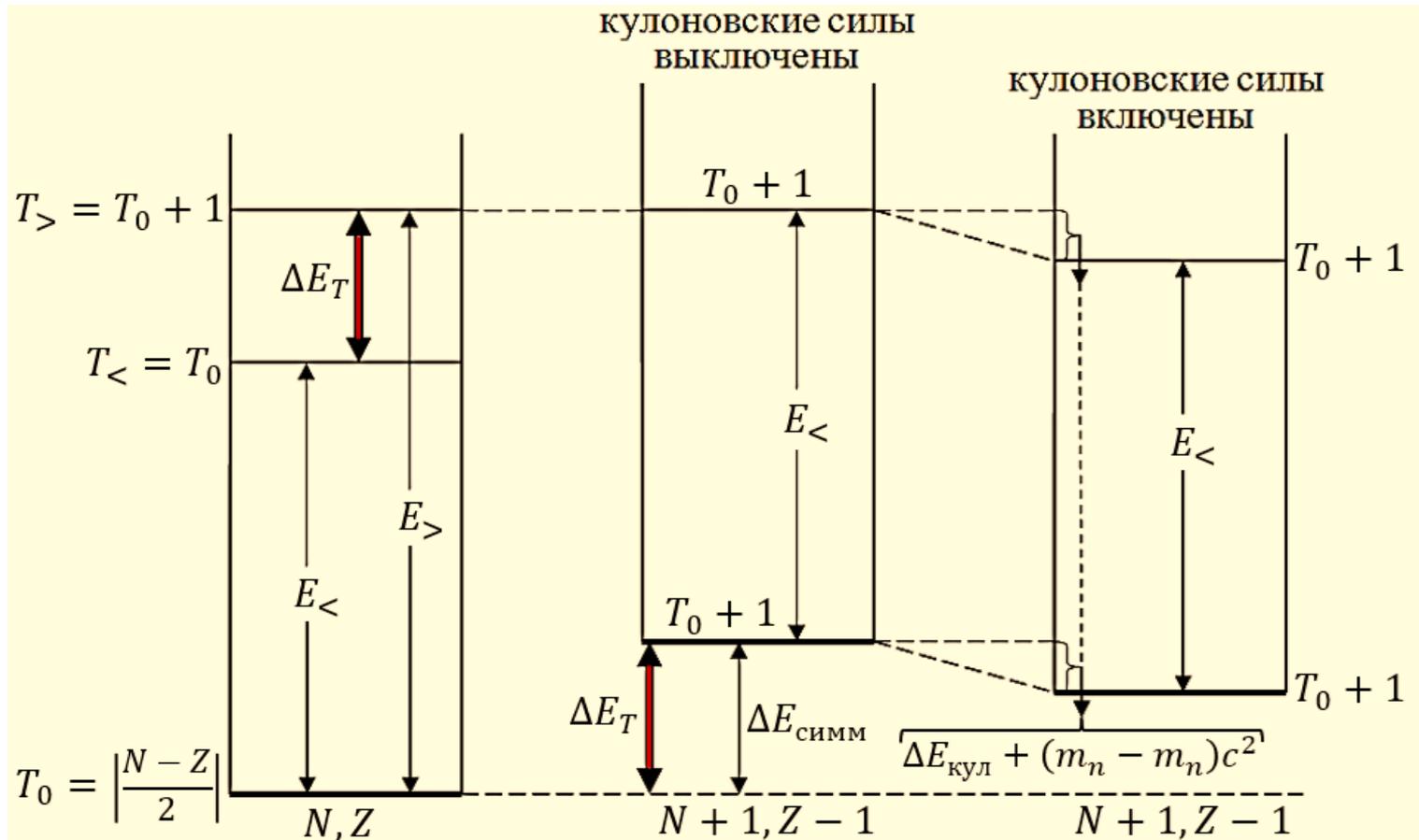


Изоспиновое расщепление
Гигантского Дипольного Резонанса
(продолжение)

Простая оценка величины ΔE_T изоспинового расщепления ГДР



Слева для ядра с $N \neq Z$ показана величина ΔE_T искомого изоспинового расщепления ГДР, равная $E_> - E_<$. Состояние с $T_> = T_0 + 1$ в ядре (N, Z) имеет изобар-аналог в ядре $(N + 1, Z - 1)$, который в этом ядре является уже $T_<$ -состоянием (средняя часть рисунка), и энергия возбуждения этого изобар-аналога должна быть почти той же, что и энергия $T_<$ -состояния в ядре (N, Z) .

Если пренебречь кулоновскими силами и разницей в массах протона и нейтрона, то из формулы Вайцзеккера для энергии связи ядра следует, что энергии состояний ядра $(N + 1, Z - 1)$ будут сдвинуты вверх относительно состояний ядра (N, Z) за счёт возрастания энергии симметрии $E_{\text{симм}} \approx 24 \frac{(N-Z)^2}{A}$ МэВ. При переходе от ядра (N, Z) к ядру $(N + 1, Z - 1)$ это увеличение энергии симметрии составит

$$\Delta E_{\text{симм}} = 24 \cdot 4 \frac{[(N - Z) + 1]}{A} \text{ МэВ} \approx \frac{100}{A} (2T_0 + 1) \text{ МэВ}.$$

И эта же величина будет давать значение изоспинового расщепления ΔE_T , т.е.

$$\Delta E_T \approx \frac{100}{A} (2T_0 + 1) \text{ МэВ}.$$

Учет кулоновского взаимодействия и разности масс протона и нейтрона приведет к дополнительному понижению уровней ядра $(N + 1, Z - 1)$ на величину $\Delta E_{\text{кул}} + (m_n - m_p)c^2$, где $\Delta E_{\text{кул}}$ – уменьшение кулоновской энергии ядра $(N + 1, Z - 1)$ по сравнению с ядром (N, Z) . Это, однако, не скажется на величине ΔE_T (правая часть рисунка).

Величина изоспинового расщепления ГДР.
Вывод на основе потенциала Лейна (Lane, 1962)

Для оценки ΔE_T используют обычно другой подход, основанный на непосредственном применении принципа изобарической инвариантности к двум сильно взаимодействующим объектам. Из этой инвариантности следует, что потенциал такого взаимодействия, например, частицы a и ядра A не должен зависеть от поворотов в изоспиновом пространстве, т. е. должен быть скаляром в этом пространстве (изоскаляром). Обозначим вектор изоспина частицы a через \vec{t}_a , а вектор изоспина ядра A через \vec{T}_A . Простейшим изоскаляром, сконструированным из этих величин, является их скалярное произведение $(\vec{t}_a \cdot \vec{T}_A)$. Поэтому потенциал сильного взаимодействия частицы a и ядра A можно представить в виде $V_{aA} = \text{const}(\vec{t}_a \cdot \vec{T}_A)$.

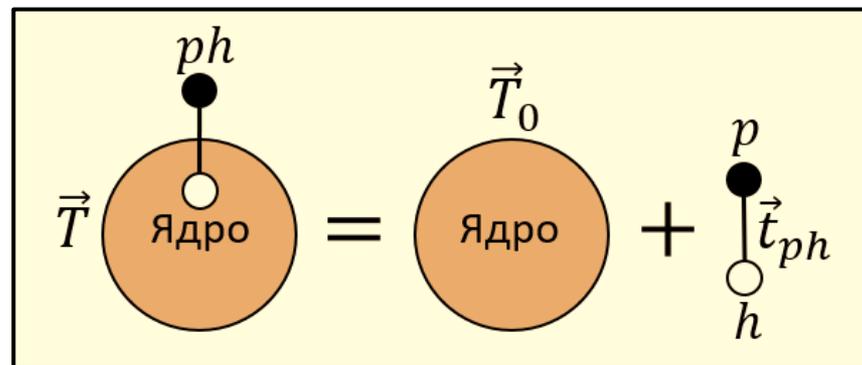
Константой в этом выражении, определяющей масштаб взаимодействия, выбирают величину $\approx 100 \text{ МэВ}/A$, фигурирующую в ранее полученном соотношении $\Delta E_T \approx \frac{100}{A} (2T_0 + 1) \text{ МэВ}$ перед множителем $(2T_0 + 1)$.

В итоге получаем так называемый потенциал Лейна

$$V_{aA} \approx \frac{100}{A} (\vec{t}_a \cdot \vec{T}_A) \text{ МэВ},$$

с помощью которого можно найти величину ΔE_T изоспинового расщепления ГДР.

Действительно, при поглощении ядром $E1$ -фотона в нём образуются частица и дырка. Поэтому ядро в возбужденном состоянии представляет собой совокупность взаимодействующих частично-дырочной пары (ph) и остова:



В качестве частицы a в потенциале Лейна V_{aA} используем ph -пару с изоспином t_{ph} , а в качестве ядерного изоспина используем изоспин T_0 ядра в основном состоянии (т. е. изоспин невозмущённого ядерного остова). Изоспин T возбужденного ядра определяется векторным сложением изоспинов остова и частично-дырочной пары: $\vec{T} = \vec{T}_0 + \vec{t}_{ph}$, откуда

$$(\vec{t}_{ph} \cdot \vec{T}_0) = \frac{1}{2} [\vec{T}^2 - \vec{T}_0^2 - \vec{t}_{ph}^2] = \frac{1}{2} [T(T+1) - T_0(T_0+1) - t_{ph}(t_{ph}+1)].$$

В зависимости от того, чему оказывается равным изоспин T возбужденного ядра:

$T_< = T_0$ или $T_> = T_0 + 1$, для $(\vec{t}_{ph} \cdot \vec{T}_0)$ получаем два возможных значения:

$$(\vec{t}_{ph} \cdot \vec{T}_0) = \begin{cases} -\frac{t_{ph}(t_{ph}+1)}{2}, & \text{если } T = T_< = T_0, \\ (T_0+1) - \frac{t_{ph}(t_{ph}+1)}{2}, & \text{если } T = T_> = T_0 + 1. \end{cases}$$

Разность энергий $E_{>} - E_{<}$ состояний с $T_{>}$ и $T_{<}$, т. е. величина ΔE_T изоспинового расщепления ГДР, определяется разностью значений $(\vec{t}_{ph} \cdot \vec{T}_0)$ для $T_{>}$ и $T_{<}$ с учетом масштабного множителя $\frac{100}{A}$ МэВ:

$$\Delta E_T = E_{>} - E_{<} = \frac{100}{A} (T_0 + 1) \text{ МэВ.}$$

Это выражение, как и ранее полученное с множителем $(2T_0 + 1)$, имеет сходную с ним структуру, но предсказывает меньшую величину ΔE_T .

Оба упомянутых выражения не учитывают эффект коллективизации отдельных $1p1h$ -возбуждений, предсказываемый схематической моделью Брауна-Болстерли, т. е. соответствуют одночастичной картине фоторасщепления. Коллективизация, как известно, приводит к сдвигу вверх по энергии дипольных состояний. Так как число $E1$ -переходов $T_0 \rightarrow T_0$ в средних и тяжёлых ядрах из-за бóльшей плотности конечных уровней выше, чем число $E1$ -переходов $T_0 \rightarrow T_0 + 1$, то эффект сдвига вверх по энергии сильнее для уровней с $T_{<}$, что приводит к сближению ветвей с различным изоспином и к эффективному уменьшению масштабного множителя примерно в 1,5 раза. Поэтому более реалистичное выражение, которым обычно и пользуются, имеет вид

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

Предсказание концепции изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса

Отношение вероятностей возбуждения
изоспиновых компонент:

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

Расщепление по энергии
изоспиновых компонент:

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

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

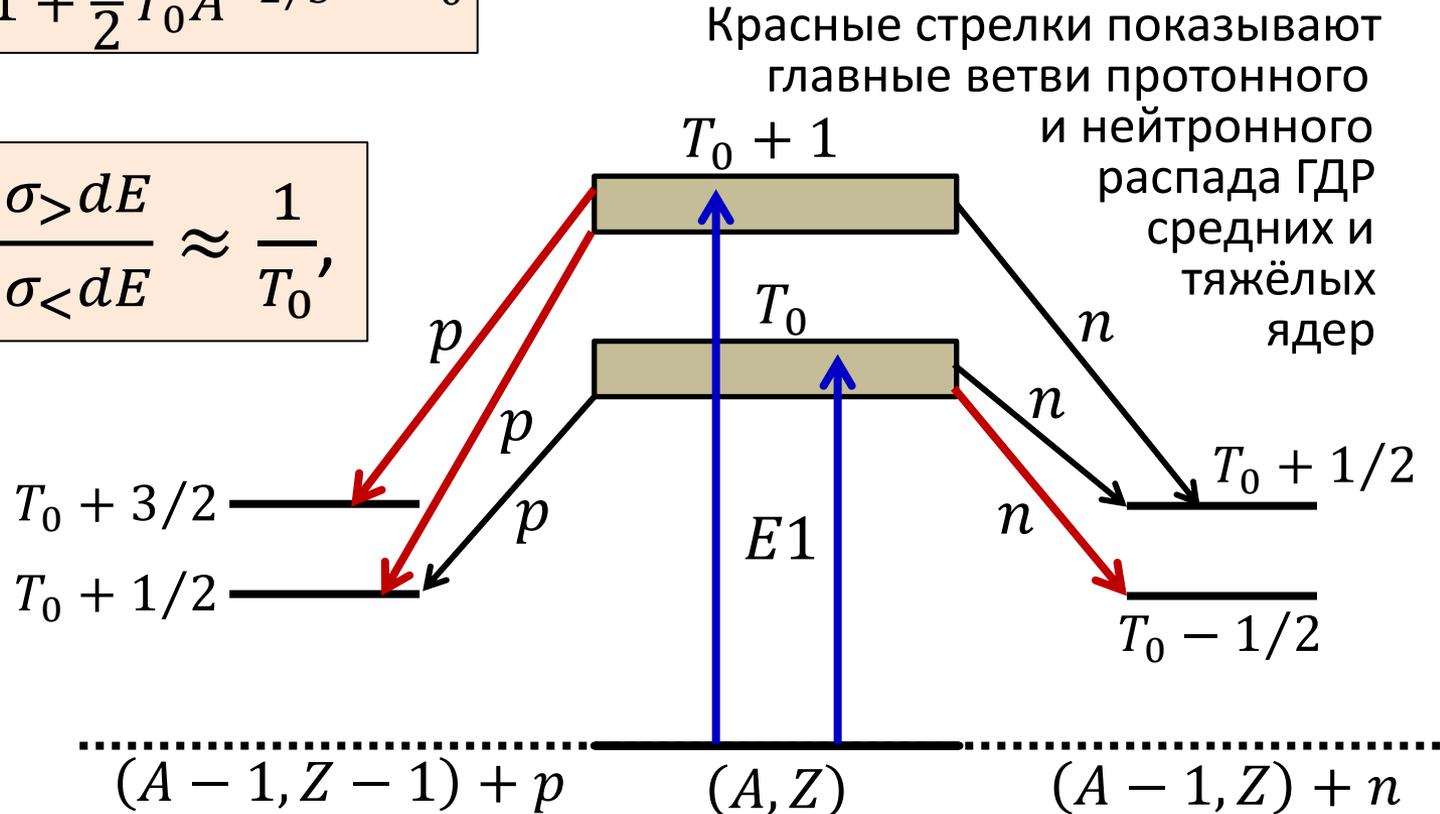
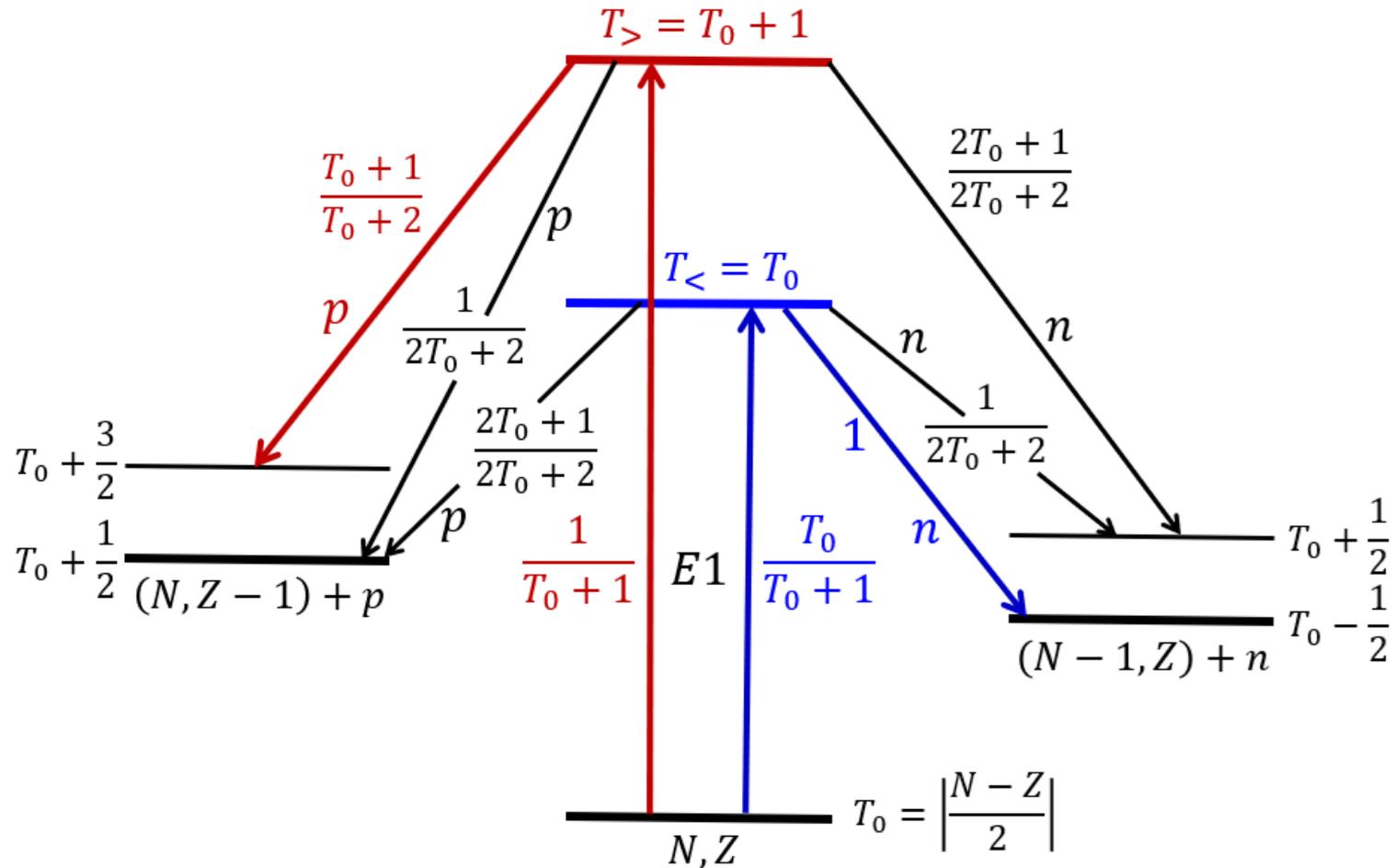


Схема возбуждения и нуклонного распада ветвей ГДР с изоспинами $T_<$ и $T_>$

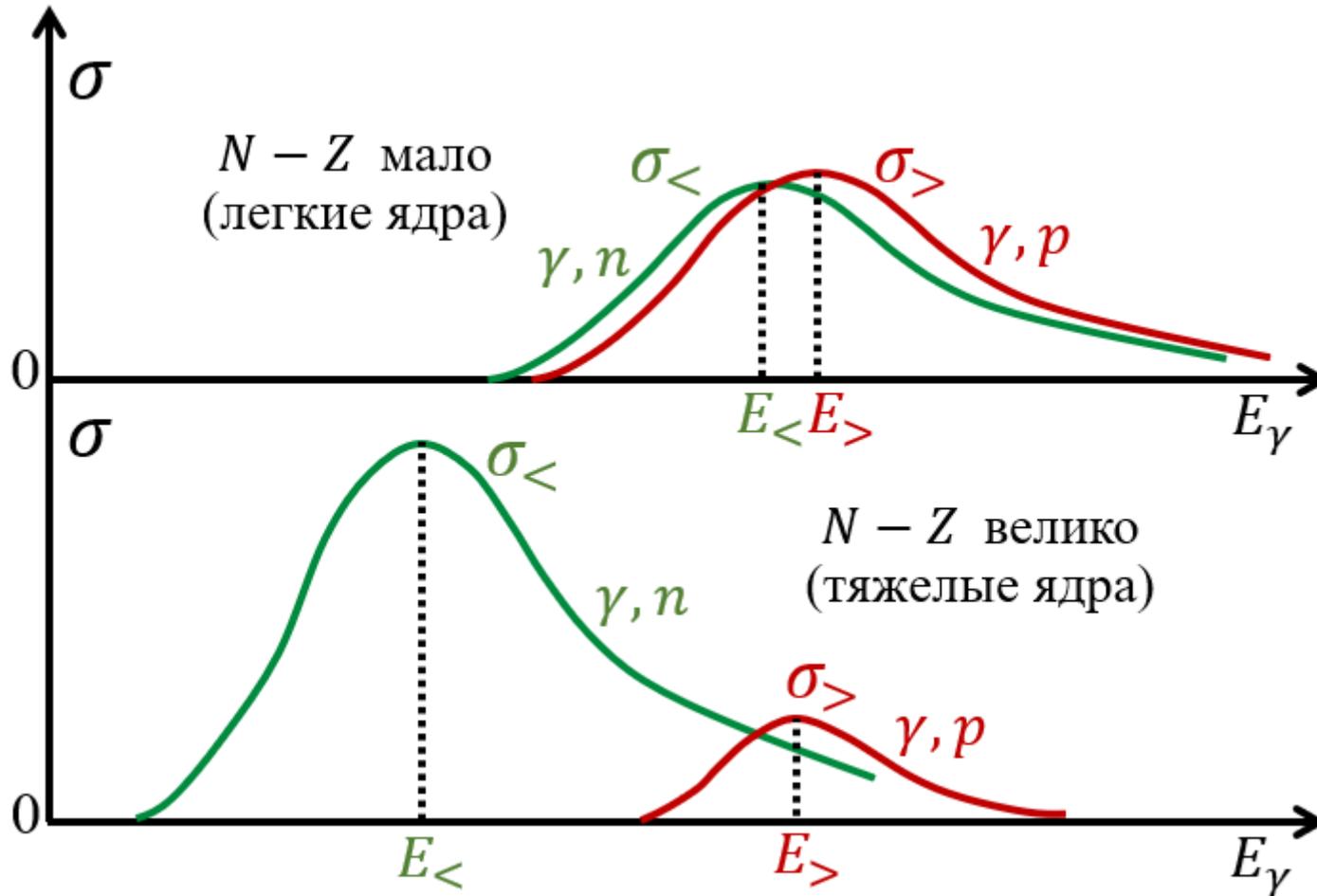
Указаны вероятности возбуждения и распада ГДР с вылетом протона и нейтрона, определяемые квадратами изоспиновых коэффициентов Клебша-Гордана. Цветными стрелками отмечены наиболее вероятные пути фотонуклонных реакций



Приведенные на предыдущих двух слайдах формулы и схемы нуклонных ветвей распада ГДР позволяют предсказать особенности поведения фотопротонных (γ, p) и фотонейтронных (γ, n) сечений в ядрах с различным числом нуклонов. Эти особенности следующие:

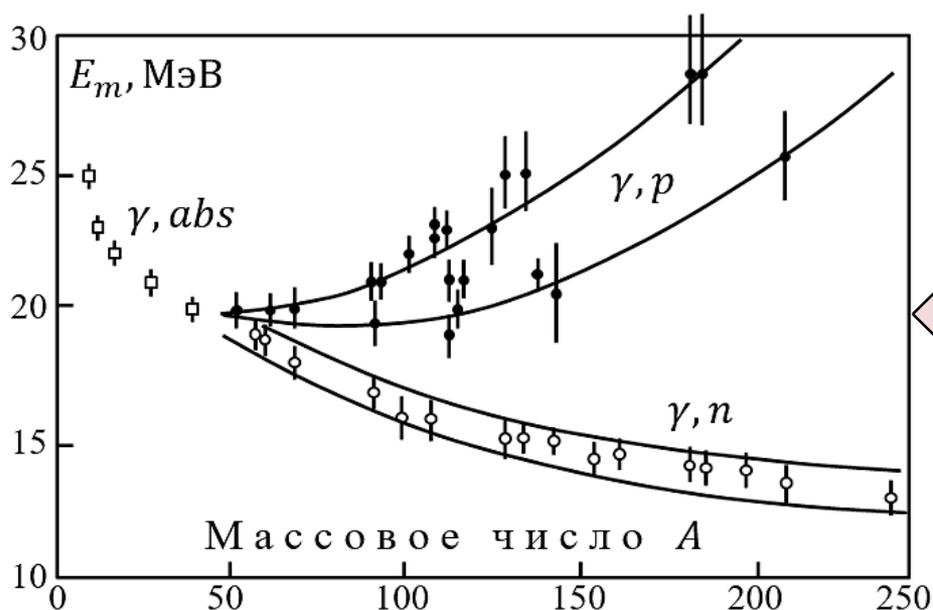
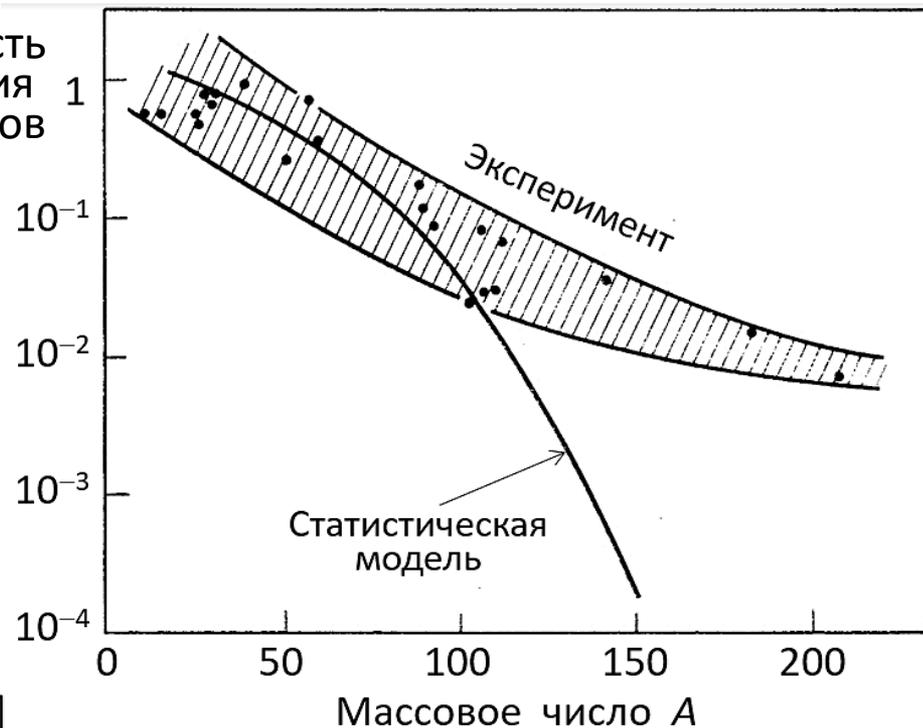
1. В легких ядрах, где $N \approx Z$ и изоспин основного состояния T_0 обычно незначителен (мало отличается от 1), обе изоспиновые ветви ГДР сравнимы по величине и практически не расщеплены по энергии.
2. В средних и тяжелых ядрах, где число нейтронов существенно превышает число протонов и изоспин основного состояния T_0 велик, ветвь ГДР с $T_>$ должна быть сильно сдвинута вверх по энергии по сравнению с ветвью $T_<$ и изоспиновое расщепление должно отчетливо наблюдаться. В то же время ветвь $T_>$ в таких ядрах оказывается подавленной по сравнению с ветвью $T_<$.
3. Возможность увидеть ветвь $T_>$ даёт фотопротонная (γ, p) реакция так как испускаемые этой ветвью протоны имеют большую энергию и легко преодолевают кулоновский барьер. В то же время распад $T_>$ -ветви по нейтронному каналу на низколежащие уровни конечного ядра ($N - 1, Z$) с изоспином $T_0 - 1/2$ запрещен правилами отбора по изоспину. Что касается $T_<$ -ветви, то она проявляется главным образом в фотонейтронном канале, так как распад этой ветви с вылетом протонов из-за их сравнительно низкой энергии подавлен кулоновским барьером.

Проявление изоспинового расщепления ГДР в лёгких и тяжёлых ядрах

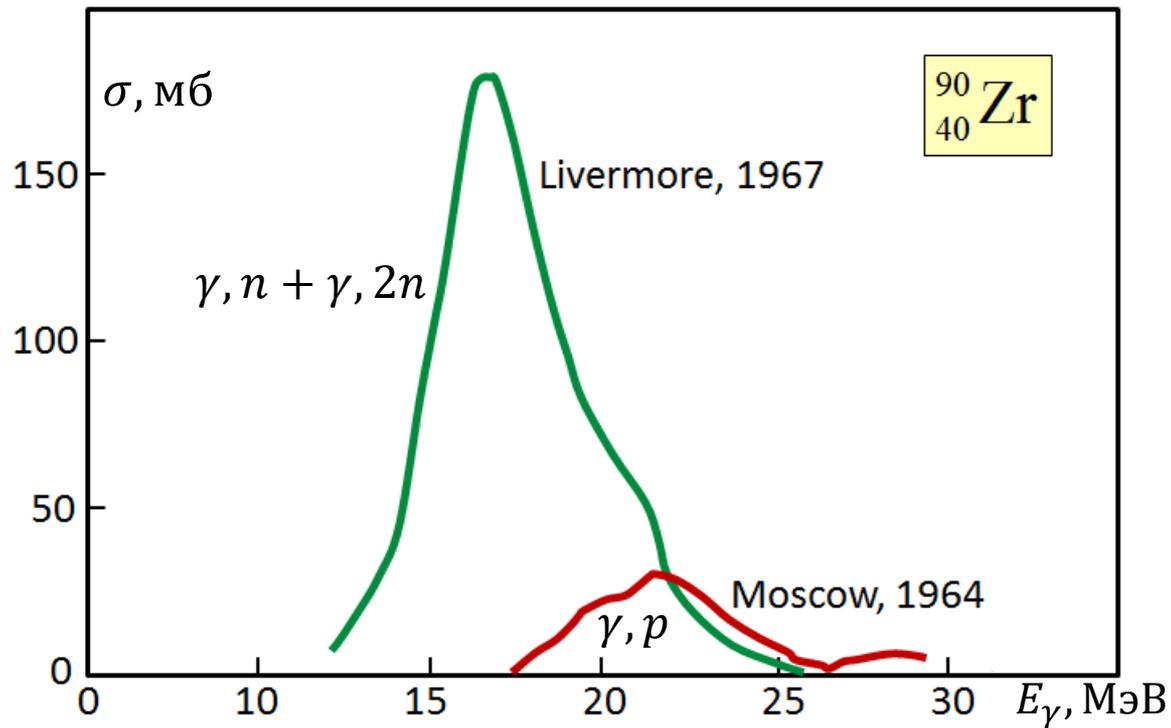
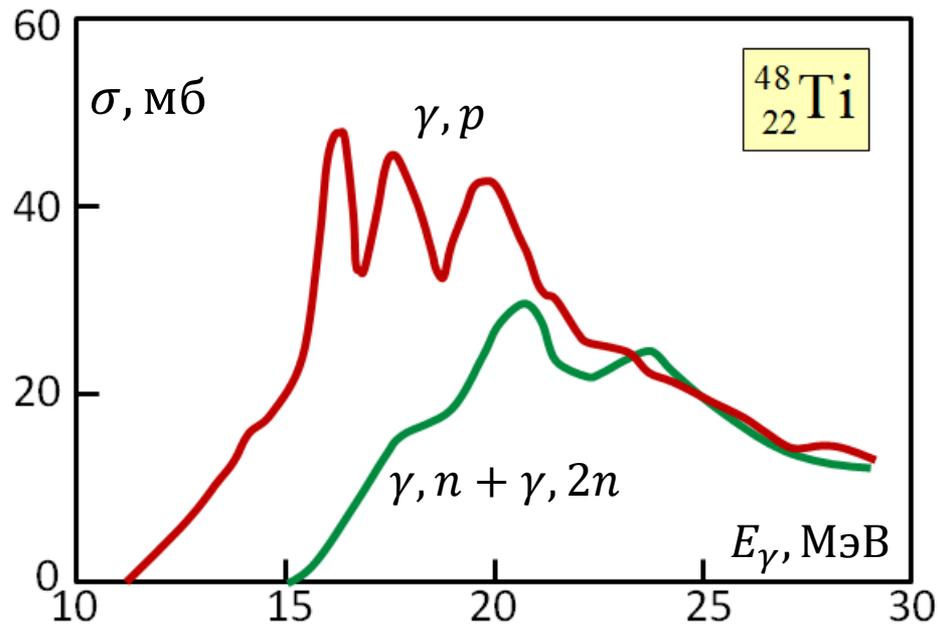


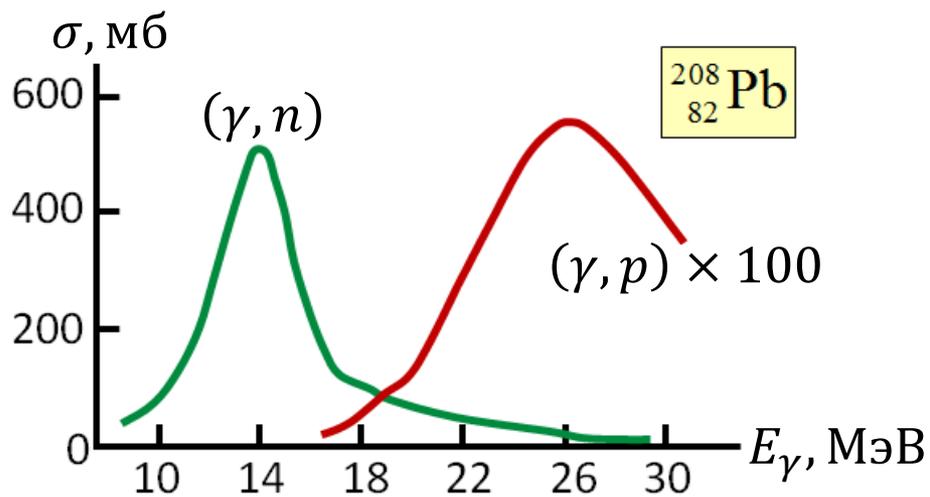
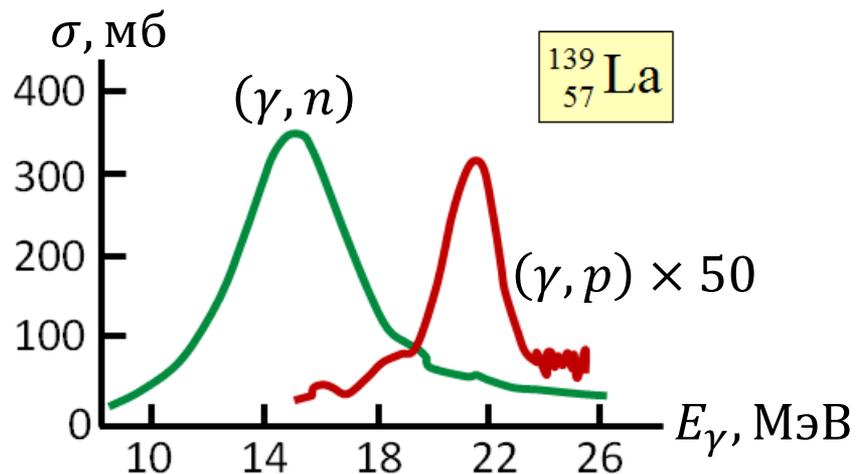
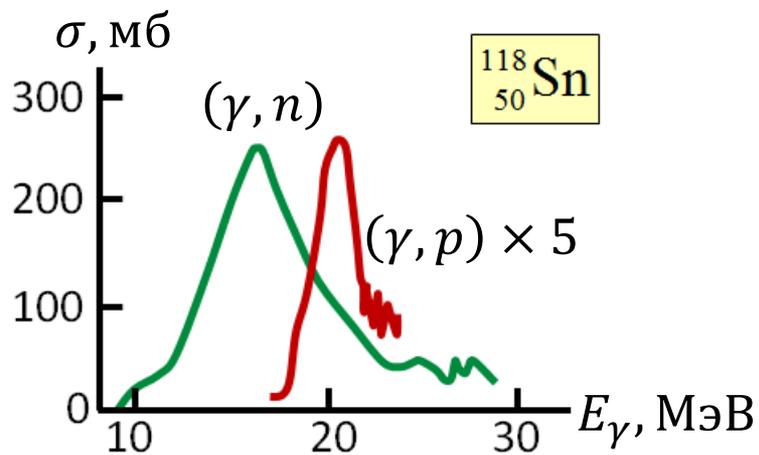
Вероятность
испускания
фотопротонов

Без учёта специфики
квантового числа изоспина
нельзя объяснить
наблюдаемой вероятности
испускания фотопротонов
для средних и тяжёлых ядер



Без учёта специфики
квантового числа изоспина
нельзя объяснить сдвига к более
высоким энергиям максимума
фотопротонного сечения $\sigma(\gamma, p)$
относительно максимума
фотонейтронного сечения $\sigma(\gamma, n)$
с ростом массового числа A





Сравнение предсказаний
концепции изоспинового расщепления ГДР
с экспериментом

Сравниваются отношения $S_{>} = \int \frac{\sigma_{>}}{E} dE$ и $S_{<} = \int \frac{\sigma_{<}}{E} dE$
и величины изоспинового расщепления ΔE_T .

Ядро	T_0	$S_{>}/S_{<}$		ΔE_T , МэВ	
		теория	эксперимент	теория	эксперимент
${}^{90}_{40}\text{Zr}$	5	0,12	0,11	4 7,3	21,5 – 16,7 = 4,8
${}^{139}_{57}\text{La}$	12,5	0,024	0,01	5,8 11,2	21,0 – 15,2 = 5,8
${}^{208}_{82}\text{Pb}$	22	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	6,6 13,0	25,0 – 13,5 = 11,5

$$\Delta E_T(\text{Лейн}) = \frac{60}{A} (T_0 + 1) \text{МэВ}$$

$$\Delta E_T = \frac{60}{A} (2T_0 + 1) \text{МэВ}$$

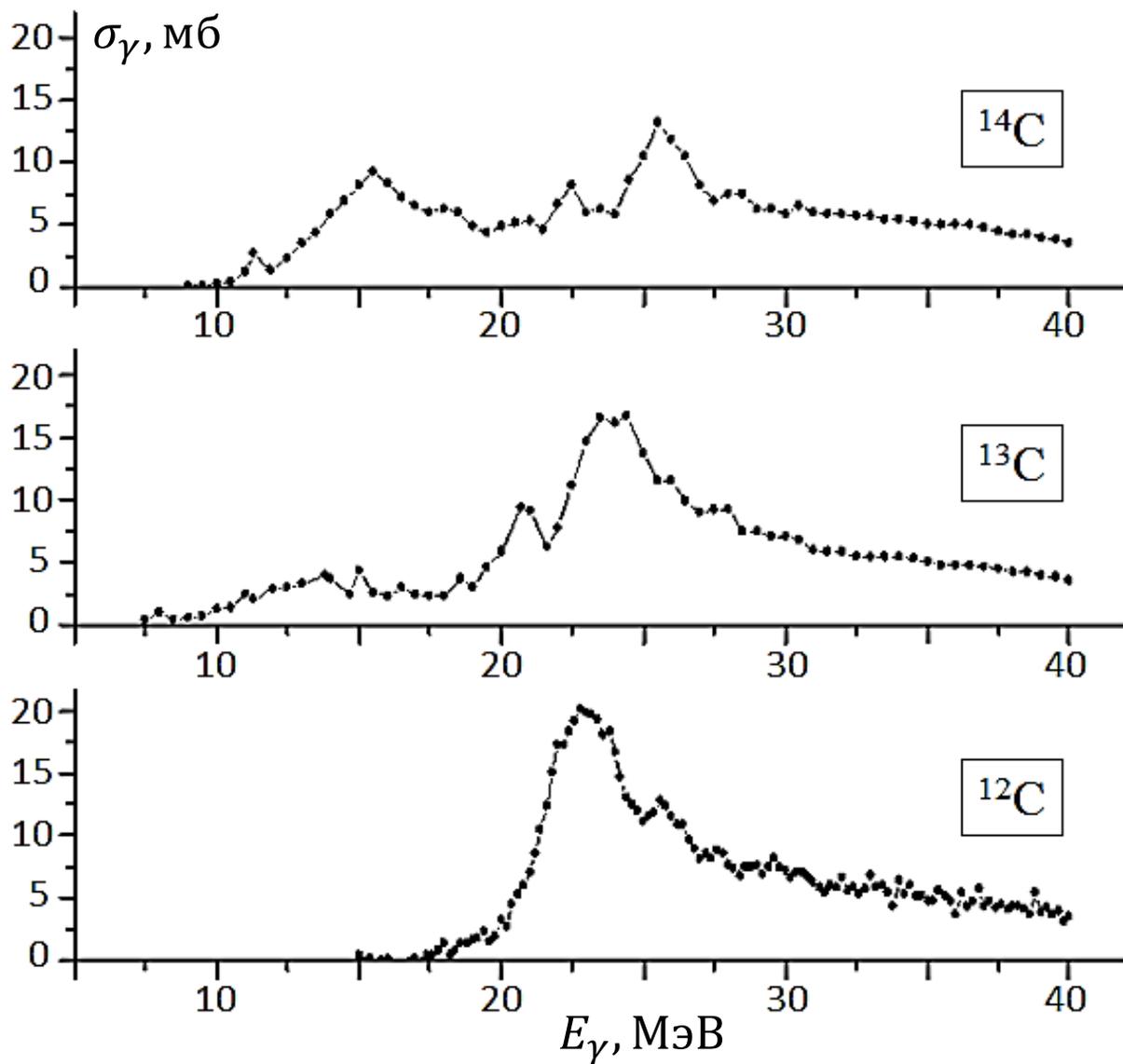
Проявление изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса можно увидеть, исследуя эффективные сечения фотопоглощения ядер-изотопов, т. е. в изотопических семействах

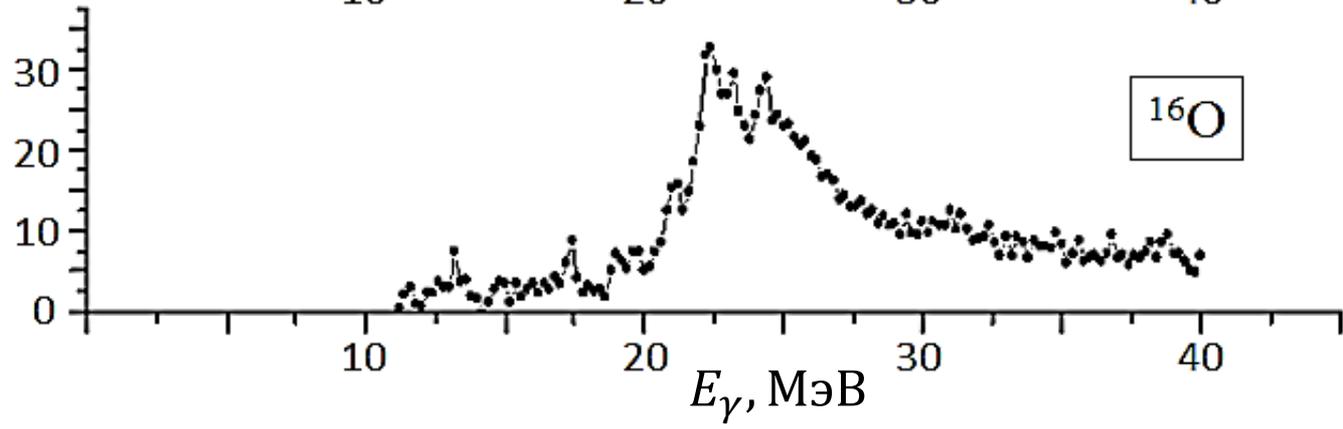
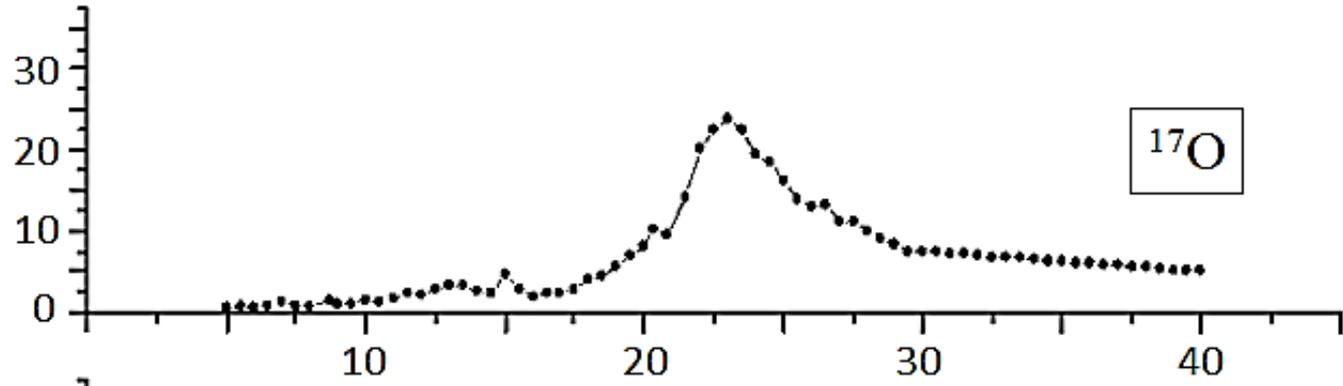
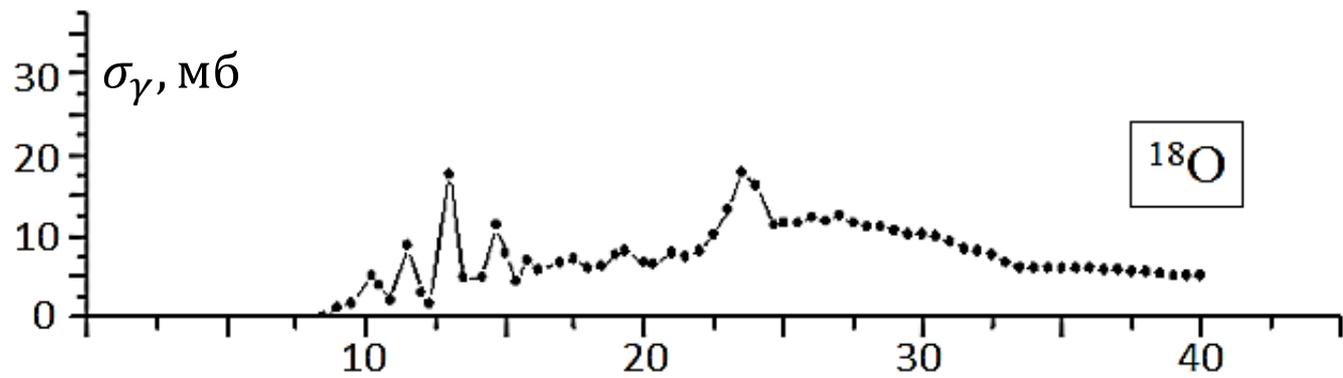
Изотопические семейства

Число протонов Z	Число нейтронов						
	Z	$Z+1$	$Z+2$	$Z+4$	$Z+5$	$Z+7$	$Z+8$
6	^{12}C	^{13}C	^{14}C				
7	^{14}N	^{15}N					
8	^{15}O	^{16}O	^{16}O				
12	^{24}Mg	^{25}Mg	^{26}Mg				
14	^{28}Si	^{29}Si	^{30}Si				
16	^{32}S		^{34}S				
20	^{40}Ca		^{42}Ca	^{44}Ca			^{48}Ca
22			^{46}Ti	^{48}Ti			
28			^{58}Ni	^{60}Ni			
29					^{63}Cu	^{65}Cu	

Ярким проявлением изоспинового расщепления ГДР являются сечения фотопоглощения в триадах изотопов углерода (^{12}C , ^{13}C , ^{14}C) и кислорода (^{16}O , ^{17}O , ^{18}O).

В сечениях этих изотопов по мере увеличения числа нейтронов возникает растущий низкоэнергичный участок и сечение, эволюционируя от одиночного узкого (полушириной около 5 МэВ) резонанса в самосопряженном ($N = Z$) изотопе, приобретает форму очень широкой (≈ 10 МэВ) практически двугорбой кривой в изотопе с наибольшим числом нейтронов.





Низкоэнергичный участок сечений изотопов с $N > Z$ формируется $E1$ -переходами нейтронов из подоболочек с нейтронным избытком ($1p_{1/2}$ в ядрах углерода и $1d_{5/2}$ в ядрах кислорода).

А эти переходы, как будет показано ниже, имеют изоспин $T_{<}$.

Переходы с этим изоспином отсутствуют в самосопряженных ($N = Z$) ядрах, в которых $E1$ -переходы имеют единственный изоспин $T_{>} = T_0 + 1 = 1$.

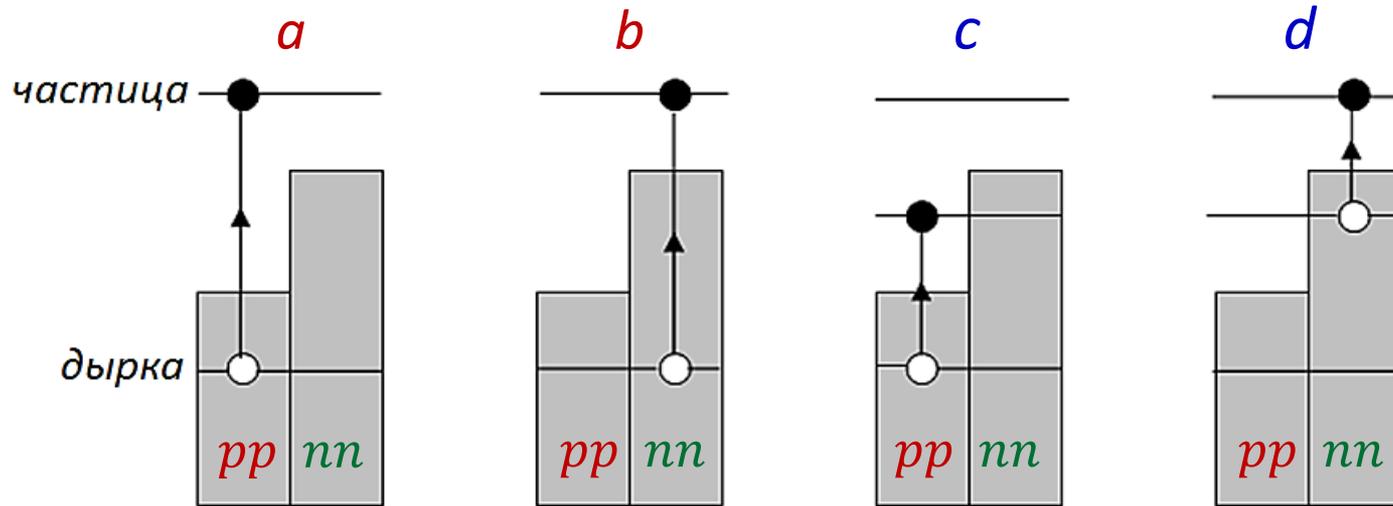
По мере роста нейтронного избытка доля $E1$ -переходов с изоспином $T_{<}$ растет, так как растет число нейтронов в этом избытке, и растет величина изоспинового расщепления ГДР, так как растет изоспин основного состояния изотопа.

Всё это находит полное подтверждение в форме ГДР обсуждаемых триад изотопов углерода и кислорода.

Отметим также, что $E1$ -переходы из области нейтронного избытка это переходы из незаполненной оболочки, т. е. переходы ветви А в терминологии концепции конфигурационного расщепления ГДР.

Поэтому, располагаясь в низкоэнергичной части сечения фотопоглощения, они собственно и создают это расщепление. Таким образом, изоспиновое расщепление ГДР дополняется и усиливается конфигурационным.

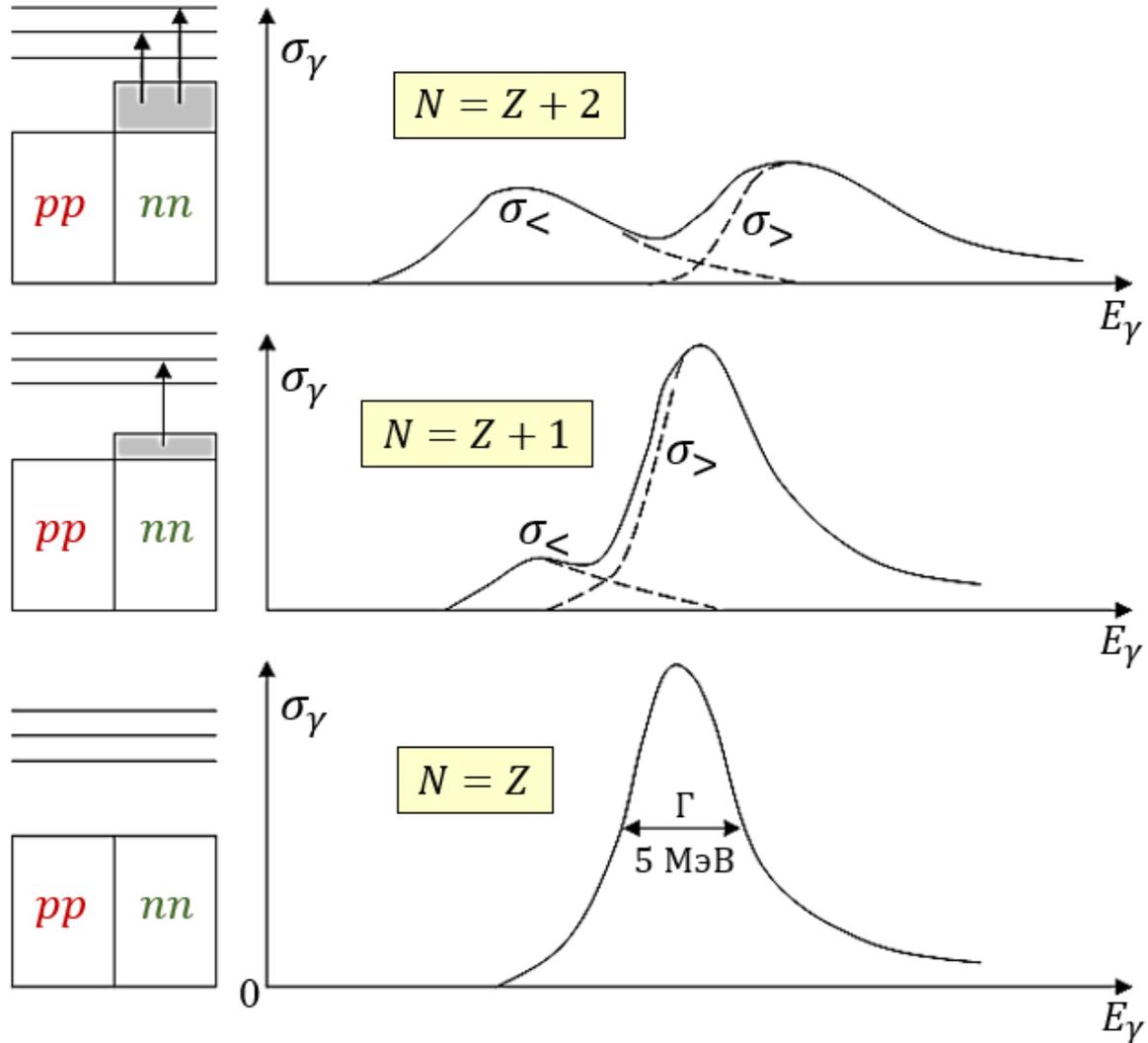
Покажем, что $E1$ -переходы нейтронов из подоболочек с нейтронным избытком имеют изоспин $T_<$. Обратимся к рисунку, на котором затемнёнными столбиками разной высоты показаны системы заполненных протонами и нейтронами оболочек и подоболочек ядер с $N > Z$ в основном состоянии.



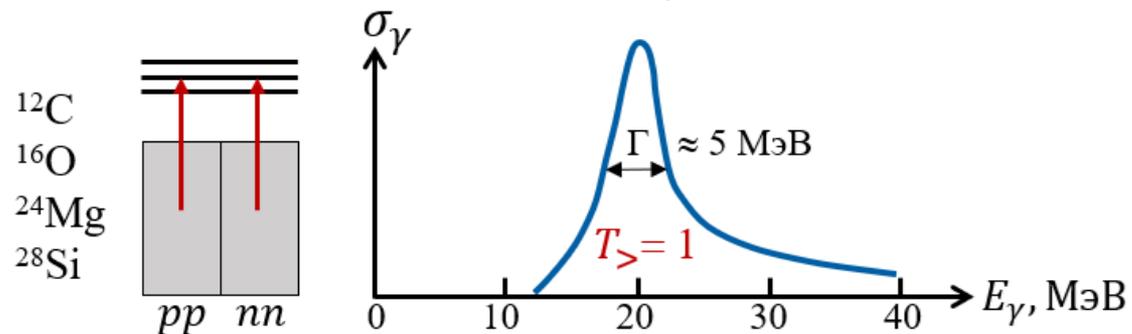
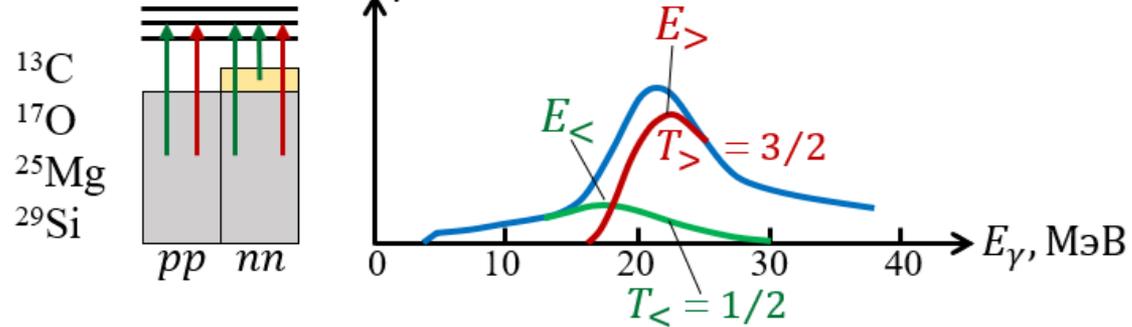
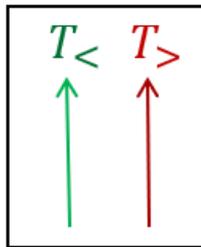
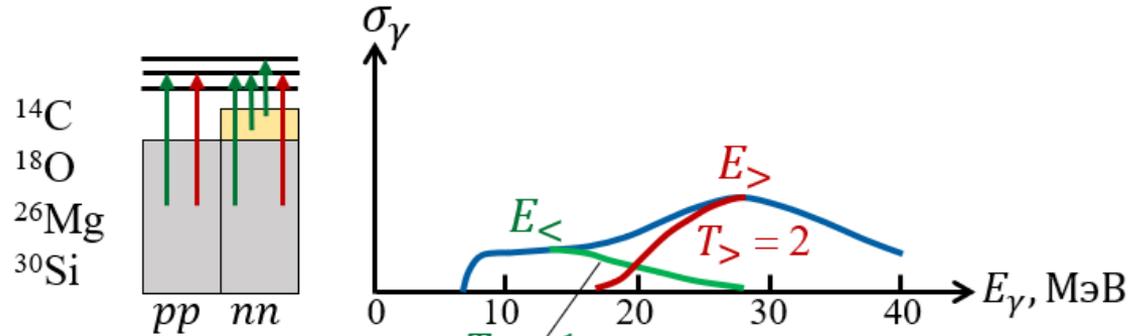
Конфигурации a и b могут давать вклад как в $T_<$, так и в $T_>$ состояния.

Конфигурации c и d дают вклад только в $T_<$ состояния. Действительно, $T_>$ состояния в ядре $A(N, Z)$ являются аналогами состояний в ядре $A(N+1, Z-1)$. Значит любое состояние в ядре $A(N+1, Z-1)$ может быть получено поворотом соответствующего $T_>$ состояния ядра $A(N, Z)$ в изоспиновом пространстве, преобразующим протон в нейтрон или нейтронную дырку в протонную дырку. Для конфигураций c и d такие преобразования запрещены принципом Паули, следовательно, они не могут давать вклад в $T_>$ состояния.

Возникновение изотопического эффекта в триадах изотопов углерода и кислорода

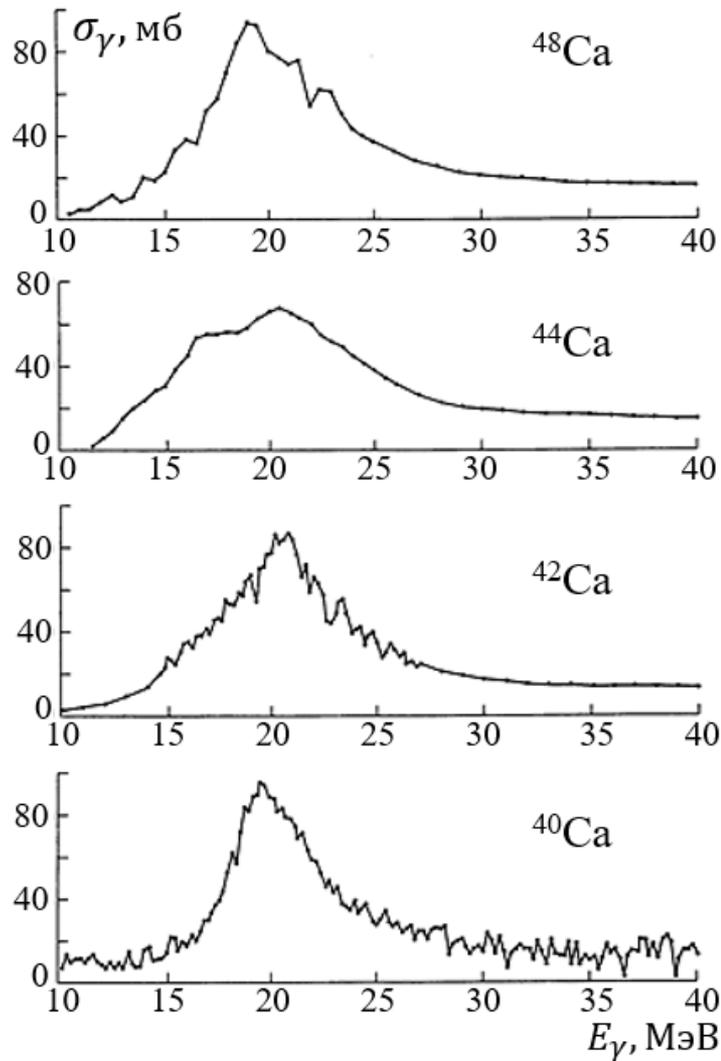


Изоспиновое расщепление гигантского резонанса
 в триадах изотопов $Z = N$; $Z, N+1$; $Z, N+2$
 ($^{12,13,14}\text{C}$, $^{16,17,18}\text{O}$, $^{24,25,26}\text{Mg}$, $^{28,29,30}\text{Si}$)

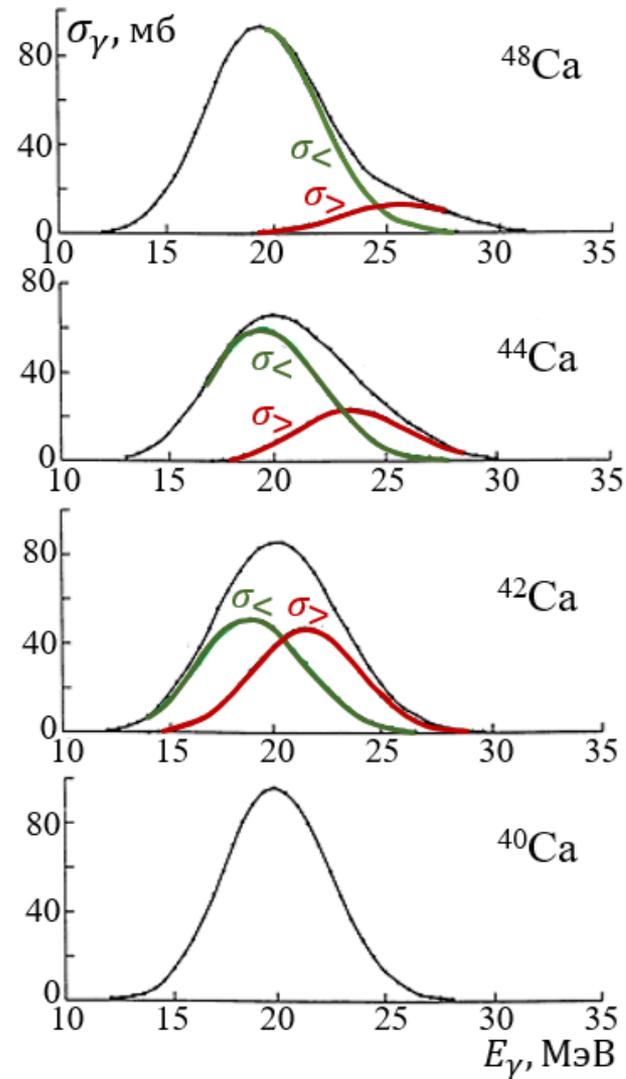


Изоспиновое расщепление ГДР изотопов кальция

Эксперимент



Модель

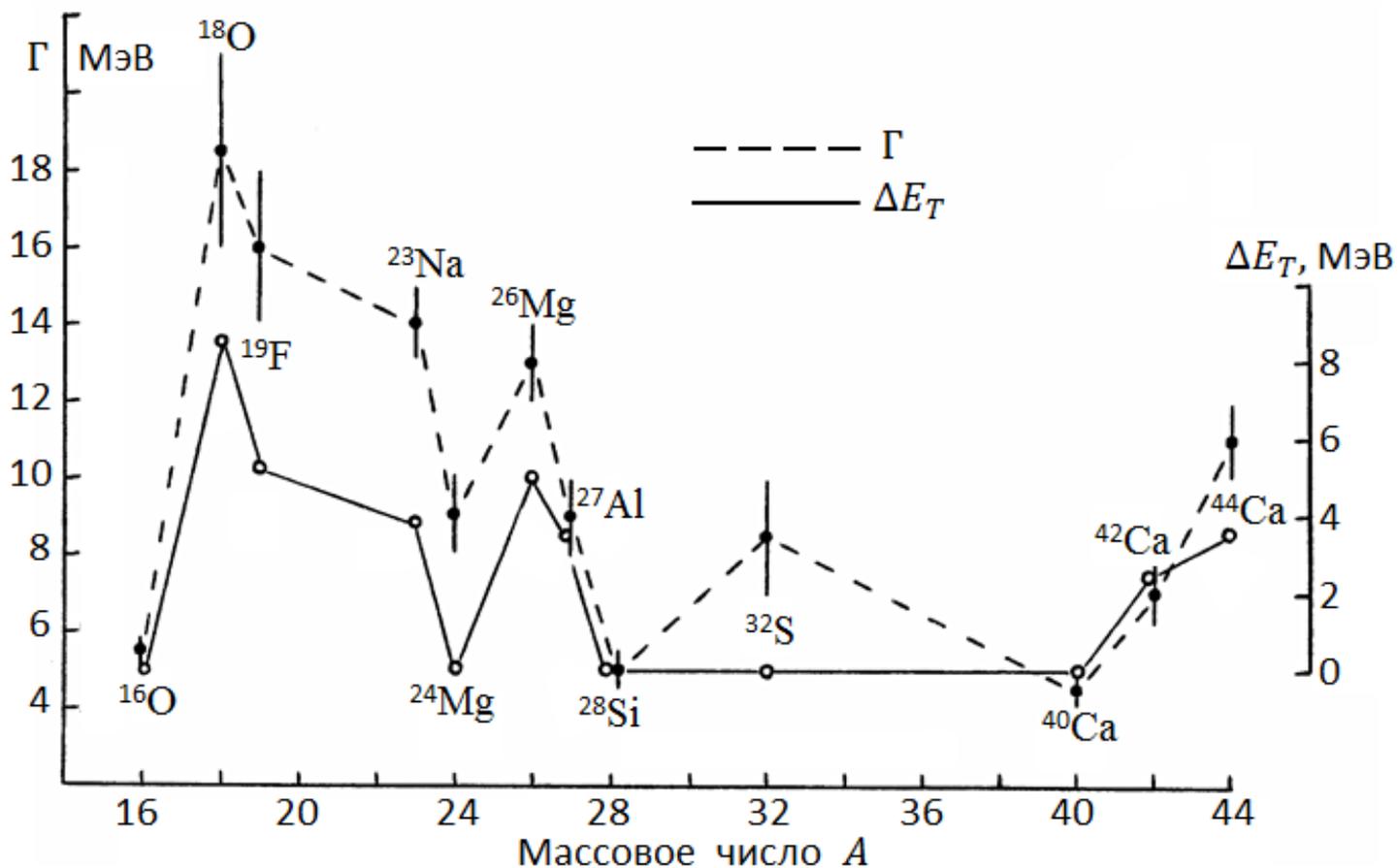


Изотопический эффект в ширине гигантского дипольного резонанса
(установлен в НИИЯФ МГУ в 2004 г.)

Экспериментальные и модельные (основанные на концепции изоспинового расщепления гигантского резонанса) ширины Γ (в МэВ) сечений фотопоглощения изотопов углерода и кальция

	Изотопы						
	^{12}C	^{13}C	^{14}C	^{40}Ca	^{42}Ca	^{44}Ca	^{48}Ca
Эксперимент	≈ 5	9,7	12,0	≈ 5	6,9	7,8	6,8
Модель	6	9,0	12,1	6	6,8	7,4	6,5

Ширины Γ гигантского резонанса ядер $1d2s$ -оболочки и величины ΔE_T его изоспинового расщепления



Удобным объектом для проверки справедливости концепции изоспинового расщепления ГДР является пара ядер-изобар $^{14}_6\text{C}$ и $^{14}_7\text{N}$. Сечения фотопоглощения этих ядер хорошо известны вплоть до 40 МэВ. В одном из них ($^{14}_7\text{N}$) изоспиновое расщепление отсутствует, а в другом ($^{14}_6\text{C}$) оно должно достигать 10 МэВ, что в совокупности с ожидаемым приблизительным равенством $\sigma_>$ и $\sigma_<$ должно радикальным и предсказуемым образом сказаться на форме сечения фотопоглощения этого изотопа углерода.

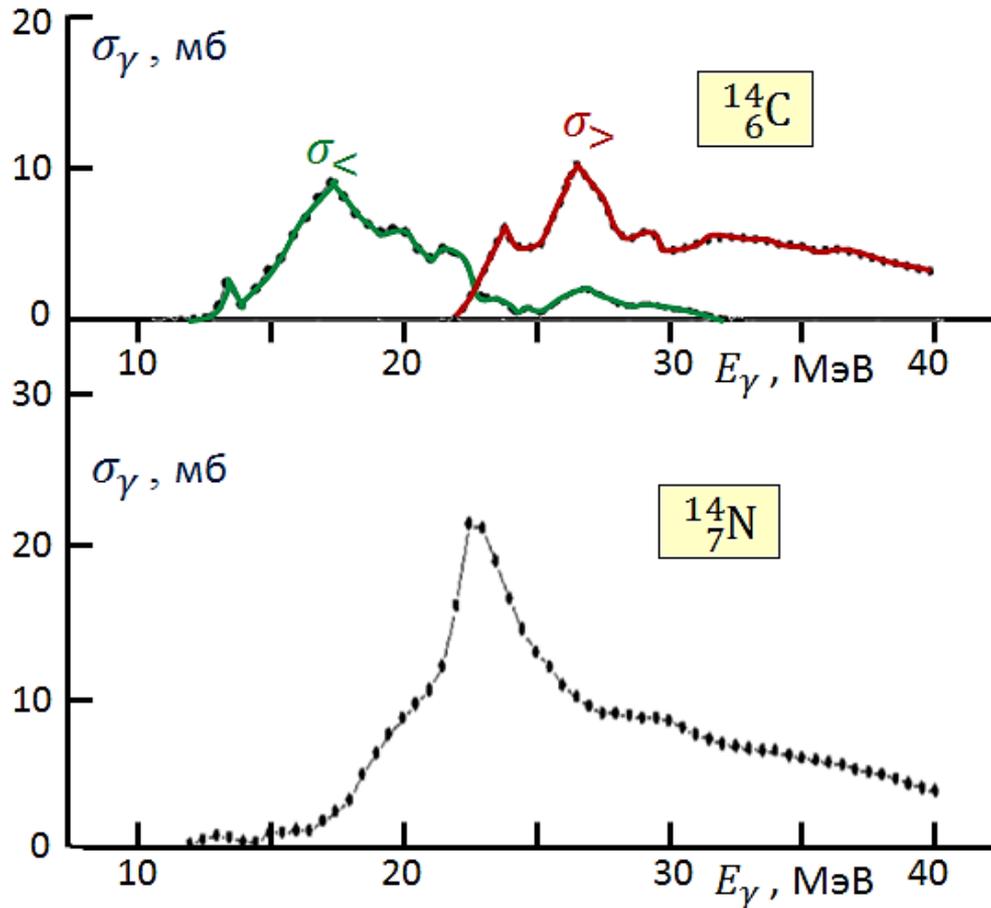
Используемый ниже метод проверки справедливости концепции изоспинового расщепления ГДР основан на довольно очевидной и справедливой в случае изоспиновой симметрии процедуре пересчета сечения фотопоглощения одного из ядер-изобар (в данном случае $^{14}_6\text{C}$) в сечение фотопоглощения другого ($^{14}_7\text{N}$) и сравнении полученного сечения с экспериментально наблюдаемым для этого последнего ядра.

Процедура состоит в искусственном выключении расщепления известных изоспиновых компонент в ядре $^{14}_6\text{C}$. При этом центры тяжести этих компонент совпадут и, суммируя их, получаем предсказание на форму сечения фотопоглощения ядра $^{14}_7\text{N}$, в котором изоспинового расщепления нет.

Изоспиновая инвариантность ядерных сил предполагает одинаковое внутреннее строение ядер $^{14}_6\text{C}$ и $^{14}_7\text{N}$ с точностью до поправок, вызванных электромагнитным взаимодействием.

Таким образом, если выключение изоспинового расщепления ГДР в ядре $^{14}_6\text{C}$ приведет к формированию сечения фотопоглощения, которое в исследованном энергетическом диапазоне (10–40 МэВ) совпадет с сечением фотопоглощения ядра $^{14}_7\text{N}$, где изоспиновое расщепление отсутствует, то это будет убедительным доказательством сохранения изоспиновой симметрии в процессе возбуждения гигантского резонанса сравниваемых ядер-изобар.

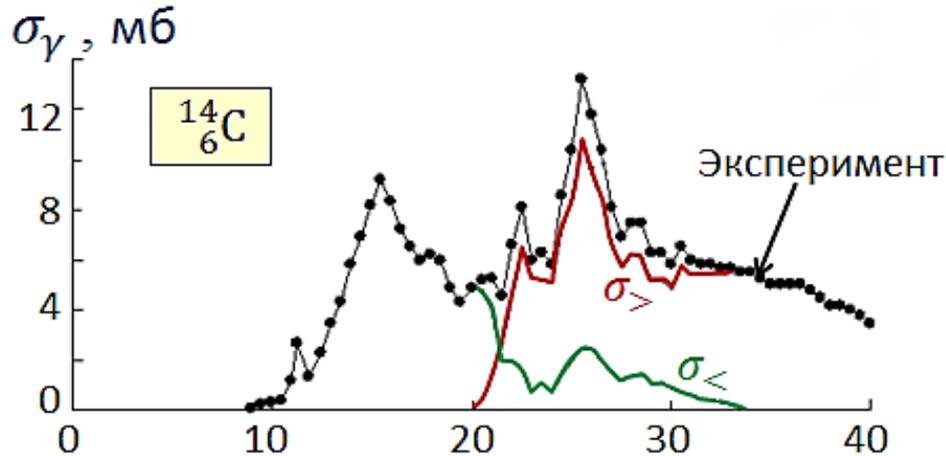
Экспериментальные данные, использованные в процедуре «выключения» изоспинового расщепления ГДР



Экспериментальное сечение фотопоглощения для $^{14}_6\text{C}$ было разделено на основе анализа известных реакций (γ, p) , (γ, n) , (γ, n_0) , $(\gamma, 2n)$ на изоспиновые компоненты в работе K.G. McNeil, M.N. Thompson, A.D. Bates, J.W. Jury, B.L. Berman. Phys. Rev., C47, 1108 (1993).

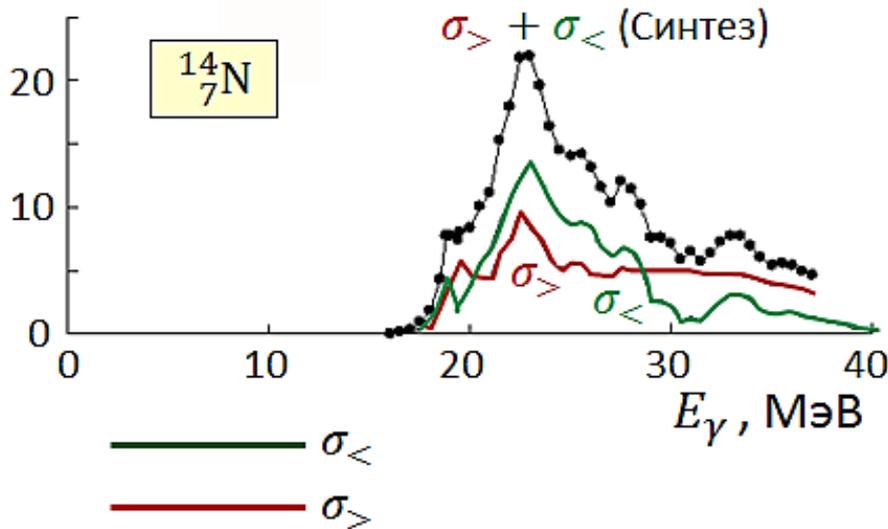
Экспериментальное сечение фотопоглощения для $^{14}_7\text{N}$ получено в работах N. Bezic N., D. Brajnik, D. Jamnik, G. Kernel. Nucl. Phys. A, v. 128, p. 426 (1969) и E.G. Fuller. Physics Reports. v. 127, №3, p. 185 (1985).

Пересчет $^{14}_6\text{C} \rightarrow ^{14}_7\text{N}$



K.G. McNeil,
M.N. Thompson, A.D. Bates,
J.W. Jury, B.L. Berman.
Phys. Rev., C47, 1108 (1993).
(γ, p), (γ, n), (γ, n_0), ($\gamma, 2n$)

Учтено изменение масштаба
изоспиновых компонент сечений,
вызванное сдвигом энергий



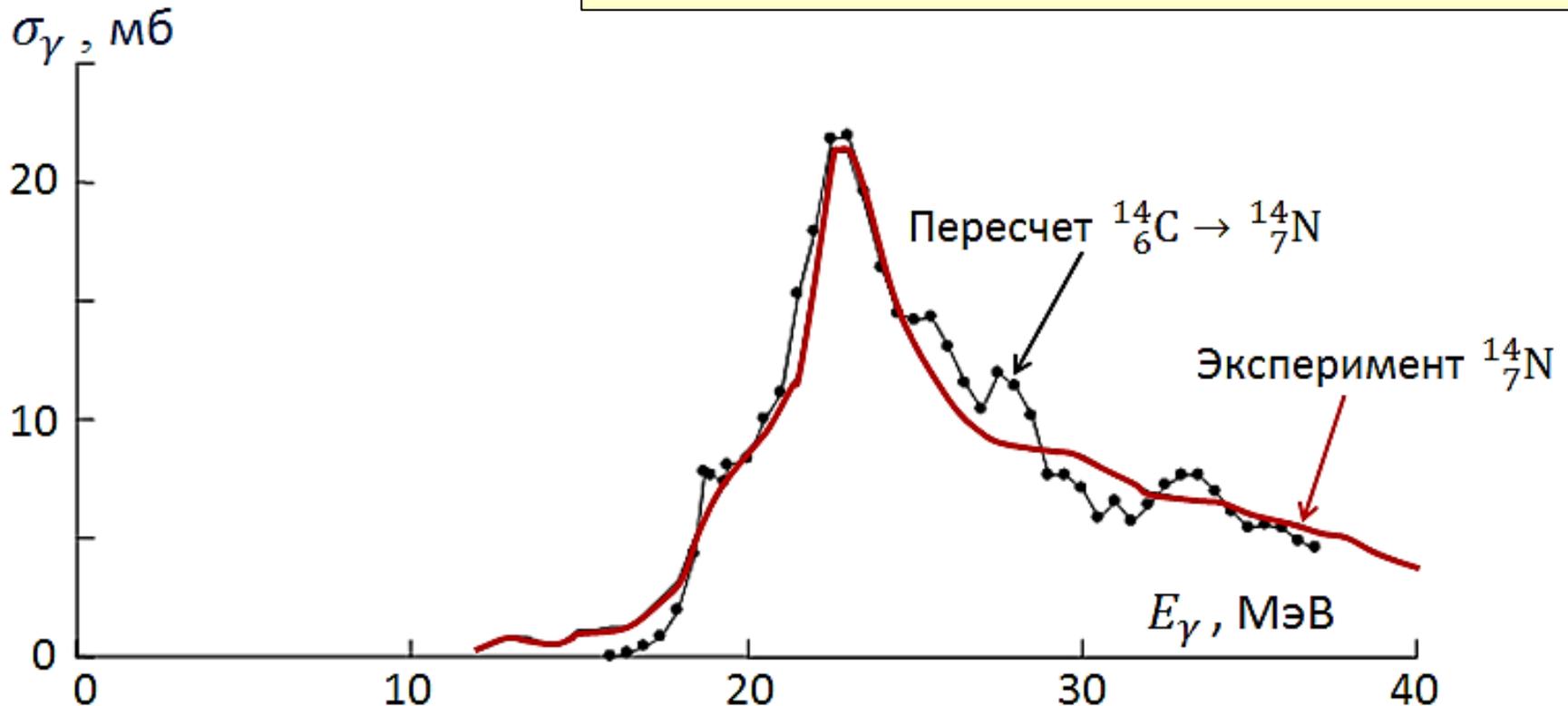
$$\sigma(E_\gamma) = \frac{4\pi^2}{\hbar c} E_\gamma |\langle f | \mathcal{D} | i \rangle|^2 \rho(E_f)$$

\mathcal{D} – электрический дипольный
момент ядра,

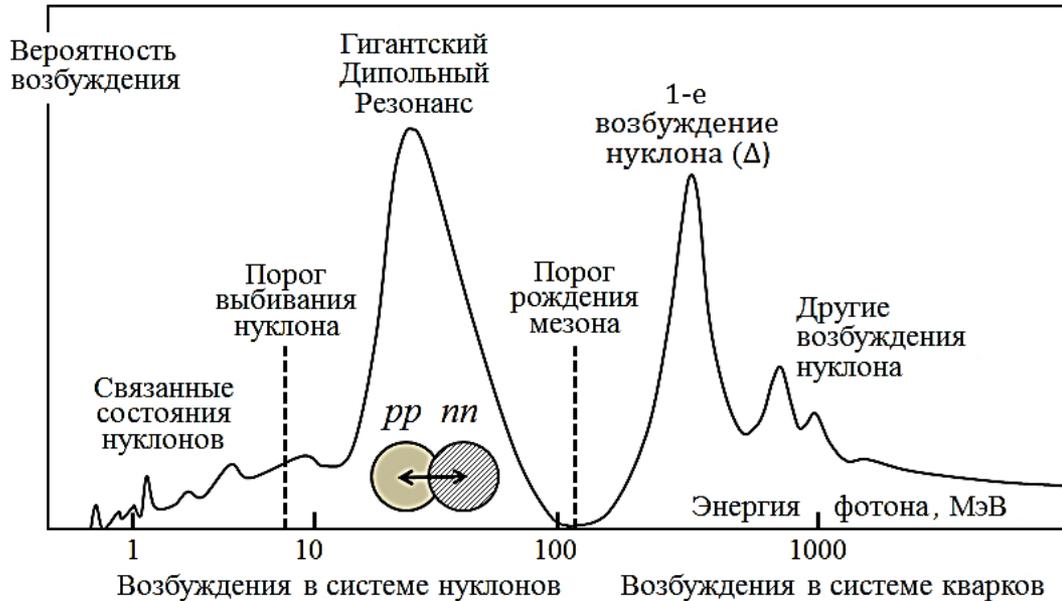
$\rho(E_f)$ – плотность конечных
состояний

Сравнение экспериментального сечения фотопоглощения ядра $^{14}_7\text{N}$
с пересчитанным с помощью процедуры $^{14}_6\text{C} \rightarrow ^{14}_7\text{N}$

Эксперимент:
N. Bezic N., D. Brajnik, D. Jamnik, G. Kernel.
Nucl. Phys. A, v. 128, p. 426 (1969).
E.G. Fuller. Physics Reports. v. 127, №3, p. 185 (1985).



Основные этапы исследования гигантского дипольного резонанса атомных ядер



1945 Предсказание ГДР
Мигдал (СССР)

1947 Открытие ГДР (США)

1948-58 Коллективные модели ГДР

1956 Одночастичная модель оболочек (Wilkinson)

1957-60 Многочастичная модель оболочек (Elliot, Flowers, G. Brown, теоретики НИИЯФ МГУ)

1960 Эффект Даноса-Окамото

1964 Изоспиновое расщепление ГДР

1970 Мультипольные ГР ($M1, E2, E3, E4, \dots$)

1983 Конфигурационное расщепление ГДР (НИИЯФ МГУ)

2004 Изотопический эффект в ширине ГДР (НИИЯФ МГУ)

