

РЕЗОНАНСНОЕ ЯДЕРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ γ -КВАНТОВ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ БЕЗ ОТДАЧИ*)

Рудольф Л. Мёссбауэр

ВВЕДЕНИЕ

Гамма-кванты, испускаемые при переходе ядра из возбужденного состояния в основное, обычно не подходят для того, чтобы перевести то же самое ядро из основного состояния в возбужденное путем обратного процесса резонансного поглощения. Это является следствием потерь энергии на отдачу, которую γ -квант испытывает в процессе испускания или поглощения из-за того, что он передает импульс отдачи испускающему или поглощающему атому. Эти потери энергии на отдачу столь велики, что линии испускания и поглощения значительно сдвинуты относительно

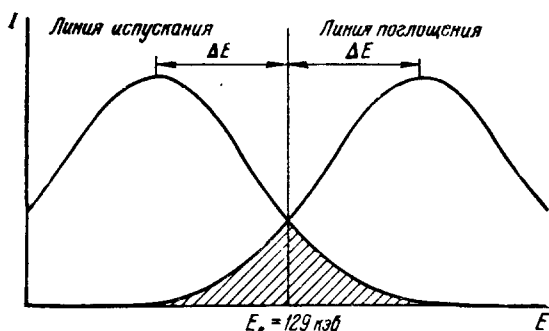


Рис. 1. Положение и форма линий испускания и поглощения для перехода 129 кэВ в Ir^{191} при $T = 300^\circ \text{ К}$.

друг друга, как это показано на рис. 1 для случая γ -перехода с энергией 129 кэВ в ядре Ir^{191} . Сильное взаимное смещение линий приводит к тому, что в опытах по поглощению в поглотителе, состоящем из стабильных атомов того же рода, что и распадающийся в источнике, обычно лишь неизмеримо малая доля испускаемых квантов испытывает резонансный захват.

Существуют различные методы, позволяющие с помощью доплеровского смеще-

ния или доплеровского уширения линий испускания увеличить перекрытие линий испускания и поглощения и тем самым в благоприятных случаях достигнуть измеримых величин эффективного сечения ядерного резонансного поглощения¹.

Кроме того, как мы показали в предыдущих работах, в отдельных случаях возможно вообще устранить потери энергии γ -квантом на отдачу при испускании и поглощении и, таким образом, сделать процесс резонансного поглощения непосредственно наблюдаемым. Этот метод резонансного поглощения фотонов без отдачи является предметом последующего изложения. Вслед за кратким качественным обсуждением основ ядерного поглощения без отдачи будет описан опыт, непосредственно продемонстрировавший этот эффект. Далее будет дан обзор развития этой области в настоящее время и будут кратко изложены результаты наиболее существенных из проведенных до сих пор исследований.

1. МЕТОД ЯДЕРНОГО РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ФОТОНОВ БЕЗ ОТДАЧИ

Существенной отличительной чертой метода является связывание излучающих и поглощающих ядер, что осуществлялось до сих пор исключительно путем включения ядер в кристаллы. При этих условиях переходы в ядре, как правило, сопровождаются фононными переходами, т. е.

*) Перевод О. Д. Брилля. Под редакцией Ф. Л. Шапиро.

одновременно имеет место изменение внутреннего состояния кристалла. При определенных условиях, однако, возможны также такие ядерные переходы, при которых не происходит никаких изменений внутренней энергии кристалла. При переходах последнего типа закон сохранения импульса выполняется за счет отдачи всего кристалла. Так как кристалл имеет чрезвычайно большую массу по сравнению с массой отдельного ядра, то процессы испускания и поглощения, упругие по отношению ко всему кристаллу в целом, происходят практически без потерь энергии; поэтому эти процессы, вследствие исчезающе малой потери энергии на отдачу, мы в дальнейшем будем обозначать как процессы «без отдачи».

В 1958 г. в Гейдельберге мы впервые² доказали существование процессов испускания и поглощения без отдачи на примере перехода с энергией 129 кэв в ядре Ir^{191} . Далее мы показали, что теория резонансного захвата медленных нейтронов в кристаллах, развитая Лэмбом³, может быть применена к рассматриваемому здесь случаю резонансного поглощения γ -лучей. Согласно теории, как в спектре испускания, так и в спектре поглощения в положении, соответствующем энергии перехода E_T , появляется линия с естественной шириной, отвечающая процессам испускания и поглощения без отдачи.

Появление линии без отдачи с естественной шириной мы непосредственно показали в следующем эксперименте⁴. На рис. 2 показана схема опыта.

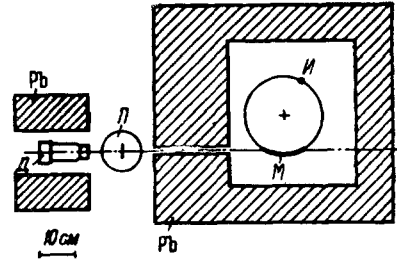


Рис. 2. Геометрия опыта. И — криостат с поглотителем ($T=88$ K); М — вращающийся криостат с источником ($T=88^\circ$ K); Д — детектор; И — источник.

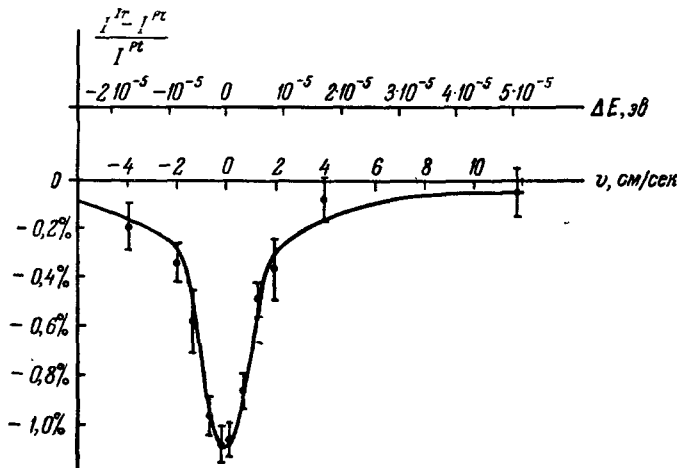


Рис. 3. Относительная разность интенсивностей γ -излучения, проходящего через иридиевый и платиновый поглотители, в функции относительной скорости источника и поглотителя.

Измерялось поглощение в иридиевом поглотителе Ir^{191} с энергией 129 кэв, испускаемого источником И, при различных относительных скоростях источника и поглотителя. На рис. 3 показана интенсивность излучения, наблюдаемая позади иридиевого поглотителя (относенная к интенсивности, наблюдаемой позади платинового поглотителя такой же толщины), в зависимости от относительной скорости источника и поглотителя. Распределение измеренных точек соответствует доплеровскому смещению линии испускания относительно линии поглощения; при этом из-за малости естественной ширины линии ($\Gamma=4,6 \cdot 10^{-6}$ эв) уже относительные скорости в несколько см/сек приводят к полному подавлению ядерного резонансного поглощения.

Высота линий испускания и поглощения без отдачи, а, значит, и величина наблюдаемого эффекта, в основном определяется долей ядерных переходов в источнике и поглотителе, происходящей без отдачи. Эта доля дается температурным фактором Дебая—Уоллера. В приближении Дебая для спектра колебаний в кристалле с дебаевской температурой θ она равна $f = e^{-2W(T)}$, где

$$W = (3R, k\theta) \left[\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\theta} \right)^2 \int_0^{\theta/T} \frac{t}{e^t - 1} dt \right]. \quad (1)$$

Здесь фигурирует тот самый фактор Дебая—Уоллера, который описывает когерентное брэгговское рассеяние рентгеновских лучей⁵ без отдачи⁵; f сильно зависит от энергии ядерного перехода, от распределения частот в колебательном спектре и температуры. Для примера, доля квантов f , испускаемая без отдачи при переходе с энергией 134 кэв в ядре Re^{187} , представлена на рис. 4 в функции температуры источника.

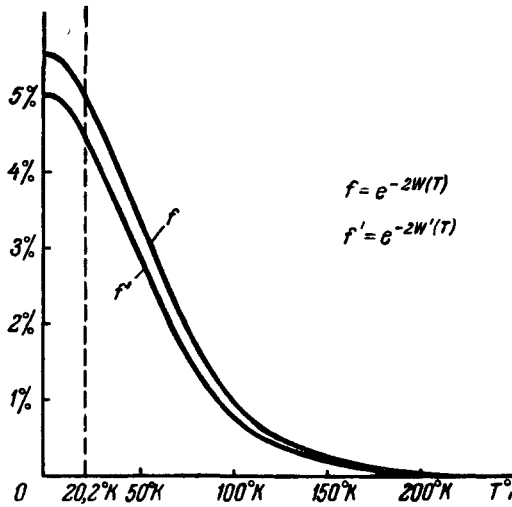


Рис. 4. Доля f квантов 134 кэв Re^{187} , испускаемая без отдачи при двух различных дебаевских температурах источника: f при $\theta = 310^\circ \text{K}$ и f' при $\theta = 300^\circ \text{K}$.

Эффективное сечение в максимуме линии поглощения без отдачи дается выражением

$$\sigma_{\max} = \frac{2I_a + 1}{2I_g + 1} (2\pi c^2 h^2 / E_T^2) \frac{f'(T')}{1 + \alpha}. \quad (2)$$

Здесь I_a и I_g — спины возбужденного и основного состояний, α — коэффициент внутренней конверсии и f' — фактор Дебая—Уоллера для поглотителя с температурой T' .

Соображения о достаточной величине эффективного сечения ограничивают экспериментальное

изучение ядерных переходов, проходящих без отдачи, такими переходами (с энергией E_T), для которых потеря энергии на отдачу свободного ядра $R = E_T / 2Mc^2$ (M — масса ядра) удовлетворяет условию

$$R \leq 2\theta, \quad (3)$$

где θ — дебаевская температура в энергетических единицах. Это означает, что приходится ограничиваться ядерными переходами с энергией около или меньше 100 кэв и ядрами со средней или большой массой. Если R мало по сравнению с верхней граничной энергией колебательного спектра ($R \ll \theta$), то уже при комнатной температуре заметная доля ядерных переходов идет без отдачи. Если, однако, R примерно равно или больше верхней граничной энергии колебательного спектра, то для получения измеримых сечений нужно с помощью низких температур уменьшить вероятность переходов осцилляторов кристалла (рис. 4). Так как уже при температуре жидкого гелия (4°K) подавляющее число осцилляторов кристалла находится в основном состоянии, дальнейшее снижение температуры не приводит к увеличению доли ядерных переходов от отдачи. Даже при абсолютном нуле все еще возможно поглощение энергии осцилляторами кристалла.

2. НАБЛЮДЕНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ БЕЗ ОТДАЧИ
В РАЗЛИЧНЫХ ИЗОТОПАХ

На рис. 5 показана схема экспериментальной установки⁶, с помощью которой мы в Мюнхене наблюдали резонансное поглощение без отдачи в Re^{187} , Hf^{177} и Er^{166} . На рис. 6 показаны для примера результаты наших измерений с Re^{187} . Полуширина таких кривых поглощения в случае тонкого поглотителя равна двойной естественной ширине линии. Анализом кривых поглощения были определены времена жизни первых возбужденных состояний Ir^{191} , Re^{187} и Hf^{177} .

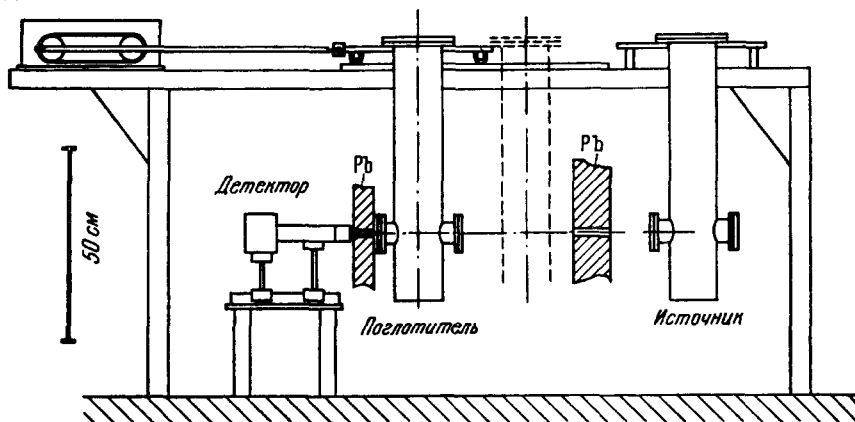


Рис. 5. Установка для измерения резонансного поглощения при низких температурах.

Метод резонансного поглощения без отдачи позволяет измерять разности энергий $\Delta\epsilon$ недоступной до этого точностью. Для перехода с энергией 129 кэв в ядре Ir^{191} отношение естественной ширины линии к энергии перехода равно $\Gamma/E_T = 4 \cdot 10^{-11}$. Так как смещение линии на величину, составляющую 1% от ширины линии, еще измеримо, оказывается осуществимой относительная разрешающая способность по энергии, лучшая чем 10^{-12} . Между тем наблюдались еще значительно более узкие γ -линии, например, в Fe^{57} с $\Gamma/E_T = 3 \cdot 10^{-13}$ и в Zn^{67} с $\Gamma/E_T = 5 \cdot 10^{-16}$.

Исследования, в которых использовалось γ -излучение Fe^{57} с энергией 14,4 кэв , испускаемое при распаде Co^{57} , оказались особенно плодотворными. На рис. 7 показана схема распада Co^{57} . Линия 14,4 кэв имеет столь малую естественную ширину, что удается разрешить сверхтонкую структуру перехода с энергией 14,4 кэв . На рис. 8 слева показано расщепление основного и первого возбужденного состояний ядра Fe^{57} вследствие взаимодействия внутреннего магнитного поля в железе с магнитными моментами возбужденного и основного состояний. Справа на рисунке изображены ожидаемые для чистого перехода $M1$ интенсивности различных совместных $\Delta\epsilon$ правилами отбора компонент сверхтонкой структуры. Вверху показаны интенсивности линий, которые соответствуют неупорядоченной пространственной ориентировке внутренних магнитных полей, а внизу — интенсивности для случая ориентированных внутренних полей при наблюдениях перпендикулярно к направлению поля. На рис. 9 приведены результаты измерений поглощения (работа Ханна с сотрудниками⁷), при которых была исследована сверхтонкая структура для ядра Fe^{57} при наличии и отсутствии внешнего магнитного поля в источнике и поглотителе. Результаты измерений с неполяризованным излучением приведены на верхней части рисунка. В середине и

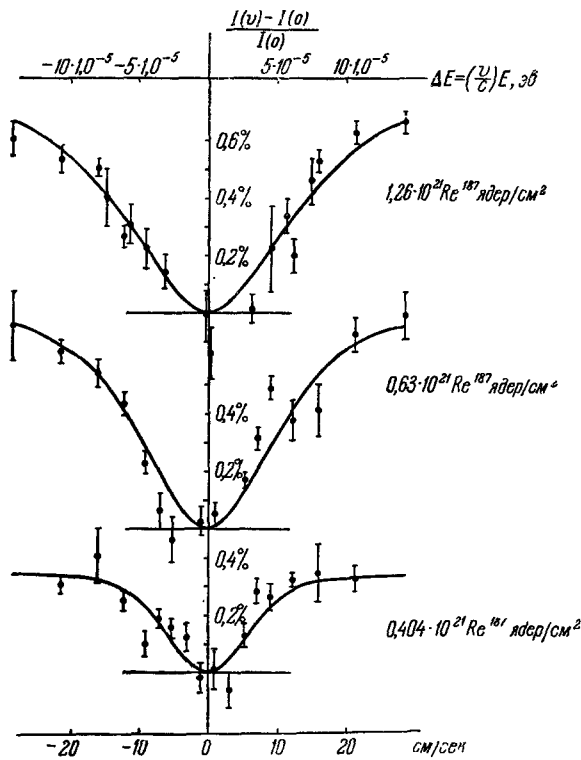


Рис. 6. Относительное изменение интенсивности γ -излучения $\frac{I(v) - I(0)}{I(0)}$, измеренное за ренгевыми поглотителями различной толщины в функции относительной скорости источника и поглотителя.

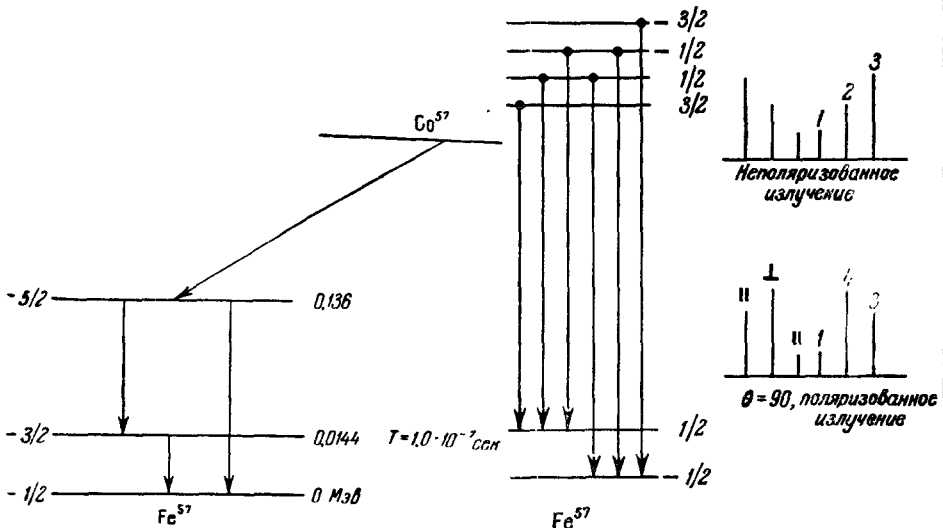


Рис. 7. Схема распада Co^{57} .

Рис. 8. Линии перехода 14,4 кэВ Fe^{57} .

внизу рисунка показаны результаты измерений для случая, когда источник и поглотитель намагничены внешними полями, параллельными или перпендикулярными друг к другу, причем внешние поля перпендикулярны к направлению наблюдения. Поглотитель действовал здесь как анализатор поляризованного излучения, испускаемого источником. Предполагая равенство расщеплений в источнике и поглотителе, следует ожидать, что при движении спектра источника (шесть линий сверхтонкой структуры) по спектру поглотителя (также шесть линий) будут наблюдаться для одного направления движения источника восемь линий, включая центральный максимум. Из этих восьми линий могли быть разрешены, согласно рис. 9, шесть линий. Анализ этих спектров поглощения с использованием уже известной величины магнитного дипольного момента основного состояния дал значение $(0,153 \pm 0,004)$ *эд магнетона* для магнитного дипольного момента уровня $14,4$ *кэв* ядра Fe^{57} и значение $(3,33 - 0,10) \cdot 10^5$ *эрстед* для величины внутреннего магнитного поля в месте ядра Fe^{57} . После того, как с помощью описанного опыта была показана сильная корреляция внутреннего поля в месте ядра с намагничиванием, в последующем опыте был определен и знак этой корреляции⁸. С этой целью было изучено изменение сверхтонкого расщепления в ядре Fe^{57} под действием сильного внешнего поля порядка 20 *кэрстед*, нало-

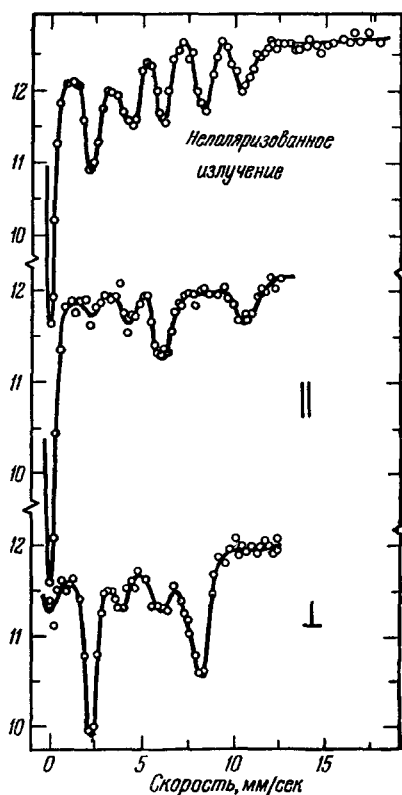


Рис. 9. Сверхтонкая структура спектров поглощения в Fe^{57} как функция относительной скорости источника и поглотителя (Аргоннская лаборатория).

казана сильная корреляция внутреннего поля в месте ядра с намагничиванием, в последующем опыте был определен и знак этой корреляции⁸. С этой целью было изучено изменение сверхтонкого расщепления в ядре Fe^{57} под действием сильного внешнего поля порядка 20 *кэрстед*, нало-

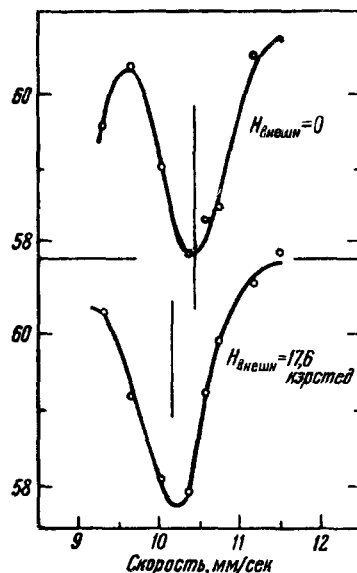


Рис. 10. Сдвиг одной из линий сверхтонкой структуры Fe^{57} под действием внешнего магнитного поля (Аргоннская лаборатория).

женного на внутреннее поле. На рис. 10 показан результат. Уменьшение сверхтонкого расщепления за счет прямого взаимодействия внешнего поля с магнитным моментом ядра указывает на то, что внутреннее поле в области ядра и внешнее намагничивание направлены в противоположные стороны, а искомая корреляция, таким образом, отрицательна.

Внутреннее поле было найдено отрицательным также и в кобальте⁹. Из измерений сдвига Найта*) известно, что внутренние поля в Mn и Pt также отрицательны. Таким образом получается интересный результат: для всех внутренних полей в металлах, наблюдавшихся до сих пор, существует отрицательная корреляция. Причина этого еще не могла быть однозначно объяснена.

Одной группе в Лос-Аламосе¹⁰ удалось наблюдать резонансное поглощение в Zn^{67} для уровня 93 кэв , естественная ширина которого ($\Gamma = 4,8 \cdot 10^{-11} \text{ эв}$) примерно в 100 раз меньше ширины уровня $14,4 \text{ кэв}$ Fe^{57} . Ввиду относительно высокой энергии перехода и небольшой массы

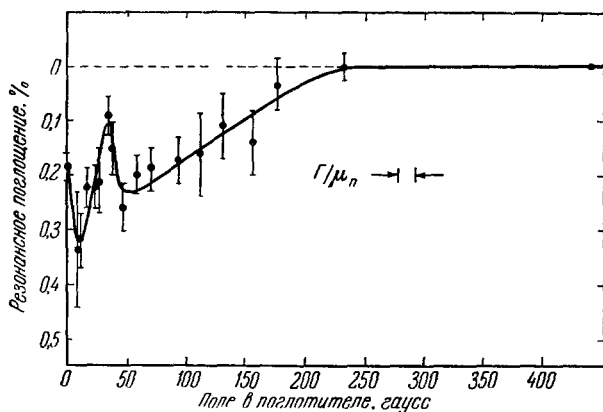


Рис. 11. Резонансное поглощение в Zn^{67} как функция приложенного внешнего магнитного поля (Лос-Аламосская лаборатория).

изотопа можно было ожидать лишь небольшого эффекта даже при применявшемся охлаждении до 2° К . Чрезвычайная узость линии требовала особых мер предосторожности для уменьшения относительных скоростей движения источника и поглотителя, появляющихся при ничтожных сотрясениях крепления. Трудности этого эксперимента демонстрируются тем фактом, что механические колебания со скоростью только 10^{-5} см/сек уже вызвали бы доплеровское уширение, по порядку величины равное ширине линии. Для обхода этих трудностей источник и поглотитель были жестко связаны друг с другом и подвешены на нитях внутри криостата. Указание на наличие резонанса получалось наложением на поглотитель магнитного поля, действие которого на источник исключалось с помощью тонкой свинцовой фольги, являвшейся в условиях эксперимента сверхпроводником. Условие резонанса (при учете смещения энергий линий испускания и поглощения, обусловленного различным изотопическим составом источника и поглотителя) должно выполняться только при определенных значениях магнитного поля, а именно, когда энергия одной из компонент сверхтонкой структуры поглотителя совпадает с энергией линии испускания. На рис. 11 показаны предварительные результаты измерений; хотя до сих пор могла быть разрешена лишь часть спектра, эти измерения, тем не менее, демонстрируют самый узкий из всех наблюдавшихся до настоящего времени резонансов.

3. ТЕХНИКА ПРИГОТОВЛЕНИЯ ИСТОЧНИКА

Общей проблемой, встающей при измерении ядерного резонансного поглощения без отдачи, является приготовление радиоактивного источника. Испускание квантов, используемых для резонансного поглощения без отдачи, происходило в предыдущих опытах в ходе распада

*) Сдвиг Найта — разность частот ядерного магнитного резонанса в металлическом и неметаллическом образцах (см., например, Э. Эндрю «Ядерный магнитный резонанс», М., ИЛ, 1957, стр. 224). (Прим. ред.)

материнского изотопа; например, линия Fe^{57} с энергией 14,4 кэв испускалась при распаде Co^{57} . Поскольку в этом случае возбужденные ядра Fe^{57} находятся в источнике в окружении кобальта, внутренние поля, действующие на ядра источника и на ядра поглотителя, различаются по величине и приводят к различным по величине сверхтонким расщеплениям комбинирующих уровней. При этом спектр поглощения, определяемый как функция относительной скорости, становится чрезвычайно сложным ввиду уменьшения числа одновременно совпадающих линий излучения и поглощения. Неоднородности кристаллической структуры и примеси приводят, сверх того, к неодинаковости магнитных полей, действующих на ядра, что вызывает уширение линий испускания и поглощения. Аналогичные уширения могут получаться за счет взаимодействия ядерного квадрупольного момента с меняющимися от места к месту градиентами электрических полей в области ядра. Перлов¹¹ для устранения таких уширений применил при изготовлении источника Co^{57} следующую процедуру. Вначале на медную фольгу был гальванически нанесен Fe^{56} . Затем на эту подложку был нанесен активный Co^{57} , выделенный из образца естественного железа, облученного на циклотроне; нанесение Co^{57} происходило совместно с дальнейшим гальваническим осаждением Fe^{56} . Применением обогащенного Fe^{56} достигалось уменьшение самопоглощения без отдачи в источнике, которое приводило бы к предпочтительному поглощению центральных частот линии и тем самым — к расширению линии испускания. В заключение следовал важнейший этап — нагревание в вакууме до температуры по крайней мере 800° С в течение одного часа. Эта операция приводит к тому, что ядра активного Co^{57} диффундируют в железо, так что окружение ядер Fe^{57} , возникающих в источнике при распаде Co^{57} , оказывается в высокой степени тождественным окружению ядер железа в поглотителе. С помощью этих или подобных приемов теперь стало возможным получать ширины линии 14,4 кэв Fe^{57} , совпадающие в пределах 10% со значениями, ожидаемыми на основе измерений времени жизни, проведенных с помощью электронной аппаратуры.

4. ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА ВТОРОГО ПОРЯДКА

Чрезвычайно малая энергетическая ширина линии 14,4 кэв Fe^{57} позволяет изучать различные интересные эффекты более высоких порядков. Прежде всего здесь нужно отметить экспериментальное наблюдение эффекта Доплера второго порядка. Хотя при испускании или поглощении без отдачи не происходит фоновых переходов в кристаллической решетке, все же имеет место изменение внутренней энергии кристалла за счет энергии фотона. Ядерный переход всегда вызывает небольшое изменение колебательного спектра кристалла (вследствие различия масс ядра в возбужденном и основном состояниях). Появляющийся по этой причине эффект Доплера второго порядка приводит к уменьшению энергии кванта, что соответствует повышению внутренней энергии кристалла при переходе ядра из возбужденного состояния в основное. Этот эффект вычисляется либо по разности масс ядра в двух состояниях, либо по релятивистскому преобразованию времени, обусловленному движением ядра¹². Получающиеся в результате эффекта Доплера второго порядка смещения линий испускания и поглощения зависят от среднеквадратичных скоростей ядер в источнике и поглотителе соответственно. Если источник и поглотитель имеют совершенно одинаковые температуры и их ядра находятся в одинаковом кристаллическом окружении, линии испускания и поглощения испытывают одинаковые энергетические смещения вследствие эффекта Доплера второго порядка, т. е. не происходит взаимного энер-

гетического смещения линий. Наоборот, различие в температурах источника и поглотителя или их дебаевских температурах вызывает взаимное смещение линий испускания и поглощения и приводит к тому, что наблюдаемый спектр поглощения перестает быть симметричным по отношению к нулевой относительной скорости. На рис. 12 показаны результаты экспериментального наблюдения эффекта Доплера второго порядка, выполненного Паундом и Ребка¹². В функции температуры поглотителя приведено относительное смещение энергий перехода ядер поглотителя и источника, находившихся при комнатной температуре. На рисунке помимо экспериментальных точек показан теоретический ход относительного энергетического

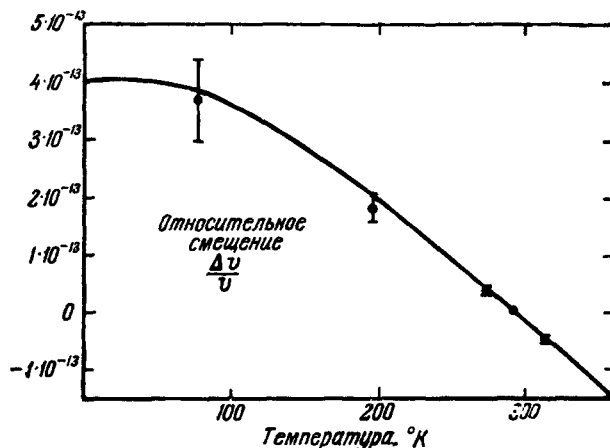


Рис. 12. Относительный сдвиг линии поглощения перехода 14.4 кэВ Fe^{57} как функция температуры поглотителя (Паунд и Ребка).

ческого смещения для дебаевского колебательного спектра источника и поглотителя при дебаевской температуре $\theta = 420^\circ \text{ K}$.

Шервин¹³ указал на то, что согласие теории с экспериментом в случае эффекта Доплера второго порядка является подтверждением парадокса часов специальной теории относительности. Излучающие и поглощающие ядра действуют в рассматриваемом случае как «часы» с различной предысторией движения. Ядро поглотителя сравнивает частоту излучения, испускаемого без отдачи ядром источника, с собственной частотой поглощения, причем точность в случае перехода Fe^{57} столь высока, что при отличии частот только на $1:10^{12}$ практически уже не происходит резонансного поглощения. Согласие теории и эксперимента подтверждает парадокс часов и, кроме того, указывает, что в пределах экспериментальных ошибок на частоты переходов при испускании не влияют большие ускорения (вплоть до $10^{16} g$), которым подвергаются ядра при колебаниях решетки.

5. ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА ЯДЕРНОГО РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ БЕЗ ОТДАЧИ

Метод резонансного поглощения фотонов без отдачи нашел ряд интересных применений. Прежде всего следует отметить измерения Паунда и Ребка, в которых проверялся принцип эквивалентности общей теории относительности¹⁴. Согласно этому принципу частоты спектральных линий, испускаемых системой, пропорциональны гравитационному потенциалу в месте нахождения системы. Если помещать источник Fe^{57} и поглотитель Fe^{57} на различных расстояниях от поверхности земли, то под воздействием

гравитационного поля Земли происходит смещение линий испускания и поглощения относительно друг друга. Смещение на величину, равную ширине линии, потребовало бы разницы в высоте в 2,9 км. Паунд и Ребка использовали существенно меньшие относительные смещения линий, поскольку они выбрали разницу в высотах источника и поглотителя, равную 22 м. Эффект Доплера второго порядка, вызываемый колебаниями ядер решетки, обусловил необходимость точного контроля температуры, так как различие в температурах источника и поглотителя только на 1°C уже приводит к энергетическому смещению такой же величины, что и ожидаемый гравитационный эффект. Для того чтобы исключить дополнительные энергетические смещения, вызываемые неоднородностями источника и поглотителя, источник и поглотитель периодически менялись

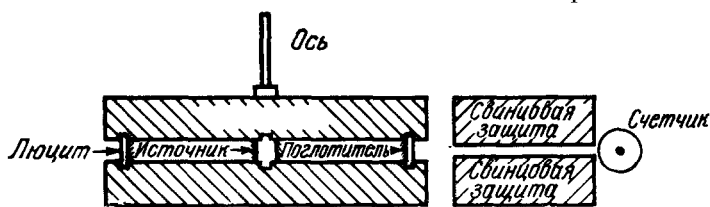


Рис. 13. Расположение эксперимента с вращающимся ротором (лаборатория в Харуэлле).

местами, и гравитационное смещение определялось как разность смещений линий для двух направлений полета квантов: вверх и вниз. Последний результат еще продолжающихся измерений таков ¹⁵:

$$\frac{\Delta\nu_{\text{всп}}}{\nu_{\text{мон}}}} = \begin{cases} 0,99 \pm 0,047 & \text{при измерении без контрольного поглотителя} \\ (\text{монитора}) & \text{и } 0,97 \pm 0,054 & \text{при измерении с монитором.} \end{cases}$$

Английской группой было проведено измерение поперечного эффекта Доплера для линии $14,4 \text{ кэВ}$ ядра Fe^{57} . На рис. 13 показана схема

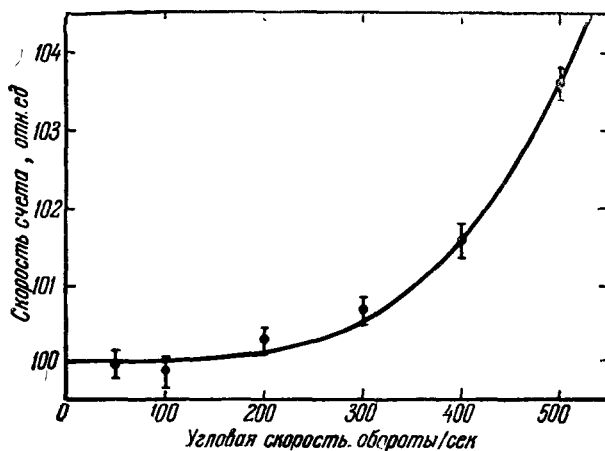


Рис. 14. Интенсивность за резонансным поглотителем Fe^{57} в функции угловой скорости (лаборатория в Харуэлле).

опыта ¹⁶. Источник и поглотитель вращаются на различных расстояниях вокруг общей оси.

Существующие в области источника и поглотителя различные по величине потенциалы ускорения приводят к смещениям линий, которые

согласно рис. 14 совпадают в пределах экспериментальных ошибок с теоретически ожидаемыми.

Важная возможность применения резонансного поглощения γ -квантов без отдачи, от которой можно ожидать особенно плодотворных резуль-

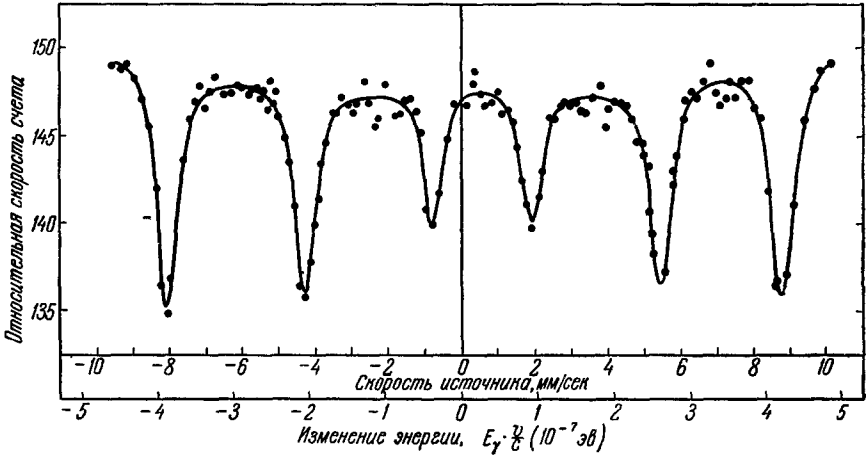


Рис. 15. Поглощение линии 14,4 кэв в Fe^{57} , входящем в состав Fe_2O_3 , при облучении нерасщепленной линией 14,4 кэв.

татов, состоит в определении магнитных дипольных моментов и электрических квадрупольных моментов возбужденных состояний ядер, а также

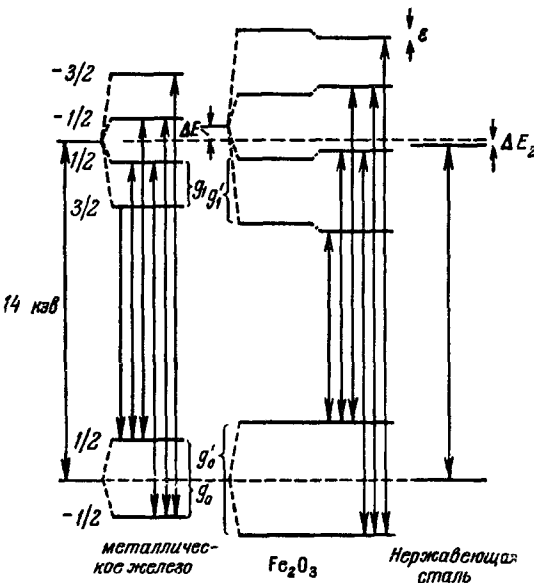


Рис. 16. Расщепление возбужденного и основного состояний Fe^{57} для различных кристаллических окружений ядер Fe^{57} (Кистнер и Саньяр). Энергия перехода $E=14,4$ кэв.

в исследовании природы внутренних магнитных и электрических полей. Тесно связана с этим задача о смещении энергии ядерных уровней в зависимости от структуры окружающих ядро электронных оболочек (ядерное изомерное смещение).

Рассмотрению этих вопросов уже посвящен целый ряд работ. На рис. 15 приведены для примера данные Кистнера и Саньяра¹⁷. Ими изучалось резонансное поглощение линии 14,4 кэв Fe^{57} в поглотителе из Fe_2O_3 . При такого рода измерениях сверхтонкой структуры целесообразно, чтобы одна из линий — поглощения или испускания — оставалась нерасщепленной; в этом случае число линий в спектре поглощения, измеряемом в зависимости от скорости, будет меньше и интерпретация

получаемой картины расщепления будет проще.

В рассматриваемой работе расщепление линии испускания устранялось за счет введения активных ядер Co^{57} в нержавеющую сталь (пу-

тем диффузии), так что наблюдаемый спектр поглощения отражал непосредственно структуру расщепления в Fe_2O_3 . Спектр поглощения на рис. 15 располагается отчетливо несимметрично по отношению к скорости $v=0$. На рис. 16 показана схема расщеплений, необходимая для объяснения экспериментальных результатов. Справа на рисунке показана нерасщепленная линия испускания, тогда как слева еще раз приведено магнитное расщепление в обычном железе. На центральной схеме расщепления рис. 16 показано смещение магнитных термов сверхтонкой структуры,

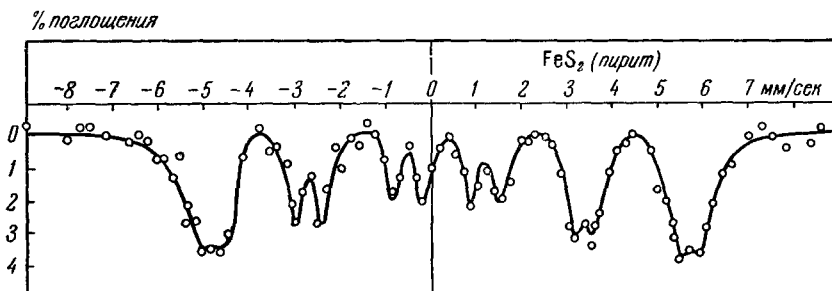


Рис. 17. Поглощение линии 14,4 кэв железа в FeS_2 (Соломон).

вызванное взаимодействием ядерного квадрупольного момента с неоднородным электрическим полем, существующим в области ядра. Наблюдаемое асимметричное положение спектра поглощения относительно нулевой скорости требует введения дополнительного сдвига по энергии

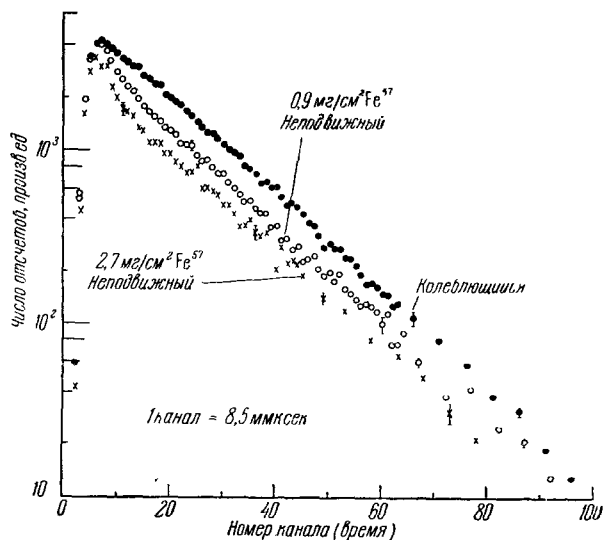


Рис. 18. Интенсивность перехода 14,4 кэв Fe^{57} в функции времени задержки квантов в возбужденном состоянии для покоящегося и движущегося поглотителя (Аргоннская лаборатория).

между центрами тяжести спектров испускания и поглощения; хотя причина такого сдвига еще не вполне понятна, он должен быть вызван главным образом различием в химическом окружении ядер в источнике и поглотителе.

Аналогичные измерения были проведены Соломоном¹⁸. На рис. 17 приведен в качестве примера спектр поглощения в FeS_2 линии

14,4 *кэв* железа. Наблюденная картина расщепления может быть понята, если предположить, что возбужденное состояние Fe^{57} в поглотителе из FeS_2 расщепляется за счет квадрупольного взаимодействия в дублет (с расстоянием Δ). При движении шести линий испускания источника Fe^{57} относительно двух линий поглотителя в наблюдаемом спектре поглощения появляются шесть дублетов поглощения с расстоянием Δ между линиями каждого дублета.

Резонансное поглощение без отдачи позволило также наблюдать временную зависимость спектров частот, испускаемых при ядерных переходах. Исследование подобного типа было проведено Холландом с сотрудниками¹⁹. Резонансный поглотитель из Fe^{57} служил анализатором частотного распределения излучения, испускаемого источником Fe^{57} . Интенсивность излучения, прошедшего через резонансный поглотитель, измерялась в функции времени запаздывания τ испускания кванта 14,4 *кэв* по отношению к испусканию кванта 122 *кэв* в предшествующем γ -переходе (см. рис. 7). На рис. 18 даны предварительные результаты этих измерений. При временах запаздывания τ , меньших чем время жизни резонансного уровня, следует ожидать расширения резонансной линии и соответствующего уменьшения резонансного поглощения, как это и видно на рисунке

5. См., например, A. Compton and S. Allison, X-rays in Theory and Experiment 2nd ed., 1935, стр. 438; перевод: А. Комптон и С. Алисон, Л.-М., ОГИЗ, 1941.
 6. R. L. Mössbauer und W. H. Wiedemann, Z. Phys. 159, 33 (1960).
 7. S. S. Hanna, J. Heberle, C. Littlejohn, G. J. Perlow, R. S. Preston and D. H. Vincent, Phys. Rev. Lett. 4, 177 (1960).
 8. S. S. Hanna, J. Heberle, G. J. Perlow, R. S. Preston and D. H. Vincent, Phys. Rev. Lett. 4, 513 (1960).
 9. J. G. Dash, Доклад на конференции по резонансному поглощению без отдачи, Урбана (США), июнь 1960 (в печати).
 10. P. P. Craig, D. E. Magle and D. R. F. Cochran, Phys. Rev. Lett. 4, 561 (1960).
 11. G. J. Perlow, Bericht auf der Urbana Konferenz über rückstossfreie Resonanzabsorption, Juni 1960 (в печати).
 12. R. V. Pound and G. A. Rebka, Jr., Phys. Rev. Lett. 4, 274 (1960); B. D. Josephson, Phys. Rev. Lett. 4, 341 (1960).
 13. C. W. Sherwin, Bericht auf der Urbana Konferenz über rückstossfreie Resonanzabsorption, Juni 1960 (в печати).
 14. R. V. Pound and G. A. Rebka, Jr., Phys. Rev. Lett. 4, 337 (1960).
 15. R. V. Pound, Bericht auf der Urbana Konferenz über rückstossfreie Resonanzabsorption, Juni 1960 (в печати).
 16. H. J. Hay, J. P. Schiffer, T. E. Cranshaw and P. A. Egelstaff, Phys. Rev. Lett. 4, 165 (1960).
 17. O. C. Kistner and A. W. Sunyar, Phys. Rev. Lett. 4, 412 (1960).
 18. M. I. Solomon, Bericht auf der Urbana Konferenz über rückstossfreie Resonanzabsorption, Juni 1960 (в печати).
 19. R. E. Holland, F. J. Lynch, G. J. Perlow and S. S. Hanna, Phys. Rev. Lett. 4, 181 (1960).
 20. H. Kalvius et al., не опубликовано.
 21. F. Boehm, R. L. Cohen, U. Hauser, R. L. Mössbauer, не опубликовано.
 22. Например, R. V. Pound and G. A. Rebka, Jr., Phys. Rev. Lett. 3, 554 (1959); S. S. Hanna a. o., Phys. Rev. Lett. 4, 28 (1960); H. Frauenfelder, S. Margulies and R. N. Peacock, Phys. Rev. Lett. 4, 71 (1960).
 23. S. Ofer, P. Avivi, R. Bauminger, A. Marinov und S. G. Cohen, Bericht auf der Urbana Konferenz über rückstossfreie Resonanzabsorption, Juni 1960 (в печати).
 24. A. Bussiere de Nercy, M. Langevin and M. Spighel, Compt. rend. Acad. Sci. 250, 1031 (1960).
 25. D. Nagle, P. P. Craig, J. G. Dash and R. R. Reiswig, Phys. Rev. Lett. 4, 237 (1960).
 26. L. L. Lee, Jr., L. Meyer-Schützmeister, J. P. Schiffer and D. H. Vincent, Phys. Rev. Lett. 3, 223 (1959).
 27. R. L. Mössbauer a. o., не опубликовано.
-