19

Институт теоретической и
экспериментальной физики

FERMILAB
MAR 22 2001
LIBRARY

7-00

ITEP-7-00

В.Г.Алпатов, Ю.Д.Баюков, В.М.Гелис, А.В.Давыдов,
Ю.Н.Исаев, Г.Р.Карташов, М.М.Коротков, В.В.Милютин,
В.М.Самойлов

ОЧЕРЕДНОЙ ЭТАП ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗУЧЕНИЮ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ГРАВИТАЦИИ НА ГАММА-РЕЗОНАНС ^{109}Ag

Fermilab Library
0 1160 0089649 2

NAME DATE
RETURN TO FERMILAB LIBRARY

Москва 2000

УДК 539.I М-I6

ОЧЕРЕДНОЙ ЭТАП ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗУЧЕНИЮ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ГРАВИТАЦИИ НА ГАММА-РЕЗОНАНС ^{109}Ag: Препринт ИТЭФ 7-00/

В.Г.Алпатов, Ю.Д.Баюков, В.М.Гелис*), А.В.Давыдов, Ю.Н.Исаев, Г.Р.Карташов, М.М.Коротков, В.В.Милютин*), В.М.Самойлов - М.,2000-20с.

Описаны результаты экспериментов по наблюдению влияния температуры и гравитации на резонансное поглощение γ-квантов ^{109m}Ag с энергией 88 кэВ в монокристалле серебра, содержащем материнский нуклид ^{109}Cd. Измерялись отношения R интенсивностей γ-линии ^{109m}Ag и контрольного нерезонансного γ-источника в горизонтальном и вертикальном направлениях в условиях, когда внешнее магнитное поле (земного происхождения) было направлено антипараллельно горизонтальному γ-пучку. Относительные изменения величин R при переходе от температуры 77 K к 4,2 K составили 0,00397 ± 0,00069 для горизонтального пучка и – 0,00093 ± 0,00067 для вертикального. С учетом влияния деформаций внутренних частей криостата показано, что фактор уширения мёссбауэровской γ-линии ^{109m}Ag лежит в пределах от 1 до 3.

NEXT STEP OF THE EXPERIMENTS ON THE STUDY OF TEMPERATURE AND GRAVITY EFFECTS ON THE ^{109}Ag GAMMA RESONANCE

V.G.Alpatov, Yu.D.Bayukov, A.V.Davydov, V.M.Gelis*), Yu.N.Isaev, G.R.Kartashov, M.M.Korotkov, V.V.Milyutin*) and V.M.Samoylov.

The results of the experiments are described on the observation of the temperature and gravity effects on the resonant absorption of ^{109m}Ag γ-rays with 88 keV energy in the silver single crystal containing parent nuclide ^{109}Cd. The ratios R were being measured of the γ-line intensities of ^{109m}Ag and of the control nonresonant ^{241}Am γ-sources in the horizontal and vertical directions under the conditions when the outer magnetic field (of terrestrial origin) was directed antiparallel to the horizontal γ-beam. Relative changes of R values corresponding to the temperature lowering from 77 K to 4.2 K turned out to be equal to 0.00397 ± 0.00069 for the horizontal direction and to – 0.00093 ± 0.00067 for the vertical one. Taking into account the influence of cryostat inner part deformations permits to show that Mössbauer γ-line broadening factor is lying in the interval from 1 to 3.

Рис. - 4, список лит. - I6 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, 2000

*) Institut fizicheskoi khimii RAN
Институт физической химии РАН

1. ВВЕДЕНИЕ

Два природных изотопа серебра, ^{107}Ag и ^{109}Ag, имеют низколежащие возбужденные состояния со средними временами жизни порядка 1 мин, которые можно использовать для мёссбауэровских экспериментов. В ранних работах [1-3] наблюдалось резонансное поглощение γ-лучей ядрами $^{107,109}Ag$ в опытах, связанных с активацией поликристаллических серебряных поглотителей γ-лучами сильных (1-3 Кюри) источников. Эффект активации был очень слаб и мог быть согласован с фактором уширения мёссбауэровской γ-линии порядка 10^5-10^6. Позднее был выполнен ряд работ [4-8] другим методом. Авторы этих работ измеряли температурную зависимость самопоглощения γ-лучей ^{109m}Ag в монокристалле серебра, содержащем атомы материнского нуклида ^{109}Cd. Был обнаружен избыточный рост поглощения γ-лучей при переходе к температуре жидкого гелия по сравнению с ожидаемым на основании представления о сжатии серебра при охлаждении. Этот избыток приписали мёссбауэровскому самопоглощению γ-квантов в веществе источника. Для фактора уширения γ-линии были получены оценочные значения от 16 до 100 (в разных работах).

Если уширение γ-линии в монокристалле серебра действительно мало, это следует расценивать как очень важное обстоятельство. В этом случае открываются возможности и для создания мессбауэровских спектрометров сверхвысокого разрешения, и для постановки опытов по изучению процесса вынужденного излучения γ-квантов.

Целью опытов, выполняемых нашей группой, является получение однозначных данных о величине фактора уширения мёссбауэровской γ-линии ^{109m}Ag. Для этой цели мы используем установку (описанную в [9]), позволяющую, в принципе, измерять этот фактор тремя независимыми методами в одном эксперименте. Во-первых, это измерение температурной зависимости выхода γ-лучей из монокристаллического источника (подобно тому, как это делалось в [4-7]. Во-вторых, – наблюдение различия таких выходов для горизонтального и вертикального направлений и, в-третьих, – изучение влияния направления внешнего магнитного поля на резонансное поглощение γ-квантов. Естественная ширина γ-линии ^{109m}Ag настолько мала (~ 10^{-17} eV), что в отсутствие уширения гравитационный сдвиг между резонансной энергией поглощающего ядра и энергией фотона ("красное

смещение") вывел бы γ-квант из резонансных условий при прохождении им по вертикали пути ~ 1 мкм. Если фактор уширения γ-линии равен 30, как утверждается в [4], то путь фотона по вертикали, достаточный для нарушения резонансных условий, составит ~ 30 мкм.

Магнитное поле Земли, несмотря на малую величину его напряженности, расщепляет мессбауэровскую γ-линию ^{109m}Ag вследствие эффекта Зеемана на 14 компонент, промежутки между которыми превосходят естественную ширину γ-линии в ~ 10^6 раз. Известно, что интенсивности зеемановских спектральных компонент зависят от угла θ между направлениями импульса фотона и вектора напряженности магнитного поля. Это приводит к тому, что резонансное поглощение γ-квантов оказывается тоже зависящим от θ [10]. В Москве магнитное поле Земли направлено вниз под углом ~ 70° к горизонту. Поскольку максимальное резонансное поглощение имеет место, когда θ = 0 или 180° [10], то для получения наибольшей величины искомого эффекта в горизонтальном направлении следует скомпенсировать вертикальную составляющую земного магнитного поля и ориентировать горизонтальный γ-пучок вдоль магнитного меридиана.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная установка состоит из малогабаритного криостата, в который помещены два плоских γ-источника: основной и контрольный, укрепленные на охлаждаемой внутренней части криостата ("гелиевый объем") под углом 45° к горизонту. Серебряный γ-источник представляет собой диск диаметром 25 мм и толщиной 1 мм. Радиоактивный ^{109}Cd введен в него с обеих сторон посредством термодиффузии [11], причем средняя глубина залегания атомов ^{109}Cd составляет ~ 150 мкм. Контрольным γ-источником является диск из хроматографической бумаги того же диаметра, пропитанный раствором азотнокислого ^{241}Am, высушенный и упакованный в алюминиевую фольгу. Серебряный γ-источник укреплен внутри гелиевого объема и отделен от вакуумной части криостата тонкой медной фольгой, к которой он плотно прижат. Контрольный источник находится с другой стороны этой перегородки и прижат к ней с помощью бериллиевого диска. Для регистрации γ-квантов в горизонтальном и вертикальном направлениях использовались два Ge-детектора. Компенсация вертикальной составляющей магнитного поля Земли осуществлялась с помощью пары колец Гельмгольца, укрепленных коаксиально корпусу криостата. Наличие оптической системы, включающей в себя теодолит, позволяло наблюдать по трем осям координат перемещения гелиевого объема криостата, вызываемые связанными с его охлаждением и отогревом деформациями, и измерять их с точностью ~ 20 мкм.

Активность основного γ-источника (^{109}Cd в Ag) оказалась довольно слабой к началу этих экспериментов, что не позволило работать при больших

расстояниях от источников до детекторов. Опасаясь, что при малых расстояниях (14,5 см до детектора горизонтального γ-пучка и 21 см до нижнего детектора) проявится слабое влияние на уровни счета детекторов периодического переключения направления магнитного поля, на что были получены некоторые указания, мы провели все измерения при направлении магнитного поля антипараллельном горизонтальному γ-пучку, что соответствовало оптимальным условиям для резонансного поглощения γ-лучей ^{109m}Ag в этом пучке. Заметим, что увеличение расстояния от источников до детекторов должно было бы сыграть положительную роль и по другой причине – с увеличением расстояния снижается влияние деформаций криостата на измеряемую величину отношения R интенсивностей γ-линий основного и контрольного γ-источников. Такое влияние имеет место, поскольку эффективные центры двух γ-источников не совпадают. Так, при расстоянии от одного из источников до детектора равном 250 мм и промежутке между γ-источниками 3 мм сдвиг источников на 1 мм приводит к относительному изменению R на $\sim 10^{-4}$.

Гамма-спектры от двух Ge-детекторов измерялись общим амплитудным анализатором Nokia LP 4900B через блок селекции подгрупп памяти. Каждое измерение длилось 1800 с. Компьютер анализатора обрабатывал результаты каждых 5-ти таких измерений и распечатывал данные о средних значениях отношений интенсивностей γ-пиков 88 кэВ (^{109m}Ag) и 59,54 кэВ (^{241}Am) и их погрешностях, как ожидаемых статистических, так и о реальных средних квадратичных. При дальнейшей обработке результатов использовалась наибольшая из этих погрешностей. Представление результатов измерений в виде отношения интенсивностей γ-линий позволяет уменьшить влияние возможного дрейфа электронной аппаратуры и отчасти – деформаций криостата. В наших прежних измерениях [8] было показано, что такая методика дает возможность достичь хорошего согласия между реальным разбросом значений отношения и ожидаемой статистической погрешностью на относительном уровне $\sim 10^{-4}$.

К сожалению, только первая часть проделанных опытов оказалась успешной. После нескольких циклов охлаждения криостата от комнатной температуры до 77 К и затем - до 4,2 К, с последующим отогревом, медная фольга, разделяющая основной и контрольный γ-источники, постепенно деформировалась вследствие давления со стороны внутренней части гелиевого объема, несмотря на наличие бериллиевой пластинки, прижимающей контрольный γ-источник с вакуумной стороны. По-видимому это происходило на последних стадиях работы с охлаждающими жидкостями, когда проникший между серебряным γ-источником и медной фольгой жидкий азот или жидкий гелий начинали испаряться и в зазоре повышалось давление из-за большого сопротивления выходу газа из-под плотно прижатого к медной фольге серебряного диска. Деформация фольги была невелика – стрела прогиба

~ 0,4 мм, однако, этого было достаточно, чтобы придать наблюдаемому изменению отношения R интенсивностей γ-линий при охлаждении γ-источника от 77 K до 4,2 K знак противоположный ожидаемому: при переходе от охлаждения жидким азотом к охлаждению жидким гелием значение R возрастало, а не убывало. Это связано с тем, что плотность жидкого азота гораздо выше плотности жидкого гелия и γ-лучи ^{109m}Ag поглощались в жидком азоте сильнее. Интересно отметить, что в каждом цикле охлаждения жидким азотом в условиях, когда фольга уже была деформирована, снижение величины R происходило постепенно в течение довольно длительного времени, т.к. жидкий азот испытывал большое сопротивление проникновению в зазор между серебром и медной фольгой. На рис. 1 показаны для сравнения результаты измерений R при температурах до 77 K и 4,2 K в условиях, когда указанный эффект имел место, а также в первых опытах, когда медная фольга еще не прогнулась.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В табл. 1 приведены результаты измерений величин R для двух детекторов и трех температур. В качестве указанных погрешностей приведены наибольшие значения из ожидаемых статистических ошибок и средних квадратичных отклонений, вычисленных по реальному разбросу значений R. В первых строках таблицы, относящихся к каждому детектору, приведены отношения R интенсивностей γ-линий с энергиями 88 кэВ (^{109m}Ag) и 59,54 кэВ (^{241}Am), полученные непосредственно из измерений. Во вторых строках для каждого детектора указаны величины R с введенными поправками на деформации криостата при его охлаждении. Эти поправки рассчитывались на основании данных о первоначальной геометрии эксперимента, т.е. о величине промежутка между двумя γ-источниками, о расстояниях между центром основного γ-источника и детекторами и о последующих изменениях этих расстояний по вертикали и горизонтали, измеренных с помощью теодолита. При охлаждении криостата от комнатной температуры до 77 K смещение γ-источников по горизонтали оказалось равным 0,124 ± 0,047 мм, а по вертикали составило 0,771 ± 0,040 мм в сторону удаления от детекторов. Поскольку в исходном состоянии нижний детектор отстоял от центра основного γ-источника на 210 мм, а промежуток между эффективными центрами источников составлял ~ 2,5 ± 0,5 мм, указанное смещение должно было привести к увеличению R для нижнего детектора в 1,000088 раз. Поэтому измеренную величину R для данного детектора надо разделить на это число. Для бокового детектора соответствующий делитель равен всего лишь 1,000007. При дальнейшем охлаждении до температуры 4,2 K возникли дополнительные смещения источников: в сторону удаления от нижнего детектора – на 0,200 ± 0,068 мм и от бокового детектора - на 0,591 ± 0,081 мм. Вторая поправка, которую необходимо ввести, связана с уплотнением серебра

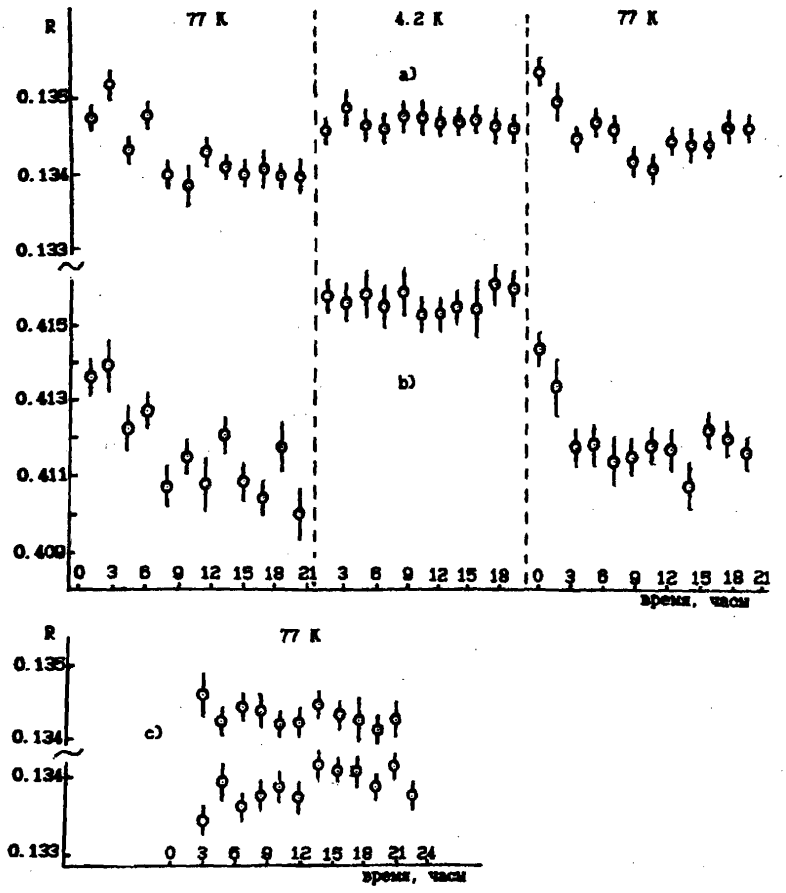

Рис. 1. Результаты последовательных измерений отношения R интенсивностей γ-линий 88 кэВ (^{109m}Ag) и 59,54 кэВ (^{241}Am) боковым (a) и нижним (b) детекторами в условиях, когда медная фольга, разделяющая γ-источники, оказалась деформированной. Следует обратить внимание на синхронный спад значений R для двух детекторов при 77 K, связанный с постепенным просачиванием жидкого азота в зазор между серебряной пластинкой и медной фольгой и ростом поглощения γ-лучей 88 кэВ в жидком азоте. Для сравнения приведены результаты двух серий измерений R боковым детектором (c), проделанных до возникновения деформаций медной фольги.

при охлаждении и соответствующим увеличением самопоглощения γ-лучей ^{109m}Ag в серебряном γ-источнике. Степень влияния этого эффекта на величину R при охлаждении от 293 K до 77 K можно определить, сравнивая для обоих детекторов отношения R для этих температур после учета поправок на деформации. Результаты подсчетов приведены в среднем столбце табл. 2. Чтобы определить, как сказывается на выходе γ-квантов уплотнение серебра при переходе от 77 K к 4,2 K, можно воспользоваться данными о температурной зависимости коэффициента линейного расширения серебра [12], из которых следует, что эффект сжатия серебра при этом переходе составляет 0,117 его величины для перехода от 293 K к 77 K. Соответствующие величины ΔR/R приведены в третьем столбце табл. 2 для каждого детектора. Введение поправки на температурное уплотнение серебра приводит к некоторому увеличению значений R при низких температурах. Значения R, полученные с учетом этой поправки для T=4,2 K, приведены в третьих строках табл. 1 для каждого детектора. Окончательно получаем следующие величины относительных изменений R для двух детекторов:

для горизонтального направления

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\mathrm{R(77\,K) - R(4{,}2\,K)}}{R(77K)} = 0{,}00397 \pm 0{,}00069,$$

для вертикального направления

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(77\,\mathrm{K}) - \mathrm{R(4{,}2\,K)}}{R(77\,\mathrm{K})} = -\,0{,}00093 \pm 0{,}00067.$$

Несколько выходящее за пределы погрешности отрицательное значение ΔR/R для вертикального γ-пучка должно найти объяснение в связи с малым поворотом плоскости γ-источника, вызванным деформацией системы подвеса гелиевого объема при охлаждении криостата от 77 K до 4,2 K. Действительно, измерения с помощью теодолита показали, что при охлаждении метка на цилиндрической поверхности гелиевого объема, лежащая на 4 мм выше центра серебряного γ-источника, сдвинулась на 0,591 ± 0,081 мм по направлению от детектора. Такое смещение должно быть связано с некоторым уменьшением угла α между горизонтальной плоскостью и плоскостью γ-источника, поскольку гелиевый объем закреплен на тонкостенной трубке из нержавеющей стали, впаянной во внешний корпус криостата на расстоянии 365 мм от центра серебряного γ-источника. Смещение последнего по горизонтали означало, что эта трубка изогнулась, а угол α уменьшился. Реальная величина угла α, измеренная при комнатной температуре, составляет 44,24°. Отклонение от 45° связано с неточностью сборки криостата пр его изготовлении. Самопоглощение γ-лучей с энергией 88 кэВ в серебре при изменении угла α на 1° должно меняться на 0,72 %, причем знаки изменения противоположны для двух детекторов. Эта величина рассчитана для симметричного двухстороннего диффузионного распределения ^{109}Cd по

толщине источника при средних глубинах проникновения кадмия в серебро равных 150 мкм с каждой стороны.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Полученные результаты следует сравнить с расчетными величинами эффекта резонансного поглощения γ-квантов для различных значений фактора уширения мёссбауэровской γ-линии. Если распределение радиоактивных ядер ^{109}Cd по толщине серебряной пластинки описывается функцией $I_\gamma(x)$ (точнее, $I_\gamma(x)dx$ – количество γ-квантов, образованных в слое dx, которые попали бы в детектор в отсутствие какого-либо поглощения в источнике), причем ось x направлена под углом α к плоскости пластинки источника в направлении к детектору горизонтального γ-пучка (см. рис. 2), то для этого направления количество γ-квантов, выходящих из пластинки при температуре жидкого гелия, выразится следующей формулой (предполагается, что сечение резонансного поглощения настолько мало, что при прохождении толщины источника не происходит заметного уширения мессбауэровской γ-линии):

$$N_{1\gamma} = \int_0^{d/\sin\alpha} I_\gamma(x) e^{-\mu_e(d/\sin\alpha - x)} e^{-\frac{\nu\sigma}{k}(d/\sin\alpha - x)} dx. \qquad (1)$$

Здесь d – толщина серебряной пластинки, σ – сечение резонансного поглощения γ-квантов, проинтегрированное по спектру γ-лучей, ν – число атомов серебра в 1 см^3 вещества источника, k – фактор уширения мессбауэровской γ-линии, μ_e - линейный коэффициент нерезонансного (электронного) поглощения γ-квантов.

В отсутствие резонансного поглощения (т.е. при комнатной температуре и с достаточной точностью при 77 К) формула (1) переходит в

$$N_{0\gamma} = \int_0^{d/\sin\alpha} I_\gamma(x) e^{-\mu_e(d/\sin\alpha - x)} dx\ . \qquad (2)$$

В случае вертикального γ-пучка дело обстоит сложнее, т.к. усредненное по спектру γ-квантов сечение резонансного поглощения зависит от длины пути, проходимого γ-квантом по вертикали от места испускания до точки поглощения. Сечение резонансного поглощения γ-лучей с энергией E_γ ядрами, мёссбауэровская γ-линия поглощения которых в данном веществе имеет лоренцову форму с шириной Г (при естественной ширине Γ_0), выражается формулой

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{2\pi}\cdot\frac{2J_e+1}{2J_0+1}\cdot\frac{a}{1+\alpha_t}\cdot\frac{\Gamma_0}{\Gamma}\cdot f^2\cdot\frac{\Gamma^2/4}{(E_\gamma-E_0)^2+\Gamma^2/4} = \frac{\sigma_0}{k}\cdot\frac{\Gamma^2/4}{(E_\gamma-E_0)^2+\Gamma^2/4}. \qquad (3)$$

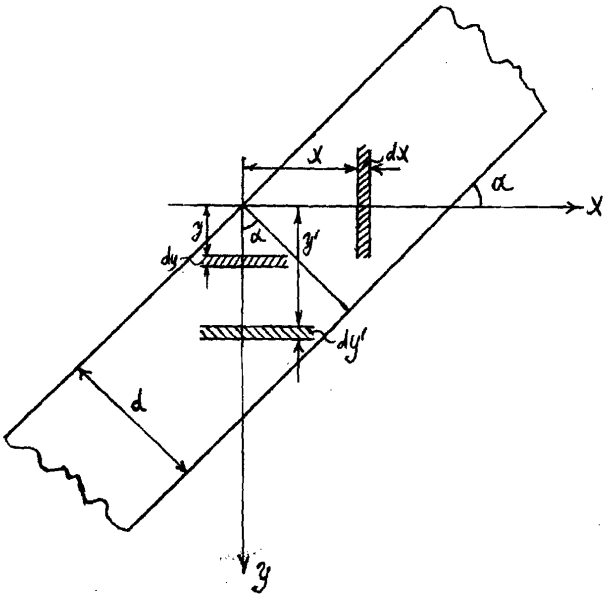

Рис. 2. Геометрические величины, используемые при расчетах поглощения γ-лучей в серебряном источнике.

Здесь λ - длина волны γ-излучения; J_e и J_0 – спины, соответственно, возбужденного и основного состояний ядра; a - доля изотопа ^{109}Ag в естественной смеси (a=0.482); α_t - полный коэффициент внутренней конверсии для данного ядерного перехода; f - вероятность поглощения (испускания)
γ-квантов без отдачи; E_0 - энергия, соответствующая максимуму сечения резонансного поглощения; $k=\Gamma/\Gamma_0$ - фактор уширения γ-линии.

Пусть нормированный на 1 спектр поглощаемых γ-квантов представляет собой также линию лоренцовой формы с шириной Г, но сдвинутую по энергии на S по отношению к E_0:

$$N(E_\gamma)=\frac{2}{\pi\Gamma}\cdot\frac{\Gamma^2/4}{(E_\gamma-E_0-S)^2+\Gamma^2/4}. \qquad (4)$$

Усреднение сечения (3) по этому спектру дает

$$\bar{\sigma}=\frac{\sigma_0}{2k}\cdot\frac{1}{(1+S^2/\Gamma^2)}=\frac{\sigma_0}{2k}\cdot\frac{1}{[1+(S^2/\Gamma_0{}^2k^2)]}. \qquad (5)$$

При прохождении фотонами, движущимися сверху вниз, пути h в вертикаль-
ном направлении вблизи поверхности Земли, их энергия оказывается больше резонансной энергии поглощающего ядра на величину

$$S=E_\gamma\cdot\frac{gh}{c^2}. \qquad (6)$$

Здесь g – гравитационное ускорение, c – скорость света в вакууме. Для
γ-лучей ^{109m}Ag гравитационный сдвиг S выражается следующим образом (h в см):

$$S = 0.153472\times10^{-24}\,h. \qquad (7)$$

Поскольку ширина Γ_0 для ^{109m}Ag равна $1{,}16\times10^{-17}$ эВ = $1{,}856\times10^{-29}$ эрг, то формулу (5) можно с учетом (7) написать в виде

$$\bar{\sigma}=\frac{\sigma_0}{2k}\cdot\frac{1}{[1+0{,}683759\times10^8(h/k)^2]}. \qquad (8)$$

Для γ-лучей ^{109m}Ag с энергией 88 кэВ в металлическом серебре при T=4,2 К мёссбауэровский фактор f равен 0,0535 и σ_0 = $6{,}35\times10^{-23}$ см^2. Эта величина, однако, вычислена без учета зеемановского расщепления линий испускания и поглощения ^{109}Ag, вызываемого магнитным полем Земли. Как показано в [10], при наличии внешнего магнитного поля оптимальные условия для резонансного поглощения γ-лучей возникают, когда это поле направлено вдоль (или в противоположную сторону) пучка γ-квантов. Однако и в этом

случае сечение резонансного поглощения оказывается в 64/17 раз меньше величины, которая имела бы место при полном отсутствии магнитного поля. Поэтому для горизонтального пучка γ-квантов следует в нашем случае принять величину σ_0, равную $6{,}35\times10^{-23}\times(17/64) = 16{,}86\times10^{-24}$ см^2. Для вертикального γ-пучка в данных условиях эта величина, согласно [10], должна быть еще в 2 раза меньше: $\sigma_0 = 8{,}432\times10^{-24}$ см^2. На рис. 2 поясняются геометрические величины, с использованием которых получена следующая формула для интенсивности
γ-лучей, регистрируемых нижним детектором в условиях, когда возможно их мессбауэровское поглощение в источнике:

$$N_{2\gamma} = \int_0^{d/\cos\alpha} I_\gamma(y) e^{-\mu_e(d/\cos\alpha - y)} e^{-\int_y^{d/\cos\alpha} \sigma\, v dy_1} dy =$$

$$= \int_0^{d/\cos\alpha} I_\gamma(y) e^{-\mu_e(d/\cos\alpha - y)} e^{-\int_y^{d/\cos\alpha} \frac{\sigma_0}{2k} \frac{v dy_1}{[1+0.683759\times10^8 (y_1-y)^2/k^2]}} dy =$$

$$= \int_0^{d/\cos\alpha} I_\gamma(y) e^{-\mu_e(d/\cos\alpha - y)} e^{-2.9725\times10^{-5}\cdot arctg[0.826897\times10^4 (d/\cos\alpha - y)/k]} dy. \quad (9)$$

Отметим, что формулы (1), (2) и (9) соответствуют случаю, когда расстояния между источниками и детекторами много больше их линейных размеров.

Из (9) следует, что в интересующем нас интервале значений k от 1 до 100 величина $N_{2\gamma}$ очень слабо зависит от k. Это связано с тем, что эффективная длина резонансного поглощения растет пропорционально k, но зато обратно пропорционально k снижается сечение поглощения. Можно принять для этого интервала величину $(N_{0\gamma} - N_{2\gamma})/N_{0\gamma}$ равной $(3{,}6 \pm 1{,}0)\times10^{-5}$. Тогда можно считать, что поворот плоскости γ-источника при охлаждении криостата от 77 К до 4,2 К привел к изменеиию ΔR/R для вертикального пучка на $(93 \pm 67)\times10^{-5} + (3{,}6 \pm 1{,}0)\times10^{-5} = \sim (97 \pm 67)\times10^{-5}$, причем эта величина чрезвычайно слабо зависит от k. Такое изменение ΔR/R соответствует углу поворота плоскости γ-источника на $0{,}134° \pm 0{,}093°$. В результате этого поворота величина ΔR/R для горизонтального пучка должна была увеличиться на ту же величину, на которую уменьшилось значение ΔR/R для вертикального пучка. Значит, окончательно следует принять для горизонтального направления величину ΔR/R равной

$$(0{,}00397 \pm 0{,}00069) - (0{,}00097 \pm 0{,}00067) = 0{,}00300 \pm 0{,}00096.$$

В нашем случае допустимо применять формулы (2) и (9) для расчета эффекта резонансного поглощения в вертикальном γ-пучке, однако, чтобы сделать оценки этого эффекта для горизонтального γ-пучка, необходимо учесть конечные телесные углы, под которыми "виден" детектор из различных точек γ-источника, поскольку даже относительно небольшие отклонения направлений вылета γ-квантов от горизонтального связаны с уменьшением резонансного поглощения вследствие влияния гравитации.

Расчеты выполнялись по формуле (10), в которую входит угол β между направлением вылета γ-квантов (ось q) из источника и горизонтальной плоскостью. Этот угол определяется координатами точки вылета фотона из источника и точки попадания его в детектор. По этим координатам , т.е. по поверхностям источника (S_s) и детектора (S_d), ведется интегрирование:

$$N_{1\gamma} = \iint\limits_{S_s S_d} \int\limits_0^{\frac{d}{\cos(\alpha+\beta)}} I_\gamma(q)\, e^{\mu_s\left(\frac{d}{\cos(\alpha+\beta)} - q\right)} e^{-\int\limits_q^{\frac{d}{\cos(\alpha+\beta)}} \frac{\sigma_{\text{п.}}}{2k} \cdot \frac{\nu\, dq'}{\left[1+0{,}683759\times 10^8\left(\frac{q'|\sin\beta|}{k}\right)^2\right]}}\, dq =$$

$$= \iint\limits_{S_s S_d} \int\limits_0^{\frac{d}{\cos(\alpha+\beta)}} I_\gamma(q)\, e^{-\mu_s\left(\frac{d}{\cos(\alpha+\beta)} - q\right)} e^{-\frac{0{,}594988\times 10^{-4}}{|\sin\beta|} \cdot \operatorname{arctg}\left[\frac{0{,}826897\times 10^4 |\sin\beta|}{k}\left(\frac{d}{\cos(\alpha+\beta)} - q\right)\right]}\, dq. \quad (10)$$

На рис. 3 в двух различных масштабах показаны рассчитанные, соответственно, по формулам (10), (2) и (9) зависимости от k величин $(N_{0\gamma} - N_{1\gamma})/N_{0\gamma}$ и $(N_{0\gamma} - N_{2\gamma})/N_{0\gamma}$, соответствующие измеряемым величинам ΔR/R для горизонтального и вертикального пучков γ-квантов. Заштрихованной полосой показаны экспериментально полученное значение ΔR/R для горизонтального γ-пучка и коридор его погрешностей. Видно, что согласно этим данным фактор уширения γ-линии лежит в пределах 1 – 3 (с 67% вероятностью). Столь малая величина k означает, что сверхтонкие взаимодействия, в частности, диполь-дипольное взаимодействие магнитных моментов соседних ядер, практически не уширяют мёссбауэровскую γ-линию ^{109m}Ag в условиях данного опыта. В рамках существующих представлений о механизме формирования мёссбауэровского γ-резонанса это не находит объяснения.

Покажем, что полученный нами результат не противоречит данным предшествующих работ [4-7]. Авторы этих работ не учитывали роль магнитного поля Земли и не предпринимали мер по компенсации вертикальной составляющей этого поля. Работая в подобных условиях, т.е. при естественном направлении магнитного поля, мы должны были бы получить, согласно [10], величину ΔR/R для горизонтального γ-пучка в 2,33 раза меньшую, чем при скомпенсированной вертикальной компоненте магнитного поля. Т.е. вместо 0,00300 ± 0,00096 мы получили бы 0,00129 ±

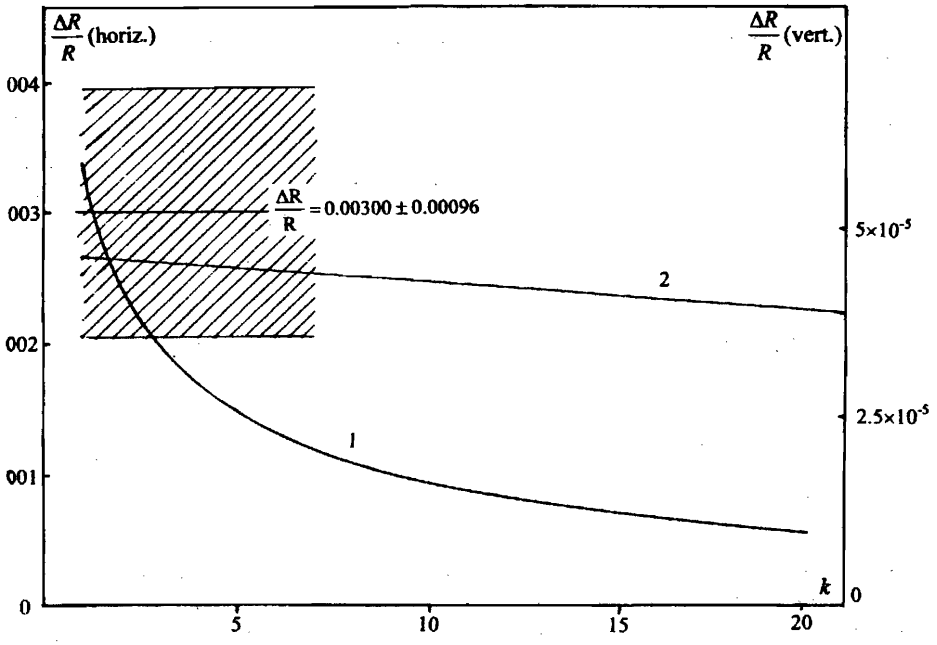

Рис. 3. Рассчитанные зависимости величин ΔR/R от фактора уширения *k* мёссбауэровской γ-линии ^{109m}Ag для горизонтального (кривая 1) и вертикального (кривая 2) γ-пучков. Заштрихованной полосой показано полученное в данной работе значение ΔR/R для горизонтального пучка и его погрешность (ΔR/R = 0,00300 ± 0,00096). С 67-процентной вероятностью эта величина соответствует фактору уширения γ-линии, лежащему в пределах от 1 до 3.

0,00041. Сравнить эту величину следует с расчетной кривой зависимости ΔR/R от *k*, соответствующей сечению резонансного поглощения для нерасщепленной γ-линии, поскольку авторы [4-7] не учитывали действие магнитного поля на γ-источник. Процедура сравнения представлена на рис. 4. Видно, что величина ΔR/R = 0,00129 ± 0,00041 соответствует фактору уширения γ-линии равному $35._{10}^{+19}$. Но именно такого порядка и были получены значения *k* в работах [4-7]. Следовательно, можно утверждать, что представленные здесь результаты наших экспериментов согласуются с данными предыдущих исследований.

Следует указать, что в отсутствие сверхтонких взаимодействий можно ожидать в условиях данного эксперимента некоторого сужения γ-линии по сравнению с ее естественной шириной. Как было показано В.И.Высоцким [13], распад γ-активных ядер может замедлиться, если вблизи γ-источника находится массивный образец, состоящий из таких же атомов, но с ядрами в основном состоянии. Происходит это вследствие резонансного возмущения этим образцом спектра нулевых электромагнитных колебаний, вызывающих излучение γ-квантов ядрами. Имеются и некоторые экспериментальные указания в пользу этой картины [14-16], впрочем, требующие основательных подтверждений. В нашем опыте γ-активные ядра ^{109m}Ag, образующиеся после распада ядер ^{109}Cd, оказываются в окружении стабильных ядер серебра, 48,2 % которых (^{109}Ag) могут участвовать в указанном механизме.

Отметим, что в наших опытах явным образом проявилось ожидаемое различие в резонансном поглощении γ-лучей в горизонтальном и вертикальном направлениях. В то же время в работе [7] такого различия не наблюдалось, правда, и погрешности результатов [7] довольно велики. Уже это обстоятельство делает необходимым продолжение данных исследований в улучшенных экспериментальных условиях. Требуется, в частности, прямым образом продемонстрировать влияние направления внешнего магнитного поля на величину эффекта резонансного поглощения γ-квантов. В настоящее время мы готовимся к продолжению наших экспериментов, для которых будут изготовлены новые, гораздо более сильные, γ-источники, позволяющие работать при больших расстояниях до детекторов и использовать методику периодического переключения направления магнитного поля. Разумеется, будут устранены выявленные в данной работе недостатки конструкции криостата, в частности, будет изменен принцип крепления в нем γ-источников.

Авторы благодарят г-жу Л.Н.Гейман за большую помощь в проведении химических работ при изготовлении γ-источников.

Данная работа выполнялась при поддержке РФФИ (грант 96-02-19176а), INTAS (Ref. No. 97-31566) и персональной поддержке А.В.Давыдова со стороны International Commission on Induced Gamma Emission и Europian Office of Aerospace R & D.

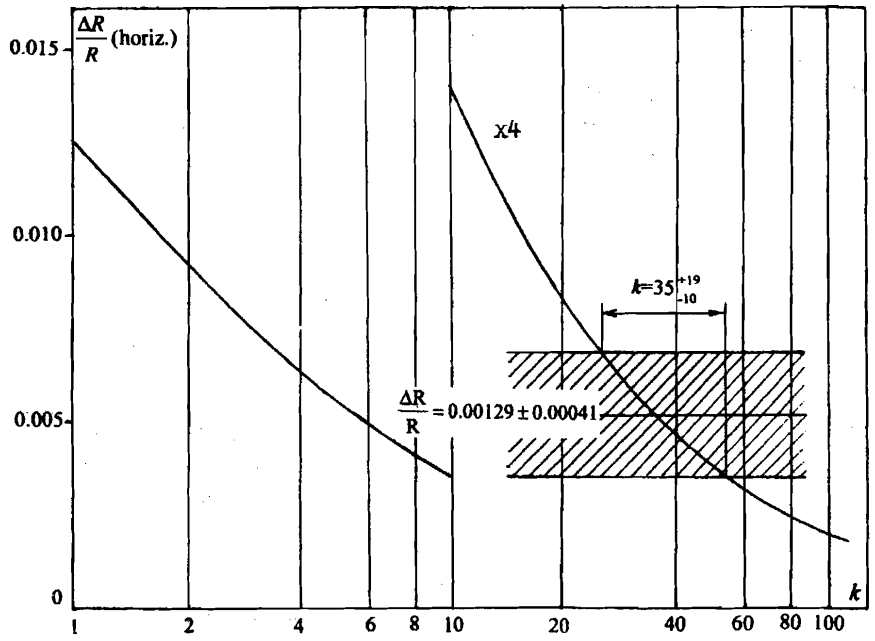

Рис. 4. Сравнение результата данной работы, пересчитанного для условий, когда вертикальная составляющая магнитного поля Земли не компенсируется, с кривой зависимости ΔR/R от фактора уширения γ-линии *k* для горизонтального пучка и нерасщепленной мёссбауэровской γ-линии. Заштрихованной полосой показано пересчитанное экспериментальное значение ΔR/R и его погрешность (0,00129 ± 0,00041). Соответствующий фактор уширения γ-линии оказался бы при таком подходе равным 35_{-10}^{+19}.

Таблица 1

Результаты измерений отношений интенсивностей γ-линий основного и контрольного γ-источников

Детектор	Этап обработки	Отношение R интенсивностей γ-линий 88 кэВ и 59,54 кэВ		
		293 K	77 K	4,2 K
Боковой (горизонтальный γ-пучок)	Непосредственно из измерений	0,134791 ± 0,000108	0,134473 ± 0,000071	0,133841 ± 0,000058
	С поправкой на деформации криостата		0,134469 ± 0,000071	0,133822 ± 0,000058
	С поправкой на температурное уплотнение			0,133935 ± 0,000060
Нижний (вертикальный γ-пучок)	Непосредственно из измерений	0,412021 ± 0,000417	0,410627 ± 0,000223	0,410814 ± 0,000148
	С поправкой на деформации криостата		0,410591 ± 0,000223	0,410805 ± 0,000148
	С поправкой на температурное уплотнение			0,410972 ± 0,000158

Таблица 2

Изменения отношений R интенсивностей γ-линий 88 кэВ и 59,54 кэВ, вызываемые температурным уплотнением вещества γ-источника

Детектор	ΔR/R при изменении температуры от 293 K до 77 K	ΔR/R при изменении температуры от 77 K до 4,2 K
Боковой	0,00236 ± 0,00096	0,000276 ± 0,000112
Нижний	0,00347 ± 0,00074	0,000406 ± 0,000133
Средние значения	0,00282 ± 0,00074	0,000329 ± 0,000086

Литература

1. Г.Е.Бизина, А.Г.Беда, Н.А.Бургов, А.В.Давыдов. Эксперименты по резонансному возбуждению изомерного состояния ^{107}Ag со средним временем жизни 63 сек // ЖЭТФ, 1963, Т 45, N 5, С. 1408-1413.
2. А.Г.Беда Г.Е.Бизина, А.В.Давыдов. Проблема возбуждения долгоживущих изомерных состояний ядер с помощью эффекта Мёссбауэра. В кн. Проблемы ядерной физики и физики элементарных частиц. М.: Наука, 1975, С. 209-234.
3. В.Г.Алпатов, А.Г.Беда Г.Е.Бизина и др. Результаты 10 экспериментов по гамма-резонансному возбуждению изомерного состояния 88 кэВ ^{109}Ag со средним временем жизни 57 сек // Proc. Intern. Conf. on Mössbauer Spectroscopy, Bucharest-Romania, 1977, V.I, Contributed papers, P. 43-49.
4. W.Wildner, U.Gonser. A New Attempt to Observe the Resonance in ^{109}Ag // J. de Phys., Coll. C2, Suppl. au n° 3. 1979, T. 40, P. C2-47 - C2-48.
5. G.R.Hoy, R.D.Taylor. Some Mössbauer Effect Considerations in Gamma-Ray Laser Development // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1988, V. 40, N 6, P. 763-771.
6. R.D.Taylor, G.R.Hoy. Mössbauer Effect Experiments Applicable to GRASERS // SPIE, 1988, V. 875, P. 126-133.
7. S.Rezaie-Serej, G.R.Hoy, R.D.Taylor. Search for the Mössbauer Effect in ^{109}Ag Using the Self-Absorption Method // Laser Physics, 1995, V. 5, N 2, P. 240-257.
8. В.Г.Алпатов, А.В.Давыдов, Г.Р.Карташов и др. К проверке парадоксальных результатов опытов по резонансному самопоглощению γ-квантов долгоживущего изомера ^{109m}Ag в монокристаллах серебра // Измерительная техника, 1995, N 3, С. 52-55.
   V.G.Alpatov, Yu.D.Bayukov, A.V.Davydov et al. Experiments on the Gravity Effect on the ^{109m}Ag Gamma Resonance // Hyperfine Interactions, 1997, V. 107, P. 231-246.
9. В.Г.Алпатов, Ю.Д.Баюков, А.В.Давыдов и др. Установка для опытов по обнаружению мёссбауэровского самопоглощения γ-квантов долгоживущего изомера ^{109m}Ag // ПТЭ, 1997, N 6, С. 18-22.
10. А.В.Давыдов, Ю.Н.Исаев, В.М.Самойлов. О роли слабых магнитных полей в экспериментах по гамма-резонансному возбуждению долгоживущих изомерных состояний ядер ^{109}Ag // Известия РАН, серия физич., 1997, Т. 61, N 11, С. 2221-2226.
    См. также [8] (Hyperfine Interactions).
11. В.Г.Алпатов, Г.Е.Бизина, А.В.Давыдов и др. Изготовление γ-источника на основе ^{109}Cd, внедренного в монокристалл серебра и исследование его структуры // Измерительная техника, 1994, N 1, С. 58-61.
12. С.И.Новикова. Тепловое расширение твердых тел. М: Наука, 1974.

13. V.I.Vysotskii. Controlled spontaneous nuclear γ-decay: Theory of controlled excited and radioactive nuclei γ-decay // Phys. Rev., 1998, V. 58C, N 1, P. 337-350.
14. V.I.Vysotskii, V.P.Bugrov, A.A.Kornilova et al. The problem of gamma-laser and controlling of Mössbauer nuclei decay (theory and practice) // Hyperfine Interactions, 1997, V. 107, P. 277-281.
15. С.К.Годовиков. Торможение радиоактивного распада изотопа ^{119m}Sn посредством обратного мёссбауэровского рассеяния // Письма в ЖЭТФ, 1998, Т. 68, N 8, С. 599-603 // Laser Physics. 1998, V. 8, N 5, P. 1100,1104.
16. В.Г.Алпатов, Ю.Д.Баюков, А.В.Давыдов и др. Сборник научных трудов научной сессии МИФИ-2000, М.МИФИ, 2000, Т. 7, С. 211-212.

Подписано к печати 2.03.00 Формат 60x90 1/16
Усл.-печ.л.1,0. Уч.-изд.л.0,7. Тираж 113 экз. Заказ 7.
Индекс 3649

Отпечатано в ИТЭФ, 117259, Москва, Б.Черемушкинская, 25