

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА И ЕГО ПРИЛОЖЕНИЯ

В 1958 г. молодой немецкий физик Рудольф Мёссбауэр, исследуя резонансное поглощение γ -лучей, нашел, что при определенных условиях могут быть получены необычайно узкие линии испускания и поглощения γ -лучей, совпадающие одна с другой по частоте. Ничтожное смещение частоты (энергии) одной из этих линий, вызванное, например, зеемановским расщеплением ядерных уровней или смещением энергии квантов при движении в поле тяжести, должно приводить к ослаблению или полному исчезновению резонансного поглощения, что может быть использовано для измерения этого смещения. Эта интересная методическая возможность, сулящая новые перспективы для исследований в области ядерной физики, физики твердого тела и фундаментальных общезначимых проблем, привлекла к эффекту Мессбауэра широкий интерес, какого после открытия несохранения четности и объяснения сверхпроводимости не вызывало, пожалуй, ни одно событие в физике.

В течение всего 1960 г. одна за другой следовали экспериментальные работы, посвященные изучению эффекта Мессбауэра и развитию его приложений. Обсуждению этого круга вопросов были посвящены два заседания проходившей в июле 1960 г. в Москве второй Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях. На конференции присутствовали и выступили с докладами Р. Мессбауэр и Р. Паунд. Последнему (совместно с Г. Ребка) принадлежит работа, в которой впервые с хорошей точностью удалось измерить предсказанное Эйнштейном гравитационное красное смещение частоты фотонов. Открывшиеся возможности иллюстрируются достигнутой в этой работе чувствительностью 10^{-16} к относительному смещению частоты; это на несколько порядков лучше того, что можно получить с помощью такого рекордного прибора, как молекулярный генератор.

Ниже публикуются переводы докладов Мессбауэра и Паунда и статья Ф. Л. Шапиро, дополняющая эти доклады изложением элементарной теории эффекта Мессбауэра и обзором работ, выполненных в СССР*).

РЕДАКЦИЯ

*) Состояние проблемы резонансного поглощения и рассеяния γ -лучей до открытия Мёссбауэра рассмотрено в обзорных работах Б. С. Дзелепова (УФН 62, 3 (1957)) и Ф. Метцгера (F. R. Metzger, Progress in Nucl. Phys. 7, 53 (1959)).

ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА*)

Ф. Л. Шапиро

1. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА МЁССБАУЭРА

Как показал Мёссбауэр¹, спектр γ -лучей, испускаемых возбужденными ядрами, входящими в состав твердого тела, содержит две компоненты:

а) компоненту с естественной шириной и с энергией, равной энергии перехода E ;

б) несравненно более широкую компоненту с шириной порядка Ev/c (v — среднеквадратичная скорость теплового движения излучающего ядра), сдвинутую относительно энергии перехода на величину R , где $R = E^2/2Mc^2$ — энергия отдачи при испускании кванта свободным неподвижным ядром с массой M .

Такие же компоненты присутствуют и в спектре поглощения соответствующих невозбужденных ядер. Компоненту с естественной шириной мы будем в дальнейшем называть линией Мёссбауэра.

В квантовой теории¹ линия Мёссбауэра соответствует актам излучения (или поглощения) γ -квантов, которые происходят упруго по отношению к кристаллу в целом, т. е. без изменения квантового состояния кристалла или, иначе говоря, без излучения или поглощения фононов. Оказывается, однако, что существование линии Мёссбауэра является чисто классическим эффектом, который может быть количественно описан и без помощи квантовой теории².

С классической точки зрения тепловые колебания излучающего атома производят фазовую или, что равносильно, частотную модуляцию γ -излучения посредством эффекта Доплера. При этом в спектре излучения возникает большое число боковых линий, наряду с которыми всегда присутствует также центральная несмещенная компонента (несущая частота), которая и является линией Мёссбауэра. Найдем интенсивность этой компоненты.

Пусть $u(t)$ — проекция скорости излучающего атома на направление наблюдения. С учетом линейного эффекта Доплера фаза волны в лабораторной системе координат равна

$$\psi(t) = \int \omega_0 \left(1 + \frac{u(t)}{c} \right) dt = \omega_0 t - \frac{x(t)}{\lambda},$$

где ω_0 — частота γ -излучения, $\lambda = c/\omega_0$ — его приведенная длина волны,

*) Переработанный текст доклада, представленного второй Всесоюзной конференцией по ядерным реакциям при малых и средних энергиях (июль 1960 г.).

$x(t)$ — смещение атома от положения равновесия в направлении наблюдения.

Разлагая $x(t)$ в ряд по собственным частотам колебаний твердого тела, имеем для напряженности поля волны

$$\mathcal{E} = e^{i\psi(t)} = e^{i\omega_0 t + i \sum_m \frac{x_m}{\lambda} \sin(\Omega_m t + \varphi_m)}$$

Используя известное из теории бесселевых функций разложение

$$e^{iz \sin \theta} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(z) e^{in\theta},$$

получаем

$$\mathcal{E} = e^{i\omega_0 t} \prod_m \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n\left(\frac{x_m}{\lambda}\right) e^{in(\Omega_m t + \varphi_m)}. \quad (1)$$

Общий член (1) соответствует излучению частоты $\omega_0 + \sum_m n_m \Omega_m$. Несмещенную частоту дает член $\mathcal{E}_0 = e^{i\omega_0 t} \prod_m J_0(x_m/\lambda)$, а также члены, для которых $\sum_m n_m \Omega_m = 0$. В практически интересных случаях, когда интенсивность мёссбауэровской линии не очень мала, членами последнего типа можно пренебречь, так как число таких членов мало по сравнению с полным числом боковых линий.

Таким образом, интенсивность линии Мёссбауэра равна

$$f = |\mathcal{E}_0|^2 = \prod_m J_0^2(x_m/\lambda_m).$$

Поскольку число множителей очень велико, каждая из величин $J_0(x_m/\lambda)$ близка к 1 и можно положить $J_0(x_m/\lambda) = 1 - x_m^2/4\lambda^2$. В результате имеем

$$\ln f = -\frac{1}{2\lambda^2} \sum_m x_m^2 = -\frac{\bar{x}^2}{\lambda^2}, \quad (2)$$

где $\bar{x}^2 = \frac{1}{2} \sum x_m^2$ — средний квадрат отклонения колеблющегося атома решетки от положения равновесия (в направлении наблюдения).

Из (2) следует, что линия Мёссбауэра хорошо выражена, если амплитуда колебаний атомов решетки не велика по сравнению с длиной волны λ -излучения. Смысл этого условия можно понять, используя подход, применявшийся И. М. Франком в теории эффекта Доплера³. Излучение атома можно рассматривать как результат сложения световых импульсов, испущенных в течение последовательных интервалов dt_i . Спектральное разложение отдельного импульса соответствует сплошному спектру, т. е. содержит все частоты. Для неподвижного излучателя соотношения фаз в спектральных разложениях таковы, что волны с частотой $\omega \neq \omega_0$ гасят друг друга, волны с частотой ω_0 усиливаются. Если излучатель колеблется с амплитудой, малой по сравнению с длиной волны излучения λ , т. е. $x \ll \lambda$, фазовые сдвиги изменяются незначительно и интенсивность компоненты с частотой ω_0 убывает также незначительно. Если же $x > \lambda/2$, волны с частотой ω_0 начинают взаимно гаситься и интенсивность компоненты ω_0 резко падает.

Для осциллятора с собственной частотой Ω средний квадрат смещения и энергия U связаны, как известно, соотношением

$$\overline{x^2} = \frac{U}{M\Omega^2}; \quad (3)$$

средняя энергия осциллятора, в свою очередь, определяется выражением

$$\bar{U} = \hbar\Omega \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{e^{\hbar\Omega/kT} - 1} \right). \quad (4)$$

Комбинируя (3) и (4) и подставляя после усреднения по спектру колебаний твердого тела в (2), получаем

$$\ln f = -\frac{E^2}{Mc^2} \int_0^\infty \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{e^{\hbar\Omega/kT} - 1} \right] \frac{f(\Omega) d\Omega}{\hbar\Omega}, \quad (5)$$

где T — абсолютная температура, $f(\Omega)$ — нормированный к 1 спектр собственных частот твердого тела.

В дебаевском приближении

$$f(\Omega) = 3 \left(\frac{\hbar}{k} \right)^3 \frac{\Omega^2}{\theta^3} \quad \text{при } \hbar\Omega \leq k\theta, \quad f(\Omega) = 0 \quad \text{при } \hbar\Omega > k\theta$$

(θ — дебаевская температура). Подставляя это выражение в (5), приходим к формуле (1) из доклада Мёссбауэра (см. выше, стр. 660). Таким образом, результаты классического и квантового расчетов полностью совпадают.

Выражение для f по существу является частным случаем так называемого теплового фактора Дебая — Уоллера, учитывающего влияние колебаний атомов решетки на интенсивность когерентного брэгговского рассеяния рентгеновских лучей⁴. Это совпадение отражает общую особенность двух явлений: и эффект Мёссбауэра и брэгговское рассеяние даются несмещенной компонентой частотного спектра излучения, модулированного колебаниями атома решетки; в первом случае речь идет о колебаниях излучающего атома, во втором — рассеивающего.

Как известно, многие вещества, в особенности не обладающие кубической симметрией, не могут быть охарактеризованы определенной температурой Дебая⁵. Это приводит к большой неопределенности в оценке интенсивности линии Мёссбауэра из соотношений, полученных для дебаевской модели. М. В. Казарновскому удалось выразить интенсивность линии Мёссбауэра непосредственно через интегралы от теплоемкости решетки C_L по температуре⁶. Так, при $T = 0$ (или $T \ll \theta$)

$$\ln f = -\frac{E^2}{2\pi^2 Mc^2 k^2} \int_0^\infty C_L(T) \frac{dT}{T^2}. \quad (6)$$

Соотношения Казарновского очень полезны для сравнения эксперимента с теорией. К сожалению, они строго обоснованы только для монокристаллов с кубической симметрией, для которых они менее нужны.

2. ВЛИЯНИЕ КВАДРАТИЧНОГО ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА

Паунд и Ребка⁷ обнаружили зависимость частоты линии Мёссбауэра от температуры источника (или поглотителя) и показали, что она обусловлена эффектом Доплера второго порядка по скорости теплового движения, которым выше мы пренебрегли.

Точная релятивистская формула эффекта Доплера, как известно, имеет вид

$$\omega = \omega_0 \frac{\sqrt{1-(v/c)^2}}{1-u/c},$$

где скорость излучателя v и проекцию скорости на направление наблюдения в лабораторной системе координат u надо брать в момент излучения τ , связанный с моментом наблюдения t соотношением

$$t = \tau + \frac{X-x(\tau)}{c}. \quad (7)$$

Здесь X — расстояние точки наблюдения от положения равновесия излучателя (предполагается, что это расстояние неограниченно велико по сравнению с амплитудой колебаний излучателя).

Частота ω_1 линии Мёссбауэра равна постоянной слагающей $\omega(t)$, тогда как переменная слагающая $\omega(t)$ определяет, как показано выше, ее интенсивность. Таким образом,

$$\omega_1 = \frac{1}{T} \int_0^T \omega(t) dt = \frac{1}{T} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \omega_0 \frac{\sqrt{1-v^2(\tau)/c^2}}{1-u(\tau)/c} \frac{dt}{d\tau} d\tau \simeq \omega_0 \left(1 - \frac{\bar{v}^2}{2c^2}\right), \quad (8)$$

так как, согласно (7), $dt/d\tau = 1 - u(\tau)/c$ и (для атома в твердом теле) $(\tau_2 - \tau_1)/T \rightarrow 1$ при $T \rightarrow \infty$.

Соотношение (8) выражает не что иное, как релятивистский «парадокс часов»: движущиеся часы идут медленнее часов наблюдателя на фактор $\sqrt{1-v^2/c^2} \simeq 1 - v^2/2c^2$. Оно может быть получено и из энергетических соображений^{2,8}. Действительно, при эффекте Мёссбауэра импульс отдачи сообщается кристаллу в целом, т. е. импульс p излучающего атома не изменяется. Но так как масса излучающего атома уменьшается на величину $\Delta M = E/c^2$, его средняя кинетическая энергия $\bar{p}^2/2M$ возрастает на величину $\frac{\bar{p}^2 \Delta M}{2M^2} = E \frac{\bar{v}^2}{2c^2}$. Соответственно энергия испускаемого γ -кванта оказывается на фактор $(1 - \bar{v}^2/2c^2)$ меньше энергии перехода E .

Дифференцируя (9) по температуре и учитывая, что теплоемкость решетки $C_L = du/dT$, $u = M\bar{v}^2$, получаем соотношение Паунда и Ребка

$$\frac{d\omega_1}{dT} = -\omega_0 \frac{C_L}{2Mc^2}. \quad (9)$$

В предыдущем рассмотрении мы предполагали, что колебания не влияют на частоту γ -излучения в системе координат излучающего ядра. В действительности, смещение атома от положения равновесия приводит к изменению конфигурации электронной оболочки и, следовательно, к изменению энергии взаимодействия оболочки с ядром*). Изменение различно для возбужденного и основного состояний ядра, причем разница войдет в энергию γ -кванта. Этот вопрос подробно рассмотрен в работе Дзюба и Лубченко⁹.

Порядок величины разницы можно оценить из имеющихся данных об изомерном смещении, т. е. о сдвиге энергий атомных оптических переходов для основного и изомерного состояний ядра¹⁰. По порядку величины изомерное смещение составляет $E_{\text{изом}} \sim 10^{-6}$ эв. Относительное изменение изомерного смещения при отклонении атома можно принять равным отно-

*) Изменения энергии ядра за счет переменной поляризации под действием сил, вызывающих колебания, пренебрежимо малы.

сительному изменению энергии электронного перехода, т. е. ширине оптической линии в кристалле:

$$\Delta E_{\text{изом}} \sim \frac{\Delta E_{\text{опт}}}{E_{\text{опт}}} E_{\text{изом}} \sim 10^{-3} \cdot 10^{-6} \sim 10^{-9} \text{ эв.}$$

Поскольку при нагреве образца амплитуда отклонений возрастает, рассмотренный эффект должен приводить к температурной зависимости положения резонансной линии. Хорошее согласие экспериментальных данных ⁷ для Fe⁵⁷ с теорией, учитывающей только квадратичный эффект Доплера, указывает, что для Fe⁵⁷ изменение изомерного смещения не существенно*).

3. ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА ДЛЯ ПРИМЕСИ

Подавляющая часть нормальных колебаний решетки характеризуется длиной волны, значительно превышающей размер элементарной ячейки решетки. При таких колебаниях смещения атома относительно ближайших соседей малы по сравнению с амплитудой смещения относительно положения равновесия, т. е. большое число атомов колеблется практически совместно. Ввиду этого замена одного из атомов решетки (масса M_1) на другой атом с массой M скажется на динамике колебания лишь незначительно, и смещения примесного атома будут мало отличаться от смещений атомов решетки. Исключение составят только несколько колебаний высокой частоты, связанных со значительными смещениями атома M относительно своих соседей. Эти несколько высокочастотных колебаний внесут очень малый вклад в средний квадрат смещения \bar{x}^2 , тем более, что для отдельного осциллятора $\bar{x}_m^2 \sim 1/\Omega_m$. Ввиду этого интенсивность линии Мёссбауэра в излучении примесного атома должна быть почти такой же, как если бы γ -лучи с той же длиной волны излучал основной атом решетки. Это значит, что в случае примесного атома в выражение (5) необходимо подставлять массу атома и спектр колебаний, характеризующие решетку, в которую введен примесный атом. Для дебаевского кристалла с температурой Дебая θ при $T \ll \theta$ будем иметь для излучения атома M

$$\ln f \simeq -\frac{3E^2}{4M_1c^2k\theta}, \quad (10)$$

тогда как для кристалла с той же дебаевской температурой, целиком построенного из атомов M , имеем

$$\ln f = -\frac{3E^2}{4Mc^2k\theta}. \quad (11)$$

Как видно из (10), в случае примесного атома интенсивность линии Мёссбауэра уже не определяется отдачей излучающего атома.

Сделанные выше замечания еще не проверены экспериментом или точным расчетом. Они могут иметь практическое значение для наблюдения эффекта Мёссбауэра на ядрах малого и среднего массовых чисел¹¹. Например, в металлическом цинке ($\theta = 213^\circ \text{ К}$) интенсивность линии Мёссбауэра Zn⁶⁷ должна составлять при $T \ll \theta$ $f = 0,4\%$. Если ввести Zn⁶⁷ в виде небольшой примеси в решетку с той же дебаевской температурой, но с массовым числом атомов, равным 200, величина f должна была бы

*) Изменение частоты $\Delta E_{\text{изом}}/h$ приводит к сдвигу фазы излучаемой волны на величину $\sim \Delta E_{\text{изом}}T/h$, где $T \sim h/k\theta$ — период колебаний твердого тела. Этот сдвиг ничтожно мал по сравнению с 1 , т. е. практически не сказывается на интенсивности линии Мёссбауэра.

согласно (10) возрасти примерно в 40 раз. При этом следует иметь в виду, что частота резонансного излучения атома зависит от кристаллического и химического окружения (см. выше (8), а также¹²).

В случае сложной решетки, содержащей атомы более чем одного рода, атомы ячейки движутся при колебаниях решетки практически совместно, за исключением высокочастотной части оптических ветвей спектра колебаний, когда смещения атомов ячейки различаются. Если пренебречь последним обстоятельством, то, как легко показать, при вычислении интенсивности линии Мёссбауэра нужно подставлять массу, усредненную по массам всех атомов ячейки. Однако допустимость такого приближения отнюдь не ясна, и вопрос нуждается в более подробном рассмотрении.

4. КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ

В работе¹³ Подгорецкий и Ройзен отмечают, что эффект Мёссбауэра делает возможной миграцию возбуждения между тождественными ядрами; это сказывается на характере излучения. В работе классически рассматриваются случаи двухатомной молекулы и длинной линейной цепочки атомов. В случае цепочки частота излучения и постоянная затухания зависят от угла направления луча по отношению к оси цепочки. Смещение частоты, измеренное в естественных ширинах линии, равно $3\lambda/16la$ (за исключением особых углов); относительное изменение затухания (по отношению к свободному ядру) доходит до $3\lambda/8a$, где λ — длина волны, а a — расстояние между атомами в цепочке. Авторы указывают, что аналогичные явления должны наблюдаться в кристаллах. Наибольшей величины эти эффекты могут достигать только в моноизотопных веществах и при интенсивности линии Мёссбауэра, близкой к единице.

5. СПЕКТР γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗООБРАЗНОГО И ЖИДКОГО ИСТОЧНИКА

Поскольку в жидкости или сжатом газе смещение диффундирующего атома за время жизни возбужденного ядра мало, встает вопрос, не может ли формироваться также в этих средах узкая γ -линия. Соответствующая задача рассмотрена (по существу классически) в работе Подгорецкого и Степанова¹⁴. Эти авторы, используя для описания движения диффундирующего атома уравнение Ланжевена, получили для формы линии испускания выражение

$$I(\omega) \sim \operatorname{Re} \int_0^{\infty} dt e^{-i(\omega - \omega_0)t - \gamma t/2 - (\eta t - 1 + e^{-\eta t}) D / \lambda^2}, \quad (12)$$

где ω_0 — частота, излучаемая закрепленным ядром, $\gamma = \Gamma/\hbar$ — постоянная распада возбужденного состояния, D — коэффициент диффузии, $\eta = kT/MD$.

При $D/\eta\lambda^2 \sim (l/\lambda)^2 \gg 1$ (l — средний свободный пробег между соударениями) в (12) существенны только малые значения ηt , и последний член в экспоненте (12) принимает вид $D\eta t^2/2\lambda^2$. Спектр в этом случае имеет доплеровскую форму с полушириной порядка $\omega_0 v/c = v/\lambda$, где v — среднеквадратичная скорость теплового движения (предполагается, что $\gamma \ll \omega_0 v/c$). В противоположном случае, когда $D/\eta\lambda^2 \sim (l/\lambda)^2 \ll 1$, в (12) существенны большие значения ηt и последний член в экспоненте можно принять равным Dt/λ^2 ; линия принимает лоренцеву форму

$$I(\omega) \sim 1/[(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2 + D/\lambda^2)^2] \quad (13)$$

с шириной $\gamma/2 + D/\lambda^2$.

Поскольку $D_i \lambda^2 \sim \frac{v}{\lambda} \cdot \frac{l}{\lambda}$, видно, что в области применимости соотношения (13) ширина спектра много меньше доплеровской ширины v/λ . Для γ -излучения с энергией 10 кэв и для коэффициента диффузии $10^{-5} \text{ см}^2/\text{сек}$ (жидкий свинец) добавочная ширина равна $\hbar D/\lambda^2 \sim 10^{-3} \text{ эв}$, т. е. все еще велика по сравнению с естественной шириной γ -линии.

Липкин¹⁵ получил правило сумм, согласно которому средняя энергия линии испускания всегда на величину энергии отдачи R меньше энергии γ -перехода. В твердом теле при наличии несдвинутой линии выполнение правила сумм обеспечивается сдвигом доплеровской компоненты спектра. Согласно классической теории для жидкости или газа спектр излучения состоит из одной линии, центр которой совпадает с частотой перехода. При $E \rightarrow 0$ отношение энергии отдачи к ширине линии постоянно и равно $\hbar/2MD$. Эта величина может быть не мала. Вопрос о том, как удовлетворяется правило сумм, а следовательно, и вопрос о положении центра линии не может быть до конца разобран в классической теории и остается в настоящее время неясным.

6. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С Sn^{119}

Олово-119 обладает возбужденным уровнем с энергией возбуждения $23,8 \text{ кэв}$ и шириной $\Gamma = 2,4 \cdot 10^8 \text{ эв}$. Спин основного состояния Sn^{119} $I_0 = 1/2^+$, возбужденного $I_1 = 3/2$. Этот уровень возбуждается в результате распада изомерного состояния Sn^{119m} с периодом полураспада 250 дней.

Эффект Мёссбауэра на олово-119 исследовался группами ИТЭФ (Алиханов, Любимов^{16, 17}), ФИАН (Барит и др.¹⁸) и МГУ (Десягин, Шпинель и др.^{19, 20}). Работа группы ИТЭФ — первая, в которой был наблюден эффект резонансного поглощения на олове и измерено влияние магнитного поля на величину поглощения. Измерения проводились при температурах жидкого азота и комнатной. Источник и фильтры изготовлялись из металлического белого олова. Результаты измерений, в которых источник помещался в магнитном поле, а поглотитель из естественного олова толщиной 5 мг/см^2 вне поля, представлены на рис. 1. Уменьшение резонансного поглощения при наложении поля обусловлено расщеплением уровней за счет

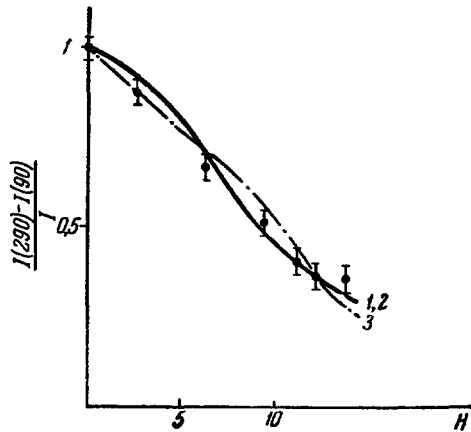


Рис. 1. Зависимость величины резонансного поглощения в тонком образце Sn^{119} от напряженности магнитного поля, действующего на источник¹⁷ (H в кэрстед).

Величина резонансного поглощения определялась как разность интенсивностей прошедшего излучения при температурах источника и фильтра 290 и 90° К . Сплошные кривые рассчитаны в предположениях: 1) $\mu_1 = -0,25 \text{ я. м.}$ (нет квадратного расщепления ($\Delta = 0$)), 2) $\mu_1 = 0$, $\Delta = \Gamma/2$, 3) $\mu_1 = 1,0 \text{ я. м.}$, $\Delta = 0,95 \Gamma$.

ядерного Зееман-эффекта, величина которого определяется магнитными моментами основного и возбужденного состояний Sn^{119} . Магнитный момент основного состояния Sn^{119} известен²¹ ($\mu = -1,05 \text{ я. м.}$). В принципе из кривой рис. 1 может быть извлечено значение магнитного момента возбужденного состояния Sn^{119} . Такое извлечение затрудняется необходимостью учета а) фактической ширины резонансной линии,

которая часто бывает больше естественной ширины, и б) расщепления возбужденного уровня Sn^{119} (спин $3/2$) за счет квадрупольного электрического взаимодействия с неоднородным электрическим полем гексагональной решетки олова.

По расчетам Алиханова и Любимова¹⁷ уширение линии вдвое против естественной ширины изменяет цифру магнитного момента возбужденного уровня от $-0,25$ до $+1,0$ я.м.

При наличии квадрупольного расщепления, большого по сравнению с зеемановским расщеплением, величина последнего оказывается зависящей от угла θ между направлением магнитного поля и осью симметрии электрического поля. Для уровня со спином $I=3/2$ для компонент с проекцией момента $\pm 3/2$ энергия взаимодействия равна²²

$$W = \frac{1}{2} \Delta \pm \mu H |\cos \theta|. \quad (14)$$

Для компонент $\pm 1/2$

$$W = -\frac{1}{2} \Delta \pm \frac{2}{3} \mu H \sqrt{1 - \frac{3}{4} \cos^2 \theta}. \quad (15)$$

Из выражений (14) и (15) следует, что в поликристаллическом образце наличие квадрупольного расщепления изменяет среднюю величину магнитного расщепления и приводит к расширению зеемановских компонент.

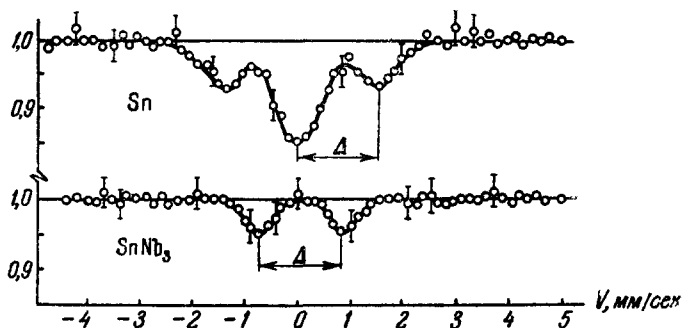


Рис. 2. Зависимость интенсивности γ -излучения $23,8$ кэв олова, проходящего через фильтр из олова и сплава SnNb_3 , от относительной скорости источника и фильтра¹⁹. (По оси абсцисс v , мм/сек.)

Поскольку в настоящее время нет данных о наличии или отсутствии расширения резонансной линии Sn^{119} и поскольку еще не было проведено учета наличия квадрупольного расщепления, можно говорить только о предварительной цифре для магнитного момента возбужденного уровня Sn^{119} . В качестве такой цифры авторы приводят значение $\mu = -0,25$ я.м.

Более просты для интерпретации эксперименты, в которых наблюдается форма резонансной кривой. Такие опыты были поставлены группой МГУ. Измерения проводились при температуре жидкого азота. С помощью профилированного кулачка источника сообщалась скорость, линейно изменявшаяся со временем в определенных пределах. Импульсы детектора γ -лучей подавались на радиосхему, модулировавшую амплитуды импульсов по линейному закону синхронно с изменением скорости источника, и затем на 100-канальный амплитудный анализатор. Такое устройство позволяет одновременно измерять весь спектр поглощения γ -лучей в функции относительной скорости. Результаты измерений¹⁹ с источником в виде металлического белого олова и фильтрами из белого олова и из сплава SnNb_3 представлены на рис. 2. Эти данные указывают на наличие квадрупольного расщепления в белом олове и отсутствие

заметного расщепления в сплаве SnNb_3 . Для величины расстояния между компонентами квадрупольного расщепления приводится значение $\Delta = (1,15 \pm 0,25) \cdot 10^7$ эв.

На рис. 3 представлены результаты измерений, в которых поглотитель — сплав SnNb_3 — помещался в магнитном поле 12 000 эрстед, тогда как источник — металлическое олово — помещался вне поля²⁰. Наблюдается вполне определенное расщепление линии, которое соответствует картине, рассчитанной для значения $\mu_1 = (1,9 \pm 0,4)$ я.м. Точность измерения, однако, мала.

Группа ФИАН с целью проверки согласия эксперимента с теорией провела измерения резонансного поглощения при различных температурах и для различных толщин поглотителей¹⁸. Результаты для температуры жидкого азота представлены на рис. 4. Теоретические кривые построены с учетом квадрупольного расщепления по данным группы МГУ и в предположении отсутствия расширения линии. Эти результаты и данные измерений при более высоких температурах согласуются с эффективной дебаевской температурой олова $\sim 180^\circ \text{K}$. Предварительные данные

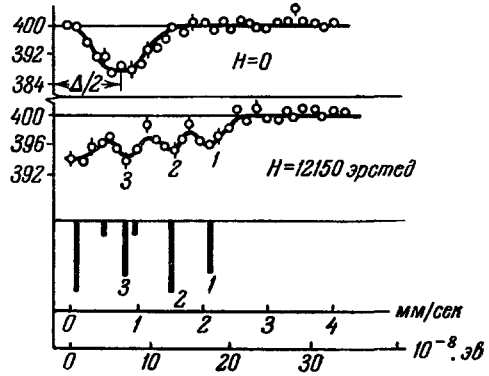


Рис. 3. Влияние магнитного поля на интенсивность фильтрованного излучения²⁰ $^{23,8} \text{кэв Sn}^{119}$.

Источник — металлическое олово, фильтр — сплав SnNb_3 . Визу показана картина расщепления, ожидаемая для очень узкой линии в предположении $\mu_0 = -1,05$ я.м., $\mu_1 = 1,9$ я.м.

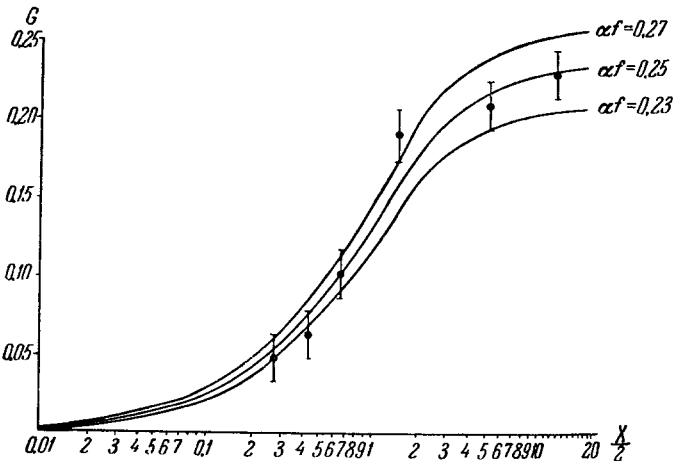


Рис. 4. Зависимость величины резонансного поглощения γ -лучей Sn^{119} от толщины фильтра (металлическое олово)¹⁸. $G = I_0 - I / I_0$ — относительная величина резонансного поглощения; $\alpha = n f' \sigma_0$, где n — число атомов Sn^{119} на 1 см^2 фильтра, f' — интенсивность линии Мессбауэра для фильтра, σ_0 — сечение в резонансе. Сплошные кривые — теоретические кривые, вычисленные с учетом квадрупольного расщепления; α — доля излучения $^{23,8} \text{кэв Sn}^{119}$ в регистрируемой γ -интенсивности источника.

измерений с движущимся источником подтверждают вывод группы МГУ о наличии квадрупольного расщепления. В то же время квадрупольное

расщепление не проявилось в работе ²³, выполненной во Франции. Поскольку эксперименты МГУ с определенностью указывают на наличие квадрупольного расщепления, можно подозревать, что расхождение связано с ошибкой в шкале скоростей в одной из двух работ или с какими-либо аппаратными дефектами в работе ²³. По французским данным наблюдаемое магнитное расщепление описывается магнитным моментом возбужденного уровня, равным нулю. Этот вывод получен в предположении отсутствия квадрупольного расщепления и должен быть пересмотрен.

Таким образом, выполненные до настоящего времени измерения не согласуются между собой в достаточной степени и не позволяют сделать определенного вывода о величине μ_1 .

Согласно оболочечной модели, нечетный нейтрон в Sn^{119*} должен находиться в состоянии $d_{3/2}$. Предел Шмидта в этом случае равен $+1,1$ я.м.

Измерения должны быть продолжены, причем для упрощения интерпретации желательно использовать в качестве источника и фильтра сплавы олова, обладающие кубической симметрией решетки.

7. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С Zn^{67} . ДАЛЬНЕЙШИЕ ВОЗМОЖНОСТИ

Zn^{67} обладает возбужденным уровнем с энергией 92 кэв и естественной шириной уровня $\Gamma=4,8 \cdot 10^{-11}$ эв. Относительная ширина γ -перехода Zn^{67} ($\Gamma/E=5,3 \cdot 10^{-16}$) на три порядка меньше относительной ширины наи-

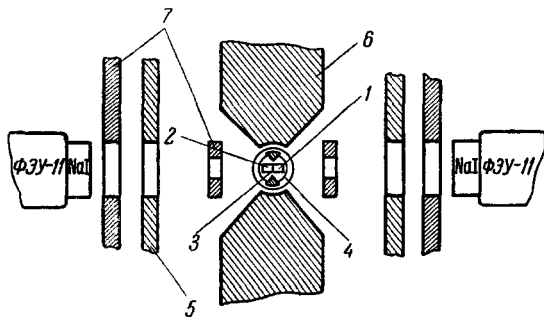


Рис. 5. Схема экспериментальной установки ¹¹ для наблюдения резонансного поглощения в Zn^{67} .

1—образец из обогащенного Zn ; 2—образец из естественного Zn ; 3—сторона обогащенного образца, облученная на циклотроне; 4—экран при $T=80^\circ\text{K}$ с полюсными наконечниками из железа «Армо»; 5—магнитный экран, железо; 6—полюса электромагнита; 7—свинцовые коллиматоры. Образцы 1 и 2 припаяны ко дну сосуда с жидким гелием. Фотоумножители окружены экраном из пермаллоя толщиной 5 мм.

более узкой из изученных до последнего времени линий — линии Fe^{57} . Ввиду этого наблюдение эффекта Мёссбауэра на Zn^{67} представляет большой интерес. В то же время задача является трудной. Во-первых, ввиду сравнительно большой энергии перехода и малой массы излучающего ядра интенсивность линии Мёссбауэра должна быть малой в случае Zn^{67} . Во-вторых, необычайная узость линии заставляет опасаться смазывания эффекта из-за расширений и сдвигов, обусловленных вибрациями, неоднородностями вещества, различиями в структуре источника и фильтра. Достаточно сказать, что относительная

скорость источника и фильтра, равная $0,15$ мк/сек, сдвигает линию на ширину уровня. Попытка обнаружить резонансное поглощение в Zn^{67} была предпринята группой ¹¹ физиков ОИЯИ—ФИАН. С учетом указанных выше опасений опыт ставился следующим образом. Поверхность образца металлического цинка, обогащенного до 33% Zn^{67} , облучалась протонами с энергией $6,7$ Мэв и в ней наводилась по реакции (p, n) активность Ga^{67} . Ga^{67} с периодом полураспада 78 часов превращается в Zn^{67} , который в значительной доле распадов образуется в возбужденном состоянии. Образец помещался в гелиевый криостат между полюсными наконечниками, создававшими неоднородное магнитное поле с максимальной напряженностью

поля в области источника, равной 1500 эрстед (рис. 5). Эффект резонансного поглощения регистрировался по уменьшению интенсивности излучения 92 кэв, проходящего через 6 мм Zn, при включении магнитного поля, разрушавшего резонансное поглощение. Измерения с полем и без поля автоматически чередовались каждые 20—40 сек. Изменение коэффициента усиления фотоумножителей при включении поля, как показали специальные измерения, не превышало 10^{-5} .

В результате нескольких согласующихся между собой серий измерений было найдено, что при температуре жидкого гелия включение поля снижает счет на величину $\delta = (2,58 \pm 0,84) \cdot 10^{-2} \%$. Контрольные опыты при температуре жидкого гелия (фильтрация излучения Zn^{67} с энергией 180 и 270 кэв, фильтрация излучения 92 кэв через образец, содержащий в восемь раз меньше Zn^{67} (естественный Zn)) и при комнатной температуре (фильтрация через обогащенный и естественный Zn) — все дали в пределах той же точности измерений нулевой результат. Усредненный результат всех контрольных измерений $\delta = (0,05 \pm 0,4) \cdot 10^{-2} \%$.

Можно, таким образом, полагать, что обнаруженный эффект действительно обусловлен резонансным поглощением в Zn^{67} . Теоретические оценки с учетом вычисленной Казарновским⁶ эффективной дебаевской температуры металлического цинка $\theta = 213^\circ \text{K}$, с учетом квадрупольного расщепления в некубической решетке Zn дают для условий эксперимента $\delta = (-9) \cdot 10^{-2} \%$, что всего лишь в 2—3 раза больше наблюдаемой величины. Опыты с Zn^{67} продолжаются.

В экспериментах Паунда и Ребка²⁴, проведенных с точностью 0,1% на естественном Zn, эффект резонансного поглощения, как и следует ожидать, не проявился.

Существенно большую величину резонансного эффекта удалось получить Крайгу и др.²⁵, использовавшим в качестве материала источника и фильтра окись цинка, обладающую большей дебаевской температурой ($\theta \simeq 300^\circ \text{K}$). Результаты работы²⁵ представлены на рис. 11 доклада Мёссбауэра (см. стр. 664 настоящего выпуска).

Весьма интересен вопрос о возможности использования еще более узких резонансных линий. В настоящее время неизвестны низколежащие возбужденные состояния стабильных изотопов со временем жизни в интервале от 10^{-5} до десятков секунд. В связи с этим Зара во Франции²⁶ и Бургов и Давыдов²⁷ в СССР рассмотрели возможность наблюдения эффекта Мёссбауэра на изотопе Ag^{107} , обладающем возбужденным уровнем с энергией 88 кэв и периодом полураспада 40 сек. Расширение линии за счет взаимодействия магнитного момента возбужденного состояния с магнитными моментами окружающих ядер и за счет других причин приведет к уменьшению резонансного сечения на несколько порядков, однако, по мнению указанных авторов резонансный эффект все же может быть наблюден.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. L. Mossbauer, Z. Phys. 151, 124 (1958); Naturwiss. 45, 538 (1958); Z. Naturforsch. 14a, 211 (1959).
2. Ф. Л. И п и р о, Элементарная теория эффекта Мёссбауэра, изд. ФИАН, М., 1960.
3. И. М. Ф р а н к, J. Phys. USSR 7, 49 (1943).
4. О. Д ж е й м с, Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, М., ИЛ, 1950.
5. M. Blackman, Handb. Phys. 7/1, 325 (1955).
6. М. В. К а з а р н о в с к и й, ЖЭТФ 5, 1652 (1960).
7. R. V. Pound and G. A. Reberka, Phys. Rev. Lett. 4, 274 (1960).
8. B. D. Josephson, Phys. Rev. Lett. 4, 341 (1960).

9. А. Дзюб и А. Ф. Лубченко, ЖЭТФ (в печати).
 10. A. C. Melissinos and S. P. Davis, Phys. Rev. 115, 130 (1959).
 11. С. И. Аксенов, В. П. Алфименков, В. П. Лушиков, Ю. М. Оста-
невич, Ф. Л. Шапиро, Янь У-гуан, ЖЭТФ 40, № 1 (1961).
 12. O. C. Kistner and A. W. Sunyar, Phys. Rev. Lett. 4, 412 (1960); I. Solo-
mon, C.R. 250, 3828 (1960).
 13. М. И. Подгорецкий, И. Д. Ройзен, ЖЭТФ 39, 1473 (1960).
 14. М. И. Подгорецкий, А. В. Степанов, ЖЭТФ 40 (1960).
 15. Н. Т. Lirkin, Ann. Phys. (USA) 9, 332 (1960).
 16. В. А. Любимов и А. И. Алиханов, ЖЭТФ 38, 1912 (1960).
 17. В. А. Любимов и А. И. Алиханов, Труды 2-й Всесоюзной конференции
по ядерным реакциям при малых и средних энергиях, 1960 (в печати).
 18. И. Я. Барит, В. А. Букарев, А. В. Елпидинский, Ф. Л. Шапиро,
там же.
 19. Н. Н. Делягин, В. С. Шпинель, В. А. Брюханов, Б. Звенглин-
ский, ЖЭТФ 39, 220 (1960).
 20. Н. Н. Делягин, В. С. Шпинель, В. А. Брюханов, Б. Звенглин-
ский, ЖЭТФ 39, 894 (1960).
 21. Н. Ф. Рамзей, в книге «Экспериментальная ядерная физика», ред. Э. Сегре,
М., ИЛ, 1955.
 22. С. Н. Townes, Handb. Phys. 38/1, 377 (1958).
 23. J. L. Picou, J. Quidort, R. Barloutaud, E. Cotton, препринт,
1960.
 24. R. V. Pound and G. A. Rebka, Phys. Rev. Lett. 4, 397 (1960).
 25. P. P. Craig, D. E. Nagle and D. R. F. Cochran, Phys. Rev. Lett. 4, 561
(1960); D. E. Nagle, P. P. Craig and W. E. Keller, Nature 186, 707 (1960).
 26. С. Тзара, C.R. 250, 1466 (1960).
 27. Н. А. Бургов и А. В. Давыдов, Сообщение на 2-ой Всесоюзной кон-
ференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях, июль 1960 г.
-