ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVI, № 6 РАДИОФИЗИКА 1983

УДК 621 378 1

САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Г. Т. Адамашвили

Теоретически исследуется эффект самоиндуцированной прозрачности для плоских волн в микроволновом диапазоне частот Подробно рассматривается случай, когда вероятность запрещенных и разрешенных переходов ЭПР одного порядка Определяются параметры 2π-импульса при учете сверхтонких взаимодействий Отмечается принципиальная возможность изучения сверхтонких взаимодействий с помощью измерения параметров солитона.

1. Самоиндуцированная прозрачность (СИП) заключается в том, что электромагнитный импульс при прохождении через поглощающую в обычных условиях среду испытывает аномально малое затухание, если его интенсивность превышает некоторую пороговую величину, а длительность короче времен необратимой релаксации. Одновременно происходит уменьшение скорости распространения такого импульса по сравнению со случаем в отсутствие резонанса. Этот эффект в оптической области спектра впервые исследовали Мак-Кол и Хан [1]. Для акустических импульсов аналогичное явление рассматривается в работах [2–5].

В микроволновом диапазоне частот СИП исследована в работе Гроссмана и Хана [6], в которой рассматривается взаимодействие магнитного поля импульса с невзаимодействующими электронными спинами.

В неметаллических диамагнитных кристаллах парамагнитную примесь всегда окружают ядра основной матрицы, для которых константа A анизотропного сверхтонкого взаимодействия (СТВ) порядка их зеемановской энергии $\hbar\omega_I$. В этих условиях вероятности запрещенных переходов (ЗП), с одновременной переориентацией электронных спинов примеси и ядерных спинов матрицы, одного порядка с вероятностями разрешенных переходов (РП), при которых ядерные спины не затрагиваются. Такая ситуация реализуется при дискретном насыщении ЭПР, которая подробно исследована как теоретически, так и экспериментально (см. [7] и цитированную там литературу). Представляет интерес изучение проявлений ядер с $A \sim \hbar\omega_I$ в СИП. Как будет показано ниже, в рассматриваемом случае СИП можно наблюдать в более широком диапазоне частот. В настоящей работе теоретически исследуется СИП для плоских волн в условиях возбуждения ЗП и РП ЭПР.

2. Рассмотрим диамагнитный кристалл, содержащий малую концентрацию парамагнитных примесей с эффективным спином $S=1/2$, помещенный в постоянное магнитное поле $H_0 \uparrow\uparrow \boldsymbol{x}$. Предположим, что вдоль оси $\boldsymbol{z}$ распространяется импульс с частотой ω и волновым вектором $\boldsymbol{k}$. Магнитное поле импульса можно представить в форме

$$H = H^+ + H^-, \quad H^\pm(z, t) = h^\pm(z, t) \exp[\pm i(\omega t - kz)], \qquad (1)$$
$$h^\pm(z, t) = h(z, t) \exp[\pm i\varphi(z, t)],$$

где $\varphi(z, t)$ — фазовая функция.

В качестве простой модели, позволяющей описать взаимодействие когерентного импульса с электронно-ядерной спиновой системой (СС) кристалла, рассмотрим совокупность n_0 — невзаимодействующих, эквивалентных пар (электронный спин примеси — ядерный спин $I=1/2$ основной решетки).

Гамильтониан системы имеет вид

$$\tilde{H} = \sum_{n=1}^{n_0} \tilde{H}_n = \sum_{n=1}^{n_0} (\tilde{H}_{0n} + \tilde{H}'_n),$$

$$\tilde{H}_{0n} = \hbar\omega_S S_n^z - \hbar\omega_I I_n^z + S_n^z \, [A I_n^z + (1/2)(B I_n^+ + B^* I_n^-)]; \tag{2}$$

$$\tilde{H}'_n = (\hbar\gamma/2)(S_n^+ H^- + S_n^- H^+), \tag{3}$$

где $\tilde{H}_{0n}$ — гамильтониан n-й пары, $\sum\limits_n \tilde{H}'_n$ — гамильтониан взаимодействия импульса со СС, $\omega_S = \gamma H_0$, $\omega_I = \gamma_I H_0$ — электронная и ядерная зеемановские частоты, $\gamma = -\gamma_e$, γ_I — гиромагнитные отношения электронного и ядерного спинов, A, B — константы анизотропного СТВ.

В пределе сильных постоянных полей $\hbar\omega_S \gg A$, $|B|$ — электронные спины квантуются вдоль $\boldsymbol{H}_0$ (ради простоты считаем g-фактор примеси изотропным). В то же время ядерные спины квантуются на направление эффективного поля $\boldsymbol{H}_M$, которое является суммой $\boldsymbol{H}_0$, и поля, создаваемого на ядре электронным спином примеси, благодаря СТВ. $M=\pm 1/2$ — проекция электронного спина на направление $\boldsymbol{H}_0$. Из вида $\tilde{H}_{0n}$ ясно, что модуль вектора $\boldsymbol{H}_M$ и угол θ_M между $\boldsymbol{H}_M$ и осью z определяются соотношениями

$$\cos\theta_M = \frac{\omega_I - (MA/\hbar)}{\omega_I^M}, \quad \sin\theta_M = \frac{|B|}{2\hbar\omega_I^M},$$

$$\omega_I^M = \gamma_I H_M = \sqrt{(\omega_I - (MA/\hbar))^2 + |B|^2/4\hbar^2}. \tag{4}$$

Из последних соотношений видно, что направление $\boldsymbol{H}_M$ зависит от M. Если при индуцируемом магнитным полем электронном переходе $M \leftrightarrow -M$ происходит существенное изменение направления $\boldsymbol{H}_M$, то вероятность ЗП, происходящего с одновременным изменением M и проекции $m=\pm 1/2$ ядерного спина на $\boldsymbol{H}_M$, будет одного порядка с вероятностью РП, при котором m не меняется. Это утверждение справедливо при выполнении определенных условий. Например, при $|(A/2) - \hbar\omega_I| \ll |B|/2 \ll \hbar\omega_I$ нетрудно убедиться, что $P_m^2 \sim q^2 \sim 1/2$ (p_m^2 и q^2 — относительные вероятности РП и ЗП соответственно), где $p_m = (-1)^{(1-2m)/2} \cos[(\theta_M + \theta_{-M})/2]$, $q = \sin[(\theta_M + \theta_{-M})/2]$.

Обозначим через E_{Mm} и $|M, m\rangle$ — собственные значения и собственные функции гамильтониана пары $\tilde{H}_{0n}$. Легко показать, что

$$E_{Mm} = \hbar\omega_S M - \hbar\omega_I^M m, \quad |M, m\rangle = \chi_M \varphi_{Mm},$$

$$\chi_M = \begin{pmatrix} \delta_{M,\,1/2} \\ \delta_{M,\,-1/2} \end{pmatrix}, \quad \varphi_{Mm} = \begin{pmatrix} \alpha_{Mm} \\ \beta_{Mm} \end{pmatrix}; \tag{5}$$

$$\alpha_{Mm} = (\cos(\theta_M/2))^{(1+2m)/2} (\sin(\theta_M/2))^{(1-2m)/2},$$

$$\beta_{Mm} = -(B^* M/4m\hbar\omega_I^M)(\alpha_{Mm})^{-1}, \tag{6}$$

где φ_{Mm} — собственная функция оператора $\tilde{H}_{0n} \sim \hbar\omega_S S_n^z$, в которой оператор S_n^z заменен на M, $S_n^z\chi_M = M\chi_M$. Таким образом, энергетический спектр пары содержит четыре неэквидистантных уровня. В дальнейшем предполагается, что различные переходы в СС не перекрываются, т. е. возможно возбуждение любого из них независимо от остальных. Это означает, что ядерные частоты $\omega_I^{\pm 1/2}$ значительно больше ширин РП и ЗП.

3. Из нестационарного уравнения Шредингера, записанного для n-й пары, получаем систему уравнений

$$i\hbar \frac{\partial C_{Mm}(t)}{\partial t} = \sum_{m'=\pm 1/2} C_{Mm'}(t) \exp\left[(i/\hbar)(E_{Mm} - E_{-Mm'})t\right] \times \langle -M, m' | \tilde{H}_n'(t) | M, m \rangle, \tag{7}$$

где $C_{Mm}(t)$ — амплитуда вероятности состояния $|M, m\rangle$. Матричные элементы, входящие в (7), легко вычисляются, используя выражения (3), (5) и (6):

$$\langle -M, m | \tilde{H}_n'(t) | M, m \rangle = (\hbar\gamma/2)(H^+\delta_{M,1/2} + H^-\delta_{M,-1/2})\, p_m; \tag{8}$$

$$\langle -M, -m | \tilde{H}_n'(t) | M, m \rangle = (\hbar\gamma/2)(H^+\delta_{M,1/2} + H^-\delta_{M,-1/2})\, q. \tag{9}$$

Поскольку импульс частоты ω возбуждает только один переход, задача сводится к взаимодействию переменного магнитного поля импульса с двухуровневой системой.

Предположим, что магнитное поле импульса вызывает ЗП между состояниями $|1\rangle \equiv |1/2, -m\rangle$ и $|2\rangle \equiv |-1/2, m\rangle$. В этом случае $\omega \approx \omega_{IS}^{2m}$ и система уравнений (7) с учетом (9) принимает вид

$$i\frac{\partial C_{1/2,-m}}{\partial t} = q\frac{\gamma}{2} h \exp\left[i(\Delta_{SI}^{2m} t + kz - \varphi)\right] C_{-1/2,m}; \tag{10}$$

$$i\frac{\partial C_{-1/2,m}}{\partial t} = q\frac{\gamma}{2} h \exp\left[-i(\Delta_{SI}^{2m} t + kz - \varphi)\right] C_{1/2,-m}, \tag{11}$$

где

$$\Delta_{SI}^{2m} = \omega_{SI}^{2m} - \omega, \quad \omega_{SI}^{2m} = \omega_S + m(\omega_I^{-1/2} + \omega_I^{1/2}). \tag{12}$$

С другой стороны, известно, что двухуровневую систему можно описать с помощью эффективного спина $r = 1/2$. Средние значения его компонент можно выразить через амплитуды вероятностей состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$, соответствующих проекциям $r_z = 1/2$ и $r_z = -1/2$:

$$\bar{r}_m^+ = \mathrm{Sp}\,\hat{\sigma}_m \hat{r}_m^+ = C_{1/2,-m}^* C_{-1/2,m} \exp(i\omega_{SI}^{2m} t), \quad \hat{r}^+ = |1\rangle\langle 2|; \tag{13}$$

$$\bar{r}_m^z = \mathrm{Sp}\,\hat{\sigma}_m \hat{r}_m^z = (1/2)(|C_{1/2,-m}|^2 - |C_{-1/2,m}|^2), \qquad \hat{r}^z = (1/2)(|1\rangle\langle 1| - |2\rangle\langle 2|), \tag{14}$$

где $\hat{\sigma}$ — матрица плотности двухуровневой системы.

Сопоставляя соотношения (10)—(14) и учитывая релаксационные члены, получаем систему уравнений Блоха

$$(\partial\rho_m^+/\partial t) = i\Delta_{SI}^{2m}\rho_m^+ - q\gamma h^+ N_m - (\rho_m^+/T_2); \tag{15}$$

$$(\partial N_m/\partial t) = (q\gamma/2)(h^+\rho_m^- + h^-\rho_m^+) - (N_m - N_{m0})T_1^{-1}, \tag{16}$$

где

$$\rho_m^+ = -i\overline{r}_m^+ n_0 \exp[-i(\omega t - kz)],$$
$$N_m = \overline{r}_m^z n_0, \quad \rho_m^- = (\rho_m^+)^*, \tag{17}$$

T_1 и T_2 — времена продольной и поперечной релаксации.

Уравнения (15) и (16) необходимо дополнить волновым уравнением, которое после перехода к «медленным» переменным можно записать в форме (в дальнейшем индекс m опускаем)

$$\frac{\partial h^+}{\partial z} + \frac{n}{c}\frac{\partial h^+}{\partial t} = -\frac{\sigma}{2}h^+ - \varkappa\int_{-\infty}^{+\infty} g(\Delta\omega)\,\rho^+(\Delta\omega)\,d\Delta\omega,$$
$$\varkappa = 2\pi\hbar\gamma n_0\omega^2\varepsilon q\,(kc^2)^{-1}, \tag{18}$$

где $n^2=\varepsilon$ — диэлектрическая проницаемость среды, $g(\Delta\omega)$ — нормированная функция неоднородного уширения линии ЭПР, линейный член $-(\sigma/2)h^+$ учитывает эффекты рассеяния.

4. Уравнения (15), (16) и (18) представляют собой систему уравнений СИП. К этим уравнениям применим метод обратной задачи (МОЗ) [8] в случае $\sigma=0$, $T_1\to\infty$, $T_2\to\infty$. Эффекты рассеяния и релаксации можно учесть по теории возмущений, развитой на базе МОЗ. Аналогично работе [9] для случая одного солитона, пренебрегая непрерывным спектром, получаем

$$h^+(z,\tau) = \frac{4\eta}{\gamma q}\exp(i\beta + 2i\xi\tau)\,\mathrm{sech}\,2\eta(\tau-\tau_0), \quad \tau = t - \frac{nz}{c}. \tag{19}$$

«Данные рассеяния» определяются из уравнений ($T_2\ll T_1$, $T_1\to\infty$):

$$\xi_z = (1/3\,\eta T_2)\,B_2; \tag{20}$$

$$\eta_z = -\sigma\eta - (6\eta T_2)^{-1}(3A_1 - 2A_2); \tag{21}$$

$$\beta_z = (1/2\,\eta)\,B_1 + (1/3\,\eta^2 T_2)(2B_3 - 3B_2 + 2\eta\tau_0 B_2); \tag{22}$$

$$(\tau_0)_z = (1/4\,\eta^2)\,A_1 + (1/6\,\eta^3 T_2)(2A_3 - 3A_2), \tag{23}$$

где

$$A_n = \frac{\gamma\varkappa q}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{g(\Delta\omega)\,d\Delta\omega}{[(\Delta\omega-2\xi)^2(2\eta)^{-2}+1]^n},$$
$$B_n = \frac{\gamma\varkappa q}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{g(\Delta\omega)(\Delta\omega-2\xi)(2\eta)^{-1}\,d\Delta\omega}{[(\Delta\omega-2\xi)^2(2\eta)^{-2}+1]^n}. \tag{24}$$

Из этих соотношений следует, что величины $4\eta/\gamma q$, $1/2\eta$, τ_0 представляют собой амплитуду, ширину и задержку 2π-импульса соответственно.

В частном случае $\eta T_2^* \ll 1$ получаем

$$\eta(z) = [\eta(0) + (\alpha_0/3\sigma T_2)]\exp(-\sigma z) - (\alpha_0/3\sigma T_2); \tag{25}$$

$$\tau_0(z)=\tau_0(0)+\frac{3}{4}T_2\left\{\left(1+\frac{3\sigma}{\alpha_0}\right)\ln\frac{\eta(0)}{\eta(z)\exp(\sigma z)}-\right.$$
$$\left.-\frac{1}{T_2}\left[\frac{1}{\eta(z)}-\frac{1}{\eta(0)}\right]\right\}, \tag{26}$$

где $\alpha_0=\pi\varkappa\gamma q g(\Delta\omega)$ — коэффициент резонансного поглощения.

Если предположить, что $\omega\approx\omega_S^m=\omega_s+m(\omega_I^{-1/2}-\omega_I^{1/2})$, $|1\rangle\equiv|1/2, m\rangle$, $|2\rangle\equiv|-1/2, m\rangle$ и произвести замену $\omega_{SI}^{2m}\to\omega_S^m$, $q\to p_m$, то уравнения (10)—(26) остаются справедливыми и в случае возбуждения РП.

Из соотношений (19)—(24) видно, что измерение характеризующих параметров 2π-импульса позволяет определить величины p_m и q, из которых можно получить значения констант СТВ.

Из вышеизложенного следует, что в рассматриваемых системах СИП имеет место не только на зеемановской частоте электронных спинов ω_S [6], но и при частотах $\omega\approx\omega_{SI}^{2m}$, ω_S^m, т. е. расширяется спектр частот, на которых можно наблюдать эффект СИП, что, безусловно, увеличивает возможности исследования этого явления в указанных системах.

Автор выражает благодарность Л. Л. Буишвили и М. Д. Звиададзе за дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. McCall S L, Hahn E. L.— Phys Rev, 1969, **183**, p 457.
2. Shiren N. S—Phys Rev, 1970, **2B**, p 2471.
3. Денисенко Г А—ЖЭТФ, 1971, **60**, с 2270
4. Adamashvili G T—Phys. Lett, 1981, **86A**, № 9, p. 487
5. Adamashvili G T—Sol. Stat Commun., 1981, **40**, № 5, p 623
6. Grossman S B, Hahn E. L—Phys. Rev, 1976, **14A**, № 6, p 2206.
7. Санадзе Т. И, Хуцишвили Г Р В сб.· Проблемы магнитного резонанса — М Наука, 1978, с 206
8. Захаров В Е, Манаков С В, Новиков С. П, Питаевский Л П Теория солитонов. метод обратной задачи — М · Наука, 1980.
9. Kaup D. J — Phys Rev, 1977, **16A**, p. 704

Тбилисский государственный университет

Поступила в редакцию 12 июля 1982 г

SELF-INDUCED TRANSPARENCY IN THE MICROWAVE FREQUENCY RANGE

G T Adamashvili

Self-induced transparency for the plane wave in the microwave frequency range is theoretically investigated The case, in which the probability of forbidden transitions is comparable with the probability of allowed transitions are studied in detail The parameters of the 2π-pulse are determined by taking into account hyperfine interactions. The possibility of application of this effect to study the hyperfine interaction is emphasized