

МЁССБАУЭРА ЭФФЕКТ

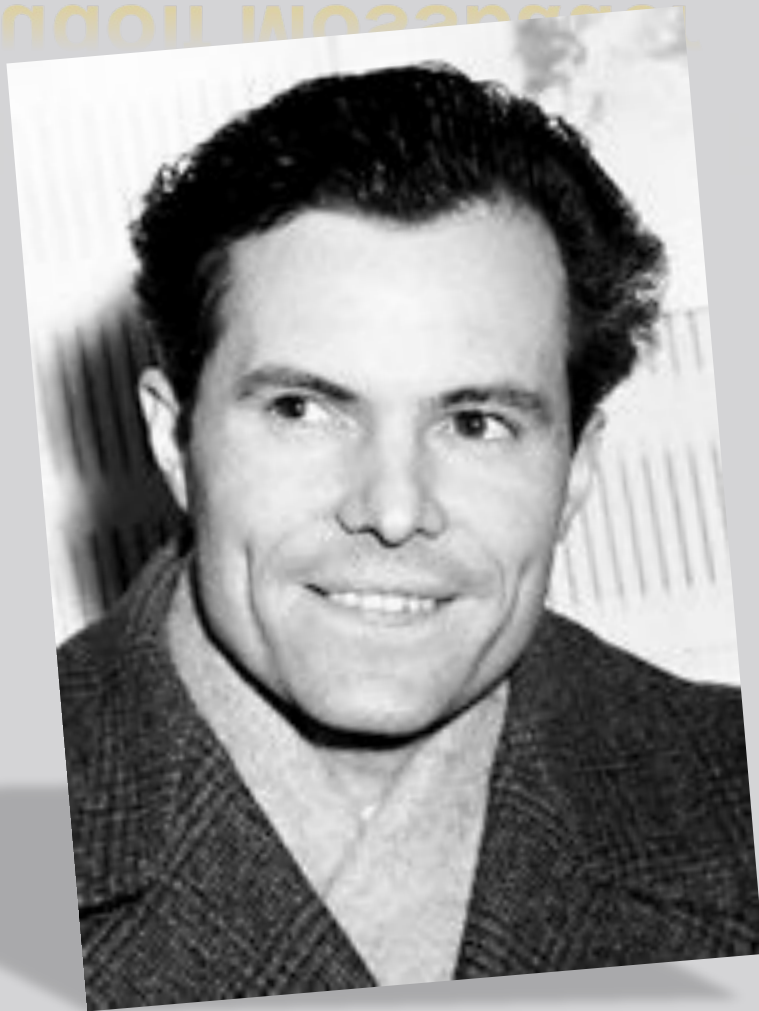
МЁССБАУЭРА ЭФФЕКТ

Презентация по ядерной физике



The Nobel Prize in Physics 1961

Rudolf Mössbauer



Рудольф Людвиг Мёссбауэр — немецкий физик, специалист в физике атомного ядра и элементарных частиц. В 1961 году за открытие и теоретическое обоснование явления ядерного гамма-резонанса Р. Л. Мёссбауэру была присуждена Нобелевская премия по физике.

Предыстория



- Около 1852 Дж. Г. Стокс впервые наблюдал флуоресценцию — поглощение флюоритом падающего света с последующим испусканием света поглотителем. Впоследствии аналогичные исследования проводились с различными материалами.



- В 1900 П. Виллард обнаружил гамма-лучи — испускаемое радием монохроматическое электромагнитное излучение с высокой энергией фотонов.



- В 1904 Р. Вуд продемонстрировал резонансную оптическую флуоресценцию, которая характеризуется испусканием поглощённой световой энергии в виде излучения той же частоты. Особенно широко известна именно исследованная им резонансная флуоресценция жёлтого дублета натрия.

Рудольф Людвиг Мёссбауэр. Биография.



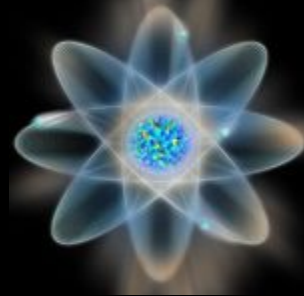
Окончил гимназию в Мюнхен-Пазинг в 1948. Сдал экзамены на учёную степень в 1952. В 1953—1954 работал над кандидатской диссертацией в лаборатории прикладной физики в Мюнхенском техническом университете (TUM) и работал ассистентом лектора в математическом институте того же университета. В 1955—1957 работал над докторской диссертацией и проводил исследования на физическом отделении Медицинского исследовательского института им. Макса Планка в Гейдельберге, где впервые наблюдал явление резонансного поглощения γ -лучей без отдачи — ядерный гамма-резонанс. В январе 1958 он защитил докторскую диссертацию. Проработав научным сотрудником в TUM в 1959, он принял приглашение Ричарда Фейнмана продолжить исследования поглощения γ -лучей в Калифорнийском технологическом институте в Пасадене (США) в качестве научного сотрудника, а затем старшего научного сотрудника. В 1961 Мёссбауэр получил должность профессора физики в Калифорнийском технологическом институте. С 1965 работал на должности профессора в TUM. В 1972—1977 занимал должность директора гренобльского института им. Макса фон Лауэ и Поля Ланжевена и международного реактора с высокой мощностью потока частиц. В 1977 вернулся в Мюнхен, где продолжил работать над «загадкой нейтрино», в том числе принимая участие в некоторых экспериментах по обнаружению нейтринных осцилляций в Гёсгене и экспериментах по изучению солнечных нейтрино в подземной лаборатории Гран Сассо в Италии.

История открытия



В 1953 Г. Майер-Лейбниц назначил Р. Мёссбауэру тему магистерской диссертационной работы: продолжение исследований температурно зависимого поглощения гамма-излучения, начатых Мальмфурсом с использованием Os-191. После защиты Мёссбауэр продолжил работу по этой теме, готовя диссертацию доктора философии. Несмотря на настойчивые указания научного руководителя следовать методу Мальмфурса и искать перекрытия линий испускания и поглощения в области высоких температур, Мёссбауэр решил, что удобнее, напротив, сконструировать криостат для охлаждения образцов. При этом он ожидал наблюдать такую температурную зависимость поглощения, при которой перекрытие линий становится слабее, а частота отсчётов квантов прошедшего через поглотитель излучения должна возрасти. **Получив обратный результат, то есть усиление резонансной ядерной гамма-флуоресценции, он преодолел чрезмерный скепсис и тщательно обдумал результат.** В результате Мёссбауэр понял, что использовавшаяся полуклассическая концепция излучающих и поглощающих ядер как свободных частиц для твёрдых тел не подходит: в кристаллах атомы сильно связаны друг с другом и характеризуются существенно квантовым поведением.

МЁССБАУЭРА ЭФФЕКТ



Эффект Мёссбауэра или ядерный гамма-резонанс, открытый в 1957 или 1958 году Рудольфом Мёссбауэром в Институте им. М. Планка в Гейдельберге (ФРГ), состоит в резонансном испускании или поглощении гамма-фотонов без изменения фононного спектра излучателя или поглотителя излучения соответственно. Иными словами, **эффект Мёссбауэра — это резонансное испускание и поглощение гамма-лучей без отдачи.** Имеет существенно квантовую природу и наблюдается при изучении кристаллических, аморфных и порошковых образцов, содержащих один из 87 изотопов 46 элементов.

Природа эффекта



При испускании или поглощении гамма-кванта, согласно закону сохранения импульса, свободное ядро массы M получает импульс отдачи $p = E_0 / c$ и соответствующую этому импульсу энергию отдачи. На эту же величину оказывается меньше по сравнению с разностью энергий между ядерными уровнями E_0 энергия испущенного гамма-кванта, а резонансное поглощение наблюдается для фотонов с энергией, равной $E_0 + R$. В итоге, для одинаковых ядер линии испускания и поглощения разнесены на величину $2R$ и условие резонанса может быть выполнено только в случае совмещения этих линий, либо их частичного перекрытия. В газах энергию отдачи получает одно излучающее ядро массы M , тогда как *в твёрдых телах помимо процессов, когда за счёт энергии отдачи возбуждаются фононы, при определённых условиях смещение только одного атома или небольшой группы атомов становится невозможным, и отдачу может испытать лишь весь кристалл целиком.* Масса кристалла на много порядков больше массы ядра, а значит и величина R становится пренебрежимо малой. В процессах испускания и поглощения гамма-квантов без отдачи энергии фотонов равны с точностью до естественной ширины спектральной линии.

Таблица всех известных Мёссбауэровских изотопов



NUMBER OF ISOTOPES IN WHICH THE MOSSBAUER EFFECT HAS BEEN OBSERVED

NUMBER OF OBSERVED MOSSBAUER TRANSITIONS

1	IA H	IIA											III A	IV A	V A	VI A	VII A	0 He																												
2	Li	Be											B	C	N	O	F	Ne																												
3	Na	Mg	IIIB	IVB	VB	VIB	VIB	VIB	VII	IB	IB	Al	Si	P	S	Cl	Ar																													
4	¹ ₁ K	Ca	Sc	Ti	Y	Cr	Mn	² ₁ Fe	Co	¹ ₁ Ni	Cu	¹ ₁ Zn	Ga	² ₁ Ge	As	Se	Br	¹ ₁ Kr																												
5	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	¹ ₁ Tc	² ₂ Ru	Rh	Pd	² ₂ Ag	Cd	In	² ₂ Sn	¹ ₁ Sb	¹ ₁ Te	² ₂ I	² ₂ Xe																												
6	¹ ₁ Cs	¹ ₁ Ba	¹ ₁ La	⁴ ₄ Hf	² ₁ Ta	⁷ ₄ W	¹ ₁ Re	⁶ ₄ Os	⁴ ₂ Ir	² ₁ Pt	¹ ₁ Au	² ₂ Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn																												
7	Fr	Ra	Ac	<table border="1"> <tr> <td>Ce</td> <td>¹₁Pr</td> <td>²₁Nd</td> <td>²₂Pm</td> <td>⁶₆Sm</td> <td>⁴₂Eu</td> <td>⁹₆Gd</td> <td>¹₁Tb</td> <td>⁶₄Dy</td> <td>¹₁Ho</td> <td>⁵₅Er</td> <td>¹₁Tm</td> <td>⁶₅Yb</td> <td>¹₁Lu</td> </tr> <tr> <td>¹₁Th</td> <td>¹₁Pa</td> <td>³₃U</td> <td>¹₁Np</td> <td>¹₁Pu</td> <td>¹₁Am</td> <td>Cm</td> <td>Bk</td> <td>Cf</td> <td>Es</td> <td>Fm</td> <td>Md</td> <td>No</td> <td>Lr</td> </tr> </table>															Ce	¹ ₁ Pr	² ₁ Nd	² ₂ Pm	⁶ ₆ Sm	⁴ ₂ Eu	⁹ ₆ Gd	¹ ₁ Tb	⁶ ₄ Dy	¹ ₁ Ho	⁵ ₅ Er	¹ ₁ Tm	⁶ ₅ Yb	¹ ₁ Lu	¹ ₁ Th	¹ ₁ Pa	³ ₃ U	¹ ₁ Np	¹ ₁ Pu	¹ ₁ Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr
Ce	¹ ₁ Pr	² ₁ Nd	² ₂ Pm	⁶ ₆ Sm	⁴ ₂ Eu	⁹ ₆ Gd	¹ ₁ Tb	⁶ ₄ Dy	¹ ₁ Ho	⁵ ₅ Er	¹ ₁ Tm	⁶ ₅ Yb	¹ ₁ Lu																																	
¹ ₁ Th	¹ ₁ Pa	³ ₃ U	¹ ₁ Np	¹ ₁ Pu	¹ ₁ Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr																																	

Интерпретация эффекта

В 2000 в журнале *Hyperfine Interactions* Мёссбауэр дал наглядную интерпретацию эффекта:

Ситуация ... напоминает человека, прицельно бросающего камень из лодки. Большую часть энергии согласно закону сохранения импульса получает лёгкий камень, но небольшая часть энергии броска переходит в кинетическую энергию получающей отдачу лодки. Летом лодка просто приобретёт некоторое количество движения, соответствующее отдаче, и отплывёт в направлении, противоположном направлению броска. Однако зимой, когда озеро замерзнет, лодку будет удерживать лёд, и практически вся энергия броска будет передана камню, лодке (вместе с замерзшим озером и его берегами) достанется ничтожная доля энергии броска. Таким образом, отдача будет передаваться не одной только лодке, а целому озеру, и бросок будет производиться «без отдачи».

Эффект Мёссбауэра

Резонансное поглощение может иметь место только в том случае, когда энергия отдачи ядра R меньше ширины ядерного уровня [Г. Мессбауэр](#) исследуя явление резонансного поглощения гамма-квантов понизил температуру источника и обнаружил, что число поглощенных фотонов существенно увеличилось, то есть наблюдалось резонансное поглощение -квантов. Качественно это можно объяснить тем, что в этом случае импульс отдачи получало не отдельное ядро, а весь кристалл, в котором находились ядра, испускающие -кванты. При переходе от свободных атомов к атомам связанных в кристаллической решетке ситуация меняется. С уменьшением температуры источника увеличивается относительное число ядерных переходов с передачей импульса отдачи всему кристаллу. Условия для этого тем благоприятнее, чем ниже температура кристалла и энергия перехода

Эффект Мёссбауэра

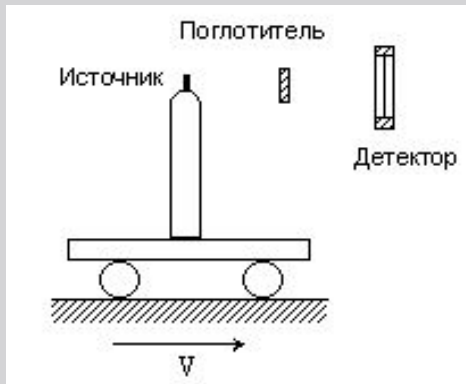


Рис.1. Схема опыта по измерению ширины линии

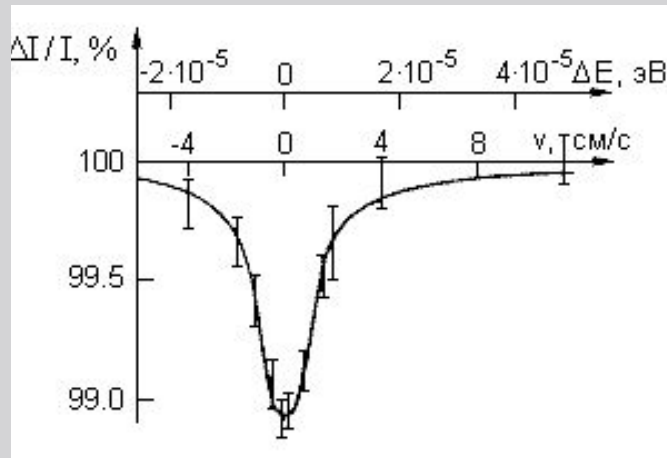
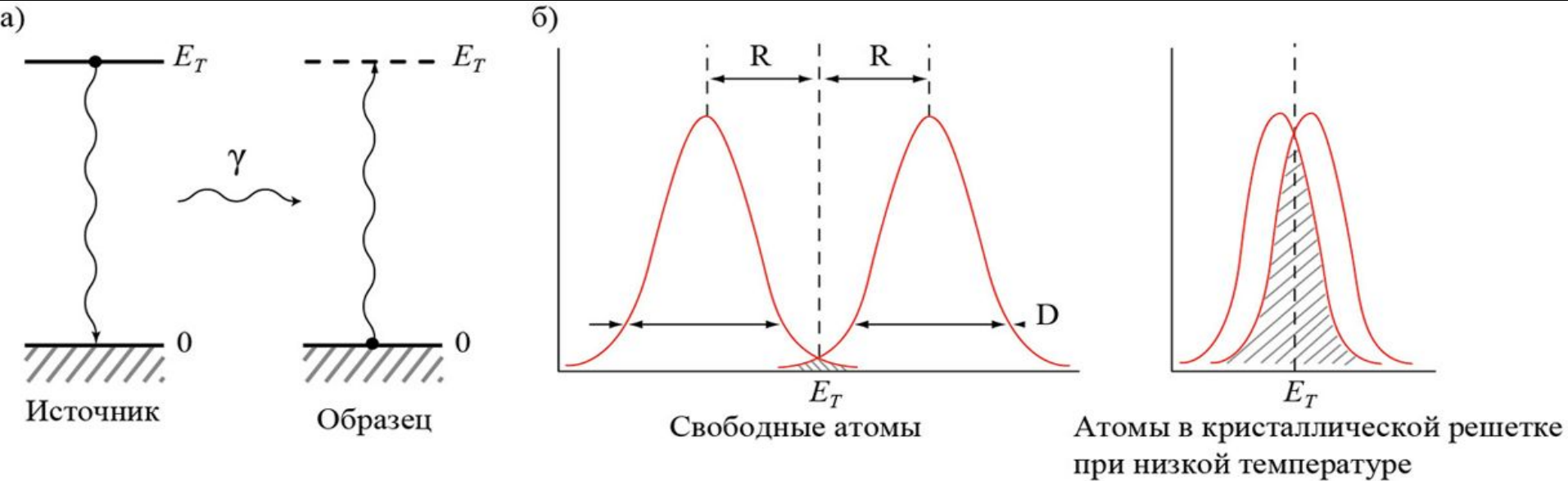


Рис.2. Измерение ширины линии испускания гамма-квантов Γ с помощью эффекта Мессбауэра

Чтобы наблюдать резонансное поглощение мишенью из ^{57}Fe γ -квантов, испускаемых источником из ^{57}Fe , нужно скомпенсировать энергию отдачи ядра, которая в сумме составляет $2T_R$. Если пренебречь естественной шириной уровня, то энергия испускаемых фотонов равна $E\gamma = E - T_R$, тогда как для того, чтобы наблюдался резонанс, они должны иметь энергию $E\gamma = E + T_R$. Один из способов такой компенсации состоит в том, что рассматриваемый радиоактивный источник закрепляют на движущемся устройстве и подбирают скорость так, чтобы разница $2T_R$ компенсировалась за счет **эффекта Доплера**. Для этого достаточно укрепить исследуемый источник на подвижной каретке и изменять ее скорость v так, чтобы за счет эффекта Доплера сдвинуть линию резонансного поглощения в нужную сторону. Между детектором и источником помещают поглотитель того же изотопического состава, что и источник, как показано на рис.1. В отсутствие отдачи резонансное поглощение должно происходить при $v=0$. В этом случае число фотонов, регистрируемое детектором, будет минимально, так как фотоны, претерпевшие резонансное поглощение в поглотителе, затем повторно испускаются в разных направлениях и выбывают из прошедшего пучка. При изменении скорости v изменяется доплеровское смещение линии испускания относительно линии поглощения и в результате записывается контур линии, как показано на рис.2. Ширина ядерных уровней столь мала, что источник нужно перемещать со скоростью, составляющей всего лишь десятые доли сантиметра в секунду.

Описание эффекта



- *a* — Схема резонансного поглощения гамма-кванта;
- *б* — Распределение испускаемых и поглощаемых гамма-квантов по энергиям.

Переход ядра из одного состояния в другое сопровождается либо поглощением, либо испусканием гамма-кванта коротковолнового рентгеновского излучения (рис. *a*).

Энергия гамма-кванта определяется разностью энергий между основным и возбужденным состояниями ядра атома (E_T), энергией отдачи ядра ($R \sim 10^{-1}$ эВ для свободных атомов) и доплеровским сдвигом (D), вызванным поступательным движением ядра:

$$E_{\text{испускания}} = E_T - R \pm D \text{ (энергия гамма-квантов, испускаемых источником),}$$

$$E_{\text{поглощения}} = E_T + R \pm D \text{ (энергия гамма-квантов, поглощаемых образцом).}$$

Условие резонанса достигается тогда, когда испускаемый возбужденным ядром гамма-квант будет поглощен ядром, находящимся в основном состоянии: $E_{\text{испускания}} \approx E_{\text{поглощения}}$.

Графически такое условие может быть представлено в виде области перекрывания площадей кривых распределения по энергиям испускаемых и поглощаемых квантов (рис. *б*)

Характеристики фотона

ЯРФ позволяет, зная мультипольность и тип поглощенного (излученного) фотона, спин и четность одного уровня, судить о том какой будет спин и четность другого уровня. Для этого используются хорошо известные правила отбора по спину и четности для электромагнитных переходов. Если речь идет о переходах между основным состоянием и возбужденным, то

$$\begin{aligned} |I_0 - I_r| &<< I_0 + I_r \\ |I_0 - I_r| &< I_r < I_0 + I_r \end{aligned}$$

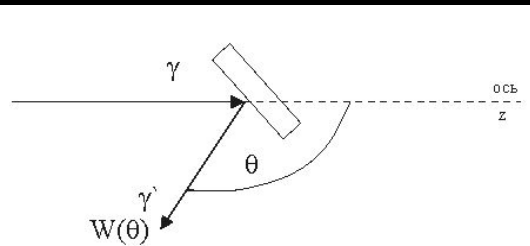
Для четностей: $P_0 P_r = P_\gamma$ или $P_0 P_\gamma = P_r$

Спин фотона $s_\gamma = 1$, внутренняя четность фотона $P_\gamma = -1$. У фотона с определенным I_γ может быть как положительная так и отрицательная четность. Для фотонов электрического типа, $P(EI) = (-1)^I$
для фотонов магнитного типа: $P(MI) = (-1)^{I+1}$
Длина волны фотона $\lambda = 2c/6.28 \cdot 200 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм} / E_\gamma$.

Очевидно, что для ЯРФ выполняется условие длинноволнового приближения $\lambda \gg R$, так для $E_\gamma = 10 \text{ МэВ}$, $\lambda = 124 \text{ Фм}$. В то время как для ядра с полным числом нуклонов $A = 200$ имеем $R = 7 \text{ Фм}$. Как мы знаем, в длинноволновом приближении ($\lambda \gg R$, $kR \ll 1$, т.к. $\lambda = 2\pi/k$)

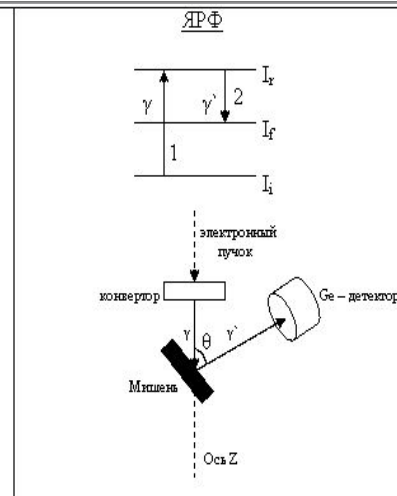
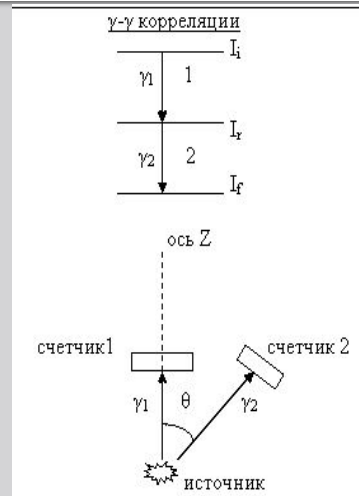
$w(MI) \sim (R)^{2I} \sim (kR)^{2I} \sim (R)^{2(I-1)}$; $w(EI) \sim (R)^{2(I-1)} \sim (kR)^{2(I-1)} \sim (R)^{2(I-1)}$ и $w(MI)/w(EI) \sim (kR)^2 \ll 1$;
 $w(MI+1)/w(MI) \approx w(EI+1)/w(EI) \sim (kR)^2 \ll 1$ т. е. вероятность гамма-переходов убывает в следующем порядке: $E1, E2, M1, E3, M2, \dots$

Мультипольность гамма-переходах в ЯРФ - эксперименте



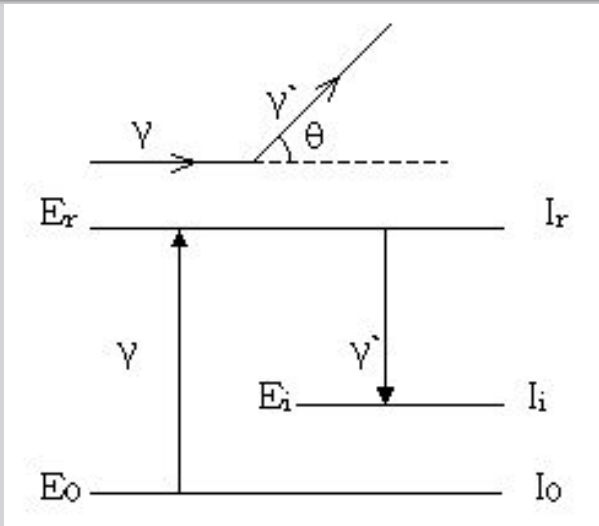
Для нахождения мультипольности γ -перехода достаточно определить функцию $W(\theta)$, являющуюся угловой частью сечения рассеяния, и обычно называемую "нормализованным угловым распределением". Для теоретического описания $W(\theta)$ можно целиком использовать формализм угловых γ - γ корреляций: γ - γ коррелиции и ЯРФ - это два варианта одного и того же физического процесса

В таблице даны примеры рассчитанных в рамках формализма γ - γ корреляций функций $W(\theta)$ для разных вариантов сочетания спинов начального (I_i) и конечного (I_f) состояний. Указаны также мультипольности I и Γ соответственно упавшего на мишень (γ) и рассеянного (γ') фотона.



I_i	I	I_f	Γ	I_f	$W(\theta)$
1/2	1	1/2	1	1/2	Постоянная
1/2	1	3/2	1	1/2	$1 + 3/7 \cos^2\theta$
0	1	1	1	0	$1 + \cos^2\theta$
1	1	1	1	0	$1 - 1/3 \cos^2\theta$
2	1	1	1	0	$1 + 1/13 \cos^2\theta$
1	2	1	1	0	$1 - 1/3 \cos^2\theta$
2	2	1	1	0	$1 + 3/7 \cos^2\theta$
0	2	2	2	0	$1 - 3 \cos^2\theta + 4 \cos^4\theta$

Эффективное сечение



Эффективное сечение резонансного рассеяния (ЯРФ) неполяризованных фотонов на неполяризованной мишени можно записать в виде: $\sigma(\gamma, \gamma') = \sigma_i(E)\sigma(\theta)$.

Для чистой ЯРФ (когда ядро возвращается в основное состояние) $\Gamma_i = \Gamma_0$ и

$$\sigma_0(E) = \pi\lambda^2 \frac{1}{2} \cdot \frac{2I_r + 1}{2I_0 + 1} \cdot \frac{\Gamma_0^2}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}$$

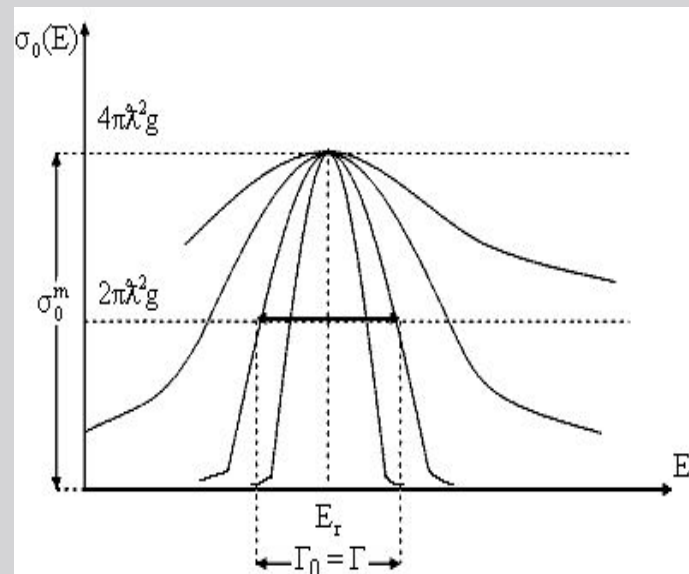
Рассмотрим брейт-вигнеровскую резонансную кривую, хорошо известную из оптики и атомной физики (такую же форму имеют и резонансы электрических цепей):

$$\sigma_0(E) = \pi\lambda^2 \cdot g \cdot \frac{\Gamma_0^2}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

Сечение в максимуме резонанса имеет значение:

$$\sigma_0^m(E_r) = 4\pi\lambda^2 \cdot g \cdot \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma^2}$$

В зависимости от величины $\Gamma_0 = \Gamma$ имеем резонансные кривые разной ширины (рис.слева)



Роль эффекта Допплера



Если для ядра в покое -квант имеет энергию E , то, двигаясь в направлении -источника, ядро встречает -квант с энергией E' :

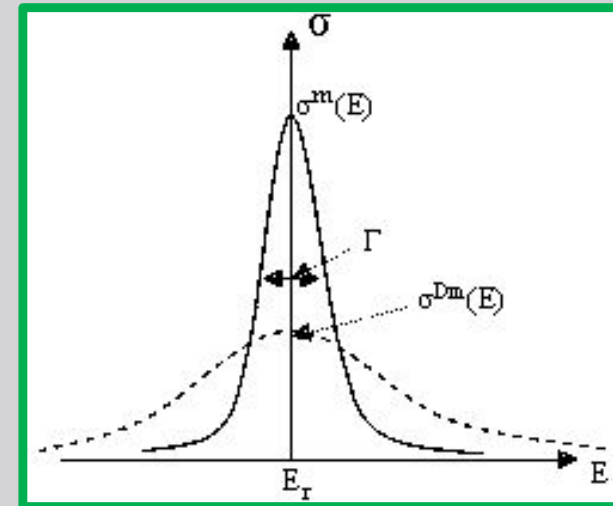
$$E' = E(1 + v/c) \cdot [1 - (v/c)^2]^{-1/2} \approx E(1 + v/c)$$

Аналогично источник, двигаясь со скоростью v в направлении неподвижного ядра, испускает не гамма-квант с энергией E , а гамма-квант с энергией E' .

С учетом распределения Максвелла для распределения эффективных энергий E' получаем:

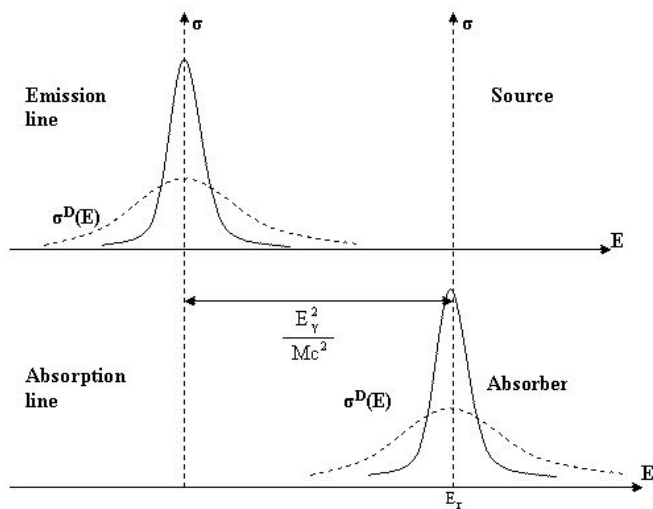
$$w(E') dE' = \frac{1}{\Delta \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{E'-E}{\Delta}\right)^2} dE' \quad , \text{ где } \Delta = \frac{E}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M}} \quad \text{так}$$

называемая доплеровская ширина.

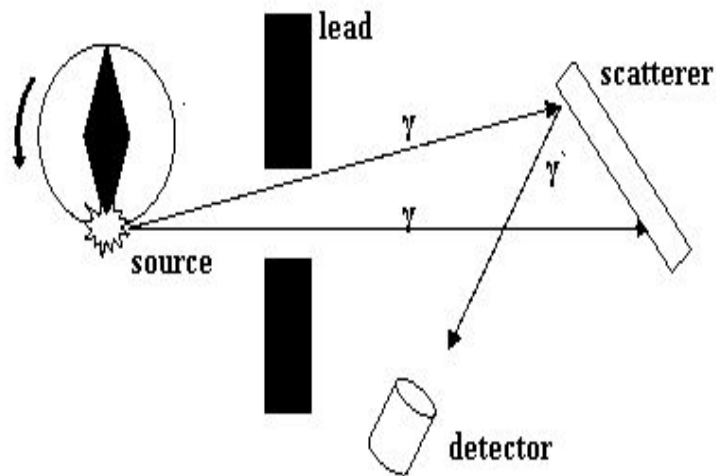


Сплошная линия — без уширения, пунктир — с учетом эффекта Допплера

Доплеровское уширение

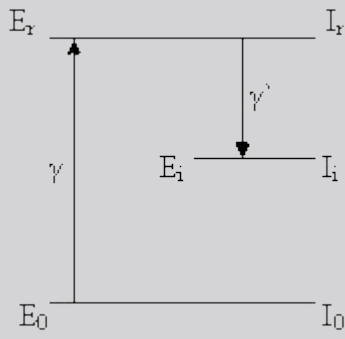


Доплеровское уширение позволяет для некоторой части ядер-источника компенсировать отдачу путем нагревания источника (обычно нагревается источник (source), а рассеиватель (absorber) поддерживается при комнатной температуре). При этом линии испускания и поглощения начинают перекрываться. Это было осуществлено Малмфорсом в 1953 при нагревании источника до 1000 градусов.



Есть другой метод компенсации отдачи ядра - метод центрифуги. Компенсация потери для γ -квантов с энергией < 500 кэВ в тяжелых ядрах требует скоростей в десятки тысяч см/сек. Это следует из доплеровской скорости $v = E/Mc$, которую нужно иметь (см. соотношение (3.1)). Эти скорости порядка скорости звука в газах и требуют быстрых механических движений, реализуемых в ультрацентрифугах.

Связь ширины гамма-перехода с волновыми функциями начального и конечного состояний



Определим экспериментально площадь под -линией, получим значение интеграла

$$\int_{\text{резонанс}} \sigma_{\gamma}(E) dE = (\pi\lambda)^2 \cdot \frac{2I_r + 1}{2I_0 + 1} \cdot \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma} = (\pi\lambda)^2 \cdot \frac{2I_r + 1}{2I_0 + 1} \cdot \Gamma_0.$$

т.к. $\Gamma = \Gamma_0$.

Таким образом вся вероятность -перехода заключается в ширине Γ_0 . Матричный элемент перехода $\langle r|V|g.s.\rangle$, где $|r\rangle$, и $|g.s.\rangle$ -волновые функции резонансного и основного состояния, а V -оператор электромагнитного перехода. В отсутствии спинов у частиц вид операторов был следующий:

$$V_{JM}^E = -\frac{1}{c} \sum_{a=1}^A \frac{e_a}{m_a} \cdot \vec{A}_{JM}^E \cdot \vec{p}_a, \quad \text{или} \quad V_{JM}^M = -\frac{1}{c} \sum_{a=1}^A \frac{e_a}{m_a} \cdot \vec{A}_{JM}^M \cdot \vec{p}_a.$$

где - \vec{A}_{JM}^M или \vec{A}_{JM}^E векторный мультипольный потенциал соответствующего фотона.

$V_{JM}^M \sim \hat{\Omega}_{JM}^M$ Для Γ_0 имеет место следующее выражение:

$$\Gamma_0 = 8\pi \sum_{J=1}^{\infty} \sum_{M=-J}^J \frac{(J+1)}{J[(2J+1)!!]^2} \left(\frac{E_r}{\hbar c} \right)^{2J+1} [|\langle r | \hat{\Omega}_{JM}^E | 0 \rangle|^2 + |\langle r | \hat{\Omega}_{JM}^M | 0 \rangle|^2],$$

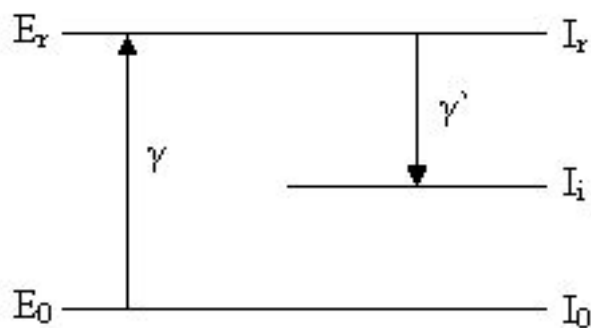
где в квадратных скобках стоят квадраты матричных элементов EJ-перехода и MJ-перехода.

Вообще говоря, $\hat{\Omega}_{JM}^M$ содержат не только орбитальную, но и спиновую части, т.е. содержат зависимости от спина частиц мишени. Если один из ядерных спинов (I_0 или I_r) равен нулю, то в выражении остается вклад только от фотона одного типа и мультипольности. Таким образом, если известна волновая функция начального состояния (а она часто известна с хорошей точностью) то мы, по - существу, получаем сведения о волновой функции конечного состояния.

Эффект Мёссбауэра

ЯРФ - процесс возбуждения ядерного состояния фотоном с энергией, соответствующей энергии возбуждения данного состояния, и последующим распадом с испусканием другого фотона γ' (в том числе и в основное состояние - так наз. чистая ЯРФ).

Резонансное поглощение может иметь место только в том случае, когда энергия отдачи ядра R меньше ширины ядерного уровня.



ЯРФ - исключительно мощный метод изучения ядерной структуры. В нем поглощаемой и излучаемой частицей является фотон. Взаимодействие носит чисто электромагнитный характер, что позволяет получать модельно независимую информацию о ядерных состояниях.

Область энергий ЯРФ



Это область - ниже и в районе порога отделения нуклона из ядра, то есть там, где вероятность -распада возбужденного уровня достаточно велика. Область ЯРФ обычно не простирается выше 15 МэВ (чаще всего до 10 -12 МэВ). Эта область показана на схематическом рисунке зависимости сечения поглощения фотонов ядром от энергии для типичного ядра.

Применение эффекта Мёссбауэра

Эффект резонанса, как правило, наблюдается только в твердом теле для ядер стабильных изотопов (их насчитывается около 80), наиболее широкое применение среди которых нашли Fe^{57} и Sn^{119} . Измерения вероятности эффекта Мёссбауэра и ее зависимости от температуры позволяют получить сведения об особенностях взаимодействия атомов в твердых телах и колебаниях кристаллической решетки. *Благодаря этому мессбауровский эффект широко применяется как метод исследования твердых тел.*

Применение эффекта Мёссбауэра

Коробки

Есть

Излучения

и поглощения

фотонов

в твердых

телах и

их

особенности

структуры.

энергия

(т.е.

энергия

разных

энергетических

С помощью него можно изучать:

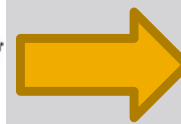
Мессбауэровский спектрометрия

ЯРФ не удавалось долго осуществить. для ядерных уровней в силу большой отдачи ядра (ее надо учитывать дважды - при испускании фотона и при последующем его поглощении ядром) энергия фотона оказывается недостаточной, чтобы (даже с учетом ширины уровня) вновь его возбудить. Получим формулу для оценки отдачи ядра при испускании фотона.

При α -переходе энергия перехода E делится между γ -квантом и ядром отдачи (с массой $M_{\alpha} = M$).

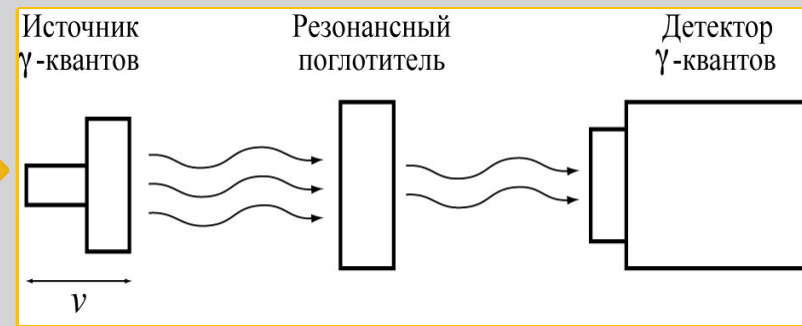
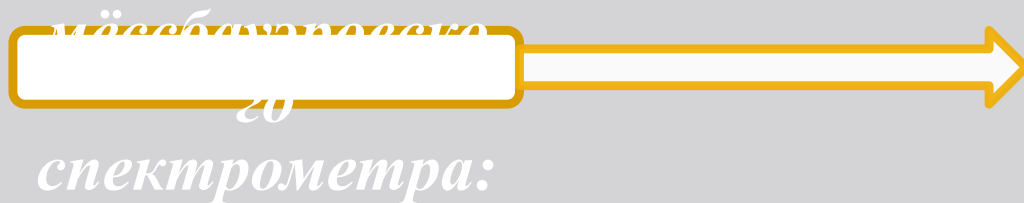
$$E = E_{\gamma} + E_{\alpha} = p_{\gamma}c + \frac{p_{\alpha}^2}{2M_{\alpha}} = pc + \frac{p^2c^2}{2Mc^2} = E_{\gamma}\left(1 + \frac{E_{\gamma}}{2Mc^2}\right) \approx E_{\gamma}$$

$p_{\gamma} = p_{\alpha} = p, \quad pc = E_{\gamma}$



$$E_{\alpha} = \frac{E_{\gamma}^2}{2Mc^2} \approx \frac{E^2}{2Mc^2}$$

Схема

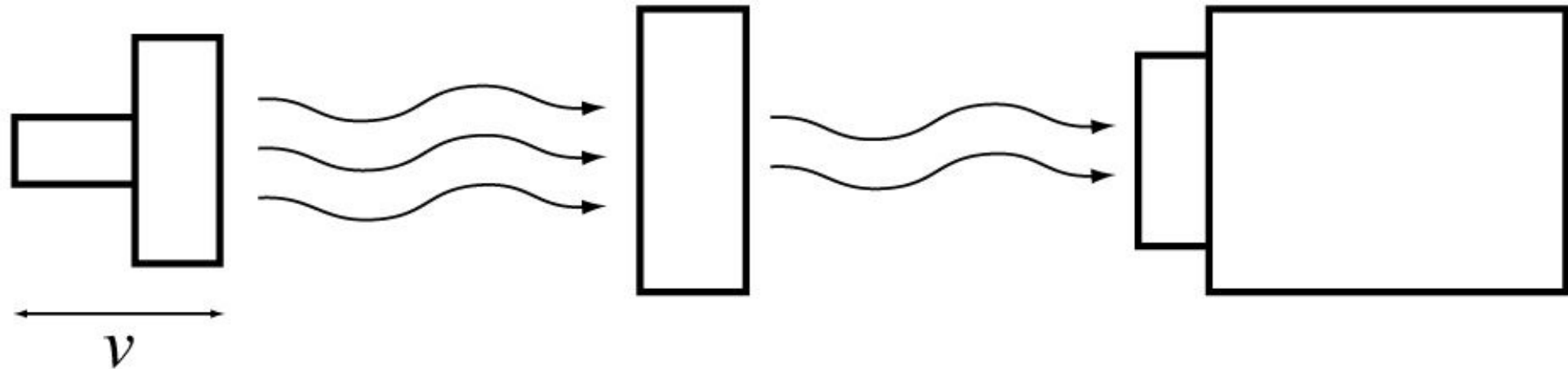


Упрощенная схема мёссбауэровского спектрометра

Источник
 γ -квантов

Резонансный
поглотитель

Детектор
 γ -квантов



Источник гамма-квантов с помощью механического или электродинамического устройства приводится в возвратно-поступательное движение со скоростью относительно поглотителя. С помощью детектора измеряется зависимость интенсивности потока γ -квантов, прошедшего через поглотитель, от скорости.

Мёссбауэровская спектроскопия

- Мёссбауэровская спектроскопия

- абсорбционная

- ЭМИССИОННАЯ

- исследуемый материал является поглотителем гамма-квантов, и для получения мёссбауэровского спектра необходимо, чтобы содержание мёссбауэровских атомов в исследуемом образце составляло несколько процентов от общего числа атомов.
 - объектом исследования являются вещества, в которые введены радиоактивные ядра, образующиеся в результате ядерных превращений и последующего распада гамма-переходов в возбужденное ядро, испускающее резонансные гамма-кванты.

Мёссбауэровская спектроскопия

- Метод мёссбауэровской спектроскопии является одним из основных методов изучения структуры железосодержащих наночастиц. Легирование железом позволяет изучать многие другие наноструктурированные материалы и некоторые процессы, происходящие на наноуровне (например, процесс выхода примесей на поверхность наночастиц, кинетику процессов образования наночастиц и т. д.

СПАСИБО

ЗА

ВНИМАНИЕ!