

УДК 538.955+539.166.2+539.144.4

«ГАММА-ОПТИЧЕСКИЕ» СВОЙСТВА СРЕДЫ ПРИ УСЛОВИЯХ КРОССИНГА-АНТИКРОССИНГА, ВЫЗВАННОГО РАДИОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ

В.Ю. Любимов

Аннотация

Теоретически изучены процессы поглощения и дисперсии гамма-излучения в многоуровневой гамма-оптической среде под действием внешнего радиочастотного возбуждения. Количественный анализ проведен на примере ансамбля ядер Fe^{57} с аксиально-симметричными квадрупольным и сверхтонким взаимодействиями.

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 радиочастотного (РЧ) поля. Это связано с бурным прогрессом квантовой оптики, чьи эффекты усиления без инверсии, пленения заселенностей, электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭМИП) и «замедления» света могли бы иметь место в гамма-диапазоне и, следовательно, найти полезное применение для когерентного контроля «гамма-оптических» свойств среды. С этих позиций радиочастотное поле, выполняя роль управляющего поля, представляет уникальную возможность для изменения поглощения и скорости распространения высокоэнергетических гамма-квантов ($\sim 10 - 100 \text{ KeV}$) с помощью низкоэнергетического излучения ($\sim 0.1 \text{ meV}$). Таким образом, руководствуясь принципами квантовой оптики, рассмотрим следующую задачу. Пусть гамма-квант, испущенный естественным радиоактивным источником, взаимодействует при условиях рассеяния вперед с ансамблем мессбауэровских ядер, имеющих разрешенную сверхтонкую структуру основного (g) и возбужденного (e) состояний, обусловленную магнитным сверхтонким и квадрупольным взаимодействиями, и возбуждает резонансный гамма-переход между какими-либо двумя подуровнями: $|b \rangle^g$ и $|a \rangle^e$. Если монохроматическое радиочастотное поле индуцирует k ЯМР-переходов в системе сверхтонких подуровней возбужденного состояния ядра $|a_1 \rangle^e, |a_2 \rangle^e, \dots, |a_k \rangle^e$ (рис. 1, *a*), то это ведёт к образованию системы k «одетых» подуровней $|1 \rangle, |2 \rangle, \dots, |k \rangle$ возбужденного состояния ядра [1]. Если частота Раби переменной составляющей сверхтонкого поля на ядре, обусловленной внешним РЧ-полем, сравнима с шириной линии гамма-резонансного перехода, то возникает ситуация, когда распространение гамма-кванта происходит не в двухуровневой, а в $(k + 1)$ -уровневой среде (рис. 1, *б*) и описывается V^k -схемой [2]. Амплитуда рассеяния вперед гамма-кванта и, следовательно, ядерный коэффициент преломления [3] $(k + 1)$ -уровневой «гамма-оптической» среды будут зависеть не только от частоты и поляризации падающего гамма-излучения, но и от частоты Раби и фазы управляющего РЧ-поля. Таким образом, подбирая соответствующую схему ядерных подуровней и

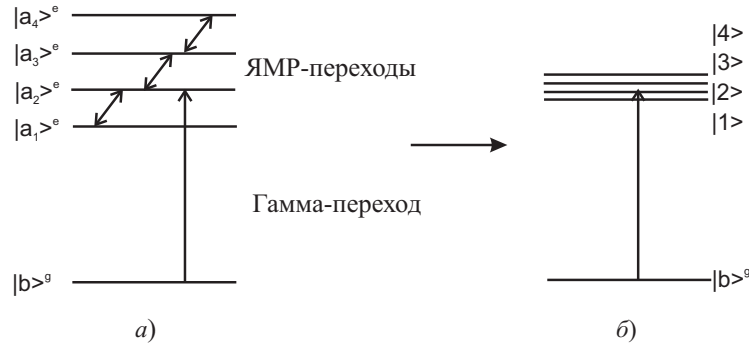


Рис. 1. Схема уровней

изменяя упомянутые выше параметры радиочастотного поля, можно найти условия, при которых «гамма-оптическая» среда становится прозрачной, а скорость распространения гамма-квантов в ней значительно уменьшится.

1. Теоретический формализм и результаты

Для описания взаимодействия пробного поля гамма-кванта с «гамма-оптической» средой, находящейся под действием управляющего РЧ-поля, воспользуемся формализмом Максвелла-фон Неймана [5]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_p}{\partial y} &= -\frac{3\mu}{4} \sum_{M=-1}^1 \sum_{e,g} D_{Mp}^{*(1)}(\theta, \varphi) C(g, M, e) \sigma_{ge}, \\ \frac{\partial \sigma_{ge}}{\partial t} &= i \left(\Delta_\gamma + i \frac{\Gamma}{2} \right) \sigma_{ge} - \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \sigma]_{ge} + \sum_{p'} D_{Mp'}^{(1)}(\theta, \varphi) C(g, M, e) a_{p'}. \end{aligned} \quad (1)$$

Без ограничения общности будем считать: «гамма-оптическая» среда является ансамблем мёсбауэровских ядер ^{57}Fe с равновесной заселенностью ядерных уровней, который внедрен в магнитную матрицу; квадрупольное взаимодействие является аксиально симметричным:

$$\hat{H}_q = \hbar \omega_q^e \left(\hat{I}_z^{e2} + \frac{1}{3} I^e (I^e + 1) \right),$$

а магнитное сверхтонкое взаимодействие изотропным. Тогда, если внешнее постоянное магнитное поле (H_0) направлено вдоль Z -оси тензора градиента электрического поля, а осциллирующее РЧ-поле $H_{rf} = H_{rf}^0 \cos \Omega(t - t_1)$ – вдоль оси X , то в приближении вращающегося поля гамильтониан сверхтонкого взаимодействия имеет вид

$$\hat{H}_{hf} = \sum_{j=e,g} \hbar \omega_{hf}^j \hat{I}_z^j + \hbar \omega_{rf}^j \left(\hat{I}_x^j \cos \Omega(t - t_1) + \hat{I}_y^j \sin \Omega(t - t_1) \right). \quad (2)$$

Во вращающейся системе координат происходит существенная перестройка сверхтонкой структуры ядерных уровней. Так, на рис. 2 показана её зависимость от частоты РЧ-поля Ω в случаях $\omega_{hf}^e \sim \omega_q^e$ и $\omega_q^e = 0$. Нетрудно заметить, что, варьируя Ω , можно добиться пересечения сверхтонких подуровней возбуждённого состояния ядра и их эффективного смешивания. И если в первом случае условия

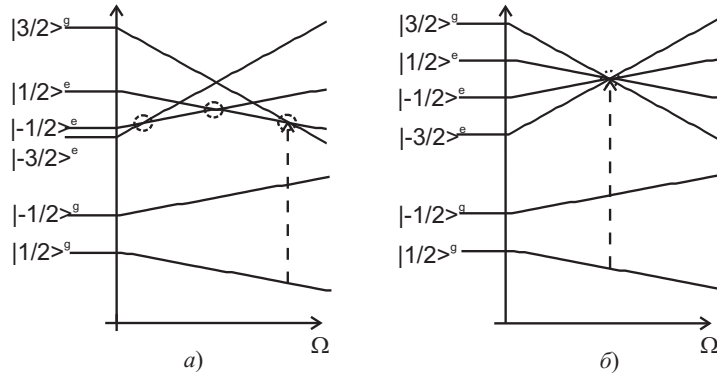


Рис. 2. Схема уровней Fe⁵⁷ во вращающейся системе координат: а) случай $\omega_{hf}^e \sim \omega_q^e$, б) случай $\omega_q^e = 0$

кроссинга-antikроссинга реализуются только для пары сверхтонких (СТ) подуровней (например, для $|1/2\rangle^e$ и $|3/2\rangle^e$ при $\Omega \approx \omega_{hf}^e + 2\omega_q^e$), то во втором случае в этот процесс вовлечены все четыре СТ подуровня возбуждённого состояния ядра при $\Omega \approx \omega_{hf}^e$ (рис. 2, б).

Пусть гамма-оптическая среда с геометрической толщиной L является «оптически» тонкой ($\mu L \ll 1$). В этом можно получить 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 $a_p^{inc} = c_p \exp(-(\gamma/2)(t - t_0))$ и линейной поправки $\Delta a_p \ll a_p^{inc}$. Если источник испускает неполяризованное гамма-излучение, то зависимость вероятности прохождения гамма-кванта через образец от фазы РЧ-поля (Φ) в чистом виде можно представить как $\langle\langle P_\gamma(L, \Phi, \Delta_\gamma, t_0) \rangle\rangle_{t_0} \rangle_p = 1 + L \sum_p \text{Im} b_{pp}$, где $b_{pp'}$ – амплитуда рассеяния вперед, равная

$$b_{pp'} = \frac{3}{4} \mu \sum_{e, e', e''} U_{ee_1}^{(e)} U_{ee_2}^{(e)} D_{Mp}^{(1)*}(\Theta, \phi) D_{M'p'}^{(1)}(\Theta, \phi) \times \\ \times C(g, M, e') C(g, M', e'') \frac{e^{i(M-M')\Phi}}{\Delta_\gamma + \omega_{eg} + \Omega M' + i(\Gamma + \gamma)/2}. \quad (3)$$

Этот результат можно интерпретировать с «оптической» точки зрения следующим образом. Блюмом и Кистнером [3] было показано, что оператор показателя преломления $n_{pp'} = \delta_{pp'} + \chi_{pp'}$, где $\langle \chi_{pp} \rangle = b_{pp}/k$. Поэтому $\text{Re} b_{pp}$, $\text{Im} b_{pp}$ будут связаны с дисперсией и с поглощением пробного поля гамма-кванта с поляризацией p в «гамма-оптической» среде, а скорость переноса энергии определяется выражением

$$v_{gr}^{(p)} = \frac{c}{1 + \frac{\text{Re} b_{pp}}{k} + c \frac{\partial \text{Re} b_{pp}}{\partial \Delta_\gamma}}.$$

Нетрудно заметить, что амплитуда рассеяния вперед 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 $\text{Re} b_{pp} = \text{Im} b_{pp} = 0$, а $\partial \text{Re} b_{pp} / \partial \Delta_\gamma$ приобретает максимальное значение ядерных уровней в радиочастотном поле (ω_{hf}^e , ω_q^e , ω_{rf}^e , Ω).

Если резонансный гамма-квант с поляризацией p распространяется в отсутствие радиочастотного поля, это соответствует взаимодействию, гамма-кванта с двухуровневой резонансной средой [4]. В этом случае реализуется стандартная ситуация – минимум дисперсии ($\text{Re}b_{pp} = 0$), максимум её производной ($\partial \text{Re}b_{pp}/\partial \Delta_\gamma$) и максимум поглощения ($\text{Im}b_{pp}$) при условиях точного резонанса ($\Delta_\gamma = \omega_{1/21/2}$) для пробного поля гамма-кванта. Ситуация меняется кардинальным образом, если на магнитную среду действует радиочастотное поле, частота которого равна расстоянию между сверхтонкими подуровнями в возбужденном состоянии. В этом случае взаимодействие гамма-кванта со средой будет описывать трёхуровневая схема.

Так, можно показать, что, например, для кроссинга СТ подуровней $|1/2\rangle^e$ и $|3/2\rangle^e$ при $\Phi = 0$ (фазе РЧ-поля) и $\omega_{rf}^e = \frac{4}{3}\Gamma$ (частоте Раби) такая среда становится прозрачной для резонансных гамма-квантов с правой круговой поляризацией ($p = 1$) и максимально поглощающей для резонансных гамма-квантов с левой круговой поляризацией. При этом $v_{gr}^{(1)}$ становится минимальной и равна $28\Gamma^2/3\mu$. Если же $\Phi = \pi$, $\omega_{rf}^e = \frac{4}{3}\Gamma$, то ситуация меняется на зеркально противоположную. Для того чтобы выйти из режима ЭМИП и увеличить скорость переноса энергии резонансными гамма-квантами, можно, например, уменьшить частоту Раби ω_{rf}^e . Так, $v_{gr}^{(p)}$ стремится к скорости света, если $\omega_{rf}^e \approx 0.53\Gamma$. Аналогичное рассмотрение можно провести и в случае кроссинга-антикроссинга четырех уровней.

Заключение

Таким образом, нами предложен новый подход для получения условий электромагнитно-индуцированной прозрачности и «замедления» гамма-квантов в многоуровневой «гамма-оптической» среде. Его характерные особенности вытекают из того, что классические условия для ЭМИП невозможно реализовать в «гамма-оптике», поскольку сверхтонкие подуровни $|a_1\rangle^e, \dots, |a_k\rangle^e$ не являются метастабильными, а имеют одинаковое время жизни. Поэтому на первый план выступает зависимость наведенной когерентности в системе уровней $|a_1\rangle^e, \dots, |a_k\rangle^e$ и, следовательно, амплитуды рассеяния гамма-кванта вперёд в системе уровней $|a_1\rangle^e, |b\rangle^g$ от частоты Раби и фазы радиочастотного поля, что является решающим фактором при достижении режима ЭМИП. Если естественный радиоактивный источник испускает неполяризованное излучение или излучение с одной круговой поляризацией, то при распространении гамма-кванта в «оптически» тонкой трёхуровневой среде его поляризационное состояние не меняется. 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 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.

В заключение автор считает своей приятной обязанностью выразить признательность Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку этой работы в рамках проекта № 05-02-16567.

Summary

V. Yu. Lyubimov. "Gamma-optic" properties of an medium under crossing of nuclear levels in radiofrequency field.

The processes of absorption and dispersion of gamma radiation in multilevel gamma-optical media under external radio frequency excitations was study. Quantitative analysis is conducted by the example of ensemble Fe^{57} nuclei in system with axially-symmetrical quadruple and hyperfine interactions.

Литература

1. *Gabreil H.* Effect of radio-frequency fields on Mössbauer spectra // Phys. Rev. – 1969. – V. 184, No 2. – P. 359–363.
2. *Scully M.O., Zubairy M.S.* Quantum Optics. – Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
3. *Blume M., Kistner O.C.* Resonant absorption in the presence of Faraday rotation // Phys. Rev. – 1968. – V. 171, No 2. – P. 417–425.
4. *Башкиров Ш.Ш., Любимов В.Ю., Попов Е.А.* , Эффекты квантовой интерференции гамма-излучения при кроссинге-антикросинге ядерных уровней в радиочастотном поле // Письма в ЖЭТФ. – 2006. – V. 84, № 4. – P. 208–211.
5. *Popov E.A.* Coherent response in the forward direction to the almost stepwise-pulse // J. Physics: Condensed Matter. – 1996. – V. 8, No 29. – P. 5483–5489.

Поступила в редакцию
01.02.07

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

E-mail: vicl@bk.ru