

Нелинейные эффекты резонансной прозрачности для двухчастотных акустических импульсов в парамагнитном кристалле

© С.В. Сазонов

Калининградский государственный университет,
236041 Калининград, Россия

E-mail: barab@newmail.ru

(Поступила в Редакцию 7 апреля 2005 г.)

Рассмотрено два режима нелинейного распространения двухчастотных акустических импульсов в низкотемпературном кристалле, содержащем резонансные парамагнитные примеси с эффективным спином $S = 1$ и помещенном во внешнее магнитное поле и поле статической деформации. Показано, что в условиях V -схемы спин-фононных переходов внутри спиновых триплетов может реализовываться двухчастотный режим акустической самоиндуцированной прозрачности. В случае же Λ -схемы возможен акустический эффект, аналогичный импульсному режиму электромагнитно-индуцированной прозрачности и сопровождающийся пленением населенностей спиновых подуровней.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 05-02-16422а).

PACS: 62.30.+d, 72.55.+s

1. Введение

Одной из тенденций развития физики когерентных взаимодействий излучения с веществом является поиск и обнаружение акустических аналогов оптических эффектов. Так, открытие самоиндуцированной прозрачности (СИП) [1] стимулировало теоретические и экспериментальные исследования ее акустического аналога АСИП [2–6]. Это же утверждение относится к электромагнитной и электромагнитно-акустической индуцированным прозрачностям (ЭИП и ЭАИП соответственно) [7–10], а также к солитонным режимам, сопровождающимся пленением населенностей квантовых уровней и генерацией оптических и акустических видеоимпульсов [11–13].

С начала восьмидесятых годов прошлого столетия и до настоящего времени интенсивно выходят работы, связанные с нелинейным распространением многочастотных резонансных оптических импульсов в многоуровневых квантовых средах [14–21]. Соответствующие резонансные солитоны, компоненты которых различаются по частоте и распространяются в связанном между собой режиме, получили название „симултоны“ [14].

Следует заметить, что симултоны могут формироваться в системе квантовых переходов, на параметры которых наложены весьма жесткие ограничения. Наиболее существенным ограничением является равенство „сил осцилляторов“ всех реализующихся переходов внутри каждого атома.

Отталкиваясь от отмеченных выше оптико-акустических аналогий, можно предпринять попытку распространения их на симултоны.

Объектом воздействия резонансных акустических импульсов чаще всего являются парамагнитные кристаллы при температурах жидкого гелия, помещенные во внешнее магнитное поле \mathbf{B}_0 [22–24]. Параметры квантовых переходов внутри соответствующих зеемановских под-

уровней можно варьировать в широких пределах изменением величины B_0 , а также угла α между \mathbf{B}_0 и направлением распространения акустического импульса [23,24]. В этой связи появляется возможность удовлетворить тем жестким ограничениям, при которых способны формироваться акустические симултоны — двух- (и более) частотные резонансные солитоны упругой деформации.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу распространения двухчастотных акустических симултонов в низкотемпературном кристалле, содержащем парамагнитные примеси с эффективным спином $S = 1$. В качестве конкретной реализации такого объекта будем рассматривать кубический кристалл MgO, содержащий примеси Fe^{2+} или Ni^{2+} . Именно эти парамагнитные ионы испытывают наиболее сильное взаимодействие с колебаниями кристаллической решетки, что и обуславливает их использование в экспериментах по наблюдениям когерентных акустических эффектов [2,23,24].

2. Общие уравнения движения

Пусть внешнее магнитное поле \mathbf{B}_0 и поле статической деформации $\varepsilon^{(0)} \equiv \varepsilon_{z'z'}$ направлены вдоль оси z' , которая совпадает с одной из осей симметрии четвертого порядка кубического кристалла. Две другие оси декартовой системы (x', y', z') направлены соответственно вдоль двух других осей четвертого порядка. Пусть, кроме того, вдоль оси z , образующей с z' угол α в плоскости (x', z') , распространяется продольный акустический импульс, характеризуемый компонентой $\varepsilon \equiv \varepsilon_{zz} = \partial u / \partial z$ тензора деформации. Здесь $u = u(z, t)$ — поле локальных смещений кристалла вдоль оси z , оси x и z повернуты относительно x' и z' , как показано на рис. 1, а оси y' и y совпадают между собой.

Здесь следует сделать важное замечание. В кристаллах в общем случае не существует сугубо продольных

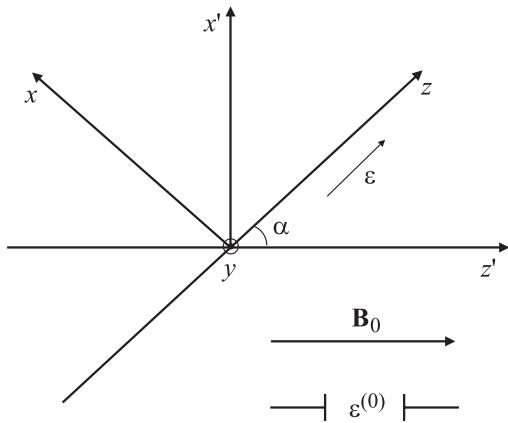


Рис. 1. Геометрия распространения акустического импульса: магнитное поле \mathbf{B}_0 направлено вдоль оси z' , а акустический импульс распространяется параллельно оси z ; статическая деформация $\varepsilon^{(0)}$ приложена вдоль магнитного поля; декартовы оси $x', y' = y$ и z' совпадают с осями симметрии четвертого порядка кубического кристалла.

или сугубо поперечных упругих волн. При условии близости направлений вектора смещений и волновой нормали говорят о квазипродольной волне [25,26]. Далее мы будем полагать данное условие выполненным. Кроме того, так как $u = u(z, t)$, импульсные волновые фронты считаются плоскими (т.е. продольные смещения не зависят от поперечных координат x и y).

В указанных выше условиях гамильтониан парамагнитного иона с эффективным спином $S = 1$ можно записать следующим образом [23,24–27]:

$$\hat{H} = \hbar\omega_0\hat{S}_{z'} + G_{11}\varepsilon^{(0)}\hat{S}_{z'}^2 + G_{11}\varepsilon\hat{S}_z^2. \quad (1)$$

Здесь \hbar — постоянная Планка, $\omega_0 = g_{\parallel}\mu_B B_0/\hbar$ — частота расщеплений внутри зеемановского триплета в отсутствие статической деформации, g_{\parallel} — продольная компонента тензора Ланде, μ_B — электронный магнетон Бора, G_{11} — компонента тензора спин-фононного взаимодействия, связывающая парамагнитные ионы с продольными упругими волнами; базисные спиновые матрицы \hat{S}_j ($j = x', y', z'$) в представлении собственных функций $\hat{S}_{z'}$ имеют вид [23]

$$\hat{S}_{x'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{S}_{y'} = \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\hat{S}_{z'} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Переход от „штрихованных“ матриц к „нештрихованным“ совершается с помощью преобразования поворота в плоскости (x, z) [2]

$$\hat{S}_x = \hat{S}_{x'} \cos \alpha - \hat{S}_{z'} \sin \alpha,$$

$$\hat{S}_z = \hat{S}_{z'} \cos \alpha + \hat{S}_{x'} \sin \alpha. \quad (3)$$

Первое слагаемое в (1) описывает зеемановскую энергию спина в магнитном поле, снимающей вырождение по проекциям спина $S_{z'} = 0, \pm 1$. Второе слагаемое в этом же выражении соответствует квадрупольному штарк-эффекту, при котором вырождение снимается по модулю проекции спина: $|S_{z'}| = 0, 1$ [28]. Градиенты внутрикристаллического электрического поля создают здесь статическую деформацию $\varepsilon^{(0)}$ (механизм Ван-Флека [22,24]). Динамическое спин-фононное взаимодействие, описываемое последним слагаемым в (1), также осуществляется за счет механизма Ван-Флека, где в отличие от второго слагаемого деформация ε является динамической.

При $\varepsilon^{(0)} = 0$ частоты переходов внутри спинового триплета удовлетворяют условию эквидистантности: $\omega_{210} = \omega_{320} = \omega_0$. При наличии же статической деформации данное условие нарушается. Неэквидистантность спектра за счет статической деформации здесь создается для того, чтобы каждая из акустических компонент определенной частоты находилась в резонансе только с одним из квантовых переходов в системе спиновых подуровней.

Для самосогласованности задачи дополним (1)–(3) гамильтонианом акустического поля

$$H_a = \frac{1}{2} \int \left(\frac{p^2}{\rho} + \rho a^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right) d^3 \mathbf{r}, \quad (4)$$

где p — поле плотности импульса, соответствующее локальным смещениям, ρ — средняя плотность кристалла, a — скорость продольного звука в направлении оси z .

Записывая самосогласованные уравнения движения для эффективных спинов и поля деформаций, используем полуклассический подход [27]. В соответствии с ним спиновая динамика подчиняется квантово-механическому уравнению фон Неймана для матрицы плотности

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [\hat{H}, \hat{\rho}], \quad (5)$$

где \hat{H} определен согласно (1), а $\hat{\rho}$ имеет вид

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{33} & \rho_{32} & \rho_{31} \\ \rho_{23} & \rho_{22} & \rho_{21} \\ \rho_{13} & \rho_{12} & \rho_{11} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

В то же время акустическое поле описывается классическими уравнениями Гамильтона для сплошной среды [27,29]

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\delta}{\delta u} (H_a + \langle \hat{H} \rangle), \quad \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\delta}{\delta p} (H_a + \langle \hat{H} \rangle), \quad (7)$$

где $\langle \hat{H} \rangle \equiv \text{Sp}(\hat{\rho}\hat{H})$ — квантовое среднее от \hat{H} .

Система (5), (7) с использованием (1)–(4) и (6) самосогласованным образом описывает взаимодействие между полем акустического импульса и эффективными спинами парамагнитных примесей.

Заметим, что в (5) отсутствуют релаксационные слагаемые. Характерные времена фазовой необратимой релаксации $T_2 \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ s [22–24], а время энергетической релаксации $T_1 \gg T_2$. Поэтому уравнение (5) хорошо описывает взаимодействие спинов с акустическими импульсами длительностей $\tau_p < 10^{-6}$ s.

В (7) отсутствуют слагаемые, учитывающие собственное затухание акустических волн в отсутствие парамагнитных примесей, обусловленное ангармонизмом колебаний узлов кристалла, а также наличием дефектов. Этим затуханием при температурах жидкого гелия можно с хорошей точностью пренебречь [23].

Используя (1)–(3), запишем

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} E_3 & \frac{G_{11}\varepsilon}{2\sqrt{2}} \sin 2\alpha & \frac{G_{11}\varepsilon}{2} \sin^2 \alpha \\ \frac{G_{11}\varepsilon}{2\sqrt{2}} \sin 2\alpha & G_{11}\varepsilon \left(\frac{3}{2} \sin^2 \alpha - 1 \right) & -\frac{G_{11}\varepsilon}{2\sqrt{2}} \sin 2\alpha \\ \frac{G_{11}\varepsilon}{2} \sin^2 \alpha & -\frac{G_{11}\varepsilon}{2\sqrt{2}} \sin 2\alpha & E_1 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где E_3 и E_1 — энергии третьего возбужденного и основного квантовых состояний парамагнитного иона, отсчитываемые от среднего уровня и определяемые выражениями

$$E_{3,1} = \pm \hbar \omega_0 + G_{11} \varepsilon^{(0)}.$$

Из (7), (4) и (1) находим неоднородное волновое уравнение для акустического поля

$$\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} = \frac{nG_{11}}{2\rho} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left\{ (3 \sin^2 \alpha - 2) \rho_{22} + \sin^2 \alpha (\rho_{31} + \rho_{13}) + \frac{\sin 2\alpha}{\sqrt{2}} (\rho_{32} + \rho_{23} - \rho_{21} - \rho_{12}) \right\}, \quad (9)$$

где n — концентрация парамагнитных примесей.

3. Двухчастотная акустическая самоиндуцированная прозрачность

Пусть поле акустического импульса имеет двухчастотный характер, а внутри спинового триплета реализована V-схема квантовых переходов (рис. 2). В соответствии с этим представим поле в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_3 \exp[-i(\omega_{31}t - k_{31}z)] + \varepsilon_2 \exp[-i(\omega_{21}t - k_{21}z)] + c.c., \quad (10)$$

где ε_3 и ε_2 — комплексные медленно меняющиеся огибающие поля на частотах ω_{31} и ω_{21} , близких по отдельности соответственно к собственным частотам спин-фононных переходов

$$\omega_{310} = 2\omega_0, \quad \omega_{210} = \omega_0 - G_{11}\varepsilon^{(0)}/\hbar, \quad (11)$$

$k_{31} = \omega_{31}/a$ и $k_{21} = \omega_{21}/a$ — соответствующие волновые числа.

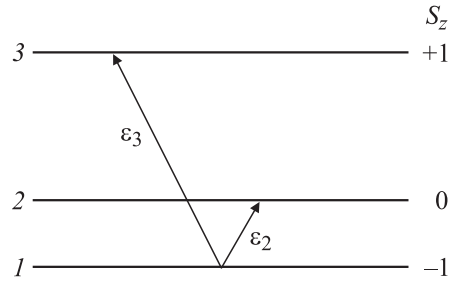


Рис. 2. V-схема спин-фононных переходов. Слева пронумерованы квантовые уровни, начиная от основного; справа указаны соответствующие значения проекций эффективного спина на направление магнитного поля. Стрелками обозначены компоненты импульса ε_2 и ε_3 , резонансные соответственно переходам $1 \leftrightarrow 2$ и $1 \leftrightarrow 3$.

Недиагональные элементы матрицы плотности также запишем, используя медленно меняющиеся огибающие R_{31} , R_{21} и R_{32} ,

$$\rho_{31} = R_{31} \exp[-i(\omega_{31}t - k_{31}z)],$$

$$\rho_{21} = R_{21} \exp[-i(\omega_{21}t - k_{21}z)],$$

$$\rho_{32} = R_{32} \exp\{-i[(\omega_{31} - \omega_{21})t - (k_{31} - k_{21})z]\}. \quad (12)$$

Подставляя (10) и (12) в (9), (5), (6) и (8), пренебрегая при этом вторыми производными от огибающих ε_3 и ε_2 в волновом уравнении, а также относительно быстроосциллирующими слагаемыми, придем к системе вида

$$\frac{\partial \Omega_j}{\partial z} + \frac{1}{a} \frac{\partial \Omega_j}{\partial t} = i f_j R_{j1}, \quad j = 2, 3, \quad (13)$$

$$\frac{\partial \hat{R}}{\partial t} = i[\hat{\Omega}, \hat{R}], \quad (14)$$

где $\Omega_2 = (G_{11}/2\sqrt{2}\hbar)\varepsilon_2 \sin 2\alpha$, $\Omega_3 = (G_{11}/2\hbar)\varepsilon_3 \sin^2 \alpha$,

$$f_3 = \frac{nG_{11}^2\omega_{310}}{8\hbar\rho a^3} \sin^4 \alpha, \quad f_2 = \frac{nG_{11}^2\omega_{210}}{16\hbar\rho a^3} \sin^2 2\alpha, \quad (15)$$

$$\hat{\Omega} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_3 \\ 0 & 0 & \Omega_2 \\ \Omega_3^* & \Omega_2^* & 0 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

а матрица \hat{R} совпадает с $\hat{\rho}$ с точностью до замен в недиагональных элементах: $\rho_{ml} \rightarrow R_{ml}$ ($m, l = 1, 2, 3$; $m \neq l$).

Здесь приняты условия точных резонансов: $\omega_{21} = \omega_{210}$ и $\omega_{31} = \omega_{310}$. Вообще говоря, квантовые переходы внутри спиновых мультиплетов в твердых телах обладают значительным неоднородным уширением. Так, для ионов Fe^{2+} в MgO при температурах жидкого гелия неоднородные ширины $\delta\omega_s \sim 1/T_2^* \sim 10^8 \text{ s}^{-1}$ [2], где T_2^* — время обратимой фазовой релаксации. Однако если длительность акустического импульса $\tau_p \sim 1$ ns, его спектральная ширина $\delta\omega_a \sim 1/\tau_p \sim 10^9 \text{ s}^{-1} \gg \delta\omega_s$. Таким образом, спектр наносекундных импульсов хорошо

перекрывает неоднородно уширенные линии спин-фонных квантовых переходов. Поэтому в этих условиях допущение о точном резонансе является оправданным.

Исключим из системы (13), (14) и (16) материальные переменные, разрешив (14) относительно элементов матрицы \hat{R} .

В общем случае решение (14) можно записать в виде

$$\hat{R}(t) = \hat{U}R(t_0)\hat{U}^+, \quad (17)$$

где t_0 — время начала воздействия поля на выделенный парамагнитный центр, \hat{U} — унитарный оператор эволюции.

В сущности на данном этапе задача сводится к нахождению явного вида \hat{U} . Матрица (16), вообще говоря, не коммутирует сама с собой в различные моменты времени, поэтому точное нахождение вида оператора эволюции при произвольных временных зависимостях Ω_2 и Ω_3 вряд ли возможно. Однако с укорочением импульсной длительности τ_p матричные элементы коммутатора $[\hat{\Omega}(t), \hat{\Omega}(t + \tau_p)]$ уменьшаются. В этих условиях можно воспользоваться операторной версией асимптотического метода ВКБ, согласно которой [11–13,21]

$$\hat{U} = \left\{ \exp \left[i \int_{t_0}^t \hat{\Omega}(t') dt' \right] \right\}_{t \rightarrow t_0, \Omega \rightarrow \infty}, \quad (18)$$

где $\Omega = \sqrt{|\Omega_2|^2 + |\Omega_3|^2}$ — норма матрицы $\hat{\Omega}$.

Просуммировав экспоненциальный операторный ряд в (18) с использованием (16) и перейдя к указанным пределам по правилу Лопиталя [11–13,21], получим приближенно

$$\hat{U} = \hat{I} - 2 \left(\frac{\hat{\Omega}}{\Omega} \right)^2 \sin^2 \frac{\theta}{4} + i \frac{\hat{\Omega}}{\Omega} \sin \frac{\theta}{2}, \quad (19)$$

где $\theta = 2 \int_{-\infty}^t \Omega dt'$ (здесь нижний предел в интеграле формально устремлен к $-\infty$).

Далее будем считать, что до импульсного воздействия в системе спиновых состояний был заселен лишь основной уровень: $\rho_{11}(-\infty) = 1$, $\rho_{22}(-\infty) = \rho_{33}(-\infty) = 0$. Это справедливо для температур $T < \hbar\omega_{21}/k_B$, где k_B — постоянная Больцмана. Взяв $\omega_{21} \sim 10^{11} \text{ s}^{-1}$ [2,22], найдем $T < 1 \text{ K}$. Ясно, кроме того, что перед воздействием когерентность в системе спиновых состояний отсутствует, т.е. $\rho_{jk}(-\infty) = 0$ при $j \neq k$. Тогда из (17), (19) и (16) найдем

$$R_{j1} = i \frac{\Omega_j}{\Omega} \sin \theta, \quad (20)$$

$$\rho_{11} = \cos^2 \frac{\theta}{2}, \quad \rho_{jj} = \frac{|\Omega_j|^2}{\Omega^2} \cos^2 \frac{\theta}{2}. \quad (21)$$

Подставляя (20) в (13) и (14), получим

$$\frac{\partial \Omega_j}{\partial z} + \frac{1}{a} \frac{\partial \Omega_j}{\partial t} = -f_j \frac{\Omega_j}{\Omega} \sin \theta. \quad (22)$$

В (20)–(22) $j = 2, 3$.

Величины f_j , определяемые выражениями (15), аналогичны „силам осцилляторов“ оптических квантовых переходов [14–21]. Отталкиваясь от данной аналогии, будем называть f_j силами осцилляторов $j \leftrightarrow 1$ спин-фонных переходов.

Система нелинейных интегро-дифференциальных волновых уравнений (22) может быть точно проинтегрирована при $f_1 = f_2 = f$, как это имеет место в оптике [14–21]. Легко видеть, что в этом случае данная система сводится к уравнению синус-Гордона

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial z \partial \tau} = -f \sin \theta, \quad (23)$$

где $\tau = t - z/a$.

Используя (15), условие равенства „сил осцилляторов“ спин-фонных переходов можно записать в виде

$$\text{tg}^2 \alpha = 2\omega_{210}/\omega_{310}. \quad (24)$$

Тогда

$$f = \frac{nG_{11}^2 \omega_{310}}{2\hbar \rho a^3} \left(\frac{\omega_{210}}{2\omega_{210} + \omega_{310}} \right)^2$$

Если бы отсутствовала статическая деформация, то спектр спиновых состояний был бы эквидистантным. В этом случае $2\omega_{210} = \omega_{310}$, откуда $\alpha = \pm 45^\circ$, что соответствует, например направлениям (1,0,1) (1,0, $\bar{1}$). Данные направления в кубическом кристалле являются осями акустической симметрии, т.е. при распространении вдоль этих осей упругие волны являются строго продольными или строго поперечными [25]. Заметим, однако, что в этом случае полевая компонента ε_2 помимо перехода $1 \leftrightarrow 2$ из-за резонанса с необходимостью возбуждала бы еще и переход $2 \leftrightarrow 3$, который в нашем случае считается не участвующим в процессе. По этой причине наличие статической деформации здесь необходимо, а рассматриваемые акустические импульсы следует считать квазипродольными.

Односолитонное решение (23), соответствующее резонансному двухчастотному акустическому 2π -импульсу (акустическому симултону), имеет вид

$$\Omega = \frac{1}{\tau_p} \text{sech} \left(\frac{t - z/v}{\tau_p} \right), \quad (25)$$

где скорость v определяется соотношением

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{a} + f \tau_p^2. \quad (26)$$

Отсюда и из (22) находим для огибающих частотных компонент

$$\Omega_j = \frac{\chi_j}{\tau_p} \text{sech} \left(\frac{t - z/v}{\tau_p} \right), \quad (27)$$

где, как и раньше, $j = 2, 3$, а параметры χ_1 и χ_2 связаны между собой соотношением

$$\chi_2^2 + \chi_3^2 = 1. \quad (28)$$

Заметим, что в силу (27) и (28) парциальные площади каждой частотной компоненты $A_j \equiv 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega_j dt'$ меньше 2π . В то же время, согласно (25), $A \equiv 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega dt' = 2\pi$.

Как видно из (27), распространение огибающих обеих частотных компонент является полностью согласованным: $\Omega_1/\Omega_2 = \chi_1/\chi_2 = \text{const}$. В этом случае матрица (16) строго коммутирует сама с собой в различные моменты времени. Следовательно, выражения (26) являются точными решениями системы (13), (14). В то же время система (22) является, вообще говоря, приближенной, так как для ее вывода использовался асимптотический метод ВКБ. Отсюда следует, что первоначально расфазированные акустические импульсы с несущими резонансными частотами ω_{21} и ω_{31} в процессе нелинейного распространения стремятся сфазироваться и распространяться далее в связанном солитонном режиме. Этот вывод подтверждается численными экспериментами с оптическими симуляторами [14].

Из (25) и (21) находим динамику изменения населенностей спиновых подуровней при прохождении акустического симулятона вида (27)

$$\rho_{11} = \text{th}^2 \left(\frac{t - z/v}{\tau_p} \right), \quad \rho_{jj} = \chi_j^2 \text{sech}^2 \left(\frac{t - z/v}{\tau_p} \right). \quad (29)$$

Отсюда видно, что при V-схеме квантовых переходов происходит полная инверсия населенностей с последующим их возвращением к исходному состоянию. Таким образом, в этих условиях реализуется двухчастотный режим АСИП.

Как следует из (26), скорость распространения в режиме двухчастотной АСИП испытывает замедление, как это имеет место в случаях одночастотных СИП и АСИП [1,2]. Взяв для ионов Fe^{2+} или Ni^{2+} в кристалле MgO $n \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $G_{11} \sim 5 \cdot 10^{-14} \text{ erg}$, $\omega_{31} \sim \omega_{21} \sim 10^{11} \text{ s}^{-1}$, $\rho \sim 2 \text{ g/cm}^3$, $a \sim 10^6 \text{ cm/s}$ [2] и полагая длительность импульса $\tau_p \sim 10^{-9} \text{ s}$, найдем оценку $(a - v)/v = fa\tau_p^2 \sim 0.1$. Таким образом, относительное замедление является весьма ощутимым, т.е. может составлять десятки процентов.

Точные многосолитонные решения нелинейной системы (13), (14), (16) соответствуют многосолитонным решениям уравнения (23). При этом каждый солитон, обладая своими длительностью, скоростью и амплитудой, состоит из двух огибающих с несущими резонансными частотами ω_{21} и ω_{31} .

Оценим численные значения относительной деформации двухчастотных акустических солитонов наносекундной длительности. При $\chi_2 \sim \chi_3$ имеем $\varepsilon_2 \sim \varepsilon_3 \sim \hbar/(G_{11}\tau_p)$. Взяв для G_{11} и τ_p приведенные выше численные оценки, найдем $\varepsilon_2 \sim \varepsilon_3 \sim 10^{-5}$, что вполне допустимо с точки зрения возможных экспериментов.

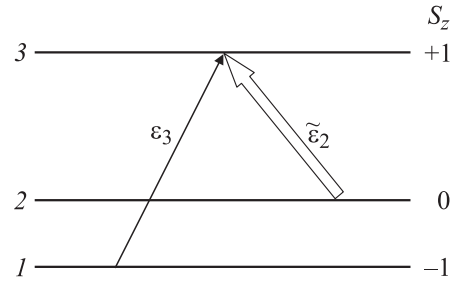


Рис. 3. Λ -схема спин-фононных переходов. На переходе $2 \leftrightarrow 3$ действует мощный резонансный импульс с огибающей $\tilde{\varepsilon}_2$. Остальные обозначения соответствуют таковым на рис. 2.

4. Импульсный режим акустической индуцированной прозрачности

Пусть теперь в системе спиновых подуровней реализуется Λ -схема спин-фононных переходов (рис. 3). В этом случае поле деформации представляется в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_3 \exp[-i(\omega_{31}t - k_{31}z)] + \tilde{\varepsilon}_2 \exp[-i(\omega_{32}t - k_{32}z)] + c.c., \quad (30)$$

где $\omega_{32} = \omega_0 + G_{11}\varepsilon^{(0)}/\hbar$, $k_{32} = \omega_{32}/a$.

Тогда уравнение для Ω_3 по-прежнему имеет вид (13), а для $\tilde{\Omega}_2 = -(G_{11}/2\sqrt{2}\hbar)\tilde{\varepsilon}_2 \sin 2\alpha$ в (13) следует сделать замену $f_2 \rightarrow \tilde{f}_2 = \frac{nG_{11}^2\omega_{320}}{16\hbar\rho a^3} \sin^2 2\alpha$.

Оператор эволюции определяется согласно (19), где теперь

$$\tilde{\Omega} = \begin{pmatrix} 0 & \tilde{\Omega}_2 & \Omega_3 \\ \tilde{\Omega}_2^* & 0 & 0 \\ \Omega_3^* & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Отсюда, а также из (17) и (19) в предположении, что при $t = -\infty$ заселен лишь основной спиновый подуровень, получим

$$R_{31} = i \frac{\Omega_3}{\Omega} \sin \frac{\theta}{2} \left(1 - \frac{|\Omega_3|^2}{\Omega^2} \sin^2 \frac{\theta}{4} \right), \quad R_{32} = -2i \frac{|\Omega_3|^2 \tilde{\Omega}_2}{\Omega^3} \sin \frac{\theta}{2} \sin^2 \frac{\theta}{4}. \quad (31)$$

$$\rho_{11} = \left(1 - 2 \frac{|\Omega_3|^2}{\Omega^2} \sin^2 \frac{\theta}{4} \right)^2, \quad \rho_{22} = 4 \frac{|\Omega_3|^2 |\tilde{\Omega}_2|^2}{\Omega^4} \sin^4 \frac{\theta}{4}, \quad \rho_{33} = \frac{|\Omega_3|^2}{\Omega^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (32)$$

В случае ЭИП импульс, возбуждающий переход $2 \leftrightarrow 3$, называют полем накачки, а составляющую, резонансную переходу $1 \leftrightarrow 3$, — сигнальным импульсом. Оставаясь здесь в рамках данной терминологии и считая,

как и в режиме ЭИП, что

$$|\tilde{\Omega}_2|^2 \gg |\Omega_3|^2, \quad (33)$$

из (13) и (31) найдем

$$\frac{\partial \tilde{\Omega}_2}{\partial z} + \frac{1}{a} \frac{\partial \tilde{\Omega}_2}{\partial t} = 2\tilde{f}_2 \frac{|\Omega_3|^2}{\Omega^2} \tilde{\Omega}_2 \sin \frac{\theta}{2} \sin^2 \frac{\theta}{4}, \quad (34)$$

$$\frac{\partial \Omega_3}{\partial z} + \frac{1}{a} \frac{\partial \Omega_3}{\partial t} = -f_3 \frac{\Omega_3}{\Omega} \sin \frac{\theta}{2}. \quad (35)$$

В силу неравенства (33) имеем $|\tilde{\Omega}_2| \approx \Omega$. Тогда, как следует из (34), импульс накачки практически не испытывает на себе влияние резонансных парамагнитных центров. Пренебрегая в (34) правой частью, найдем решение $\tilde{\Omega}_2(z, t) = \Phi_2(t - z/a)$, где функция $\Phi_2(t) = \tilde{\Omega}_2(0, t)$ задает изменение поля накачки на входе в среду при $z = 0$. Пусть, например,

$$\Phi_2(t) = \tilde{\Omega}_2(0, t) = \frac{1}{\tau_p} \operatorname{sech} \left(\frac{t}{\tau_p} \right).$$

Тогда, как легко видеть, (35) можно переписать следующим образом:

$$\frac{\partial \Omega_3}{\partial z} + \frac{1}{a} \frac{\partial \Omega_3}{\partial t} = -f_3 \tau_p \Omega_3.$$

Решение данного уравнения имеет вид

$$\Omega_3(z, t) = \Phi_3(t - z/a) \exp(-qz). \quad (36)$$

Здесь $\Phi_3(t) = \Omega_3(0, t)$, а коэффициент поглощения

$$q = f_3 \tau_p = f_3 / \Phi_2(0), \quad (37)$$

где $\Phi_2(0)$ — входная амплитуда импульса накачки.

Из (32), (33) и (36) следует, что населенности спиновых подуровней практически не изменяются, а по мере синхронного распространения импульса накачки и затухающего сигнального импульса в среде со скоростью a все более явно начинает проявлять себя эффект пленения населенностей. Данное обстоятельство, а также уменьшение коэффициента поглощения сигнальной компоненты с ростом амплитуды импульса накачки (см. (37)) позволяет говорить о фактическом выключении из динамики резонансных парамагнитных примесей. Аналогичная ситуация имеет место и при импульсном режиме ЭИП [30,31]. Отталкиваясь от данной аналогии, рассмотренный в настоящем разделе режим можно назвать акустической индуцированной прозрачностью (АИП): прозрачность резонансной поглощающей среды для сигнального акустического импульса индуцируется другим более мощным акустическим же импульсом меньшей частоты.

Заметим, что АИП коренным образом отличается от двухчастотного режима АСИП. Во-первых, при АИП не происходит замедления скорости распространения акустического импульса. Во-вторых, полной инверсии

населенностей при АСИП противопоставляется эффект их пленения в случае АИП, который связан с деструктивной интерференцией „одетых“ квантовых состояний, как это имеет место в случае электромагнитно индуцированной прозрачности [7].

В отсутствие импульса накачки коэффициент спин-фононного поглощения слабого импульса, площадь которого значительно меньше π , может быть вычислен по формуле (37) с учетом замены $\tau_p \rightarrow T_2^*$ [2,32]. Беря для Fe^{2+} в MgO величину $T_2^* \sim 10^{-8}$ s, а для остальных параметров используя приведенные выше оценки, найдем $q \sim 10 \text{ cm}^{-1}$. При этом соответствующая длина поглощения составляет $l = 1/q \sim 0.1 \text{ cm}$. Включение же мощного поля накачки наносекундной длительности может привести к увеличению длины поглощения до одного или нескольких сантиметров. В этих условиях относительная деформация импульса накачки $\varepsilon_2 \sim \hbar / (G_{11} \tau_p) \sim 10^{-5}$, а сигнальной компоненты примерно на порядок меньше.

5. Заключение

Исследованные в настоящей работе двухчастотные импульсные режимы АСИП и АИП подтверждают мысль о плодотворности поиска акустических аналогов когерентных оптических эффектов, и наоборот.

Следует подчеркнуть, что равенства „сил осцилляторов“ спин-фононных переходов для наблюдения двухчастотных акустических солитонов (симултонов) в режиме АСИП можно добиться изменением угла α между внешним магнитным полем и направлением распространения импульсов, а также приложением к кристаллу статической деформации (см. условие (24)). В случае оптических переходов такая возможность отсутствует, так как соответствующие частоты $\omega_0 \sim 10^{15} \text{ s}^{-1}$ достаточно велики, и с помощью внешних статических воздействий их значения можно изменить разве что на сотые или десятые доли процента. Поэтому уравнивать искусственным путем „силы осцилляторов“ двух каких-либо оптических переходов вряд ли возможно. Значения же частоты спин-фононных переходов в парамагнитных ионах составляют порядка 10^{11} s^{-1} . Следовательно, с помощью внешнего магнитного поля и статической деформации их величины могут изменяться весьма заметным образом.

Акустические импульсы в отличие от оптических могут быть как поперечными, так и продольными. Еще и по этой причине солитонные многочастотные режимы для акустических импульсов могут проявить большее разнообразие, чем в случае оптических.

В настоящей работе двухчастотный режим АСИП рассмотрен для импульсов наносекундной длительности, что позволило из-за перекрытия импульсным спектром линий резонансного поглощения пренебречь неоднородным уширением спин-фононных переходов. Вообще говоря, это условие не является обязательным, так как с точки зрения физики принципиальных изменений

не происходит и при учете неоднородного уширения, как это показано в [20,21] для оптических симултонов. Перенести соответствующее рассмотрение на случай акустических симултонов не представляет труда. По этой причине двухчастотная АСИП может наблюдаться и для импульсов микросекундной длительности при обязательном выполнении условия $\tau_p \ll T_2$.

Что касается эффекта АИП, то он может быть экспериментально обнаружен, например в кубическом кристалле MgO, легированном парамагнитными ионами Fe²⁺ или Ni²⁺. При этом в отличие от двухчастотной АСИП не требуется условие равенства „сил осцилляторов“ спин-фононных переходов. В отсутствие импульса накачки, резонансному переходу $2 \leftrightarrow 3$ (рис. 3), достаточно слабый сигнальный импульс на частоте перехода $1 \leftrightarrow 3$ будет испытывать поглощение. Наличие же мощного акустического импульса накачки должно приводить к эффекту прозрачности кристалла для слабой сигнальной компоненты.

Список литературы

- [1] S.L. McCall, E.L. Hahn. Phys. Rev. **183**, 2, 457 (1969).
- [2] N.S. Shiren. Phys. Rev. B **2**, 7, 2471 (1970).
- [3] Г.А. Денисенко. ЖЭТФ **60**, 5, 2269 (1971).
- [4] В.В. Самарцев, Б.П. Смоляков, Р.З. Шарипов. Письма в ЖЭТФ **20**, 10, 644 (1974).
- [5] В.П. Лукомский. УФЖ **24**, 7, 975 (1979).
- [6] Л.Л. Буишвили, Н.И. Гиоргадзе, М.Г. Минабде. Акуст. журн. **32**, 5, 661 (1986).
- [7] K.J. Boller, A. Imamoglu, S.E. Harris. Phys. Rev. Lett. **66**, 24, 2593 (1991).
- [8] S.E. Harris. Phys. Rev. Lett. **70**, 5, 552 (1993).
- [9] С.В. Сазонов. Письма в ЖЭТФ **76**, 3, 176 (2002).
- [10] А.В. Гулаков, С.В. Сазонов. Письма в ЖЭТФ **79**, 12, 746 (2004).
- [11] С.В. Воронков, С.В. Сазонов. ЖЭТФ **120**, 2(8), 269 (2001).
- [12] С.В. Сазонов. ЖЭТФ **124**, 4(10), 803 (2003).
- [13] A.V. Gulakov, S.V. Sazonov. J. Phys.: Condens. Matter **16**, 10, 1733 (2004).
- [14] M.J. Konopnicki, J.H. Eberly. Phys. Rev. A **24**, 5, 2567 (1981).
- [15] А.И. Маймистов. Квантовая электрон. **11**, 3, 567 (1984).
- [16] Л.А. Большов, В.В. Лиханский, М.И. Персианцев. ЖЭТФ **84**, 3, 903 (1983).
- [17] Л.А. Большов, В.В. Лиханский. Квантовая электрон. **12**, 7, 1339 (1985).
- [18] А.М. Башаров, А.И. Маймистов. ЖЭТФ **94**, 12, 61 (1988).
- [19] H. Steudel. J. Mod. Opt. **35**, 4, 693 (1988).
- [20] A. Rahman, J.H. Eberly. Phys. Rev. A **58**, 2, R805 (1998).
- [21] С.В. Сазонов. Оптика и спектроскопия **95**, 4, 666 (2003).
- [22] В.А. Голенищев-Кутузов, В.В. Самарцев, Н.К. Соловаров, Б.М. Хабибуллин. Магнитная квантовая акустика. Наука, М. (1977).
- [23] Дж. Такер, В. Рэмington. Гиперзвук в физике твердого тела. Мир, М. (1975).
- [24] С.А. Альтшулер, Б.М. Козырев. Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп. Наука, М. (1972).
- [25] В.А. Красильников, В.В. Крылов. Введение в физическую акустику. Наука, М. (1984).
- [26] Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. Физматлит, М. (1963).
- [27] С.В. Сазонов. ЖЭТФ **118**, 1(7), 20 (2000).
- [28] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика. Т. 3: Квантовая механика. Наука, М. (1976).
- [29] А.В. Гулаков, С.В. Сазонов. ФТТ **46**, 9, 1640 (2004).
- [30] S.E. Harris. Phys. Rev. Lett. **70**, 5, 552 (1993).
- [31] M. Fleischhauer. Phys. Rev. A **54**, 1, 794 (1996).
- [32] A.M. Portis. Phys. Rev. **91**, 10, 1071 (1953).