

Наблюдение гамма-резонанса долгоживущего изомера ^{109m}Ag с помощью гравитационного гамма-спектрометра

Ю. Д. Баюков, А. В. Давыдов¹⁾, Ю. Н. Исаев, Г. Р. Карташов, М. М. Коротков, В. В. Мигачев

Государственный научный центр Российской Федерации Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова

Поступила в редакцию 10 августа 2009 г.

С помощью гравитационного γ -спектрометра проведены опыты, подтвердившие предшествующие данные о малой реальной ширине γ -резонанса ^{109m}Ag . Достигнута разрешающая способность, превосходящая в $\sim 10^8$ раз величину, характерную для мессбауэровских спектрометров, работающих с гамма-лучами нуклида ^{57}Fe . Теоретически предсказываемое уширение мессбауэровской гамма-линии ^{109m}Ag в $\sim 10^5$ раз (вследствие диполь-дипольных взаимодействий магнитных моментов соседних ядер) отсутствует.

PACS: 25.20.Dc, 29.30.Kv

1. Введение. Нуклид ^{109}Ag имеет изомерное состояние $7/2^+$ с энергией 88.03 кэВ и средним временем жизни 57 с. Естественная ширина Γ этого состояния (и излучаемой γ -линии) равна $\sim 10^{-17}$ эВ. Гравитационное поле вблизи поверхности Земли сдвигает γ -резонанс на величину Γ , если разность вертикальных положений излучающего и поглощающего ядер равна ~ 0.001 мм. Земное магнитное поле расщепляет вследствие эффекта Зеемана γ -линии испускания и поглощения ^{109}Ag на 14 компонент, промежутки между которыми превосходят Γ в $\sim 10^6$ раз. Это ведет к ситуации, когда каждая компонента сверхтонкой структуры спектра испускания может поглощаться только в пределах ширины соответствующей компоненты спектра поглощения при условии, что излучающие и поглощающие ядра находятся в одном и том же поле. Это обстоятельство приводит к сильной зависимости сечения резонансного поглощения от угла между направлением, в котором могут регистрироваться испускаемые гамма-кванты, и вектором напряженности магнитного поля. Проведенный нами анализ зеемановского расщепления гамма-линии ^{109}Ag [1] показал, что сечение резонансного поглощения максимально, когда эти направления параллельны или антипараллельны. В нашей лаборатории, согласно последним измерениям, земное поле направлено вниз под углом 83° по отношению к горизонтальной плоскости в области расположения γ -источников. Это приводит к тому, что при естественном направлении земного магнитного поля сечение резонансного поглощения оказывается в 2.06 раз меньше максимального, если гамма-лучи детектиру-

ются в слабо расходящемся горизонтальном пучке. Этот эффект использовался в нашей работе [2] и особенно отчетливо проявился в работе [3]. Заметим, что вероятность излучения (поглощения) гамма-кванта с энергией 88.03 кэВ без отдачи в металлическом серебре при температуре 4.2 К равна 0.0535.

По существующим теоретическим представлениям мессбауэровская γ -линия ^{109m}Ag должна быть уширена в $\sim 10^5$ раз из-за сверхтонких взаимодействий магнитных моментов соседних ядер (так называемые диполь-дипольные или д-д-взаимодействия). Ранние опыты нашей группы с изомерами ^{107m}Ag и ^{109m}Ag , казалось бы, подтвердили эту точку зрения. Однако нельзя исключить возможность того, что малая величина наблюдаемого в этих опытах эффекта резонансного поглощения была связана с наличием изомерного сдвига между линиями испускания и поглощения. Подробности этих работ можно найти в статьях [4–7].

В работе [8] наблюдалось влияние температуры на выход γ -лучей ^{109m}Ag с энергией 88.03 кэВ из монокристаллической серебряной пластинки, в которую был введен термодиффузией материнский нуклид ^{109}Cd . Было обнаружено что выход гамма-лучей при переходе от 78 к 4.2 К снижается намного сильнее, чем можно было ожидать на основании лишь сжатия серебра. Авторы работы [8] приписали избыточное поглощение эффекту Мессбауэра и оценили фактор уширения мессбауэровской гамма-линии, оказавшийся равным 30. Через несколько лет аналогичные опыты были проделаны американской группой [9–11]. Из данных этих работ следуют факторы уширения, равные 16, 24 и 100. Заметим, что авторы работ [8–11] не учитывали влияния магнитного поля

¹⁾ e-mail: andrey.davydov@itep.ru

Земли и не пытались оптимизировать условия опытов путем изменения направления этого поля. Это значит, что указанные значения факторов уширения завышены в несколько раз.

2. Эксперименты группы ИТЭФ. Наша группа в своих опытах [2, 3], кроме влияния температуры, использовала влияние на γ -резонанс ^{109}Ag гравитации и изменения направления магнитного поля Земли. Это достигалось путем регистрации γ -квантов в горизонтальном и вертикальном направлениях и путем компенсации вертикальной компоненты магнитного поля Земли с помощью поля пары колец Гельмгольца. Во всех указанных опытах без исключения были получены данные, в той или иной мере указывающие на малое уширение мессбауэровской γ -линии ^{109m}Ag . Это позволило нам спроектировать и изготовить γ -спектрометр нового типа – гравитационный γ -спектрометр для измерения прямым способом формы γ -резонанса этого нуклида. Его конструкция описана в наших статьях [12, 13]. Два Ge-детектора регистрируют γ -кванты, излучаемые основным и дополнительными γ -источниками в узких слабо расходящихся пучках. Основной γ -источник представляет собой прямоугольную пластинку из монокристаллического серебра высокой чистоты (не хуже 99.999%) размером $16 \times 24 \times 0.74$ мм, в которую с двух сторон внедрен термодиффузией материнский нуклид ^{109}Cd . Два дополнительных контрольных γ -источника изготовлены пропиткой кусков хроматографической бумаги раствором азотнокислого ^{241}Am с герметичной упаковкой их после просушки в алюминиевую фольгу с помощью криостойкого клея. Эти источники укреплены с обеих сторон основного источника, также упакованного в алюминиевую фольгу, вплотную к нему. Ожидалось, что после охлаждения γ -источников жидким гелием будет происходить резонансное самопоглощение γ -лучей ^{109m}Ag в серебре основного источника, что приведет к снижению их регистрируемой интенсивности, в то время как γ -лучи ^{241}Am резонансного взаимодействия испытывать не будут. Когда оси γ -пучков направлены горизонтально, земная гравитация слабо влияет на резонансное поглощение (лишь вследствие небольшой расходимости γ -пучков). При наклоне γ -пучков разница вертикальных положений точек испускания и возможного резонансного поглощения γ -кванта растет по мере прохождения им серебра. Это приводит к росту гравитационного сдвига γ -резонанса. Данный эффект возрастает с увеличением угла наклона γ -пучков, и при достаточно больших углах наклона делает практически невозможным наблюдение резонансного поглощения. В нашем первом эксперименте с использованием гра-

витационного γ -спектрометра [13] изменения угла наклона γ -пучков в области ожидаемого расположения γ -резонанса (то есть вблизи нулевого угла отклонения γ -пучков от горизонтального направления) осуществлялись слишком большими шагами. Это привело к тому, что отчетливый эффект резонансного поглощения проявился в данных, полученных с одним из детекторов (№ 1) лишь при горизонтальном положении γ -пучков, а второй детектор показал наличие более слабого эффекта при угле наклона $+1^\circ$ (знак “+” соответствует подъему детектора № 1 над горизонтальной плоскостью). Описываемый здесь эксперимент проведен без каких-либо изменений во взаимном расположении деталей установки по сравнению с первым опытом и может считаться его продолжением. Использовались те же γ -источники, расположенные там же, где они находились в первом опыте (к ним никто не прикасался в промежутке между двумя опытами). Однако измерения в промежутке углов наклона от $+1^\circ$ до -1° велись с угловыми шагами в 0.33° . К сожалению, за 2.5 г., прошедших после изготовления и установки в криостат америциевых γ -источников, они оказались поврежденными. Судя по всему, бумага, пропитанная азотнокислым америцием, частично истлела в результате химического воздействия и интенсивного альфа-излучения америция и образовавшиеся частицы стали случайным образом перемещаться внутри алюминиевых оболочек при наклонах γ -пучков и при неизбежных толчках в моменты включения и выключения поворотного устройства, меняя непредсказуемым образом скорость счета γ -линии ^{241}Am . Поэтому мы будем обсуждать ниже лишь результаты данного опыта, относящиеся к серебряному γ -источнику. Данные же, показывающие отсутствие каких-либо намеков на снижение чисел отсчетов, соответствующих γ -линии ^{241}Am в области нулевого угла наклона, были получены в нашем первом опыте, когда америциевые γ -источники еще не были повреждены. Эти данные представлены на рис. 1. Из полученных в эксперименте данных об угловой зависимости числа отсчетов можно путем сравнительно несложной математической обработки получить величину фактора уширения k мессбауэровской γ -линии. Для γ -лучей, регистрируемых в плоскости магнитного меридиана в направлении z число отсчетов детектора будет пропорционально следующей величине:

$$N \sim \int_0^d \left[e^{-bz^2} + e^{-b(d-z)^2} \right] e^{-\mu(d-z)} e^{-P} dz. \quad (1)$$

Выражение в квадратной скобке описывает распределение материнского нуклида ^{109}Cd по толщине се-

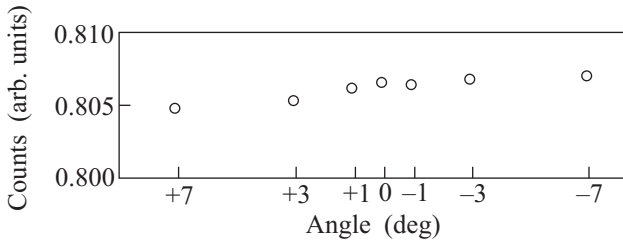


Рис.1. Угловая зависимость регистрируемой интенсивности γ -линии ^{241}Am , измеренная в нашем первом опыте с гравитационным γ -спектрометром. Статистические стандартные отклонения равны радиусам кружков. Слабый рост скорости счета с переходом от положительных к отрицательным углам наклона γ -пучков связан с малым отклонением нижнего конца гелиевого объема кристата (где расположены γ -источники) от его положения при горизонтальном направлении γ -пучков. Это отклонение вызвано собственным весом гелиевого объема. Относительная величина изменения скорости счета при переходе от $+7^\circ$ к -7° равна 0.0027. Это соответствует изменению расстояния от источников до детектора (которое равно 24 см) на ~ 0.033 см

ребриной пластинки, то есть вдоль направления оси z , в котором регистрируются γ -кванты. Параметр b определялся в особых опытах сравнением отношений регистрируемых интенсивностей рентгеновых и γ -лучей для данного серебряного источника и для тонкого источника, изготовленного пропиткой куска фильтровальной бумаги раствором хлористого ^{109}Cd . Показатель второй экспоненты представляет собой интеграл

$$P = \int_z^d \frac{\sigma_0 \nu}{2k} \times \frac{dz_1}{1 + (S/\Gamma k)^2}. \quad (2)$$

Входящие в (1) и в (2) величины таковы: $d = 0.074$ см – толщина серебряной пластинки, $\mu = 21.5$ см $^{-1}$ – обычный (нерезонансный) коэффициент поглощения γ -квантов, ν – число атомов серебра в 1 см 3 , $S = E_\gamma (gh/c^2)$ – гравитационный сдвиг положения γ -резонанса, где E_γ – энергия γ -кванта, g – гравитационное ускорение, $h = (z_1 - z) \sin \theta$ – расстояние в см по вертикали между точкой испускания γ -кванта (с координатой z) и точкой его резонансного поглощения (z_1), θ – угол наклона γ -пучка по отношению к горизонтальной плоскости, c – скорость света. Далее: Γ – естественная ширина γ -линии, σ_0 – сечение резонансного поглощения γ -лучей в точном резонансе, определяемое выражением

$$\sigma_0 = \frac{\lambda^2}{2\pi} \times \frac{2J_e + 1}{2J_0 + 1} \times \frac{a}{1 + \alpha_t} f^2. \quad (3)$$

Здесь λ – длина волны γ -излучения (в см), J_e и J_0 – спины возбужденного и основного состояний ядра, со-

ответственно, a – доля атомов с резонансными ядрами в естественной смеси изотопов, α_t – полный коэффициент внутренней конверсии γ -лучей, f – вероятность излучения (поглощения) γ -кванта без отдачи.

После подстановки в (1) численных значений b , σ_0 , ν , S и Γ и выполнения интегрирования в показателе второй экспоненты, выражение (1) приобретает вид

$$N \sim \int_0^d \left[e^{-636z^2} + e^{-636(d-z)^2} \right] e^{-\mu(d-z)} e^{-Q} dz, \quad (4)$$

$$Q = \frac{5.963923 \cdot 10^{-5}}{\sin \theta} \arctg \left[\frac{0.826897 \cdot 10^4 (d-z) \sin \theta}{k} \right].$$

Для учета расходимости γ -пучка надо выражение (4) проинтегрировать по объему γ -источника и по площади окна детектора.

На рис.2 показаны результаты измерения детектором №1 спектрометра интенсивности γ -линии 88.03 кэВ при 11 углах наклона γ -пучка: $+7^\circ$, $+3^\circ$, $+1^\circ$, $+0.67^\circ$, $+0.33^\circ$, 0° , -0.33° , -0.67° , -1° , -3° и -7° . На рис.2А представлены данные, полученные при включенных компенсационных кольцах Гельмгольца (режим А), то есть в оптимальных условиях для проявления резонансного поглощения. Эффект резонансного поглощения отчетливо виден по уменьшению чисел отсчетов в области малых углов наклона. На рис.2В даны результаты измерений при естественном направлении земного магнитного поля (режим В). В последнем случае сечение резонансного поглощения должно быть в 2.06 раз меньше, чем в первом. Сплошными кривыми показаны результаты расчетов (выполненных по формуле (3) без учета расходимости γ -пучка), оптимально описывающих экспериментальные данные. Для случая А расчет показал, что минимум критерия χ^2 (0.62 на одну степень свободы) соответствует фактору уширения k , равному $7.0_{-2.5}^{+7.3}$. Для случая В минимум критерия χ^2 (0.64) дает $k = 8$ с возросшими погрешностями. Учет расходимости γ -пучка должен привести к уменьшению приведенных значений фактора уширения. В каждой угловой позиции измерения велись по схеме В→А→А→В, причем каждое измерение продолжалось 750 с. Таким образом, измерения с включенными и выключенными кольцами Гельмгольца выполнялись в каждой угловой позиции без каких-либо изменений положения спектрометра и поэтому наблюдаемое различие результатов измерений в этих режимах нельзя приписать каким-то механическим причинам. На рис.3 представлены данные, полученные с тем же детектором при комнатной температуре γ -источника, когда вероятность излучения γ -кванта с

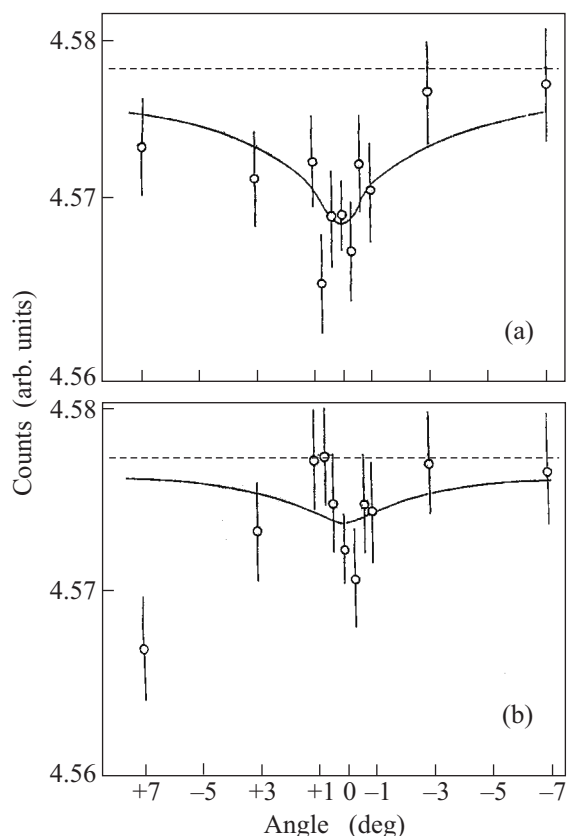


Рис.2. Результаты измерений, проведенных при температуре γ -источников 4.2 К. (а) – данные, полученные при компенсации составляющей магнитного поля Земли, перпендикулярной направлению регистрируемых γ -пучков; (б) – результаты измерений при естественном направлении этого поля (при обработке этих данных слишком сильно отклонившаяся точка при $+7^\circ$ не учитывалась). Штриховыми линиями показаны расчетные уровни чисел отсчетов, соответствующие отсутствию резонансного поглощения γ -лучей

энергией 88.03 кэВ ядром серебра без отдачи ничтожно мала. Можно видеть, что какие-либо указания на наличие минимума числа отсчетов вблизи нулевого угла наклона γ -пучка отсутствуют при обоих режимах измерений. Таким образом, совокупность этих экспериментальных результатов можно рассматривать как реальное наблюдение резонансного поглощения γ -лучей ^{109m}Ag и как еще одно подтверждение малого уширения мессбауэровской γ -линии этого изомера, на что указывали данные предыдущих опытов, в том числе и нашего первого эксперимента, выполненного на гравитационном спектрометре [13]. Получить столь же достоверные указания на резонансное поглощение γ -лучей ^{109m}Ag в узком интервале углов наклона γ -пучков по γ -спектрам, измеренным вторым детектором гравитационного спектрометра, не удалось по той причине, что горизонталь-

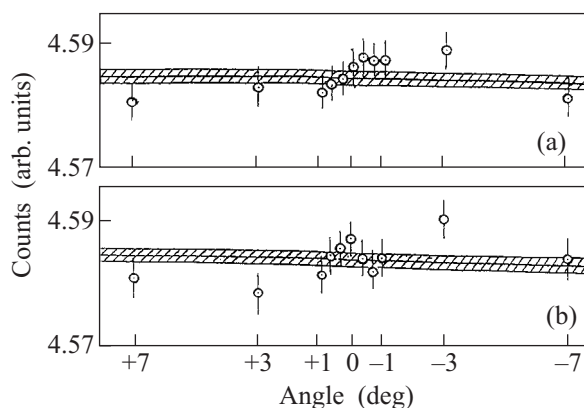


Рис.3. Данные, полученные в опытах, проведенных при комнатной температуре γ -источников: (а) – компенсирующие катушки включены, (б) – катушки выключены. Заштрихованными полосами показаны средние значения чисел отсчетов и их погрешности. Значения критерия χ^2 на одну степень свободы, характеризующие возможность описания экспериментальных данных показанными средними значениями, таковы: 1.04 в случае (а) и 1.57 в случае (б)

ное положение эффективной оси γ -пучка, падающего на этот детектор, оказалось не совпадающим с горизонтальной плоскостью и, судя по всему, лежит под углом, несколько большим $+1^\circ$ по отношению к ней, то есть в угловой области, которую мы не проходили достаточно мелкими шагами. Слабое проявление резонансного поглощения сказалось в этом случае в виде некоторого понижения числа отсчетов при $+1^\circ$. Заметим, что аналогичная картина наблюдалась и в нашем первом опыте, выполненном на гравитационном γ -спектрометре [13]. Последнее обстоятельство вполне понятно, поскольку детектор № 2 не сдвигался со своего места после первого опыта.

3. Обсуждение полученных результатов.

Мы надеемся, что результат этого опыта будет иметь серьезные последствия как практического, так и фундаментального значения. Во-первых, он означает, что достигнута разрешающая способность γ -спектрометрии, в $\sim 10^8$ раз превосходящая величину характерную для мессбауэровских спектрометров, работающих с γ -лучами нуклида ^{57}Fe . Это позволяет подумать о проведении предлагавшихся в свое время, но либо не осуществленных, либо не давших ожидаемого результата экспериментов из-за недостаточной разрешающей способности доступных приборов. Имеются в виду такие опыты, как поиски анизотропии инерции [14] и регистрация гравитационных волн [15].

Во-вторых, отсутствие вызываемого д-д-взаимодействием уширения мессбауэровской γ -линии означает, что γ -квант излучается ядром за время гораздо,

большее, чем характерное время изменения энергии этого взаимодействия, и, скорее всего, этот процесс длится в течение всего времени нахождения ядра в возбужденном состоянии (см об этом в [16, 17]). При столь коротком времени испускания γ -кванта, как λ/c , что утверждается в [18], предсказываемое теорией большое уширение было бы неизбежным, поскольку энергию д-д-взаимодействия можно считать постоянной в течение такого времени. В этом случае разные ядра испытывали бы зеemanовское расщепление под действием магнитных полей различной величины, и энергии γ -квантов были бы распределены по диапазону этих расщеплений.

В-третьих, отсутствие д-д-уширения требует серьезного изменения существующих представлений о формировании γ -резонанса долгоживущего изомера. Экспериментально можно сделать выбор между двумя гипотезами. Согласно первой из них, за время жизни излучающего ядра в возбужденном состоянии происходит усреднение до малого значения быстро меняющейся по величине и знаку энергии д-д-взаимодействия. Заметим, однако, что имеются серьезные теоретические возражения против этой гипотезы [19]. Согласно второму предположению, ядро вообще не чувствительно к быстро меняющимся полям во время длительных радиационных процессов. Последняя гипотеза подкрепляется следующим рассуждением. Если принято представление о длительном характере процесса излучения (поглощения) γ -кванта, то приходится сделать заключение о том, что γ -квант нельзя зарегистрировать, пока не кончится процесс его излучения. Это, по-видимому, означало бы, что в течение этого времени ядро и излучаемая гамма-волна не взаимодействуют с окружающей средой. Если бы, однако, имелась возможность зарегистрировать γ -квант до завершения процесса его излучения, то было бы невозможно экспериментально получить γ -линию естественной ширины. Следует допустить, что в этом случае прерывание процесса излучения γ -кванта актом его регистрации может произойти в любой момент с начала этого процесса, а в среднем – в момент, соответствующий прошедшему с начала испускания фотона времени, равному половине среднего времени жизни ядра в возбужденном состоянии. Это приводило бы к тому, что минимальной наблюдаемой шириной гамма-линии была бы двойная естественная ширина. Однако линии с шириной, близкой к естественной, наблюдаются в некоторых мессбауэровских опытах. Кроме того, нельзя было бы корректно определять $T_{1/2}$ в опытах с задержанными γ - γ -совпадениями. Если сделать достаточно большое

число опытов с одним и тем же γ -источником, то, если справедлива первая гипотеза, получаемые значения фактора уширения k будут различными, так как среднее значение флуктуирующей величины само флуктуирует. Если же верна вторая гипотеза, то результаты всех опытов должны быть одинаковыми. Небольшие значения фактора уширения, полученные во всех выполненных по данной методике опытах, могут быть обусловлены неоднородным изомерным сдвигом, связанным с неравномерным распределением кадмия в серебре, а также высокочастотной частью шума от кипящего гелия.

Авторы благодарят члена-корреспондента РАН М.В. Данилова за поддержку работы и ценные критические обсуждения экспериментальных результатов, а также В.А. Калантарова, С.Н. Комиссарова, Л.И. Лебедеву, А.Д. Сулимова и В.С. Трухачева за помощь, оказанную при выполнении данного эксперимента.

1. А. В. Давыдов, Ю. Н. Исаев, В. М. Самойлов, Изв. РАН, сер. физ. **61**, 2221 (1997).
2. V. G. Alpatov, Yu. D. Bayukov, V. M. Gelis et al., *Laser Physics* **10**, 952 (2000).
3. V. G. Alpatov, Yu. D. Bayukov, A. V. Davydov et al., *Laser Physics* **15**, 1680 (2005).
4. Г. Е. Бизина, А. Г. Беда, Н. А. Бургов, А. В. Давыдов, *ЖЭТФ* **45**, 1408 (1963).
5. А. Г. Беда, Г. Е. Бизина, А. В. Давыдов, в кн. *Проблемы ядерной физики и физики элементарных частиц*, М.: Наука, 1975, с. 209.
6. В. Г. Алпатов, А. Г. Беда, Г. Е. Бизина и др., *Proc. Intern. Conf. on Mössbauer Spectroscopy*, 1977, Eds. D. Barb and D. Tarina, Bucharest, Romania, 1977, v. 1, p. 45.
7. A. V. Davydov, *Hyperfine Interactions* **135**, 125 (2001).
8. W. Wildner and U. Gonser, *J. de Phys. Coll. Suppl.* **40**, 2 (1979).
9. R. D. Taylor and G. R. Hoy, *SPIE* **875**, 126 (1988).
10. G. R. Hoy and R. D. Taylor, *Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **40**, 763 (1988).
11. S. Rezaie-Serej, G. R. Hoy, and R. D. Taylor, *Laser Physics* **5**, 240 (1995).
12. В. Г. Алпатов, Ю. Д. Баюков, А. В. Давыдов и др., *Измерит. Техника*, № 2, 61 (2005).
13. V. G. Alpatov, Yu. D. Bayukov, A. V. Davydov et al., *Laser Physics* **17**, 1067 (2007).
14. C. W. Sherwin, H. Frauenfelder, E. L. Garwin et al., *Phys. Rev. Lett.* **4**, 399 (1960).
15. W. Kaufmann, *Nature* **227**, 157 (1970).
16. А. В. Давыдов, *Ядерная Физика* **66**, 2163 (2003).
17. А. В. Давыдов, *Ядерная Физика* **70**, 1221 (2007).
18. А. Б. Мигдал, *Качественные методы в квантовой теории*, М.: Наука, 1975, с. 92.
19. Ф. С. Джеббаров, Д. В. Львов, Е. В. Сильвачева, *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* **3**, 47 (2009).