

- G ä h l e r R., S t e y e r l A., M a m p r e W. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 1969.
- [5] Арзуманов С.С., Маслович С.В., Стрепетов А.Н., Франк А.И. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 486.
- [6] Арзуманов С.С., Маслович С.В., Стрепетов А.Н., Франк А.И. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 213.
- [7] S t e y e r l A., M a l i k S.S. // Physica B+C. 1986. V. 137. P. 270.
- [8] Стрепетов А.Н., Франк А.И. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. С. 71.
- [9] Стрепетов А.Н., Франк А.И. // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 1775.
- [10] S t e y e r l A., D r e x e l W., E b i s a w a T., G u t s m i e l d E., S t e i n h a u s e r K.-A., G ä h l e r R., M a m p r e W., A g e r o n P. // Revue Phys. Appl. 1988. V. 23. P. 171.
- [11] Карасева И.А., Маслович С.В., Русинов М.М., Стрепетов А.Н., Франк А.И. В кн.: Нейтронная физика, М.: ЦНИИАтоминформ, 1988. Т. 1. С. 216.
- [12] Маслович С.В. Препринт ИАЭ-4780/14. ЦНИИАтоминформ, М., 1989.
- [13] Маслович С.В. // Вопросы атомной науки и техники, сер. „Общая и ядерная физика“. 1986. В. 3(36). С. 69.
- [14] Маслович С.В., Стрепетов А.Н. Препринт ИАЭ-4536/14, М.: ЦНИИАтоминформ, 1987.
- [15] Буцевичский А.В., Карасева И.А., Русинов М.М., Стрепетов А.Н., Франк А.И. Нейтронный микроскоп: Авторское свидетельство № 1334122. Бюллетень открытий и изобретений. 1987. № 32. С. 204.

Институт атомной энергии  
им. И.В. Курчатова

Поступило в Редакцию  
8 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 1

12 января 1990 г.

06.3; 07

© 1990

## О РОЛИ МЕХАНИЗМОВ НЕОДНОРОДНОГО УШИРЕНИЯ В РЕЛАКСАЦИИ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА

Н.К. С о л о в а р о в

Общепринято, что для существования долгоживущего стимулированного фотонного эха в твердых телах необходимо наличие в их энергетическом спектре метастабильного уровня, участвующего в процессе релаксации населенностей эхо-уровней, на переходе между которыми возбуждается эхо [1-3]. Модельной является трехуров-

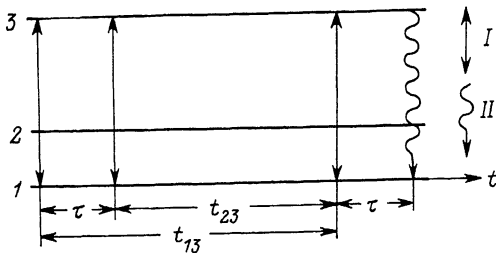


Рис. 1. Схема возбуждения стимулированного эха в трехуровневой системе.  $t$  – время, I – резонансные переходы и моменты действия возбуждающих импульсов, II – резонансный переход и момент возбуждения стимулированного эха.

невая система, представленная на рис. 1, где 1, 3 – эхо-уровни, 2 – метастабильный уровень,  $T_1(i, k)$  – время релаксации разности населенностей между уровнями  $i, k$ ,  $T_1(31) \approx T_1(32) \ll T_1(21)$ .

Здесь мы обращаем внимание, что указанное условие, будучи необходимым, не является достаточным. А достаточное условие заключается в том, чтобы сдвиги частот, участвующих в формировании стимулированного эха-переходов, определяющие их неоднородное уширение, удовлетворяли соотношению:

$$\Delta_{ik}^j = f_{ik, \mathcal{L}m}(\Delta_{\mathcal{L}m}^j), \quad (1)$$

где  $f_{ik, \mathcal{L}m}(\Delta_{\mathcal{L}m}^j)$  – однозначные функции, одинаковые для всех эхо-частиц (примесных центров),  $j$  – индекс частицы,  $\Delta_{ik}^j = \omega_{ik}^j - \omega_{ik}$  – отклонение частоты перехода  $ik$   $j$ -й частицы от средне-статистической частоты перехода  $\omega_{ik}$ . Физический смысл условия (1) для иллюстрации можно связывать с тем, что неоднородные уширения разных переходов в спектре обусловлены локальными неоднородностями одного поля (магнитного или электрического, или их градиентов), хотя такое представление не исчерпывает все физически возможные ситуации, удовлетворяющие (1).

Для доказательства утверждения (1) рассмотрим стандартный расчет [1] возбуждения стимулированного эха в трехуровневой системе по схеме рис. 1, где  $\tau < T_2(31)$  и  $T_1(21) \gg t_{23} \gg T_1(31)$ ,  $T_1(32)$ . Возбуждающие  $\mathcal{N}/2$  – импульсы считаем прямоугольными и пренебрегаем релаксацией во время их действия. При таких предположениях диагональные матричные элементы матрицы плотности  $j$ -й эхо-частицы, характеризующие населенности уровней, будут перед началом третьего импульса равны:

$$\begin{aligned} \rho_3^j(t_{13}) &= 0, \\ \rho_2^j(t_{13}) &= 1 - \rho_1^0 \frac{1}{4} (3 - \cos \Delta_{31}^j \tau), \\ \rho_1^j(t_{13}) &= \rho_1^0 \frac{1}{4} (3 - \cos \Delta_{31}^j \tau), \end{aligned} \quad (2)$$

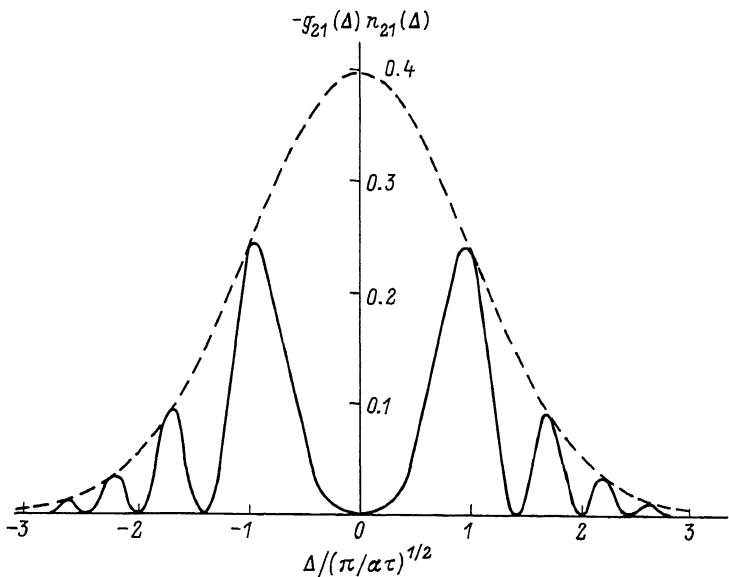


Рис. 2. Распределение разности населенностей  $n_{21}(\Delta, t_{13})$  по неоднородному контуру линии 21 -  $g_{21}(\Delta)$ . Линия  $g_{21}(\Delta)$  принята гауссовой с полушириной, равной параметру решеточной структуры  $(\pi/\alpha\tau)^{1/2}$ , и нормирована по площади,  $\rho_1^0 = 1$ .

где  $\rho_j^0$  - начальное термодинамически равновесное значение, и мы полагаем  $\rho_3^0 = 0$ . Именно возникновение периодической по  $\Delta_{31}\tau$  зависимости в населенности уровней 1, 2 и сохранение этой зависимости в течение времени  $T_1(21)$  составляет физический механизм долгой оптической памяти на переходе 31.

При выполнении условия (1) зависимость разности населенностей уровней 21 от  $\Delta_{21}$  запишется в виде:

$$n_{21}(\Delta_{21}, t_{13}) \sim \rho_2(\Delta_{21}, t_{13}) - \rho_1(\Delta_{21}, t_{13}) = 1 - \rho_1^0 \cdot \frac{1}{2} \left\{ 3 - \cos [f_{31,21}(\Delta_{21})\tau] \right\}, \quad (3)$$

т. е. периодическая (с переходом  $2\pi/\tau$ ) решетка населенности, созданная после второго возбуждающего импульса на переходе 31, переноса на переход 21. Однако о периодической частотной решетке населенности на переходе 21 можно говорить лишь в случае линейности функции  $f_{31,21}(\Delta_{21})$ . В общем случае эта функция может быть нелинейной, тогда, вследствие ее однозначности, на переходе 21 возникает аперриодическая решеточная структура населенности. Схематически такое распределение представлено на рис. 2 на примере квадратичной зависимости:  $f_{31,21}(\Delta_{21}) = \alpha(\Delta_{21})^2$ .

Исчезновение „долгой оптической памяти“ на переходе 31 означает в этом случае переход от распределения населенности, изображенного сплошной линией, к сглаженной или равновесной кривой.

Принципиальным пунктом нашего рассмотрения является утверждение, что если (1) не выполняется, то время релаксации стимулированного фотонного эха на переходе 31 уменьшается с  $T_1$  (21) в пределе до характерного времени флип-флоп процессов на переходе 21 (т. е. до  $T_2$  (21)  $<$   $T_1$  (21)). Действительно, если (1) несправедливо, то существует некоторое случайное, в пределе равновероятное соотношение между  $\Delta_{31}^j$  и  $\Delta_{21}^j$ , когда вероятность эхо-частице иметь отклонения частот  $\Delta_{31}$ ,  $\Delta_{21}$  равно  $g_{31}(\Delta_{31}) \cdot g_{21}(\Delta_{21})$ . В этом случае распределение разности населенностей на рис. 2 представляет собой в пределе множество точек с одинаковой плотностью заполняющих пространство под пунктирной линией.

Конечно, соотношение (2) остается справедливым, и стимулированное эхо на переходе 31 возбуждается, но изменяется основной механизм его релаксации. В случае (3) существенны лишь релаксационные процессы на переходе 21, происходящие с изменением энергии, поскольку только такие процессы приводят к сглаживанию частотной решеточной структуры разности населенностей по неоднородному контуру линии 21. Теперь же любой перенос возбуждения за счет флип-флоп процессов от эхо-частицы  $j$  к эхо-частице  $j'$  даже при  $\Delta_{21}^j = \Delta_{21}^{j'}$  приводит к случайному изменению частоты на переходе 31 ( $\Delta_{31}^j \neq \Delta_{31}^{j'}$ ). А это и означает исчезновение „долгой“ оптической памяти на переходе 31.

Из работ [4, 5] следует, что в известном примере вещества с долгоживущим стимулированным фотонным эхо  $\text{Pr}^{3+} : \text{LaF}_3$  условие (1) действительно выполняется, поскольку там неоднородное уширение и оптических и ядерных (долгорелаксирующих) переходов в основном обусловлено магнитными диполь-дипольными взаимодействиями ядер  $F$  и  $\text{Pr}$ .

Признание необходимости условия (1) для существования в веществе долгоживущего стимулированного фотонного эха означает, что в таких веществах создание неравновесности в неоднородном контуре эхо-перехода (например, с помощью оптического выжигания провала) должно приводить к долгоживущей особенности в контуре поглощения метастабильного перехода. Наблюдение последнего факта может оказаться экспериментально более предпочтительным при поиске веществ, обладающих долгой оптической памятью, чем прямое наблюдение стимулированного фотонного эха.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] M o r s i n k J.B.W., H e s s e l i n k W.H.,  
W i e r s m a D.A. // Chem. Phys. 1982. V. 71.  
N 2. P. 289-294.
- [2] А х м е д и е в Н.Н., Б о р и с о в Б.С. // Письма в ЖТФ.  
1985. Т. 11. В. 9. С. 533-536.

- [3] Г о л е н и ш е в - К у т у з о в В.А., С а м а р ц е в В.В., Х а б и б у л л и н Б.М. Импульсная оптическая и акустическая когерентная спектроскопия. М.: Наука, 1988. 224 с.
- [4] E r i c k s o n L.F. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 11. P. 4731-4736.
- [5] W h i t a k e r E.A., H a r t m a n n S.R. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 7. P. 3617-3621.

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского  
Казанского филиала АН СССР,  
Казань

Поступило в Редакцию  
1 октября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 1

12 января 1990 г.

05.4

© 1990

## ДИАМАГНИТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК $\gamma\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

Ю.М. И в а н ч е н к о, П.Н. М и х е е н к о

1. Известно, что диамагнетизм является более важной характеристикой сверхпроводников, чем обращение в нуль сопротивления ( $R$ ). Вместе с тем многочисленные работы, описывающие свойства тонких пленок высокотемпературных металлооксидов, базируются лишь на данных по зависимости  $R(T)$ . Это связано с тем, что пленки толщиной, например, 0,5–1 мкм содержат количество сверхпроводящего материала, недостаточное для получения сколько-нибудь заметного сигнала на установках по измерению магнитной восприимчивости объемных сверхпроводников.

Попытки увеличить сигнал, располагая пленку в измерительной катушке перпендикулярно направлению магнитного поля, не приводят к успеху вследствие близкого к 1 ее размагничивающего фактора  $n$  (для пленки размерами  $0.3 \times 0.4 \times 5 \cdot 10^{-5}$  см<sup>3</sup> величина  $n$ , например, составляет 0.9992), из-за чего наблюдается проникновение в нее магнитного потока даже при очень малых измерительных полях.

Среди многих попыток успешными оказались только измерения динамической восприимчивости на высоких частотах ( $\sim 1$  МГц) [1]. Единственный предлагавшийся низкочастотный метод использования измерительной катушки малых размеров с размещением ее вблизи поверхности тонкой пленки требует специального чувствительного оборудования и сложен конструктивно.

2. В настоящей работе проведено измерение температурной зависимости диамагнитного отклика тонких пленок  $\gamma\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  размерами  $0.3 \times 0.4 \times 5 \cdot 10^{-5}$  см<sup>3</sup>, расположив их пакетом (см. вставку к рис. 1) на расстоянии 0.25 см друг от друга перпендикулярно