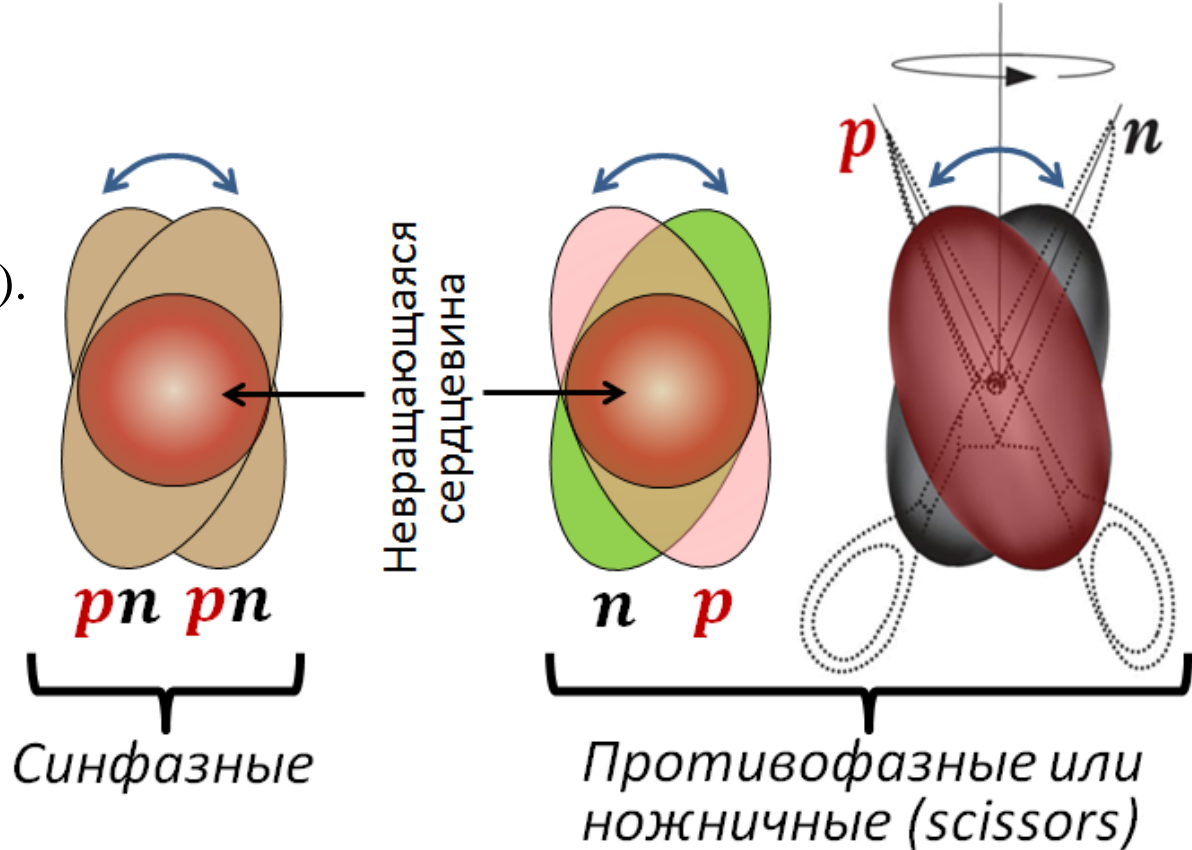


Лекция 10:

Открытие и исследование
изовекторных орбитальных (ножничных)
M1-возбуждений.

Противофазное и синфазное орбитальные ядерные M1-возбуждения в предельной коллективной картине схематически изображены на рисунке:

Противофазное орбитальное M1-возбуждение получило название «ножничного» (scissors mode). Очевидно из представленной коллективной картины орбитальных M1-возбуждений, что они невозможны в сферических ядрах, так как квантовая механика запрещает вращение сферически симметричного объекта.



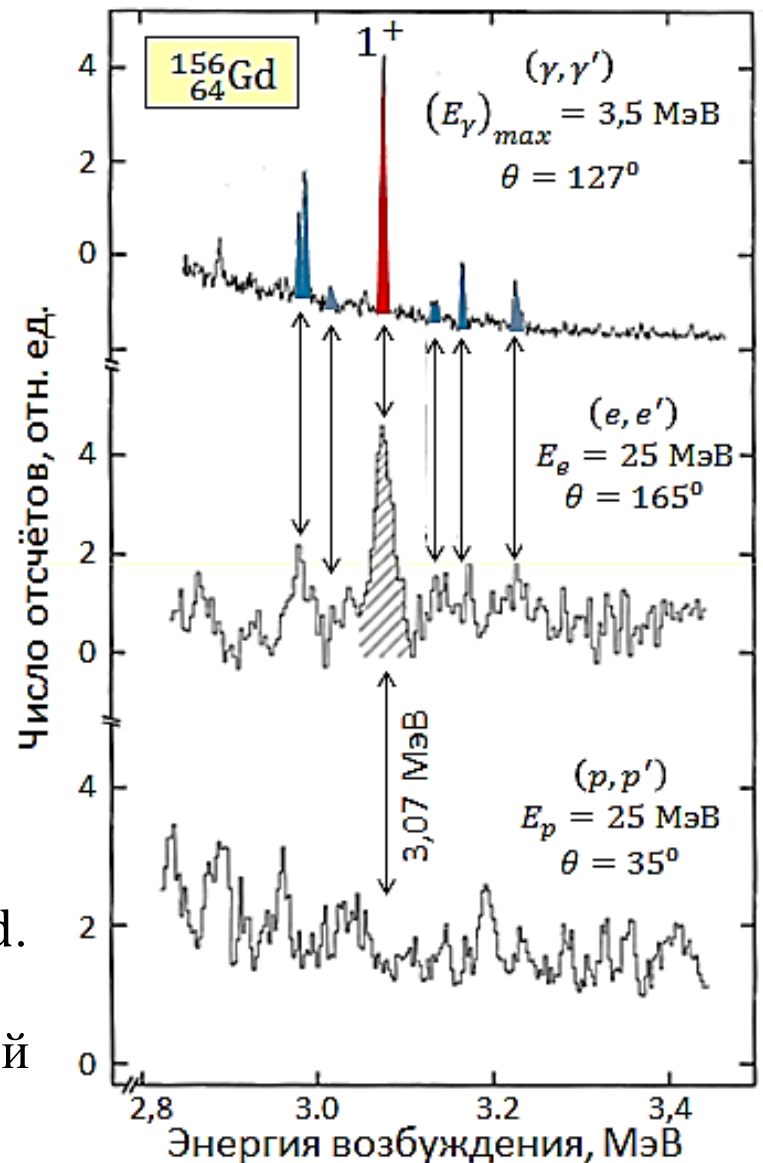
Коллективная картина синфазных (изоскалярных) и противофазных (изовекторных) орбитальных M1-возбуждений

Предпосылки для существования в ядрах ножничных возбуждений появились в связи с работами теоретиков Hilton (1976), Suzuki и Rowe (1977), Lo Iudice и Palumbo (1978, 1979). Двое последних выполнили первый расчёт возбуждений этого типа в рамках геометрической двухроторной модели (TRM).

Ножничное возбуждение было открыто в 1983 г. в прецизионных экспериментах по неупругому рассеянию электронов тяжёлыми деформированными ядрами на линейном ускорителе электронов непрерывного действия (А. Richter с сотрудниками, Дармштадт, Германия).

На рисунке приведены данные для ядра $^{156}_{64}\text{Gd}$.

На средней части рисунка показан спектр неупругого рассеяния электронов, содержащий интенсивный пик с энергией 3,07 МэВ, отвечающий возбуждению состояния 1^+ . Кроме того, наблюдается ещё пять более слабых пиков, также отвечающих возбуждению 1^+ -состояний.



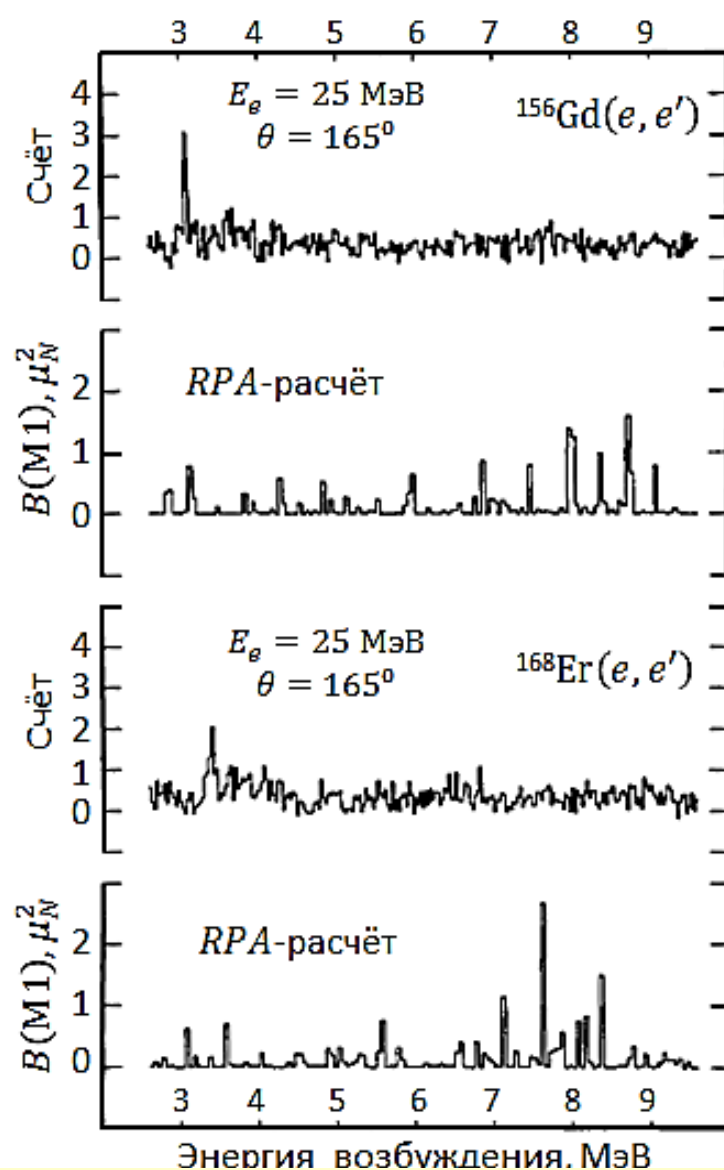
Сравнение спектров неупругого рассеяния фотонов, электронов и протонов ядром $^{156}_{64}\text{Gd}$ в области $M1$ -возбуждения нового типа

Эти пики со значительно лучшим разрешением наблюдаются в ЯРФ-эксперименте с использованием тормозного гамма-излучения с верхней границей 3,5 МэВ и Ge(Li)-детектора (верхний рисунок). Самый интенсивный пик в ЯРФ-спектре выделен **красным** цветом, менее интенсивные – **синим**.

Все эти пики, отвечающие M1-возбуждениям, не видны в спектре неупругого рассеяния протонов (нижний рисунок). Особенно показательное отсутствие в этом спектре интенсивного пика с энергией **3,07 МэВ**. Поскольку при неупругом рассеянии протонов промежуточных энергий под малыми углами возбуждение ядра преимущественно вызывается спиновой частью нуклон-нуклонного взаимодействия, а при неупругом электронном и (γ, γ') -рассеянии участвует как спиновый, так и орбитальный магнетизм, то обсуждаемые 1^+ -состояния ядра ${}^{156}_{64}\text{Gd}$ должны быть отнесены к орбитальным M1-возбуждениям. Приведённая вероятность M1-возбуждения сильнейшего состояния 3,07 МэВ $\approx 1,3 \mu_N^2$. С учётом пяти более слабых M1-переходов $\sum B(M1) \approx 2,4 \mu_N^2$.

Расширение области энергий возбуждения в $^{156}\text{Gd}(e, e')$ -эксперименте до 9,5 МэВ (верхний рисунок) не обнаруживает скольконибудь заметных состояний в области выше 4 МэВ, сравнимых с теми, которые наблюдаются при меньших энергиях.

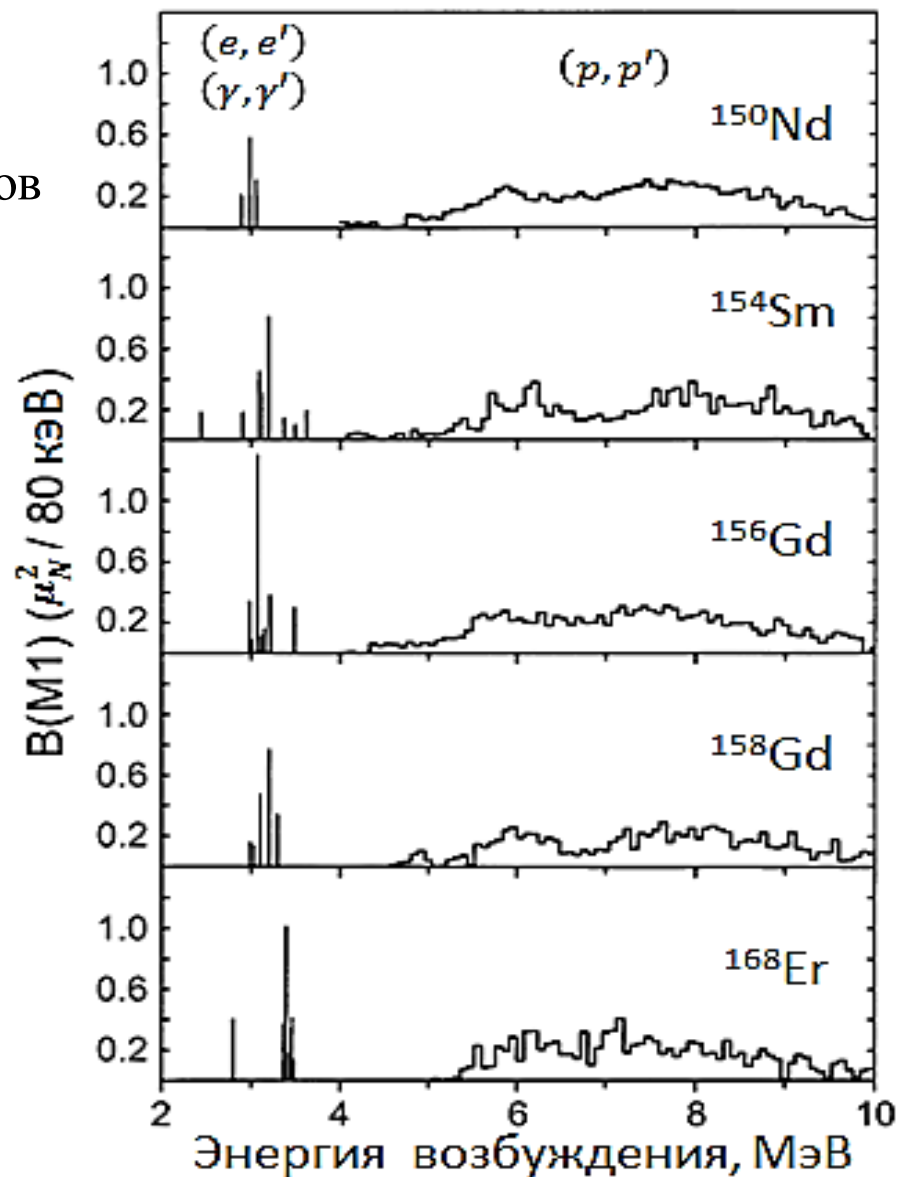
Аналогичная ситуация имеет место и для ядра ^{168}Er (нижний рисунок). В то же время расчёты в рамках RPA показывают концентрацию в области 5-10 МэВ интенсивных спин-флиповых переходов. Это подтверждается и чувствительным к спин-флиповым переходам (p, p') -рассеянием под малыми углами, в котором для всех деформированных тяжёлых ядер в области 4-10 МэВ наблюдается плотный набор интенсивных 1^+ -состояний (следующий слайд). Спектр M1-возбуждений в (p, p') -рассеянии на этом слайде изображён гистограммой (следствие менее высокого энергетического разрешения экспериментов этого типа по сравнению с (γ, γ') и (e, e')).



Спектры неупругого рассеяния электронов ядрами ^{156}Gd и ^{168}Er в области энергий возбуждения до 9,5 МэВ. Даны результаты расчёта в рамках RPA

Таким образом, орбитальных М1-переходов в районе 4-10 МэВ практически нет. Область М1-переходов с энергиями 4-10 МэВ у тяжелых деформированных ядер формируется спин-флиповыми переходами в отличие от области 2-4 МэВ, где доминируют орбитальные (ножничные) возбуждения.

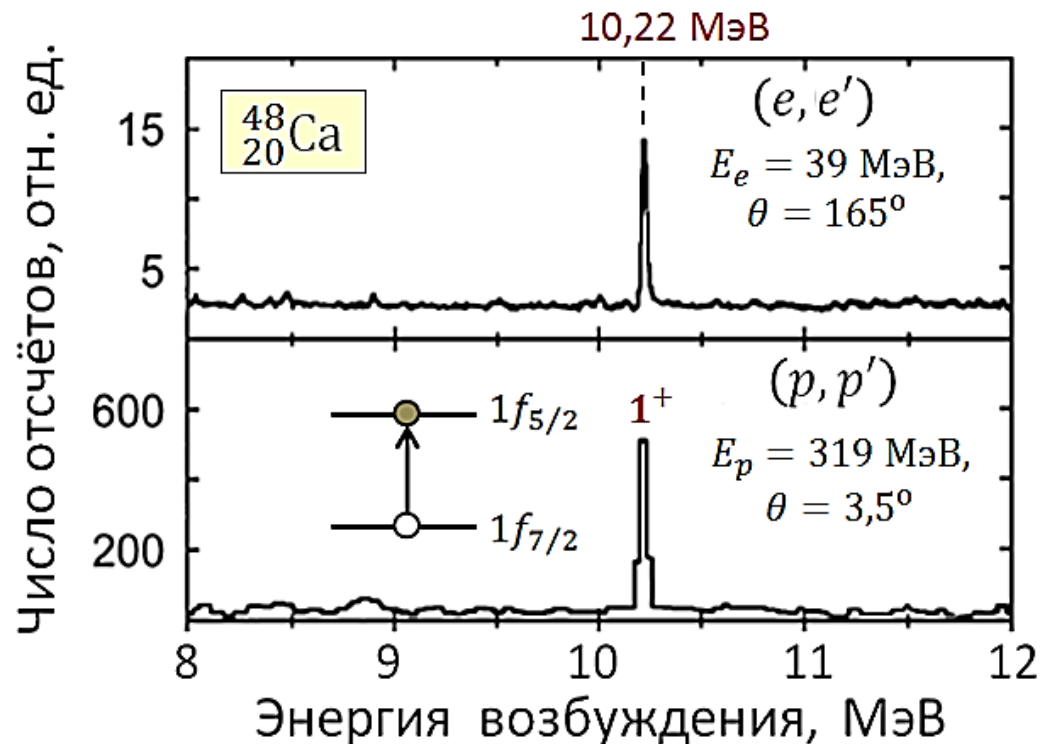
Сопоставление электромагнитного неупругого рассеяния ((γ, γ') и (e, e')) с (p, p') -рассеянием является высокоселективным методом идентификации природы М1-перехода, т. е. принадлежности его к орбитальному или спиновому типу. Пример дан на следующем слайде.



Приведенная вероятность М1-переходов для группы тяжёлых деформированных ядер в (γ, γ') , (e, e') и (p, p') -рассеянии

Рассмотрим рисунок, на котором сравниваются спектры возбуждения дважды магического ядра ${}^{48}_{20}\text{Ca}$ с заполненной нейтронной подоболочкой $1f_{7/2}$ в области энергий 8-12 МэВ, полученные в (e, e') - и (p, p') -рассеянии. В рассматриваемой области наблюдается только один сильный переход с энергией 10,22 МэВ. Он отвечает нейтронному спин-флиповому переходу $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$. Характерно, что в (e, e') -рассеянии отношение сигнал/фон для обсуждаемого пика около 5. В то же время аналогичное отношение в (p, p') -рассеянии около 25, что делает данную реакцию идеальным инструментом исследования спин-флиповых возбуждений.

Сравнение спектров возбуждения ядра ${}^{48}_{20}\text{Ca}$ в области 8-12 МэВ, полученных в (e, e') и (p, p') -рассеянии



Любое реальное М1-состояние ядра, вообще говоря, является смесью орбитального и спинового возбуждений.

Приведенная вероятность $B(M1)$ ядерного М1-перехода формируется приведёнными вероятностями орбитального перехода B_l и спинового перехода B_s с помощью соотношения

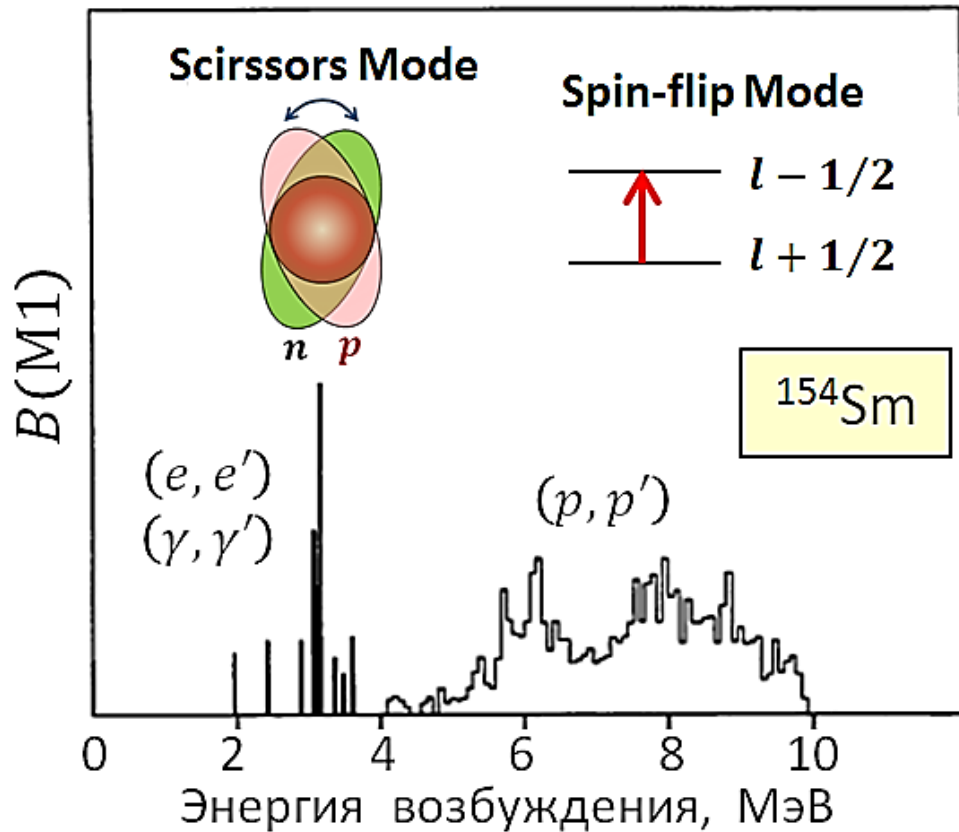
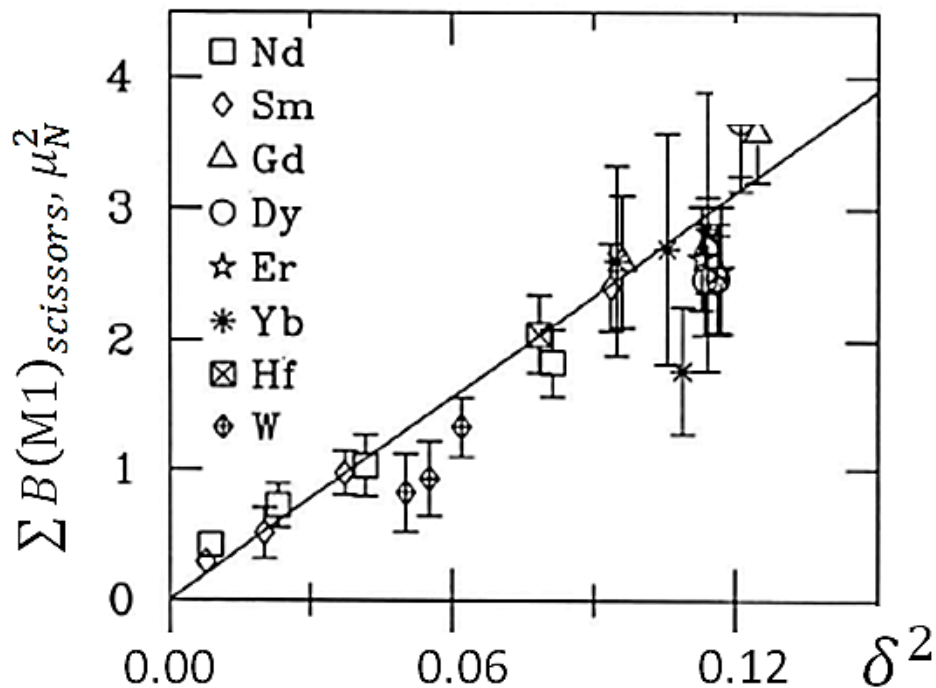
$$B(M1) = (\sqrt{B_l} + \sqrt{B_s})^2,$$

которое является следствием квадратичной зависимости $B(M1)$ от матричного элемента М1-перехода и суммирования вкладов орбитального и спинового магнетизмов в полном операторе М1-перехода.

В зависимости от того с какими знаками $\sqrt{B_l}$ и $\sqrt{B_s}$ фигурируют (интерferируют) в вышеприведённом выражении, одинаковыми или противоположными, происходит увеличение результирующего значения $B(M1)$ (конструктивная интерференция), либо её уменьшение (деструктивная интерференция).

Для тяжёлых деформированных ядер совместный анализ данных (γ, γ') -, (e, e') - и (p, p') -экспериментов позволил установить, что для М1-переходов в области 2-4 МэВ отношение $B_l/B_s \approx 10$.

Опираясь на все вышеизложенные факты, структуру спектра M1-возбуждений тяжёлых деформированных ядер до ≈ 10 МэВ можно на примере ^{154}Sm изобразить рисунком



Как показывают экспериментальные данные для тяжёлых ядер, приведённые на левом рисунке, суммарная приведенная вероятность ножничных возбуждений пропорциональна квадрату параметра деформации ядра δ^2 .

Эта пропорциональность ($\sim \delta^2$) подтверждается модельно независимым правилом сумм для орбитальных M1-возбуждений (Lo Iudice, Richter, 1993):

$$\sum B(M1)_{scissors} \approx 0,016 \cdot E_{scissors} \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} \delta^2 \mu_N^2.$$

Вместе с энергией ножничного возбуждения

$$E_{scissors} \approx 66 \cdot \delta \cdot A^{-1/3} \text{МэВ},$$

предсказываемой RPA-расчётами и хорошо воспроизводящей экспериментальные данные, оба этих соотношения позволяют быстро оценить основные характеристики ножничного возбуждения в широкой области массовых чисел A и параметров деформации δ .

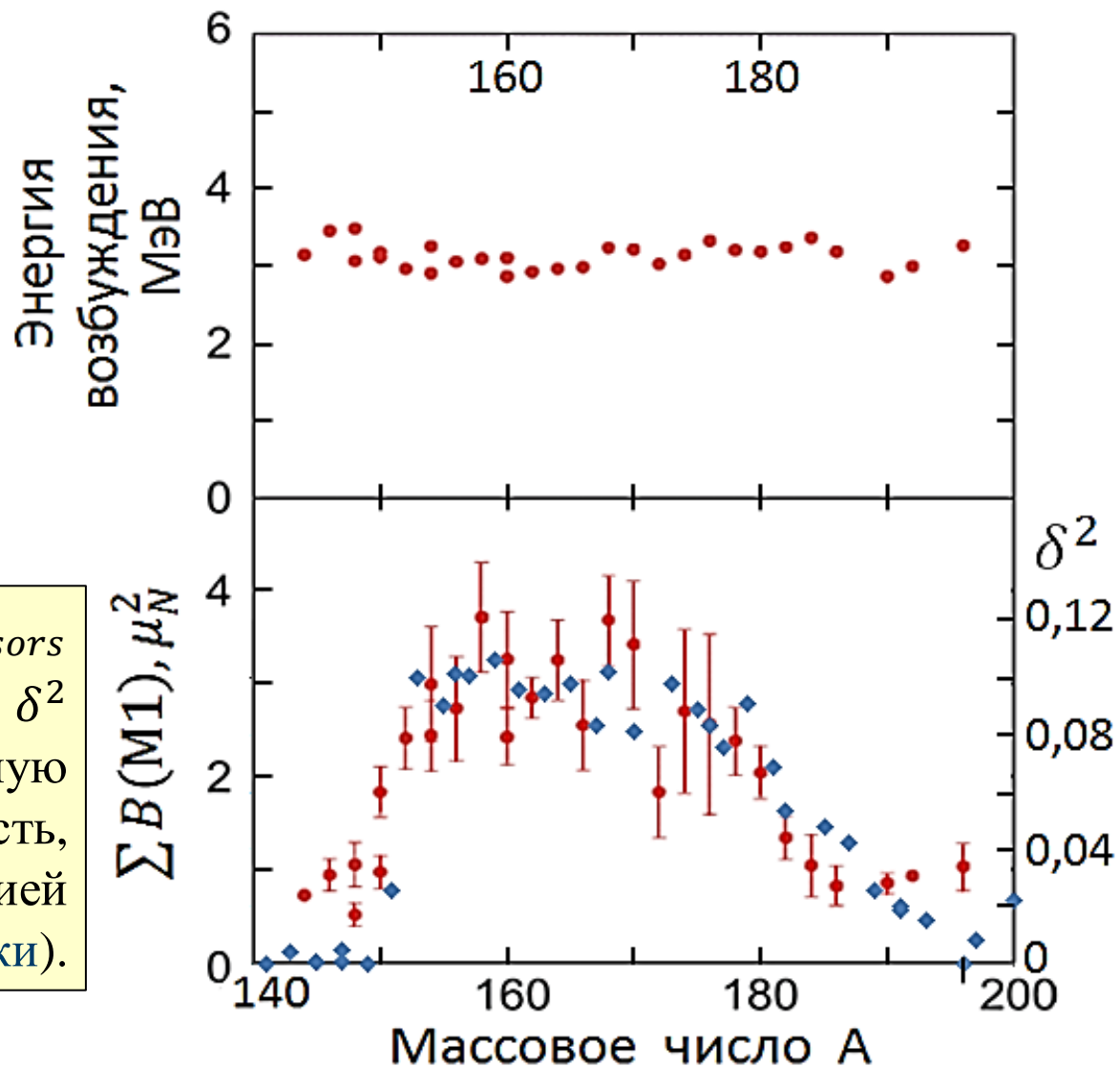
Для области $140 < A < 200$ характерные энергии и вероятности орбитальных и спин-флиповых M1-возбуждений следующие

$$E_{scissors} \approx 3 \text{ МэВ},$$
$$E_{spin-flip} = 4 - 10 \text{ МэВ}.$$

$$\sum B(M1)_{scissors} = 0,5 - 3,5 \mu_N^2,$$
$$\sum B(M1)_{spin-flip} = 10 - 11 \mu_N^2.$$

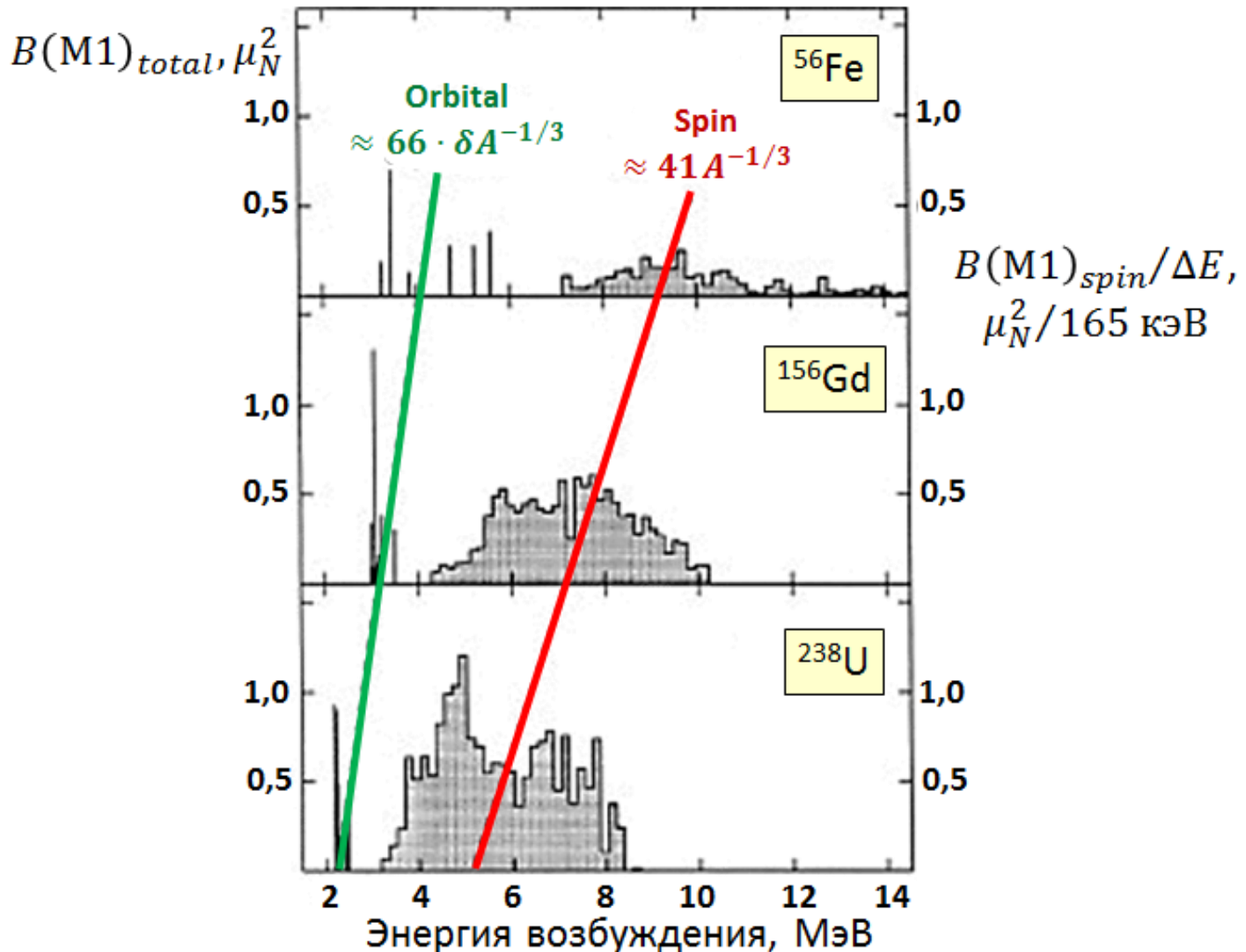
Сводка опытных данных
по энергиям
ножничных возбуждений
тяжелых ядер

Сравнение $\sum B(M1)_{scissors}$
с опытными величинами δ^2
подтверждает их приближённую
пропорциональность,
предсказываемую теорией
(синие точки).



Структура спектра низколежащих М1-возбуждений, наблюдающаяся для тяжёлых деформированных ядер, таких как ^{154}Sm и ^{156}Gd , воспроизводится и для ядер с другими массовыми числами.

Тенденция в изменении энергий орбитальных и спин-флиповых М1-возбуждений при переходе от более тяжёлых ядер к более лёгким демонстрируется рисунком:



Ножничные возбуждения ядер $1f2p$ -оболочки

Обратимся к чётно-чётным ядрам $1f2p$ -оболочки, таким как ${}^{46}_{22}\text{Ti}$, ${}^{48}_{22}\text{Ti}$, ${}^{50}_{24}\text{Cr}$, ${}^{56}_{26}\text{Fe}$, для которых $\delta \approx 0,2 - 0,3$. Используя соотношения

$$E_{scissors} \approx 66 \cdot \delta \cdot A^{-1/3} \text{ МэВ},$$

$$\sum B(M1)_{scissors} \approx 0,016 \cdot E_{scissors} \cdot \frac{Z^2}{A^{1/3}} \delta^2 \mu_N^2.$$

получаем для этих ядер:

$$E_{scissors}^{1f2p} = 3 - 6 \text{ МэВ},$$

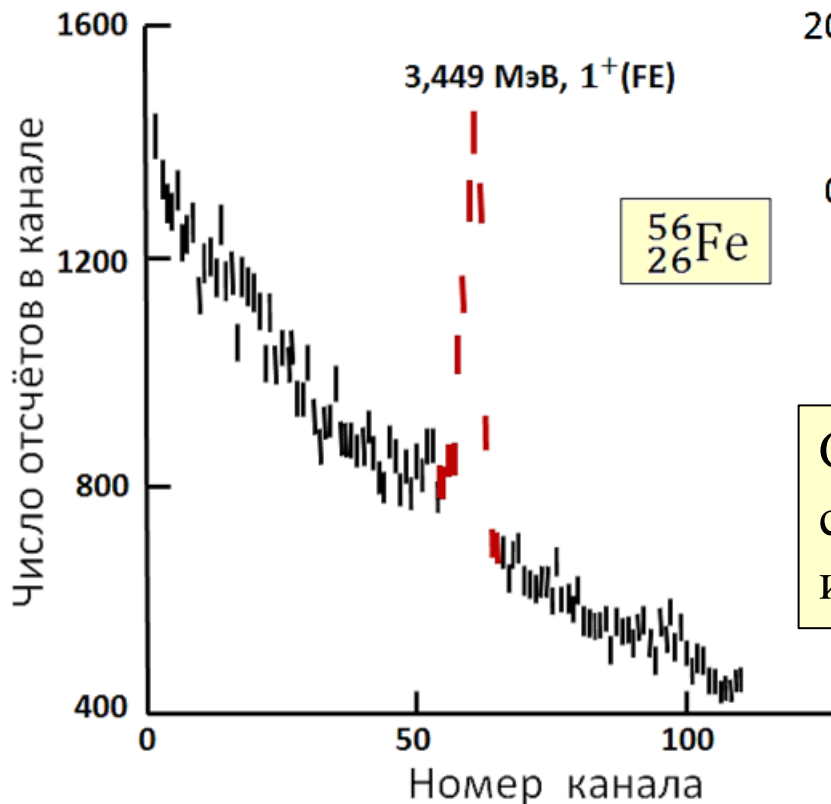
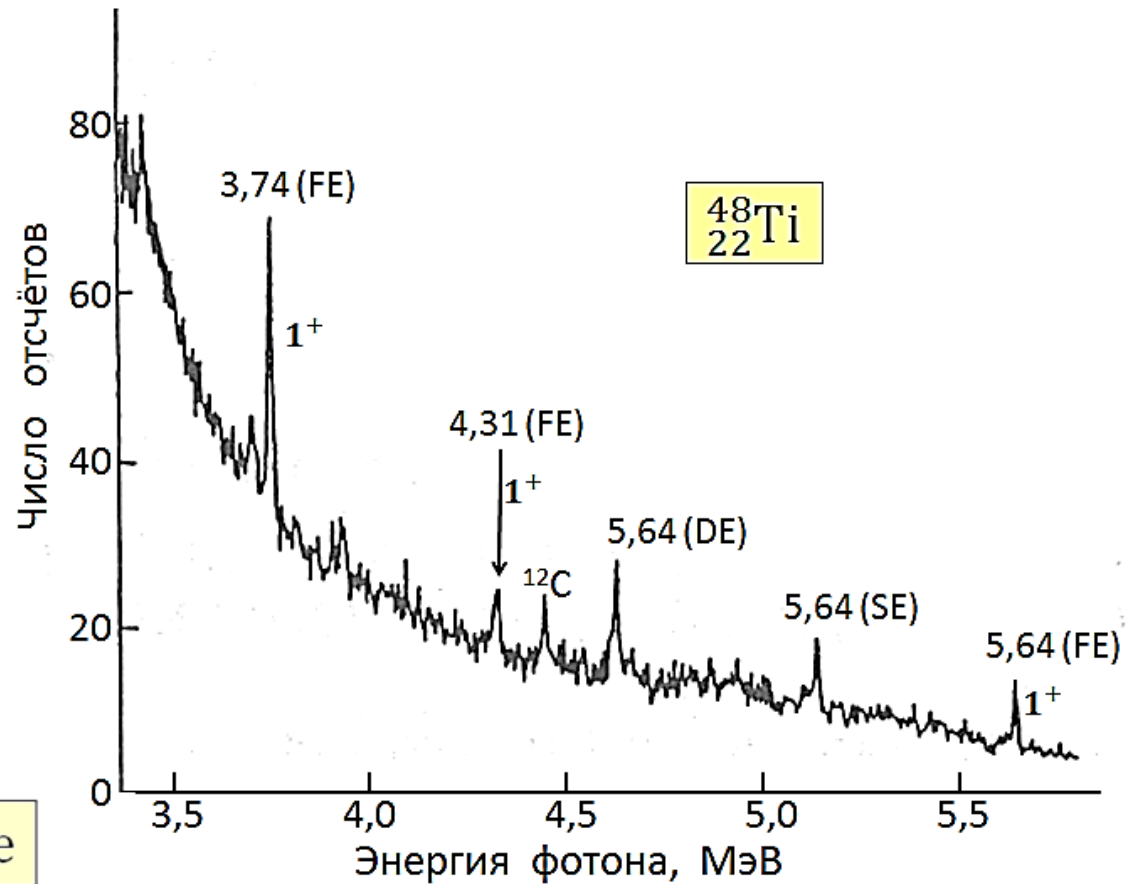
$$\sum B(M1)_{scissors}^{1f2p} \approx 0,4 - 1,0 \mu_N^2.$$

У перечисленных ядер в области ниже 6 МэВ действительно наблюдаются $M1$ -возбуждения. Для ядра ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ в этой области в ЯРФ-спектре (НИИЯФ МГУ, 1995) выделяются три 1^+ -возбуждения: два довольно сильных с энергиями 3,739 и 5,640 МэВ и менее интенсивное с энергией 4,311 МэВ.

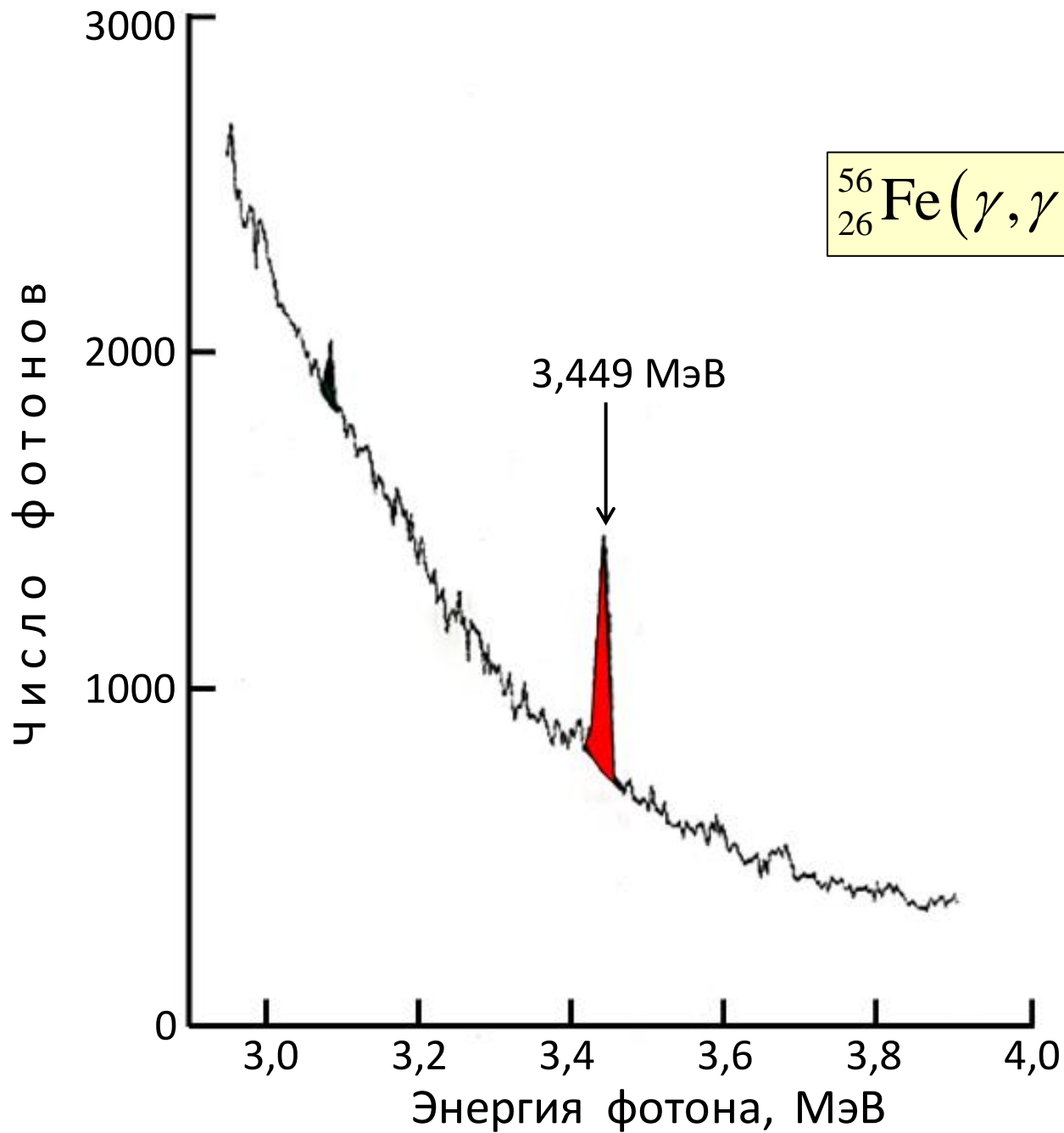
Их суммарная приведенная вероятность $\sum B(M1) \approx 1,1 \mu_N^2$.

Для ядра ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ в ЯРФ-эксперименте, выполненном также в НИИЯФ МГУ, наблюдается сильное 1^+ -возбуждение с энергией 3,449 МэВ и $B(M1) = 0,65 \pm 0,08 \mu_N^2$. Соответствующие спектры ЯРФ-фотонов показаны на следующем слайде.

Спектр ЯРФ-фотонов
для ядра $^{48}_{22}\text{Ti}$, полученный
в ЯРФ-эксперименте
(НИИЯФ МГУ, 1995)



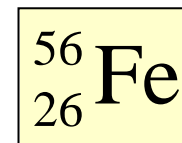
Спектр ЯРФ-фотонов в районе уровня 1^+
с энергией 3,449 МэВ ядра $^{56}_{26}\text{Fe}$,
измеренный на установке НИИЯФ МГУ



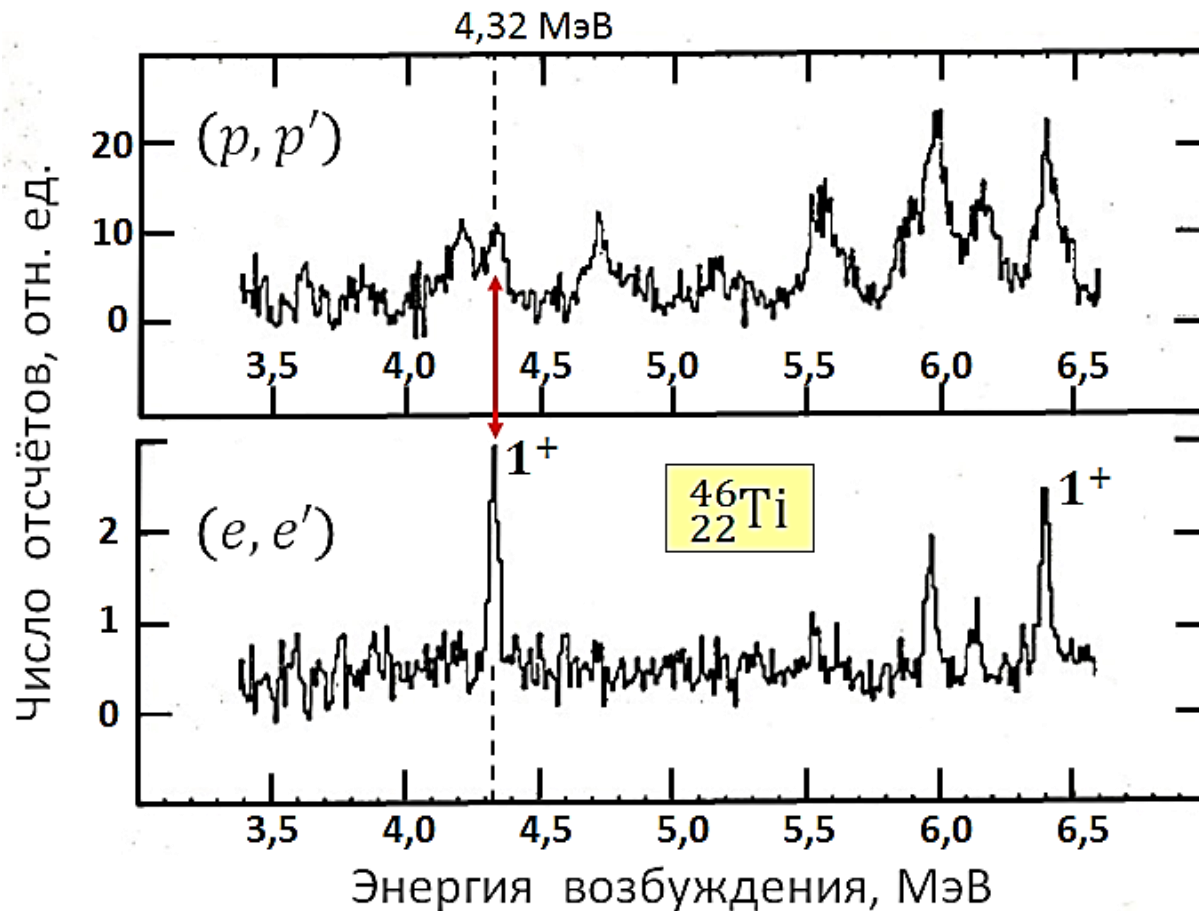
Данные ЯРФ-эксперимента НИИЯФ МГУ для ядра ^{56}Fe



E , МэВ	J^π	Γ_0^2/Γ , эВ	Γ_0 , эВ	$B(M1)$, μ_N^2
3,449	1^+	$0,083 \pm 0,008$	0,166	$0,65 \pm 0,08$
4,847	(1)	$0,018 \pm 0,004$	0,018	(0,041)
5,227	1	$0,041 \pm 0,004$	0,041	(0,074)
5,257	2	$0,015 \pm 0,003$	0,015	
5,404	(1)	$0,018 \pm 0,030$		
5,853	(1)	$0,020 \pm 0,004$		
6,078	(1)	$0,027 \pm 0,006$		
6,250	1	$0,070 \pm 0,009$		

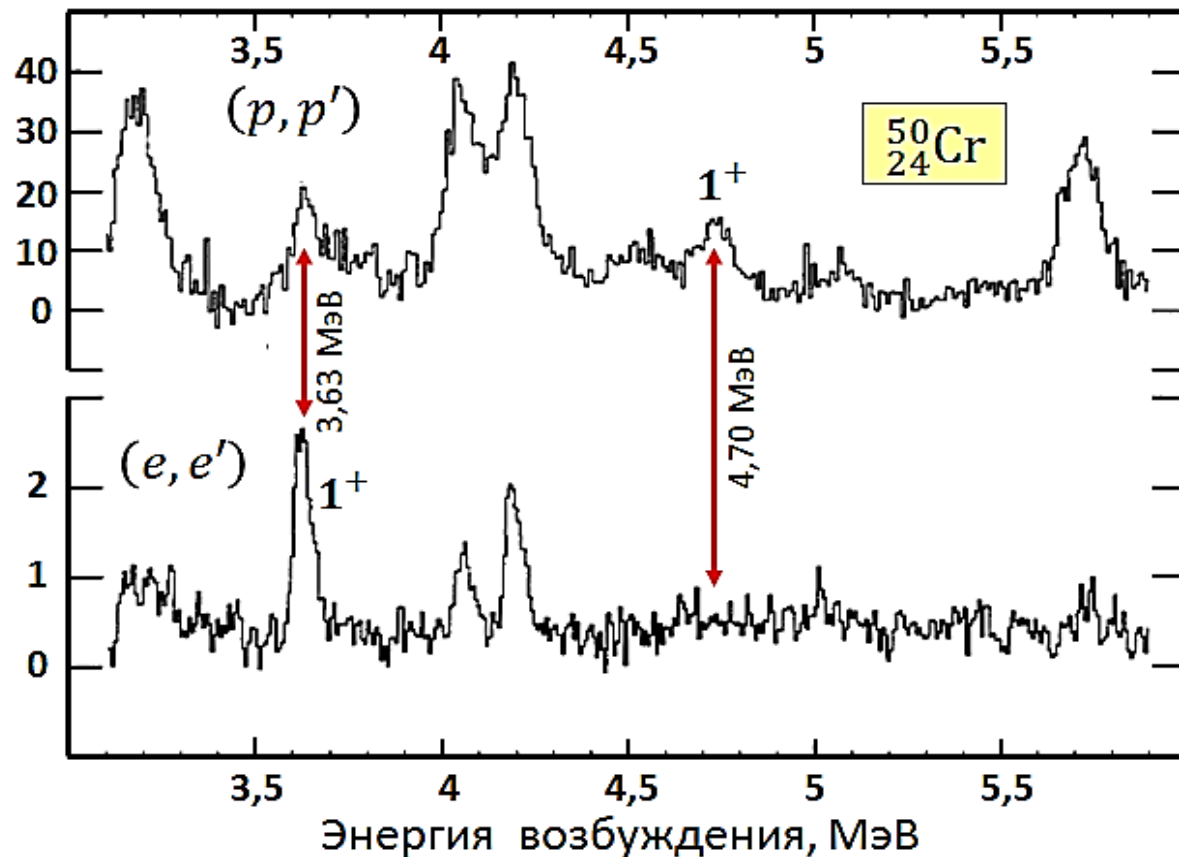


В (e, e') -экспериментах у ядер ${}^{46}_{22}\text{Ti}$ и ${}^{50}_{24}\text{Cr}$ также в области 4-5 МэВ проявляются заметные 1^+ -состояния. Так для ядра ${}^{46}_{22}\text{Ti}$ в (e, e') -эксперименте (Дармштадт, 1990) выделяется 1^+ -состояние с энергией 4,32 МэВ и $B(M1) \approx 1 \mu_N^2$ (нижняя часть рисунка). Это состояние проявляется и в спектре (p, p') -рассеяния (верхняя часть рисунка), что указывает на присутствие в этом состоянии примеси спин-флипового возбуждения.



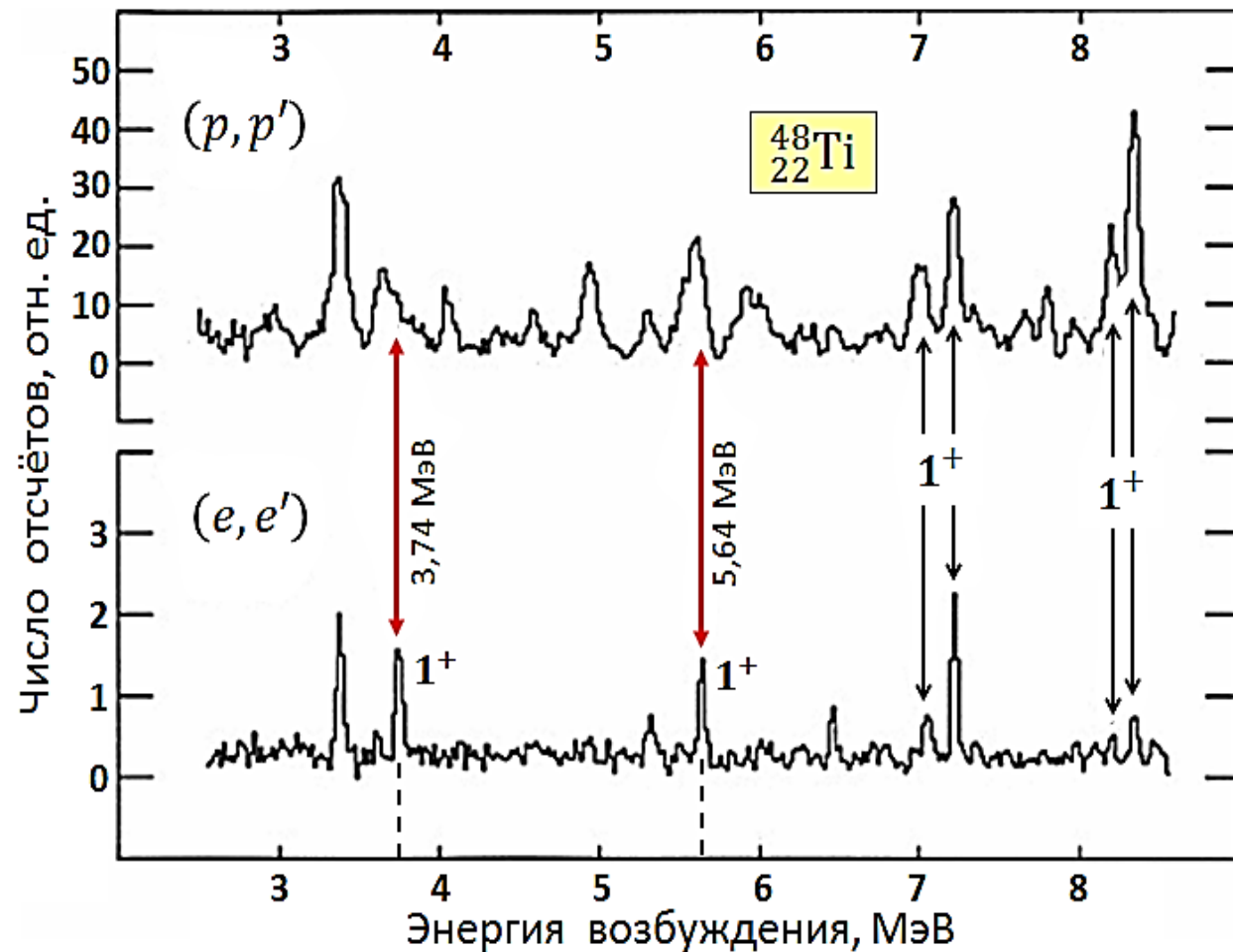
Спектры возбуждения ядра ${}^{46}_{22}\text{Ti}$, полученные в (e, e') - и (p, p') -рассеянии (Дармштадт, Орсэ, 1990).
 $E_p = 200$ МэВ, $\theta_{p'} = 5^\circ$;
 $E_e = 40$ МэВ, $\theta_{e'} = 165^\circ$.

Число отсчетов, отн. ед.



Спектры возбуждения
ядра $^{50}_{24}\text{Cr}$,
полученные в (e, e') -
и (p, p') -рассеянии
(Дармштадт, Орсэ, 1990).
 $E_p = 200$ МэВ, $\theta_{p'} = 5^\circ$;
 $E_e = 40$ МэВ, $\theta_{e'} = 165^\circ$.

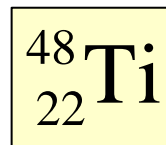
В спектре (p, p') -рассеяния ядра $^{50}_{24}\text{Cr}$ видны два 1^+ -состояния – с энергиями 3,63 и 4,70 МэВ. Для первого из них $B_l = 0,13 \mu_N^2$. Второе состояние (4,70 МэВ) отсутствует в (e, e') -спектре, что свидетельствует о такой деструктивной интерференции орбитального и спинового магнетизма, при которой их вклады в этом спектре равны и погашают друг друга. Поскольку для обсуждаемого состояния $B_s = 0,31 \mu_N^2$, то для него и $B_l = 0,31 \mu_N^2$. Суммируя величины B_l для обоих состояний (3,63 и 4,70 МэВ), получаем $\sum B(M1) = 0,44 \mu_N^2$, что также не противоречит теоретической оценке.



На рисунке сравниваются спектры (p, p') - и (e, e') -рассеяния для ядра $^{48}_{22}\text{Ti}$. Два сильнейших 1^+ -состояния (3,74 и 5,64 МэВ) проявляются в обоих спектрах, что свидетельствует о смешивании в этих состояниях орбитального и спинового возбуждений.

Данные ЯРФ-эксперимента НИИЯФ МГУ для ядра ^{48}Ti

E , МэВ	J^π	Γ_0^2/Γ , эВ	Γ_0 , эВ	$B(M1), \mu_N^2$
3,700	$1^{(-)}$	$0,015 \pm 0,003$	0,041	(0,21)
3,739	1^+	$0,055 \pm 0,005$	0,085	$0,41 \pm 0,04$
4,311	1^+	$0,051 \pm 0,010$	0,088	(0,2)
5,526	1	$0,040 \pm 0,010$		(0,06)
5,640	1^+	$0,180 \pm 0,020$	0,46	$0,52 \pm 0,06$
6,126	1, 2	$0,153 \pm 0,010$	0,153	(0,17)
6,138	1	$0,065 \pm 0,010$		



Величины $B(M1)$ (в единицах μ_N^2), полученные в разных опытах для наиболее сильных низколежащих M1-возбуждений ядра ^{48}Ti

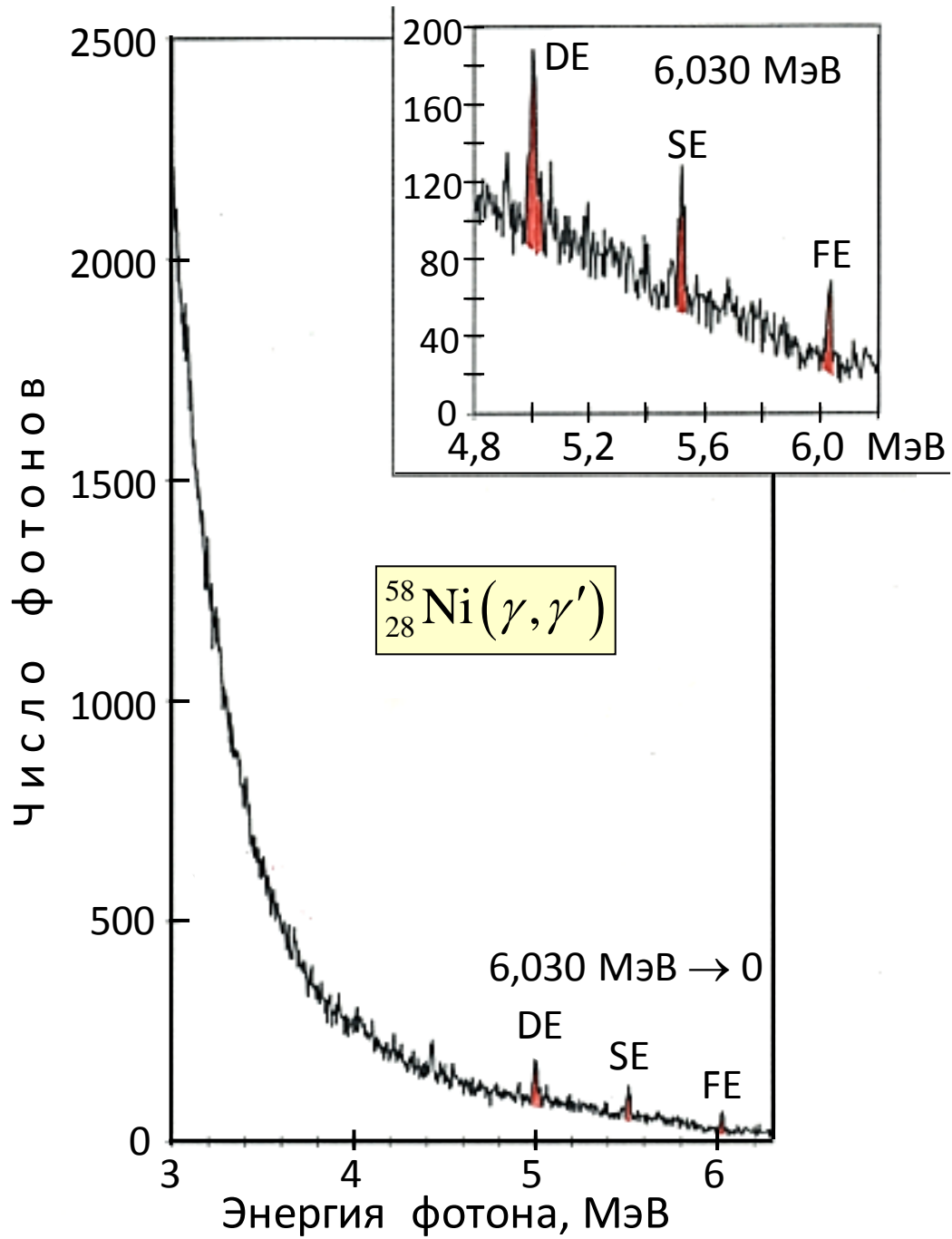
Уровень (МэВ)	S-DALINAC (e, e')	Dynamitron (γ, γ')	НИИЯФ МГУ (γ, γ')
3,739	$0,50 \pm 0,08$	$0,45 \pm 0,06$	$0,41 \pm 0,04$
5,640	$0,50 \pm 0,08$	$0,59 \pm 0,20$	$0,52 \pm 0,006$

Теоретические оценки показывают, что примесь спиновых возбуждений в М1-переходах средних и легких ядер высока. Типичные величины $B_l/B_s = 0,4 - 1,0$. Это существенно отличает низколежащие М1-переходы легких и средних ядер от аналогичных переходов тяжёлых деформированных ядер, где доминирует орбитальный магнетизм ($B_l/B_s \approx 10$).

Отметим, что в ЯРФ-спектре ещё одного чётно-чётного ядра $1f2p$ -оболочки – ${}^{58}_{28}\text{Ni}$ (см. следующий слайд) нет сколько-нибудь заметных магнитных дипольных возбуждений, по крайней мере до энергии 6 МэВ, что можно объяснить большей сферичностью этого магического по протонам ядра по сравнению с ядрами ${}^{46}_{22}\text{Ti}$, ${}^{48}_{22}\text{Ti}$, ${}^{50}_{24}\text{Cr}$, ${}^{56}_{26}\text{Fe}$.

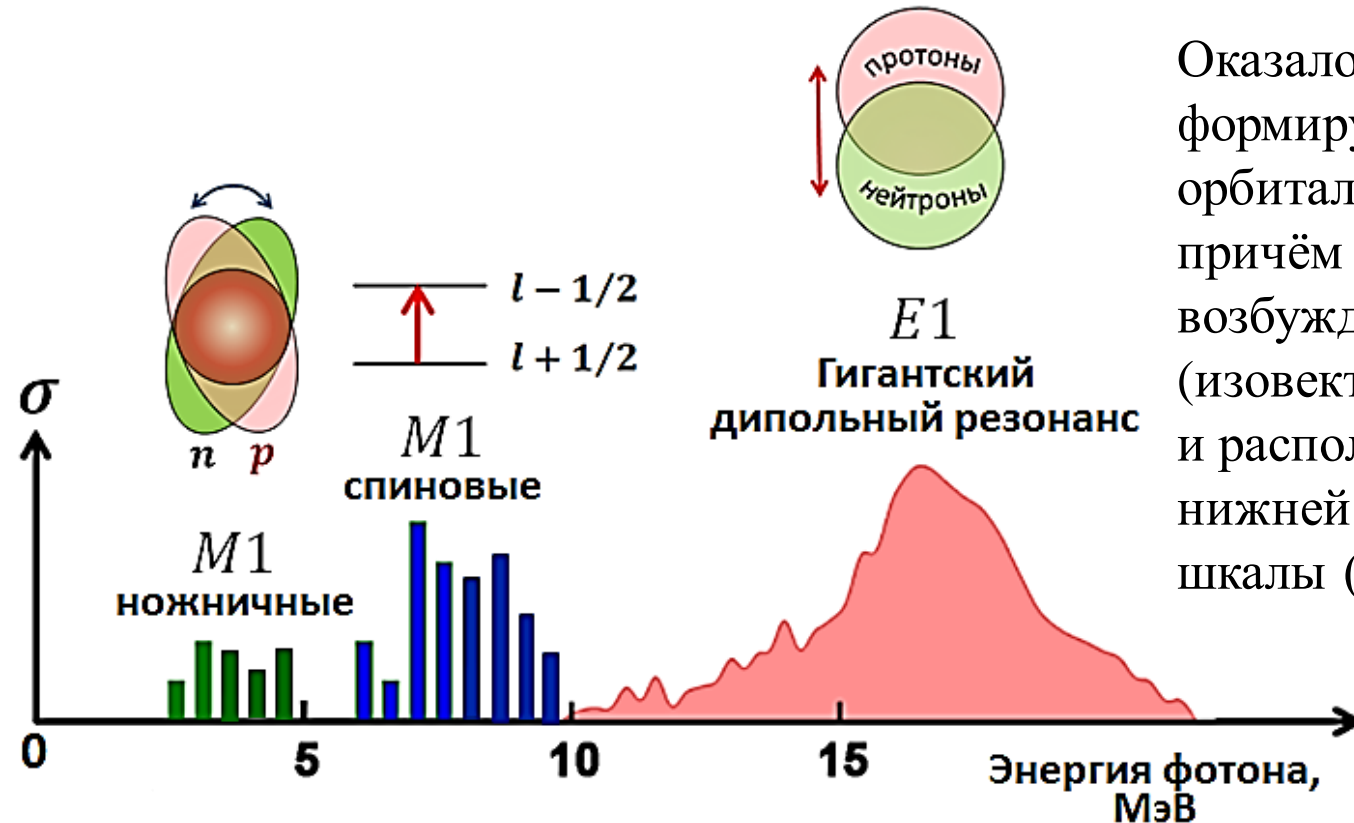
Изучение низколежащих М1-возбуждений открывает возможность обнаружить неаксиальные ядра (деформированные ядра, не обладающие аксиальной симметрией). В этом плане показателен пример изотопов титана – ${}^{46}_{22}\text{Ti}$ и ${}^{48}_{22}\text{Ti}$. Напомним, что у ${}^{46}_{22}\text{Ti}$ имеется одно сильное 1^+ -состояние с энергией 4,32 МэВ и $B(\text{M1}) \approx 1 \mu_N^2$. В то же время у изотопа ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ – два сильных 1^+ -состояния, причем для каждого из них $B(\text{M1}) \approx 0,5 \mu_N^2$. Таким образом, сила М1-возбуждения, сосредоточенная у ядра ${}^{46}_{22}\text{Ti}$ в одном состоянии, делится у ядра ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ почти поровну между двумя состояниями. Наиболее естественное объяснение этого – неаксиальность ${}^{48}_{22}\text{Ti}$, что увеличивает число ножничных мод до трёх (появляется возможность ножничных колебаний вокруг трёх ядерных осей).

Две из них, возможно и наблюдаются у ${}^{48}_{22}\text{Ti}$.



Заклучение

Эксперименты по ядерной резонансной флуоресценции, вместе с (e, e') - и (p, p') -рассеянием, позволили внести ясность в структуру низколежащих (до 10-12 МэВ) дипольных ядерных возбуждений, инициируемых фотонами (см. рисунок).



Оказалось, что этот спектр формируют M1-возбуждения орбитального и спинового типа, причём орбитальные возбуждения имеют ножничный (изовекторный) характер и расположены в самой нижней части энергетической шкалы (в основном до 5 МэВ).

У легких и средних ядер они смешаны со спиновыми (спин-флиповыми) возбуждениями, главная часть которых сдвинута к более высоким энергиям, концентрируясь в области 5-10 МэВ.

У тяжелых ядер ножничные возбуждения имеют незначительную примесь спиновых переходов. Спиновые переходы, как и орбитальные (ножничные), являются в основном изовекторными, отвечающими противофазным движениям протонов и нейтронов.

При переходе к ещё более высоким энергиям (выше 10 МэВ) начинают доминировать электрические дипольные возбуждения изовекторного типа – гигантский дипольный резонанс.

Важная роль, принадлежащая ЯРФ-экспериментам в выяснении природы низколежащего спектра ядерных возбуждений, связана, прежде всего, с их высоким энергетическим разрешением. Кроме того ЯРФ-эксперименты способны дать полную информацию о возбуждаемом ядерном уровне – его спине и чётности, вероятности возбуждения и способах распада этого возбуждения.