

УДК 538.955+539.166.2+539.144.4

«ГАММА-ОПТИЧЕСКИЕ» СВОЙСТВА СРЕДЫ ПРИ УСЛОВИИ ПЕРЕМЕЩИВАНИЯ СВЕРХТОНКИХ ПОДУРОВНЕЙ ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ

Ш.Ш. Башкиров, В.Ю. Любимов, Н.В. Поляков, Е.А. Попов

Аннотация

На примере распространения резонансного гамма-кванта в магнитной среде с мёссбауэровскими ядрами ^{57}Fe , находящейся под действием внешнего радиочастотного (РЧ) поля, показана возможность наблюдения эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭМИП) в «гамма-оптике».

Введение

В последнее время вновь привлекают к себе повышенное внимание эффекты квантовой интерференции, возникающие при распространении гамма-кванта в многоуровневой «гамма-оптической» среде, находящейся под действием внешнего РЧ-поля. При этом характерной особенностью является то, что классические условия для ЭМИП невозможно реализовать в «гамма-оптике», поскольку сверхтонкие подуровни возбужденного состояния не являются метастабильными и имеют одинаковое время жизни. Поэтому на первый план выступает зависимость наведенной когерентности в системе сверхтонких (СТ) подуровней и, следовательно, амплитуды рассеяния гамма-кванта вперёд от частоты Раби и фазы радиочастотного поля, что является решающим фактором при достижении режима ЭМИП. В данной работе рассматривается следующая задача: пусть гамма-квант, испущенный естественным радиоактивным источником, взаимодействует при условиях рассеяния вперёд с ансамблем мёссбауэровских ядер ^{57}Fe , имеющих разрешённую сверхтонкую структуру основного (g) и возбужденного (e) состояния, обусловленную магнитным сверхтонким взаимодействием. Если частота РЧ-поля совпадает с расстоянием между сверхтонкими подуровнями в возбужденном состоянии, то это индуцирует ЯМР-переходы в системе сверхтонких подуровней возбуждённого состояния ядра (рис. 1, *a*), что, в свою очередь, ведёт к образованию системы «одетых» подуровней. При этом возникает ситуация, когда распространение гамма-кванта происходит уже не в двухуровневой, а в пятиуровневой среде (рис. 1, *b*), описываемой V^k -схемой [1]. Амплитуда рассеяния вперед гамма-кванта и, следовательно, ядерный коэффициент преломления [2] «гамма-оптической» среды при таких условиях будут зависеть не только от частоты и поляризации падающего гамма-излучения, но и от частоты Раби и фазы управляющего РЧ-поля. Таким образом, изменяя перечисленные выше параметры радиочастотного поля, можно найти условия, при которых «гамма-оптическая» среда становится прозрачной, а скорость распространения гамма-квантов в ней значительно уменьшается.

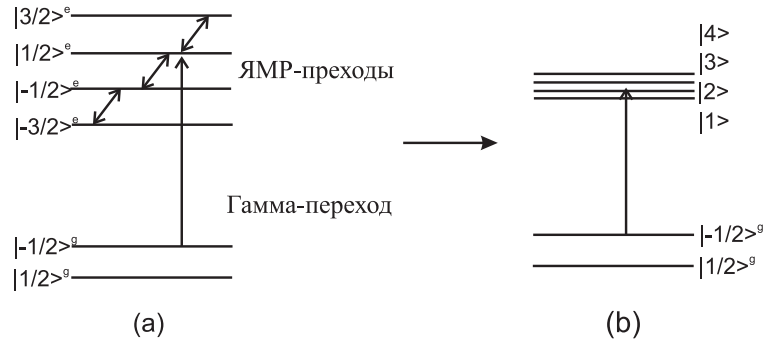


Рис. 1. Схема уровней

1. Теоретический формализм

Для описания взаимодействия пробного поля гамма-кванта с «гамма-оптической» средой, находящейся под влиянием управляющего РЧ-поля, воспользуемся формализмом Максвелла-фон Неймана [3]. Без ограничения общности будем считать, что среда является ансамблем мёссбауэровских ядер ^{57}Fe с равновесной заселенностью ядерных уровней, который находится в магнитной матрице. Соответствующая система уравнений для компонент огибающей поля (волновой функции) единичного гамма-кванта a_p в базисе круговых поляризаций ($p = \pm 1$) и матричных элементов огибающей матрицы плотности σ_{ge} , описывающих эволюцию системы «ансамбль ядер с многоуровневой структурой основного и возбуждённого состояния + РЧ-поле», имеет вид:

$$\frac{\partial a_p}{\partial t} = -\frac{3\mu}{4} \sum_{M=-1}^1 \sum_{e,g} D_{Mp}^{*(1)}(\theta, \varphi) C(g, M, e) \sigma_{ge}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \sigma_{ge}}{\partial t} = i \left(\Delta_\gamma + i \frac{\Gamma}{2} \right) \sigma_{ge} - \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \sigma]_{ge} + \sum_{p'} D_{Mp'}^{(1)}(\theta, \varphi) C(g, M, e) a_{p'}.$$

Здесь μ – коэффициент ядерного резонансного поглощения; $\Delta_\gamma = \omega_\gamma - \omega_0$ – доплеровский сдвиг (расстройка) частоты падающего гамма кванта; \hat{H} – гамильтониан сверхтонкого взаимодействия; $C(g, M, e)$, $D_{Mp}^{(1)}(\theta, \varphi)$ – коэффициенты Клебша–Гордана и матрицы вращения соответственно [4].

Как правило, в магнитных материалах сверхтонкое взаимодействие является Ферми-контактным, и следовательно, изотропным. Поэтому если внешнее постоянное магнитное поле H_0 направлено вдоль Z , главной оси тензора ГЭП, а осциллирующее РЧ-поле $H_{rf} = H_{rf}^0 \cos \Omega(t - t_1)$ – вдоль его главной оси X , и выполняется условие

$$C = \frac{H_{rf}^0}{H_0} \ll 1, \quad (2)$$

то гамильтониан сверхтонкого взаимодействия \hat{H}_{hf} имеет следующий вид:

$$\hat{H}_{hf} = \sum_{j=e,g} \hat{H}_{hf}^{(j)} = \hbar \sum_j (\omega_{hf}^j \hat{I}_z^j + \omega_{rf}^j \hat{I}_x^j \cos \Omega(t - t_1)). \quad (3)$$

Как известно, при условии (2) справедливо приближение вращающейся волны,

согласно которому гамильтониан $\hat{H}' = \hbar(\sum_j[(\omega_{hf}^j - \Omega)I_z^j + \omega_{rf}^j I_x^j])$ будет описывать структуру сверхтонких подуровней основного и возбуждённого состояний ядра ^{57}Fe во вращающейся системе координат. Нетрудно заметить, что когда частота РЧ-поля совпадает с расстоянием между сверхтонкими подуровнями в возбуждённом состоянии ($\Omega = \omega_{hf}^e$), происходит пересечение и эффективное смешивание уровней (кроссинг-антикроссинг ядерных уровней [5] во вращающейся системе координат). Можно показать, что при этом уравнения (1) преобразуются к уравнениям [6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_p}{\partial y} &= -\frac{3}{4}\mu \sum_{M=-1}^1 \sum_{e, e_1, g} U_{ee_1}^e D_{Mp}^{(1)*}(\Theta, \phi) C(g, M, e_1) e^{iM\Omega(t-t_1)} \sigma_{ge}^d, \\ \frac{\partial \sigma_{ge}^d}{\partial t} &= i(\Delta_\gamma + \omega_{eg}^d - i\Gamma/2) \sigma_{ge}^d + \\ &+ \sum_{M'=-1}^1 \sum_{e_2} \sum_{p'} U_{ee_2}^{(e)} D_{M'p'}^{(1)}(\Theta, \phi) C(g, M', e_2) e^{-iM'\Omega(t-t_1)} a_{p'}, \end{aligned} \quad (4)$$

где U – матрицы унитарного преобразования гамильтониана $\hat{H}'^{(e)}$ к диагональному виду ($H_d^e = U^{(e)} H'^{(e)} U^{(e)+}$) – определяются известными выражениями [7] $U_{ee_1}^{(e)} = d_{ee_1}^{(J_e)}(\beta_e) - d$ – функциями Вигнера. Что касается основного состояния ядра, то с достаточной степенью точности гамильтониан $H'^{(g)}$ является диагональным.

2. Анализ и результаты

Пусть гамма-оптическая среда с геометрической толщиной L является «оптически» тонкой ($\mu L \ll 1$). В этом случае уравнение (4) имеет аналитическое решение, согласно которому каждая компонента a_p огибающей поля (волновой функции) прошедшего через образец гамма-кванта является суммой соответствующей компоненты огибающей поля падающего кванта $|a_p^{inc}\rangle = c_p e^{-\gamma(t-t_0)} |p\rangle$ и линейной поправки $|\Delta a_p\rangle \ll |a_p^{inc}\rangle$.

Если источник испускает неполяризованное гамма-излучение, то зависимость вероятности прохождения гамма-кванта через образец от Φ в чистом виде можно представить в следующем виде:

$$\langle\langle P_\gamma(L, \Phi, \Delta_\gamma, t_0) \rangle\rangle_{t_0} \rangle_p = 1 + L \sum_p \text{Im } b_{pp}, \quad (5)$$

где амплитуда рассеяния гамма-кванта вперёд $b_{pp'}$ равна

$$\begin{aligned} b_{pp'} &= \frac{3}{4}\mu \sum U_{ee'}^e U_{gg''}^g D_{Mp}^{(1)*}(\Theta, \phi) D_{M'p'}^{(1)}(\Theta, \phi) \times \\ &\times C(g, M, e') C(g, M', e'') \frac{e^{i(M-M')\Phi}}{\Delta_\gamma + \omega_{eg} + \Omega M' + i(\Gamma + \gamma)/2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Этот результат можно интерпретировать с «оптической» точки зрения следующим образом. Согласно Блюму и Кистнеру [2] волновую функцию $|A_p\rangle$ гамма-кванта с частотой ω_γ и круговой поляризацией p , прошедшего через «гамма-оптическую» среду с толщиной L , можно представить в виде

$$|A_p\rangle = e^{i\omega_\gamma t} \sum_{p'} (e^{-ik\hat{n}L}) c_{p'} |p\rangle. \quad (7)$$

Здесь \hat{n} – оператор показателя преломления, чьи матричные элементы равны:

$$n_{pp'} = \delta_{pp'} + \chi_{pp'}. \quad (8)$$

Диагональные элементы матрицы $n_{pp'}$ являются коэффициентами преломления для лево- и правополяризованных компонент гамма-излучения, а недиагональные элементы определяют смешивание поляризационных компонент в образце.

Если поток падающих гамма-квантов неполяризован и имеет частотное распределение, описываемое лоренцианом $f(\omega_\gamma) = (\gamma/2\pi)/[(\omega_\gamma - \omega_{0\gamma})^2 + (\gamma/2)^2]$, то вероятность прохождения гамма-кванта через образец вычисляется обычным способом по формуле $P_\gamma = \sum_p \langle a_p | a_p \rangle$ и с точностью до членов первого порядка по $kL\chi_{pp'}$ может быть записана в виде:

$$\langle \langle P_\gamma \rangle_p \rangle_{\omega_\gamma} = 1 + kL \operatorname{Im} \sum_p \langle \chi_{pp} \rangle_{\omega_\gamma}, \quad (9)$$

где усреднение $\langle \dots \rangle_{\omega_\gamma} = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_\gamma f(\omega_\gamma) \dots$ эквивалентно усреднению $\langle \dots \rangle_{t_0}$ в

(5). Из выражений (5) и (9) следует, что

$$\langle \chi_{pp} \rangle_{\omega_\gamma} = b_{pp}/k, \quad (10)$$

поэтому реальная часть b_{pp} определяет дисперсию, а мнимая часть – поглощение гамма-кванта с поляризацией p в «оптической» среде, а скорость переноса энергии определяется выражением

$$v_{gr}^{(p)} = \frac{c}{1 + \operatorname{Im} b_{pp}/k + c \partial \operatorname{Re} b_{pp} / \partial \Delta_\gamma}. \quad (11)$$

Нетрудно заметить, что амплитуда рассеяния вперёд b_{pp} является суммой положительной стационарной части ($M = M'$) и знакопеременной, зависящей от фазы РЧ-поля Φ ($M \neq M'$). Поэтому, варьируя Φ , можно найти условия ЭМИП, при которых $\operatorname{Re} b_{pp} = \operatorname{Im} b_{pp} = 0$, а $\partial \operatorname{Re} b_{pp} / \partial \Delta_\gamma$ приобретает максимальное значение. Естественно, что эти условия будут также зависеть от параметров пробного поля гамма-кванта (Δ_γ , p , Θ , ϕ).

3. Обсуждение

Пусть резонансный гамма-квант с поляризацией p распространяется в магнитной среде ^{57}Fe , удовлетворяющей условиям (2)–(3), вдоль направления, совпадающего с Y – главной осью тензора ГЭП ($\Theta = \pi/2$, $\phi = \pi/2$), и в отсутствие радиочастотного поля возбуждает, например, ядерный переход $|1/2 \rangle^g \leftrightarrow |1/2 \rangle^e$ ($\Delta_\gamma \sim \omega_{1/2,1/2} = \frac{1}{2}(\omega_{hf}^e - \omega_{hf}^g)$). Тогда при $\Gamma = \gamma$ показатель преломления n_{pp} определяется выражением

$$n_{11} = n_{-1-1} \approx 1 + \frac{3}{4} \frac{\mu}{k} / (\Delta_\gamma - \omega_{1/2,1/2} + i\Gamma),$$

что соответствует взаимодействию гамма-кванта с двухуровневой резонансной средой. В этом случае реализуется стандартная ситуация – минимум дисперсии ($\operatorname{Re} b_{pp} = 0$), максимум её производной ($\partial \operatorname{Re} b_{pp} / \partial \Delta_\gamma$) и максимум поглощения ($\operatorname{Im} b_{pp}$) при условиях точного резонанса ($\Delta_\gamma = \omega_{1/2,1/2}$) для пробного поля гамма-кванта (рис. 2).

Ситуация меняется кардинальным образом, если на магнитную среду действует радиочастотное поле в схеме кроссинга – антикроссинга ядерных уровней. Так,

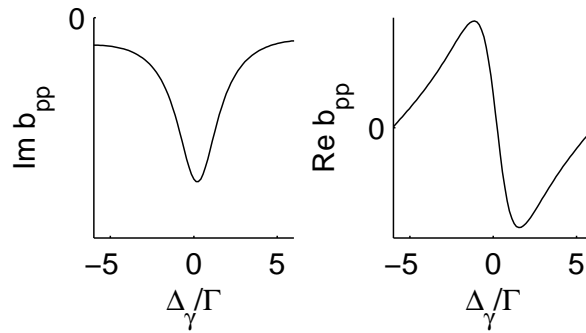


Рис. 2. Мнимая и реальная части коэффициента преломления для двухуровневой «гамма-оптической» среды

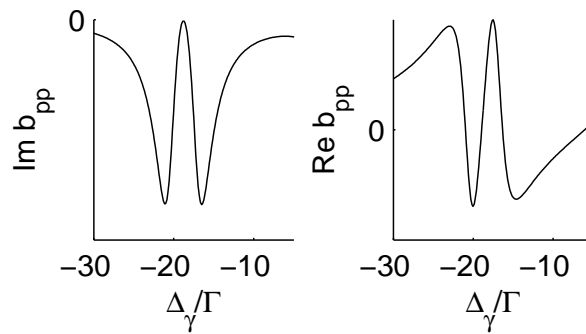


Рис. 3. Мнимая и реальная части коэффициента преломления в режиме ЭМИП

если частота РЧ-поля приближается к частоте ЯМР-переходов в возбужденном состоянии ($\Omega = \omega_{hf}^e$), то показатель преломления [6] будет описывать «гамма-оптические» свойства уже пятиуровневой резонансной среды, где четыре близко-расположенных «одетых» подуровня возбуждённого состояния ядра расположены на расстоянии $\omega_{rf}^e/2$ друг от друга.

Соответственно, режим электромагнитно-индуцированной прозрачности реализуется при условиях $\Phi = 0$, $\omega_{rf}^e = 1.69$ Г для гамма-квантов с правой круговой поляризацией и $\Phi = \pi$, $\omega_{rf}^e = 1.69$ Г для гамма-квантов с левой круговой поляризацией (рис. 3). Выход из режима ЭМИП и достижение групповой скорости максимального значения происходит при $\omega_{rf}^e = 0.58$ Г (рис. 4).

Заключение

Таким образом, показано, что радиочастотное перемешивание сверхтонких подуровней может быть использовано для наблюдения эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности и «замедления» гамма-квантов в многоуровневой «гамма-оптической» среде. Если естественный радиоактивный источник испускает неполяризованное излучение или излучение с одной круговой поляризацией, то при распространении гамма-кванта в «оптически» тонкой среде его поляризационное состояние не изменяется. В этих случаях условия для электромагнитно-индуцированной прозрачности будут наиболее простыми, так как не зависят от эффектов интерференции поляризационных состояний гамма-кванта. Поэтому «замедление» и «ускорение» гамма-кванта в «гамма-оптической» среде определяются

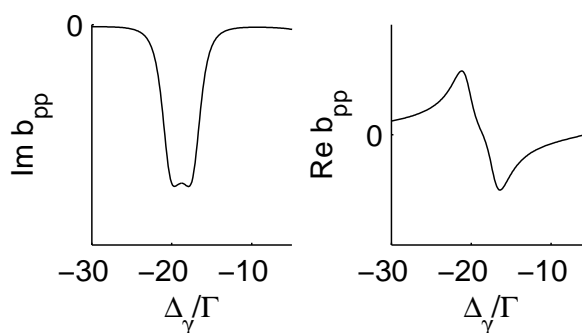


Рис. 4. Мнимая и реальная части коэффициента преломления при условии выходе из режима ЭМИП

лишь изменением параметров РЧ-поля, что можно использовать, например, для контролируемой фильтрации неполяризованного излучения. С увеличением «оптической» плотности среды эффекты многократного рассеяния вперёд и сопутствующие им эффекты интерференции поляризационных состояний приведут к новым условиям для ЭМИП и гораздо большему «замедлению» гамма-кванта, что является предметом следующей нашей работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-02-16567).

Summary

Sh.Sh. Bashkirov, V.Yu. Lyubimov, N.V. Polyakov, E.A. Popov. Gamma optical properties of an medium at the mixing of the hyperfine sublevels of an excited state.

With use the propagation of the resonant gamma-quantum in an magnetic medium with Mössbauer nuclei ^{57}Fe under influence of the external radio-frequency field as an example it is shown the possibility to observe the effect of the electromagnetically induced transparency in gamma optics.

Литература

1. *Scully M.O., Zubairy M.S.* Quantum Optics. – Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
2. *Blume M., Kistner O.C.* Resonant absorption in the presence of Faraday rotation // *Phys. Rev.* – 1968. – V. 171, No 2. – P. 417–425.
3. *Popov E.A.* Coherent response in the forward direction to the almost stepwise-pulse // *J. Phys.: Condensed Matter.* – 1996. – V. 8, No 29. – P. 5483–5489.
4. *Rose M.E.* Elementary theory of angular momentum. – N. Y.: John Willey&Sons Inc., 1957.
5. *S'heeren G., Neyens G., Nowen R., Coussement R., van den Bergh M., Boolchand P.* Nonreciprocity of gamma emission and absorption due to quantum coherence at nuclear-level crossing // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. – V. 71, No 12. – P. 1824–1827.
6. *Samartsev V.V., Popov E.A., Yanvarev E.A.* The influence of an external radio-frequency field on the resonance propagation of a short gamma-ray pulse in an optical multilevel medium // *Laser Physics.* – 1998. – V. 8, No 6. – P. 1240–1244.

7. *Gabriel H.* Effect of radio-frequency fields on Mössbauer spectra // *Phys.Rev.* – 1969. – V. 184, No 2. – P. 359–363.

Поступила в редакцию
12.10.06

Башкиров Шамиль Шагивалеевич – доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики твердого тела Казанского государственного университета.

Любимов Виктор Юрьевич – ведущий инженер физического факультета Казанского государственного университета.

E-mail: *vicl@bk.ru*

Поляков Николай Владимирович – кандидат физико-математических наук, зам. декана физического факультета Казанского государственного университета.

Попов Евгений Александрович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры ИиИУС Казанского государственного энергетического университета.