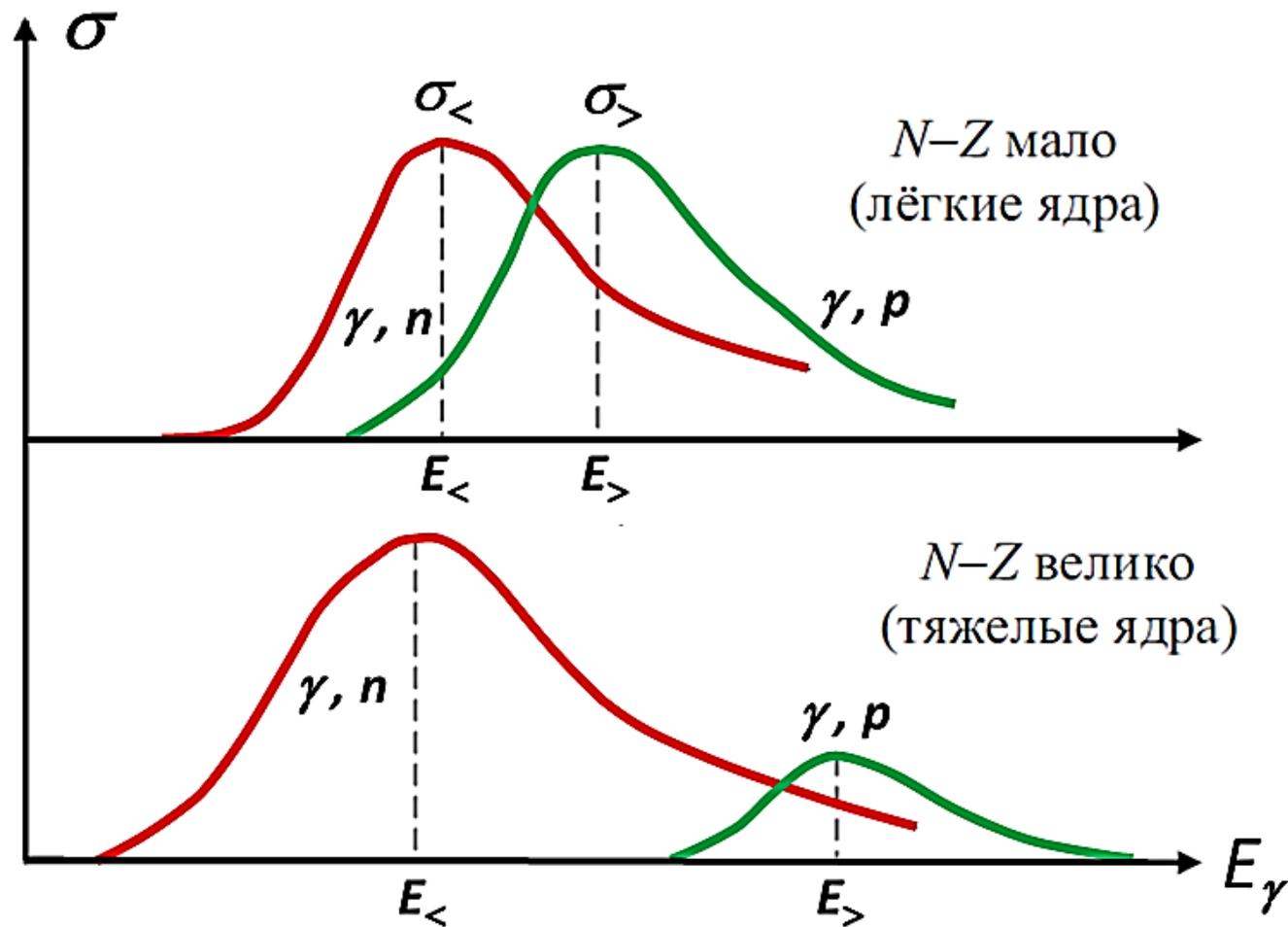
$\sigma_{>}$
проявляется
в (γ, p) сечении

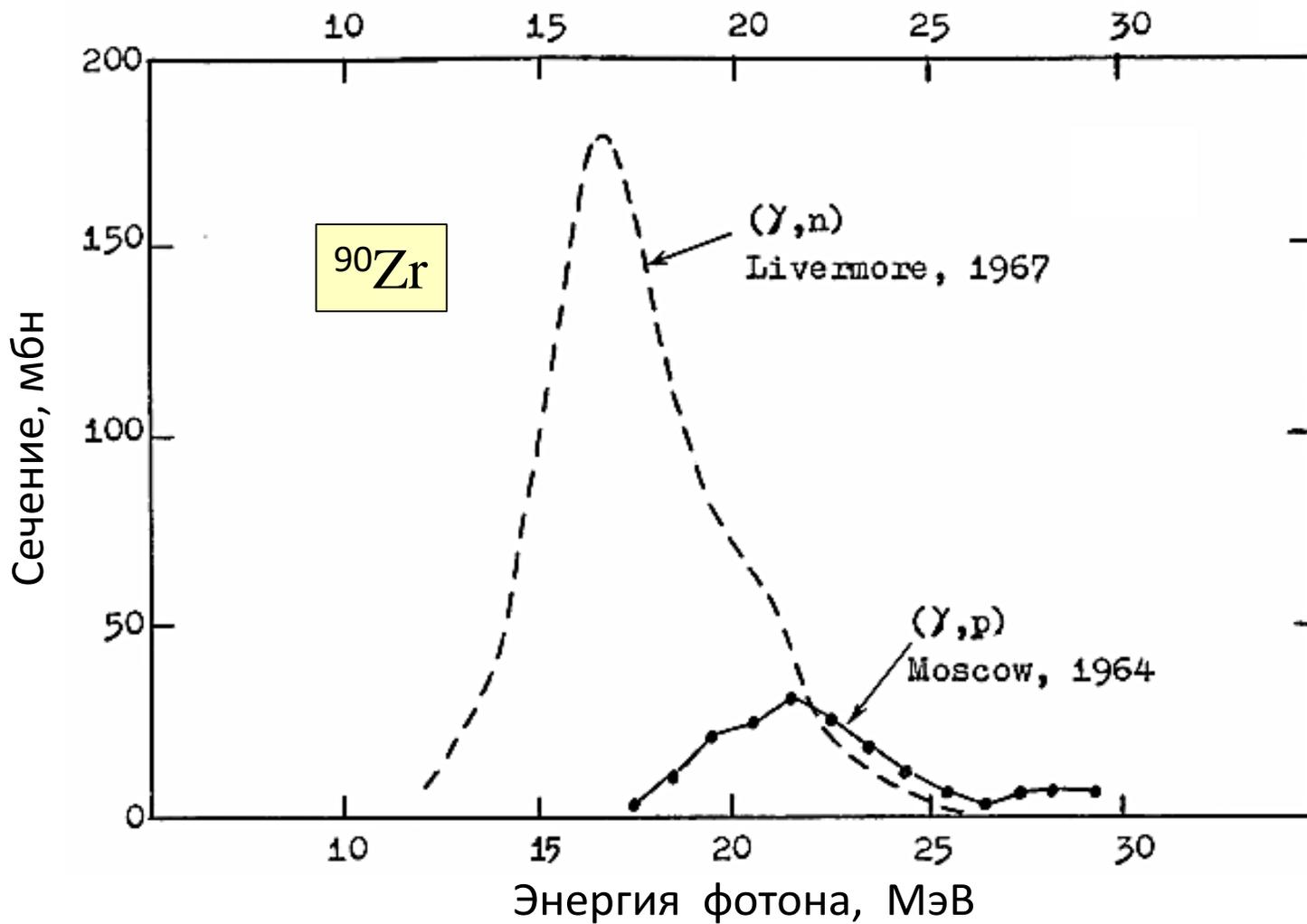
Расщепление по энергии
изоспиновых компонент:

$$\Delta E_T = E_{>} - E_{<} \approx \frac{60}{A} (T_0 + 1) \text{ МэВ}$$

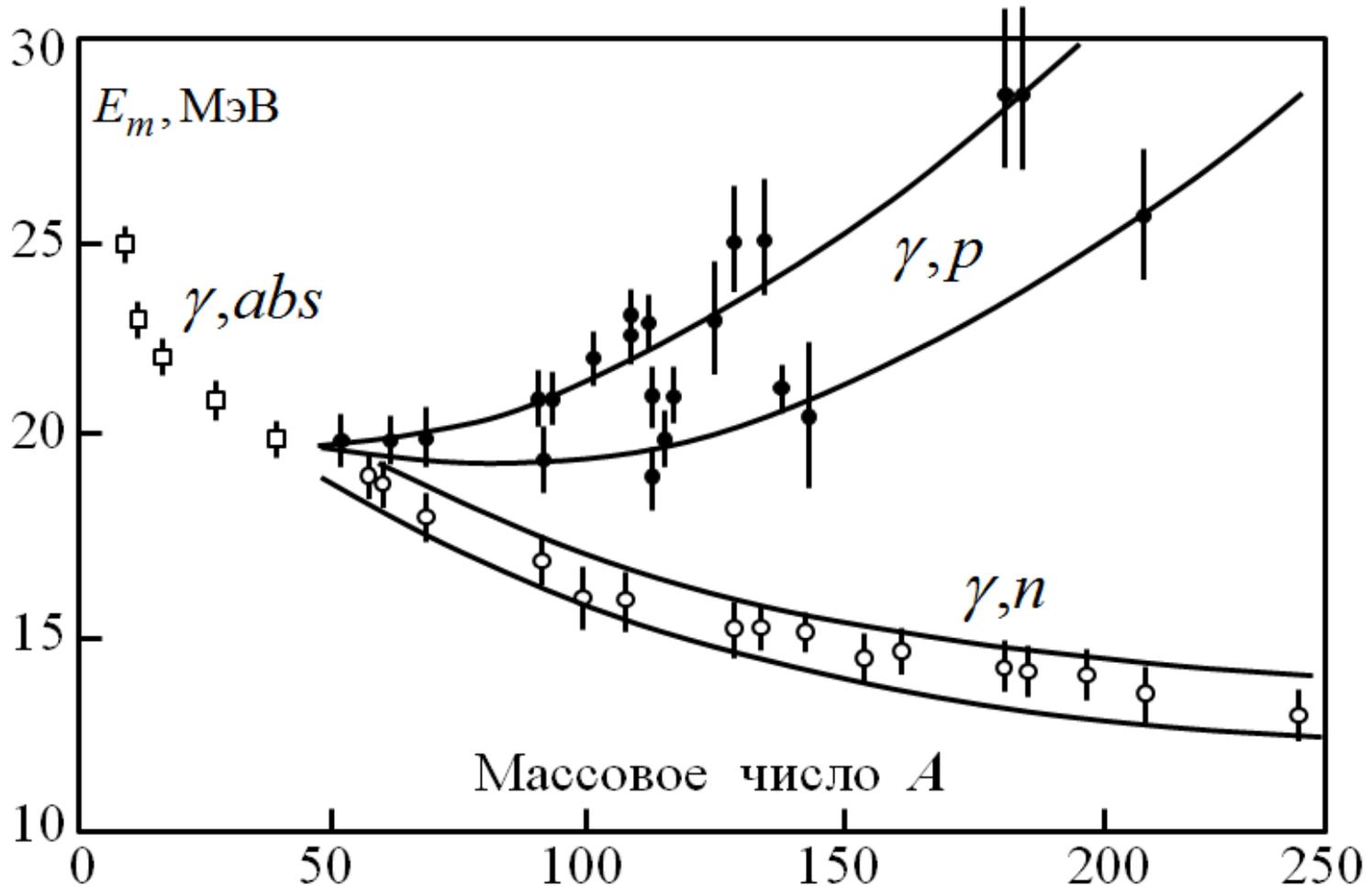


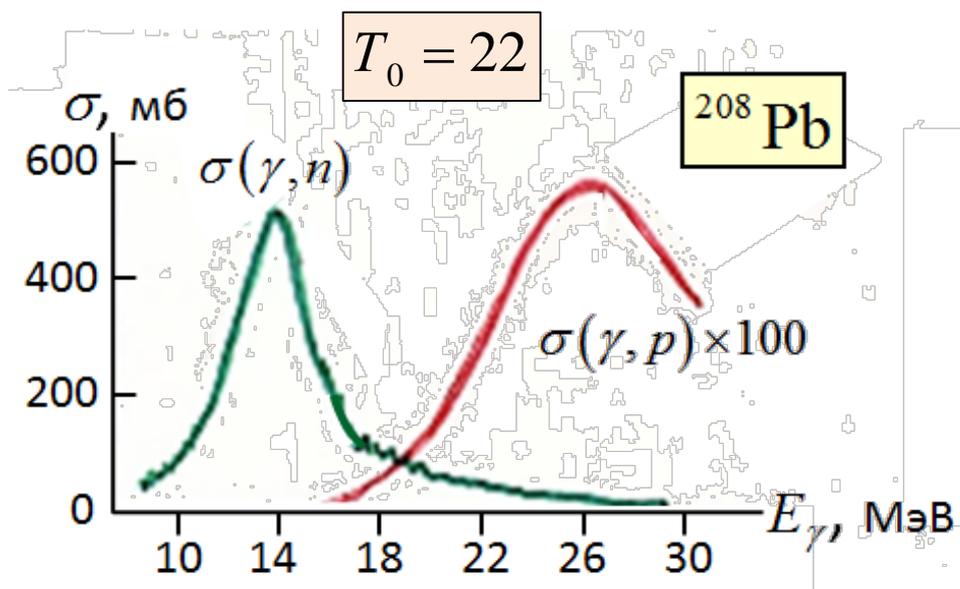
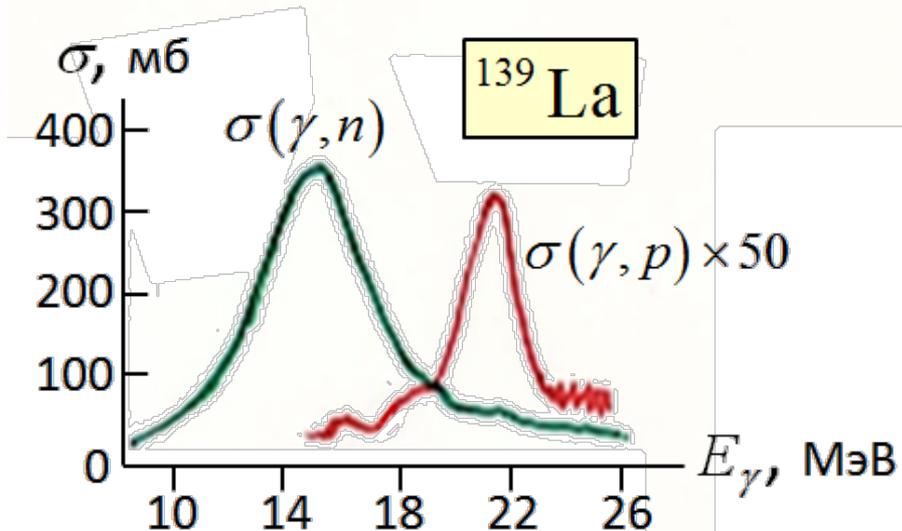
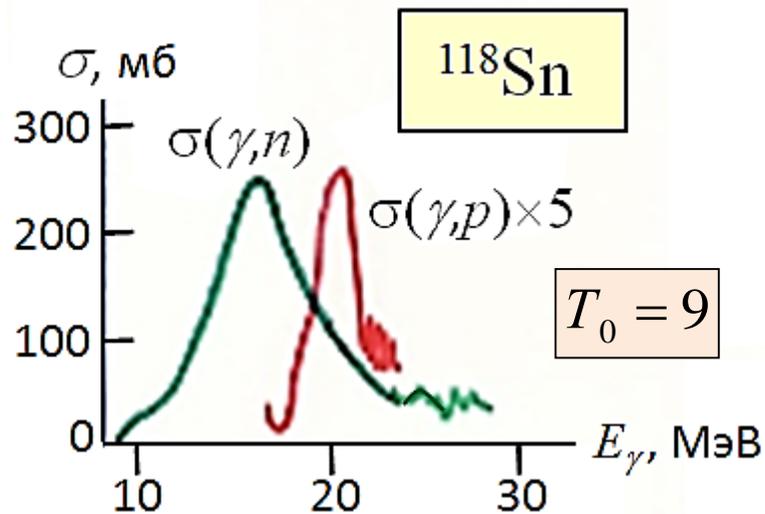
Проявление изоспинового расщепления в лёгких и тяжёлых ядрах





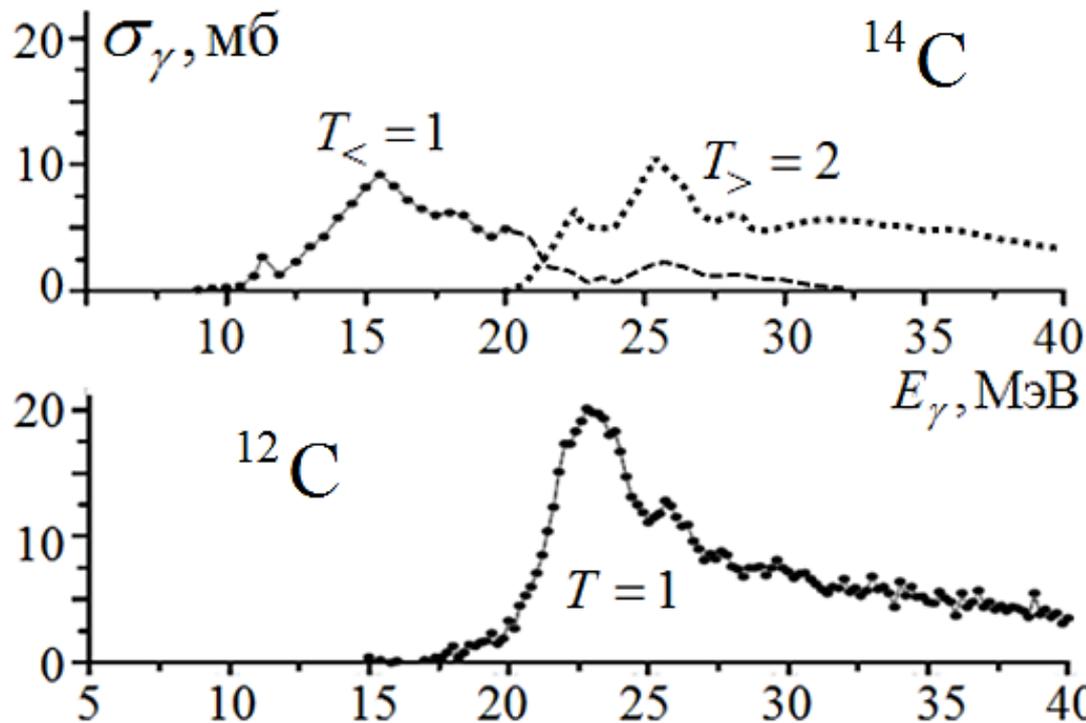
Положение максимумов
фотопротонного и фотонейтронного сечений
у ядер с различным числом нуклонов





Роль изоспинового расщепления в формировании ширины ГДР в тяжелых ядрах минимальна, поскольку в них вероятность возбуждения $T_>$ -компоненты незначительна, хотя величина расщепления достигает 12,5 МэВ.

Изоспиновое расщепление ГДР наиболее ярко проявляется у лёгких ядер с числом нуклонов до 50-60. В этих ядрах вероятности возбуждения изоспиновых компонент сравнимы при достаточно большой величине расщепления (до 5-10 МэВ).



K.G. McNeil,
M.N. Thompson, A.D. Bates,
J.W. Jury, B.L. Berman.
Phys. Rev., C47, 1108 (1993).

J. Ahrens et al.
Nucl. Phys., A251, 479 (1975).

Переходы типа А (из внешней незаполненной оболочки) дают вклад только в ветвь $T_{<}$, т.е. изоспиновое расщепление ГДР «поддерживается» его конфигурационным расщеплением.

Поскольку у средних и тяжелых ядер конфигурационное и изоспиновое расщепления не оказывают заметного влияния на ширину ГДР, а разброс $1p1h$ -переходов из одной оболочки и Γ^\uparrow невелики, то для анализа факторов, формирующих сверхмагическую ширину ГДР ($>4-5$ МэВ), остаются лишь ширина распада Γ^\downarrow входных состояний по состояниям более сложной природы ($2p2h, 3p3h, \dots$) и несферичность основного состояния ядра (эффект Даноса-Окамото).

Ядра с массовыми числами от 40 до 120 в большинстве своем относятся к относительно мягким вибрационным ядрам, форма многих из них близка к сферической. В таких ядрах ГДР должен уширяться за счёт связи $E1$ -колебаний с колебаниями ядерной поверхности, прежде всего, квадрупольными, т. е. за счёт диполь-квадрупольного трения. Учёт этой связи приводит к распаду входных дипольных $1p1h$ -возбуждений на возбуждения более сложной природы типа « $1p1h$ +фононы», что в форме сечения ГДР реализуется через промежуточную структуру, а в его ширине – через компоненту Γ^\downarrow .

Сумма экспериментальных фотонуклонных сечений:

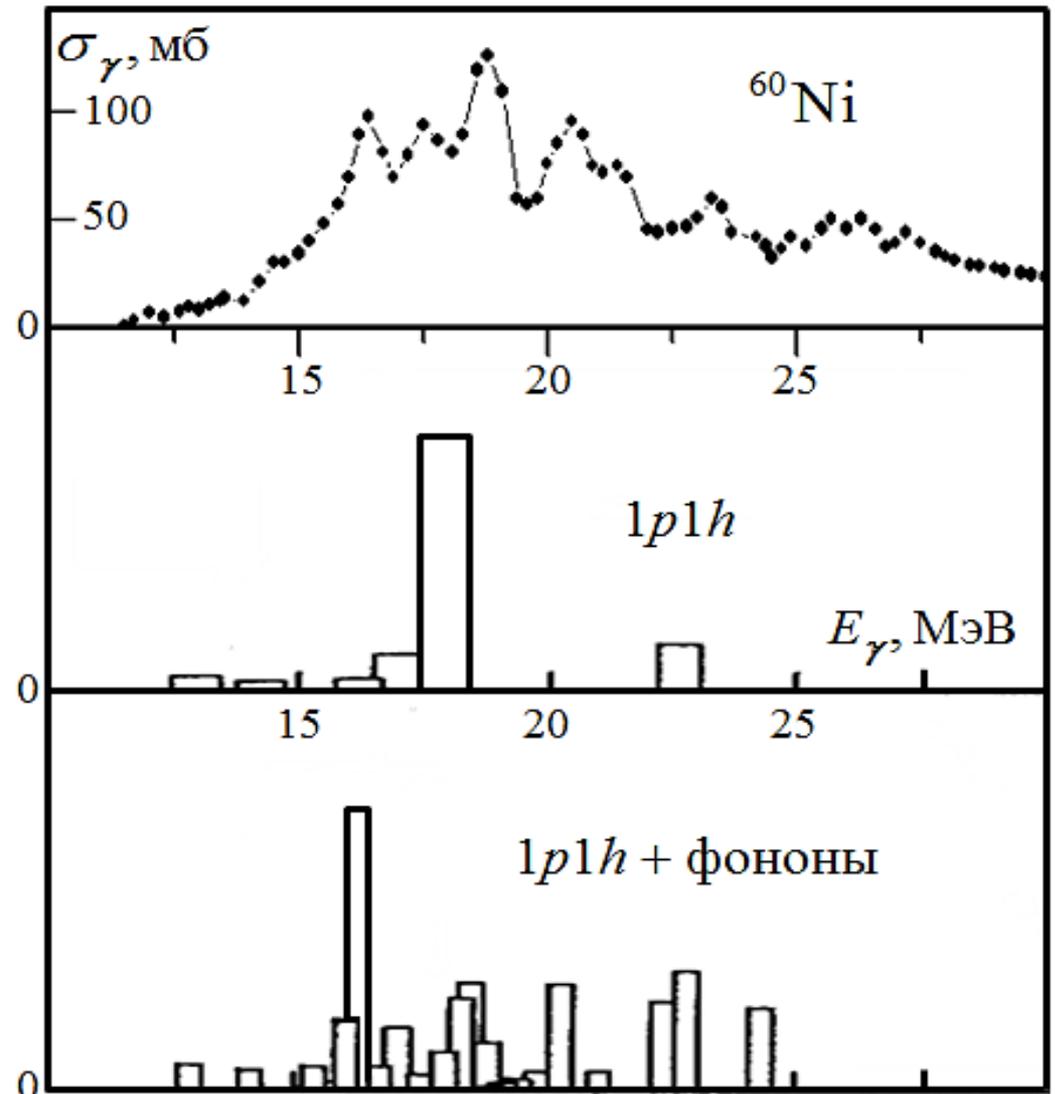
Б.С. Ишханов,
И.М. Капитонов,
И.М. Пискарев,
В.Г. Шевченко,
О.П. Шевченко.
ЯФ 11, 485 (1970).

Расчет ГДР ядра ^{60}Ni
в рамках $1p1h$ -подхода и
с учетом связи дипольных
 $1p1h$ -возбуждений
с поверхностными

фононами:

D. Dreschel,
J.V. Seaborn,
W.Greiner.

Phys. Rev., 162, 983 (1967)



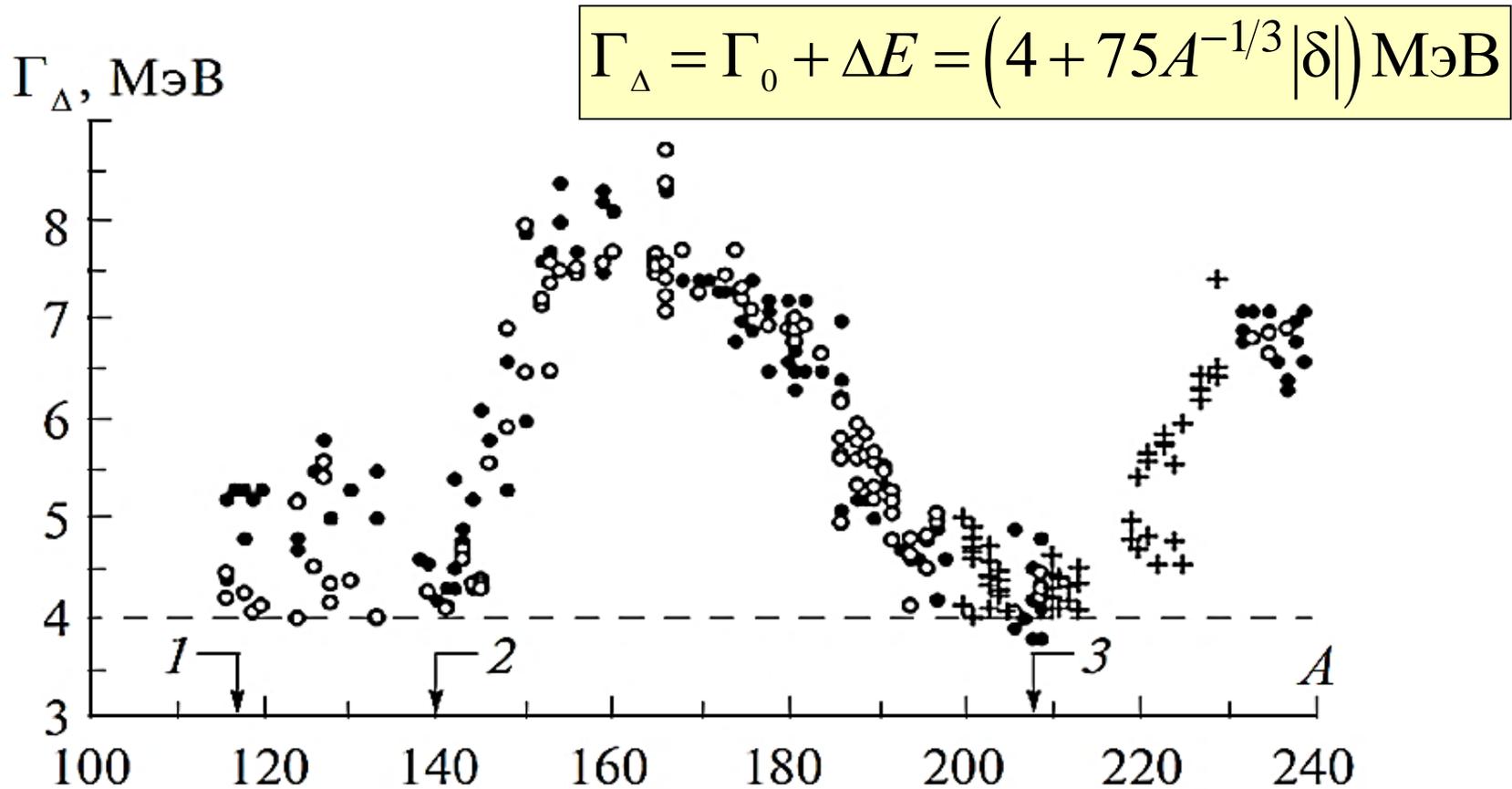
Вывод

Основным фактором увеличения ширины ГДР ядер с $A = 46 - 115$ по сравнению с магической (4 – 5 МэВ) является диполь-квадрупольное трение - распад входных состояний на состояния более сложной природы, возникающие за счёт связи входных дипольных состояний с квадрупольными колебаниями поверхности ядра.

Для области $A > 120$, где группируются ядра с большой статической деформацией, наблюдается тенденция роста ширины ГДР с увеличением параметра квадрупольной деформации $|\delta|$. Для тех из них, которые имеют большую квадрупольную деформацию ($|\delta| > 0,20$) у ГДР появляется гросс-структура в виде двух максимумов, как у ^{154}Sm . При отсутствии других факторов, существенно влияющих на гросс-структуру ГДР, его общая форма у несферического аксиального ядра может быть представлена как суперпозиция двух «сферических» резонансов a и b с $\Gamma_0 = 4\text{-}5$ МэВ, раздвинутых по энергии на величину

$$\Delta E = E_a - E_b \approx 75A^{-1/3} |\delta| \text{ МэВ,}$$

Таким образом, следствием эффекта Даноса-Окамото должна быть корреляция между величиной (модулем) параметра квадрупольной деформации и шириной ГДР и даже – пропорциональность между ними.



Ширины ГДР ядер с $A > 117$. Тёмные точки – данные фотоядерных экспериментов, светлые и крестики – значения, извлеченные из известных параметров квадрупольной деформации. Штриховая линия отвечает ширине у магических ядер. Стрелками указаны области ядерной магииности:
 1 – $Z = 50$; 2 – $N = 82$; 3 – $Z = 82$; $N = 126$.

Вывод

Основным фактором увеличения ширины ГДР тяжёлых ядер ($A > 120$) по сравнению с магической (4 – 5 МэВ) является отклонение формы ядра от сферической (эффект Даноса-Окамото) и это увеличение пропорционально модулю параметра деформации

Новые формы ГДР

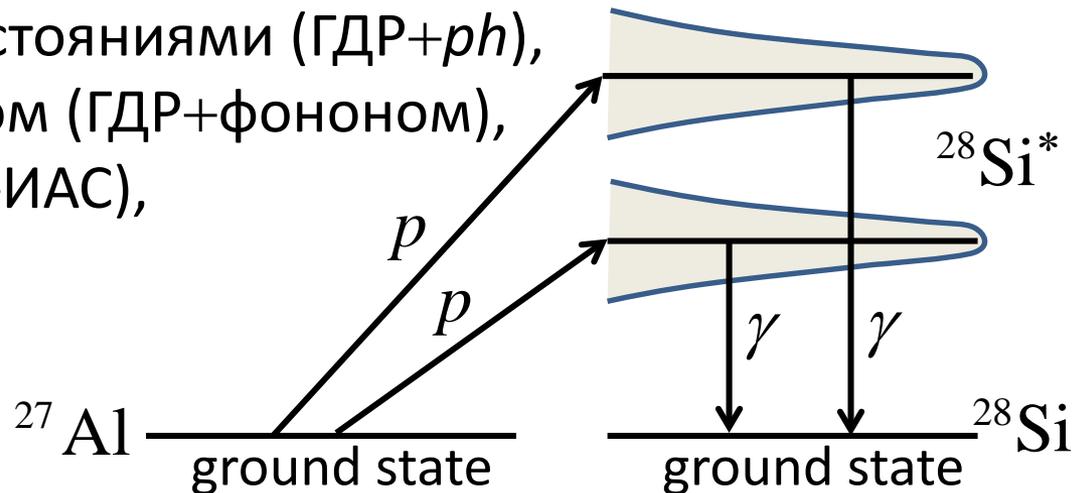
1. ГДР над возбужденными состояниями ядер;
2. ГДР в нагретых ядрах.

1

ГДР над возбужденными состояниями ядер найдены в реакциях:

- радиационного захвата, например, $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}^*$;
- столкновения тяжёлых ионов, например, $^{40}\text{Ca}(^{40}\text{Ca}, ^{40}\text{Ca})^{40}\text{Ca}^*$;
- кулоновского возбуждения, например, $^{208}\text{Pb}(^{136}\text{Xe}, ^{136}\text{Xe})^{208}\text{Pb}^*$;
- двойной перезарядки, типа, $^{93}\text{Nb}(\pi^+, \pi^-)^{93}\text{Tc}^*$.

Обнаружены ГДР над ph -состояниями (ГДР+ ph),
над поверхностным фононом (ГДР+фононом),
над изобараналогом (ГДР+ИАС),
над другим ГДР (ГДР+ГДР).



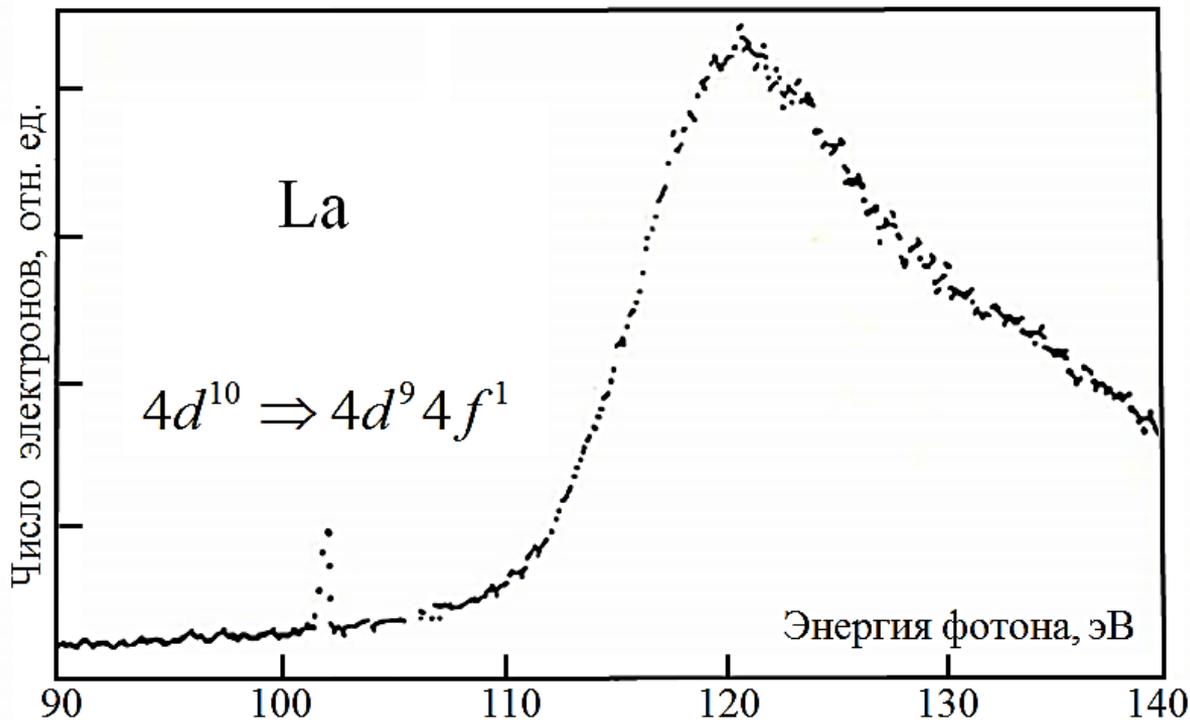
Другим новым направлением в физике ГДР является его наблюдение и исследование в нагретых ядрах с температурой 1-2 МэВ (энергией возбуждения 100-200 МэВ).

Данные были получены из анализа спектров высокоэнергичных фотонов, испущенных составными ядрами, образованными в столкновении тяжелых ионов. Эти данные приводят к следующим выводам: 1) существование дипольных осцилляций является универсальным свойством нагретых ядер; 2) частота этих осцилляций, т. е. энергия максимума ГДР, мало отличается от частоты ГДР в холодных ядрах; 3) ГДР в нагретых ядрах соответствует хорошо коллективизированному состоянию; 4) его ширина в таких ядрах превышает его ширину в холодных ядрах и растет с увеличением энергии возбуждения (температуры), достигая насыщения ($\Gamma \approx 13$ МэВ) при $E^* \approx 100$ МэВ.

Аналоги ГДР в неядерных микросистемах

Знаменательно то, что аналоги ядерного гигантского дипольного резонанса спустя несколько десятилетий после его открытия были обнаружены в таких многочастичных неядерных системах как *атомы, фуллерены* и *металлические кластеры*. Во всех этих объектах гигантский резонанс имеет вид сильного и широкого пика, соответствующего коллективному возбуждению многих частиц. Причём этот резонансный пик исчерпывает бóльшую часть дипольной силы осциллятора.

ГДР в атомах

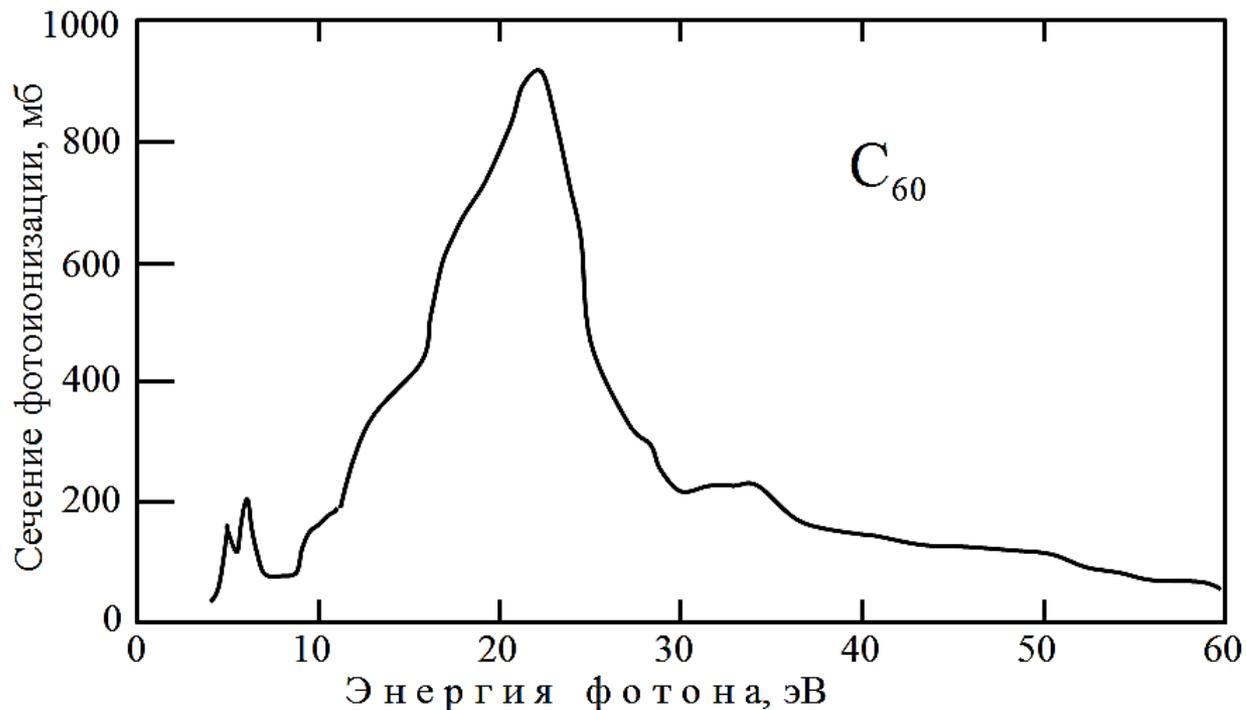


Выход электронов
из металлического
лантана
под действием
синхротронного
излучения

O.P. Sairanen,
S Aksela.,
A. Kivimäki.
J.Phys.: Condens.
Matter, 3, 8707 (1991)

Наблюдаемый широкий резонанс обусловлен электронными переходами $4d^{10} \rightarrow 4d^9 4f^1$. Хартри-Фоковские расчеты свидетельствуют о коллективизации возбуждения, приводящей к вырождению одночастичного спектра и смещению дипольной осцилляторной силы к более высоким энергиям.

ГДР в фуллеренах



B.P. Kafle, H. Katayanagi,
S.I. Prodhan, H. Yagi,
C. Huang, K. Mitsuke
J. Phys. Soc. Jpn., 77,
014302-(1-5) (2008).

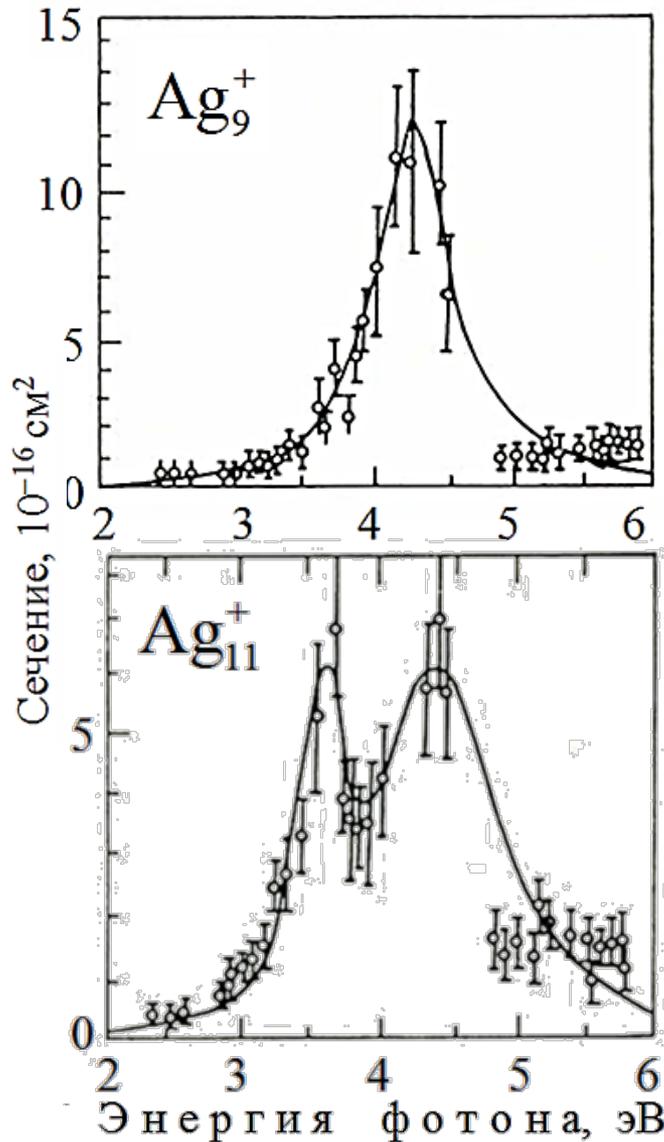
В фуллеренах, как и в металлических кластерах, возникают коллективные возбуждения, прежде всего дипольные, делокализованных электронов (свободного электронного газа) под действием внешнего электромагнитного поля, именуемые *плазмонами*. На рисунке показано сечение фотопоглощения и фотоионизации для фуллерена C₆₀, имеющее характерный резонансный вид.

ГДР в металлических кластерах

Наиболее тесная аналогия между ГДР и дипольными возбуждениями атомно-молекулярного уровня имеет место для металлических кластеров (МК) – связанных систем атомов некоторых металлов, имеющих нелокализованные в пространстве (проводящие) валентные электроны, находящиеся в поле положительно заряженных ионов. Таким образом, МК, как и ядро, система, где в среднем поле, двигаются почти свободные частицы.

Радиус МК, как и ядра, пропорционален корню кубическому из числа этих частиц, т.е. $N^{1/3}$, где N – число атомов в кластере. Радиальные плотности валентных электронов, как и нуклонов в ядре, подчиняются распределению Ферми. Показано, что в МК существуют оболочки, причем с такими же магическими числами, как в атомных ядрах и атомах. Известны МК с N до 20 000. Поэтому их можно рассматривать как промежуточные объекты между атомами и твёрдыми телами.

J. Tiggesbäumker, J. Köller, H.O. Lutz, K. Meiwes-Broer
Chem. Phys. Lett., 190, 42 (1992).



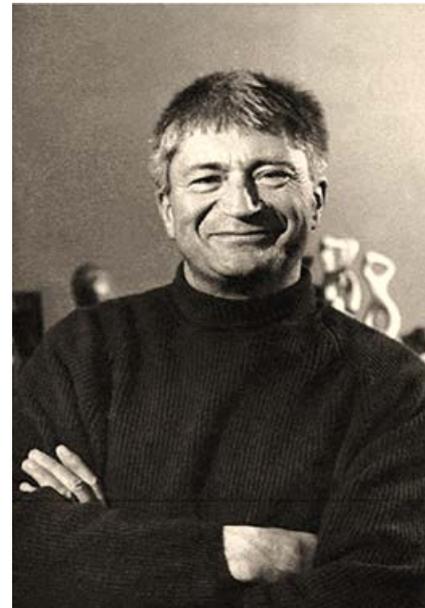
Есть ещё два признака, сближающих МК с атомными ядрами – это важность для тех и других поверхностных эффектов и возможность деформации формы. Поэтому, несмотря на различие природы сил взаимодействия, теоретические методы, развитые в ядерной физике, оказались применимыми в физике МК. На рисунке показаны гигантские резонансы в сечениях фрагментации малых однократно ионизованных МК серебра. Верхнее сечение, имеющее вид резонанса правильной формы, относится к магическому МК с числом валентных электронов 8. Это кластер с замкнутыми оболочками и поэтому сферический. Как и ожидается, сечение для него имеет вид одиночного резонанса.

Нижнее сечение относится к МК с незамкнутой внешней оболочкой (число валентных электронов 10) и расщеплено вследствие деформации. Таким образом, и у МК наблюдается эффект аналогичный эффекту Даноса-Окамото (и Мигдала).

Гигантский дипольный резонанс оказался весьма богатым по своему физическому содержанию и то, что начало изучения этого нового, чрезвычайно плодотворного направления развития ядерной физики и ряда смежных областей положено А.Б. Мигдалом, является его неоспоримой заслугой.



60-е



Спасибо
за внимание!