

*Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования*

**«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»**

Лабораторная работа №6.1.

по курсу общей физики
на тему:

***«Исследование резонансного поглощения
 γ -квантов (эффект Мессбауэра)»***

*Работу выполнил:
Баринев Леонид
(группа Б02-827)*

Долгопрудный
2021

1. Аннотация

С помощью метода доплеровского сдвига мессбауэровской линии поглощения будет исследоваться резонансное поглощение γ -лучей, испускаемых ядрами олова ^{119}Sn в соединении BaSnO_3 при комнатной температуре.

Будет определено положение максимума резонансного поглощения, его величина, а также экспериментальная ширина линии $\Gamma_{\text{экс}}$ и оценено время жизни возбужденного состояния ядра ^{119}Sn .

2. Теоретические сведения

Нуклоны (нейтроны и протоны) в атомном ядре, как и электроны в атоме, могут находиться в различных дискретных энергетических состояниях, или, как говорят, на различных энергетических уровнях. Самый низкий из уровней называется основным, остальные носят название возбужденных. Ядра, находящиеся в возбужденных состояниях, могут переходить на более низкие энергетические уровни, в том числе и на основной уровень. Такие переходы происходят самопроизвольно (спонтанно). Освобождающаяся энергия уносится фотоном. Так возникает γ -излучение.

Ядра атомов могут не только испускать, но и поглощать фотоны. Если попадающий в атомное ядро фотон имеет энергию, равную разности энергий между основным и каким-либо возбужденным состояниями, то ядро может поглотить фотон и перейти в соответствующее возбужденное состояние. Этот процесс возможен лишь для γ -лучей определенных энергий и носит, таким образом, резонансный характер.

На первый взгляд резонансное поглощение γ -лучей должно представлять собой распространенное и легко наблюдаемое явление. Казалось бы, для его обнаружения достаточно пропустить поток γ -лучей, испущенных радиоактивным источником, через поглотитель, содержащий те же ядра в невозбужденном состоянии. На самом деле это не так. Дело в том, что энергия E_γ , уносимая γ -квантом, оказывается меньше энергии E_0 перехода между уровнями. Небольшая, но вполне заметная доля энергии уносится ядром, которое вследствие отдачи начинает двигаться в сторону, противоположную направлению вылета γ -кванта.

При испускании фотона ядро приобретает энергию отдачи

$$R = \frac{p^2}{2M} = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \quad (1)$$

Для ядра ^{119}Sn , который используется в работе, $E_0 \simeq E_\gamma = 23,8$ кэВ, $R \simeq 2,5 \cdot 10^{-3}$ эВ $\gg \Gamma/2 \simeq 3 \cdot 10^{-8}$ эВ, где Γ — естественная ширина линии. Из-за такой разницы в порядках величин получается, что при смещении на величину

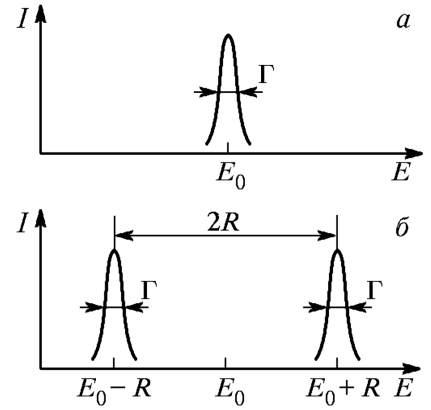


Рис. 1. Энергетическое распределение, характеризующее возбужденное состояние ядра (а), и сдвиг линий испускания и поглощения из-за отдачи при свободных ядрах (б)

$\pm R$ не перекрываются. Однако, это можно компенсировать эффектом Доплера, который возникает из-за теплового движения ядер. Для этого ядра должны двигаться относительно друг друга со скоростью

$$V = c \frac{2R}{E_\gamma} \quad (2)$$

Это примерно 60 м/с для ^{119}Sn . Из термодинамических соображений оценим скорость движения ядра v :

$$\frac{Mv^2}{2} = \frac{kT}{2} \Rightarrow v = \sqrt{\frac{kT}{M}} \quad (3)$$

Тогда величину D доплеровского "уширения" линии с учетом (1) можно оценить как

$$D = \frac{v}{c} E_\gamma = \sqrt{2RkT} \quad (4)$$

При комнатной температуре для ^{119}Sn эта величина будет примерно равна $1,5 \cdot 10^{-2}$ эВ, что на порядок больше R . Происходит перекрытие линий испускания и поглощения вследствие доплеровского уширения. Это обеспечивает возможность резонансного поглощения гамма-лучей.

2.1. Испускание и поглощение в твердых телах

Совсем иначе обстоит дело в твердых телах — в тех веществах с кристаллической решеткой, у которых энергия связи между атомами в решетке больше энергии отдачи. В таком случае при испускании/поглощении импульс в том или ином виде передается всем атомам в решетке, что часто вызывает ее колебания. Можно также сказать, что создаются кванты звуковых колебаний — фононы.

В данной работе изучается **эффект Мессбауэра — испускание и поглощение γ -квантов без создания фононов (звуковых колебаний)**. Его вероятность выражается формулой

$$f = \exp - \frac{4\pi \langle u^2 \rangle}{\lambda^2} \quad (5)$$

где $\langle u^2 \rangle$ — среднеквадратичное смещение ядер в процессе тепловых колебаний решетки (в направлении вылета γ -кванта), λ — длина волны γ -излучения. Таким образом, вероятность упругого испускания (и поглощения) γ -квантов уменьшается с температурой (с ростом $\langle u^2 \rangle$) и с ростом энергии перехода (с уменьшением длины волны λ).

Расчеты показывают, что для наблюдения эффекта энергия фотонов должна быть порядка 200 кэВ. Температурный порог может быть разным; в изучаемых нами ядрах олова ^{119}Sn в соединении BaSnO_3 это возможно и при комнатной температуре. Для наблюдения эффекта гамма-излучение сначала пропускается через резонансный поглотитель со стабильными ядрами ^{119}Sn . Пройдя через него, излучение регистрируется сцинтилляционным спектрометром.

Наблюдение резонансного поглощения основано на методе доплеровского сдвига линий испускания и поглощения. Для этого поглотителю придается небольшая скорость, рассчитанная по формуле (2), где вместо R подставлена Γ . Мессбауэровская линия очень узка, и для наблюдения резонанса хватает скорости порядка миллиметра в секунду.

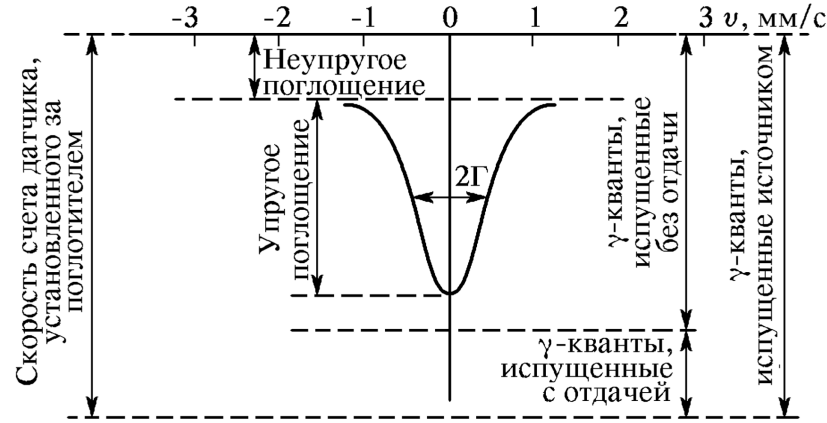


Рис. 2. Спектр упругого резонансного поглощения γ -квантов. Источник и поглотитель находятся в идентичных кристаллических решетках. Неупругое поглощение обусловлено главным образом взаимодействием γ -лучей с атомными электронами

Вообще говоря, при идентичных кристаллических решетках, линия испускания полностью перекрывается с линией поглощения, и максимальное поглощение наблюдается при нулевой скорости (рис. 2). Однако в химических сплавах (как наш BaSnO_3) из-за влияния электростатических сил происходит смещение максимума поглощения, и его можно "поймать" при отличной от нуля скорости. Такое смещение называется **химическим сдвигом**. Его можно рассчитать по формуле

$$v_p = \frac{\Delta E}{E_0} c \quad (6)$$

Для подсчета "амплитуды" эффекта Мессбауэра обычно определяется безразмерная величина

$$\varepsilon(v) = \frac{N(\infty) - N(v)}{N(\infty) - N_\phi} \quad (7)$$

где $N(v)$ — скорость счета квантов, прошедших через поглотитель при некоторой скорости v , $N(\infty)$ — скорость счета квантов при достаточно большой скорости, когда резонансное поглощение отсутствует, N_ϕ — скорость счета радиоактивного фона.

Измеряемая на опыте ширина резонансной линии $\Gamma_{\text{эк}}$ — результат наложения линий источника и поглотителя. При тонких поглотителях и источниках и при отсутствии вибраций ширина линии равна удвоенной естественной ширине 2Γ (см. рис. 2).

На рис. 2 кривая задается формулой Брейта-Вигнера (лоренцева кривая):

$$\sigma(E) \propto \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (8)$$

3. Экспериментальная установка

Схема установки приведена на рис. 3. Основным источником результатов является компьютер (ЭВМ), на который приходят сигналы и данные от других частей установки.

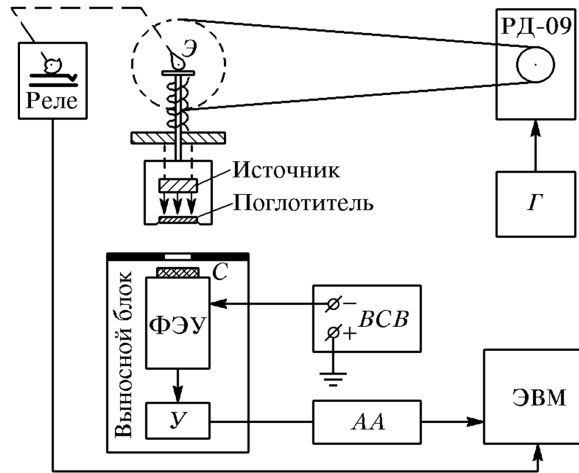


Рис. 3. Блок-схема установки для наблюдения эффекта Мессбауэра: Э — эксцентрик, С — сцинтилляционный кристалл NaI(Tl), У — усилитель, АА — одноканальный амплитудный анализатор, ЭВМ — персональный компьютер, Г — генератор для питания двигателя, Д-09 — двигатель с редуктором, ВССВ — высоковольтный стабилизированный выпрямитель

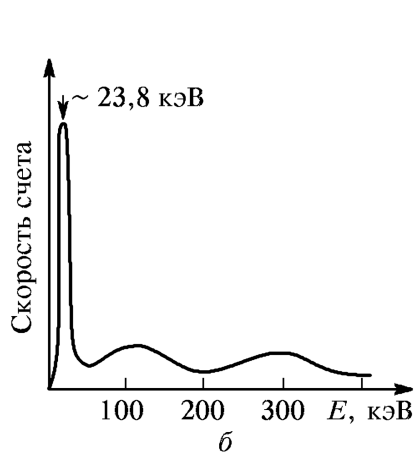


Рис. 4. Спектр излучения источника BaSnO_3 , снятый с помощью сцинтилляционного спектрометра

Изотоп ^{119m}Sn живет 250 дней и распадается с излучением γ -квантов с энергией 65 кэВ, переходя на короткоживущий первый возбужденный уровень.

При каскадном переходе с первого уровня на основной излучаются используемые в работе γ -лучи с энергией 23,8 кэВ. Источник получен в ядерном реакторе при облучении нейтронами образца олова, содержащего 96% изотопа ^{118}Sn . Переход с энергией 65 кэВ сильно конвертирован. Испускание электронов внутренней конверсии вызывает появление характеристического рентгеновского излучения с $E_X = 25,4$ кэВ. Это излучение образует "фон", мешающий измерениям. Этот фон можно значительно подавить с помощью характеристического фильтра из палладия. Край К-полосы поглощения палладия приходится на энергию $E_K = 24,3$ кэВ. Поэтому палладиевый фильтр сильно поглощает рентгеновское излучение олова ($E_X > E_K$) и мало ослабляет поток исследуемых γ -квантов

($E_0 < E_K$). Палладиевая фольга толщиной 60 мкм приклеена непосредственно на источнике. Источник в металлическом контейнере укреплен неподвижно над поглотителем. Как правило, источники γ -излучения содержат радиоактивные примеси, которые дают заметный вклад в суммарное излучение.

На рис. 4 показан спектр излучения источника BaSnO_3 , снятый с помощью калиброванного по энергии сцинтилляционного спектрометра с толстым (40 мм) кристаллом NaI(Tl) . Максимумы в спектре соответствуют фотоэлектрическому поглощению γ -квантов различных энергий в кристалле NaI(Tl) . Они называются фотопиками (или пиками полного поглощения). В спектре источника кроме основной (мессбауэровской) линии $\simeq 24$ кэВ присутствуют кванты с энергиями $\simeq 100$ кэВ и $\simeq 300$ кэВ. Для наблюдения эффекта необходимо выделить основную линию из общего излучения. Этого достигают, устанавливая "<окно>" амплитудного анализатора спектрометра на фотопик линии 23,8 кэВ.

Данный спектрометр откалиброван заранее с помощью эталонных источников γ -излучения. Если на ФЭУ подано напряжение, указанное на установке, то пик фотоэлектрического поглощения γ -квантов с энергией 23,8 кэВ должен быть расположен в интервале значений порогов амплитудного анализатора от 1 до 10 В. Прошедшие через анализатор импульсы поступают для регистрации в ЭВМ.

Канал счета времени и канал счета импульсов на ЭВМ выведены на реле, управление которым ведется от тефлоновых кулачков. Под их действием концевые выключатели замыкают или размыкают токовое питание электромагнита реле. Таким образом, схема автоматически включается на участке, где поглотитель движется с постоянной скоростью, и выключается, когда этот участок пройден. Скорость считается "<положительной>", если поглотитель движется навстречу источнику. При движении в обратном направлении скорость "<отрицательна>". При работе установки абсолютное значение скорости поглотителя указывается на дисплее ЭВМ, поскольку ЭВМ фиксирует время, за которое поглотитель проходит известный линейный участок.

Смена скорости или ее подбор производится путем изменения частоты генератора, питающего двигатель; при этом следует также переключать согласующую емкость на двигателе. Диапазон изменения частоты — от 0 до 200 Гц, а емкости — от 0,1 до 0,4 мкФ. Чтобы вращать вал двигателя с большой скоростью, следует включать малую емкость и большую частоту. Для медленного вращения нужна малая частота и большая емкость. Измерять частоту и емкость при этом не нужно, так как скорость определяется путем независимого измерения, как это было указано выше.

4. Результаты измерений и обработка результатов

Изменяя нижний порог окна сцинтилляционного спектрометра шириной 0,5В, измерим спектр источника:

Номер	Нижний порог, В	Интенсивность
1	0,0	74683
2	0,5	4717,9
3	1,0	498,4
4	1,5	349,9
5	2,0	558,5
6	2,5	1068,1
7	3,0	1583,1
8	3,5	1950,3
9	4,0	2258,0
10	4,5	2652,8
11	5,0	3281,8
12	5,5	3906,7
13	6,0	4423,1
14	6,5	4382,2
15	7,0	3671,7
16	7,5	2757,9
17	8,0	1716,4
18	8,5	964,0
19	9,0	475,8
20	9,5	259,7

Таблица 1. Значения спектра источника

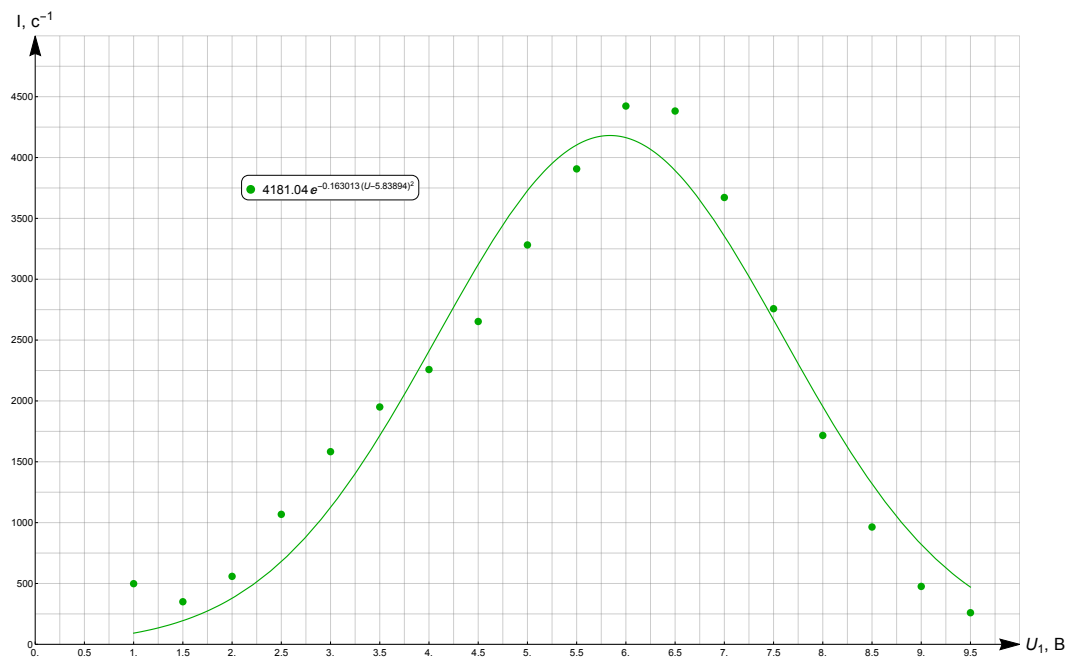


Рис. 5. Спектр источника

Аппроксимируем график по Гауссовскому распределению вида

$$y = \frac{A \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \quad (9)$$

Получаем коэффициенты:

$$A = 18300 \pm 800; x_0 = 5,84 \pm 0,09; \sigma = 1,75 \pm 0,09$$

Из графика с учетом аппроксимации находим, что энергия 23,8 кэВ соответствует значению $U_1 \approx 5,84$ В.

Установим окно сцинтилляционного спектрометра, соответствующее ширине линии спектра излучения, и проведем измерения резонансного поглощения.

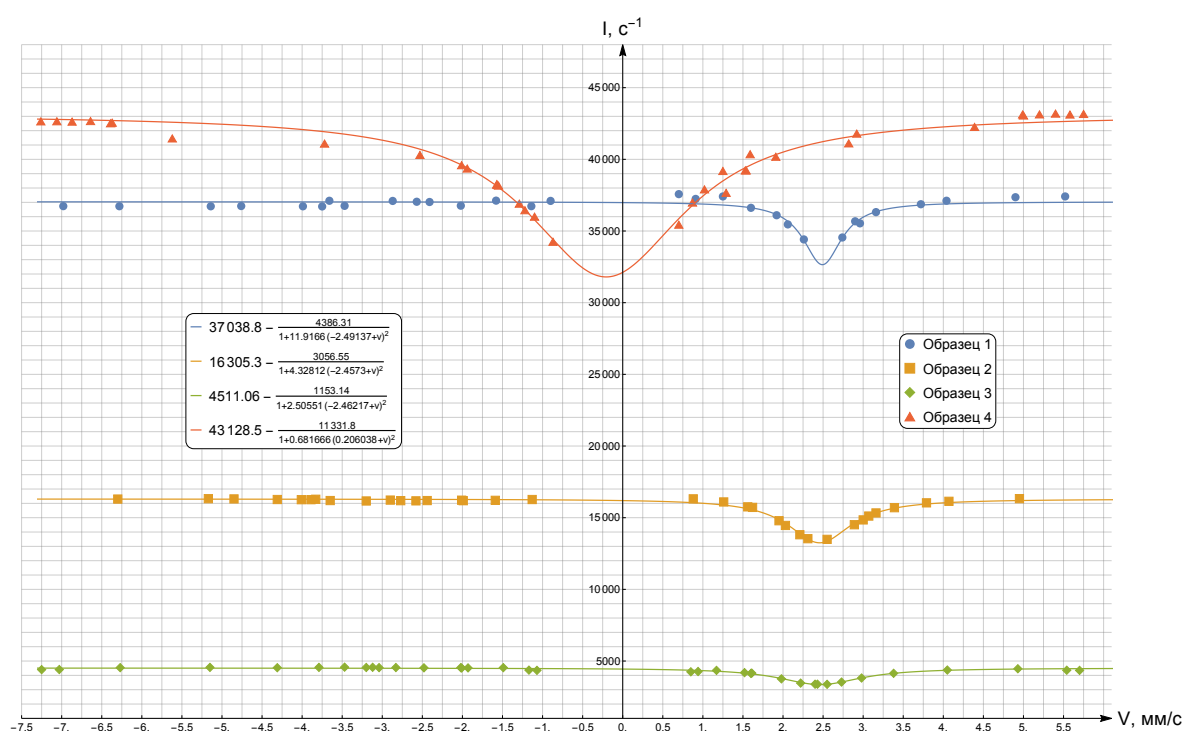


Рис. 6. Резонансное поглощение на четырех образцах

Аппроксимируем точки лоренцевской кривой:

$$y(v) = a - b \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{v-v_0}{\Gamma/2}\right)^2}$$

Результаты аппроксимации занесем в таблицу

№	a	$b, \text{с}^{-1}$	$v_0, \text{мм/с}$	$\Gamma, \text{мм/с}$
1	37000 ± 70	4000 ± 1000	$2,49 \pm 0,02$	$0,58 \pm 0,13$
2	16300 ± 30	3060 ± 80	$2,457 \pm 0,012$	$0,96 \pm 0,04$
3	4510 ± 15	1150 ± 40	$2,46 \pm 0,03$	$1,26 \pm 0,08$
4	43100 ± 150	11300 ± 800	$-0,21 \pm 0,03$	$2,4 \pm 0,2$

Таблица 2

Радиоактивный фон излучения $N_{\text{ф}} \approx 8 \text{ с}^{-1}$.

Проведем расчет «амплитуды» эффекта, используя коэффициенты аппроксимации:

$$\varepsilon(v) = \frac{a - y(v_0)}{a - N_{\text{ф}}}$$

Ширина уширения линии $\Gamma_{\text{экс}} = 2\Gamma$. По формуле (3) можем оценить ширину уширения линии $\Gamma_{\text{экс}}$, химический сдвиг ΔE рассчитаем по формуле (6). Итоговые результаты представлены в таблице 3.

5. Обсуждение результатов и выводы

Эффект резонансного поглощения γ -квантов может применяться для исследования структур, содержащих определенные изотопы. Поскольку мессбауэровская линия очень узка, то для того, чтобы резонанс нарушился необходима ничтожная скорость порядка мм/с. Основными причинами уширения линии можно считать нарушение равномерности движения образца, т.к. не всегда время прохождения линейного участка было меньше, чем время измерения и уширение, связанное с вибрациями установки, которые могли произойти по любой причине.

№	$\varepsilon, \%$	$\Gamma_{\text{экс}}, \text{мм/с}$	$\Gamma_{\text{экс}}, \cdot 10^{-8} \text{ эВ}$	$v_p, \text{мм/с}$	$\Delta E, \cdot 10^{-7} \text{ эВ}$
1	$11,75 \pm 0,10$	$1,2 \pm 0,3$	10 ± 2	$2,49 \pm 0,02$	$2,0 \pm 0,2$
2	$18,73 \pm 0,10$	$1,92 \pm 0,08$	$15,2 \pm 0,6$	$2,457 \pm 0,012$	$1,949 \pm 0,010$
3	$25,6 \pm 0,3$	$2,5 \pm 0,2$	20 ± 2	$2,46 \pm 0,03$	$1,95 \pm 0,03$
4	26 ± 4	$4,8 \pm 0,4$	38 ± 3	$-0,21 \pm 0,03$	$-0,167 \pm 0,002$

Таблица 3. Результаты эксперимента