

© 1992

СИГНАЛЫ ЭХА В НЕОДНОРОДНО-УШИРЕННЫХ ДВУХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ КОМБИНАЦИЕЙ ПРОТЯЖЕННОГО И КОРОТКОГО ИМПУЛЬСОВ

В. С. Кузьмин, А. П. Сайко

Теоретически показано, что возникающие при возбуждении неоднородно-уширенной системы двухуровневых атомов комбинацией протяженного и короткого импульсов электромагнитного поля дополнительные сигналы эха являются следствием отстройки несущей частоты импульсов от центральной частоты спектроскопического перехода. Установлено, что данные сигналы обусловлены нулевыми биениями между колебаниями дипольных моментов двухуровневых атомов на переменной частоте и колебанием на частоте отстройки. Полученные результаты могут быть привлечены для объяснения экспериментальных данных по множественной структуре как фотонного, так и спинового эха.

Известно, что после возбуждения спиновой системы двумя импульсами электромагнитного поля длительностями t_1 и t_2 и задержкой между ними τ в момент $t_1 + t_2 + 2\tau$ генерируется одиночный сигнал эха, изучение амплитуды которого в зависимости от τ позволяет определять релаксационные параметры вещества [1]. В ряде случаев, кроме этого сигнала, наблюдается несколько откликов, формирующихся на интервале $(2\tau, 2\tau + 2(t_1 + t_2))$ [2, 3]. Множественная структура эха наблюдается также и в магнитоупорядоченных системах [4, 5]. Относительно механизмов формирования такой структуры эха в настоящее время существует несколько точек зрения. 1) В [5, 6] в качестве причины предлагается считать фазовые искажения вблизи фронтов возбуждающих импульсов. Данная модель привлекается также и для объяснения одноимпульсного эха [6] — максимума в когерентном отклике вещества после воздействия одного импульса. 2) Модель нерезонансного возбуждения [3, 7, 8] также объясняет формирование как одноимпульсного, так и множественного эха. 3) В случае больших площадей импульсов ($\geq 2\tau$) и значительного неоднородного уширения наблюдающаяся структура эха есть не что иное, как проявление осциллирующего поведения отклика [9]; например, в одноимпульсном режиме возбуждения первая осцилляция сигнала индукции при площади импульса $\sim 2\tau$ похожа на сигнал одноимпульсного эха [10] (для магнитоупорядоченных систем существуют другие причины, приводящие к таким сигналам [11, 12], однако мы не будем на них останавливаться, поскольку в настоящей работе речь пойдет о двухуровневых спиновых системах).

Кроме традиционного способа возбуждения эха ($t_{1, 2} \ll \tau$ и $t_1 \approx t_2$), иногда используется режим, когда один из импульсов протяженный, а другой — короткий ($t_1 \gg t_2$ или $t_1 \ll t_2$ и $t_1 \geq \tau$). Эксперименты в таких условиях были поставлены в оптическом [13, 14] и радиочастотном [2] диапазонах, причем в [2] была обнаружена множественная структура эха. В режиме, когда длительность возбуждения сравнима или больше времени задержки между импульсами, когерентные процессы, начавшиеся после первого импульса, не успевая затухнуть за время τ , могут привести к особенностям в формирующемся отклике. В связи с этим

возникает вопрос: как скажется данный режим возбуждения на возникновение множественной структуры эха?

Ясно, что без предварительных сведений о возбуждающих импульсах на предмет существования фазовых, амплитудных или частотных искажений их фронтов, а также о степени совпадения их несущей частоты с центральной частотой перехода нельзя отдать предпочтения ни модели 1), ни модели 2), поскольку они обе приводят к качественно похожим результатам. Поэтому для устранения неоднозначности в выборе модели необходимы дальнейшие исследования. Достижению определенности в этом вопросе препятствует отсутствие аналитических выражений для отклика неоднородно-уширенных спиновых систем в рамках данных моделей. Поэтому в настоящей работе предпринята попытка теоретического описания поставленной выше задачи с целью определения условий, при которых модель нерезонансного возбуждения идеальными импульсами была бы ответственной за формирование множественной структуры эха.

Пусть система двухуровневых частиц возбуждается двумя импульсами электромагнитного поля частоты ω . Выражение для отклика системы в результате действия импульсов нетрудно получить, решая последовательно уравнения Блоха во время действия импульсов, в промежутке между ними, после окончания второго импульса и сшивая полученные решения между собой. В пренебрежении релаксационными процессами выражение для ν -компоненты имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\nu(t)}{\nu_0} = & \left\{ -\frac{\omega_1}{2\beta^3} \left[\frac{\Delta}{\beta} (\omega_1^2 + (2\Delta^2 + \omega_1^2) \cos \beta t_2) (1 - \cos \beta t_1) + \frac{\Delta}{\beta} \sin \beta t_1 \sin \beta t_2 \right] \times \right. \\ & \times \sin \Delta (t - t_1 - t_2) + \frac{\omega_1}{2\beta^3} [(\omega_1^2 + (2\Delta^2 + \omega_1^2) \cos \beta t_2) \sin \beta t_1 - \\ & \left. - \Delta^2 (1 - \cos \beta t_1) \sin \beta t_2] \cos \Delta (t - t_1 - t_2) \right\} + \\ & + \frac{\omega_1^2}{\beta^4} (\Delta^2 + \omega_1^2 \cos \beta t_1) \{ \beta \sin \beta t_2 \cos \Delta (t - t_1 - t_2 - \tau) - \\ & - \Delta (1 - \cos \beta t_2) \sin \Delta (t - t_1 - t_2 - \tau) \} - \\ & - \frac{\omega_1^3}{2\beta^4} (1 - \cos \beta t_2) \{ \Delta (1 - \cos \beta t_1) \sin \Delta (t - t_1 - t_2 - 2\tau) + \\ & + \beta \sin \beta t_1 \cos \Delta (t - t_1 - t_2 - 2\tau) \}, \end{aligned} \quad (1)$$

где ω_1 — частота Раби, $\beta = (\Delta^2 + \omega_1^2)^{1/2}$, Δ — разброс частот двухуровневых частиц, ν_0 — равновесное значение разности населенностей.

Выражение в первой фигурной скобке (1) описывает сигнал индукции после первого импульса, модифицированный вторым импульсом и продолжающийся после его окончания. Выражения во второй и третьей фигурных скобках (1) соответствуют сигналу индукции после второго импульса и первичному эху.

Для дальнейшего анализа (1) необходимо усреднить по контуру неоднородно-уширенной линии

$$\langle \nu(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \nu(t) g(\Delta - \delta) d\Delta, \quad (2)$$

где $g(x)$ — форм-фактор линии. Ради общности рассмотрения в (2) введена отстройка $\delta = \omega_0 - \omega$, где ω_0 — центральная частота перехода. Основной трудностью при получении аналитического выражения для отклика является вычисление интегралов в (2). Недавно они были вычислены в [15] при $\delta = 0$ для бесконечной ширины линии с помощью преобразования Лапласа. Однако полученные выра-

жения подлежат интегралы по времени от функции Бесселя, что затрудняет соответствующий анализ, не позволяет сделать вывод об оптимальных условиях наблюдения сигналов эха, а также выявить роль отстройки для конечной ширины линии.

Рассмотрим вначале отклик, генерирующийся после возбуждения системы комбинацией протяженного и короткого импульсов. Если $t_1 \gg t_2$ и соответственно площадь первого импульса значительно больше площади второго, то в хорошем приближении можно принять второй импульс за δ -функцию, причем $\omega_1 t_2$ будет площадью второго импульса ($\equiv \vartheta_2$) при малом t_2 . Тогда

$$\begin{aligned} \langle v(t') \rangle = & v_0 \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta - \delta) d\Delta \left\{ \frac{\omega_1}{2\beta} (1 + \cos \vartheta_2) \times \right. \\ & \times \left[-\frac{\Delta}{\beta} (1 - \cos \beta t_1) \sin \Delta(t' + \tau) + \sin \beta t_1 \cos \Delta(t' + \tau) \right] - \\ & - \frac{\Delta}{\beta} \sin \vartheta_2 \left[\sin \beta t_1 \sin \Delta(t' + \tau) + \frac{\Delta}{\beta} (1 - \cos \beta t_1) \cos \Delta(t' + \tau) \right] + \\ & + \frac{1}{\beta^2} (\Delta^2 + \omega_1^2 \cos \beta t_1) \left[\sin \vartheta_2 \cos \Delta t' - (1 - \cos \vartheta_2) \frac{\Delta}{\omega_1} \sin \Delta t' \right] - \\ & \left. - \frac{\omega_1}{2\beta} (1 - \cos \vartheta_2) \left[\sin \beta t_1 \cos \Delta(t' - \tau) + \frac{\Delta}{\beta} (1 - \cos \beta t_1) \sin \Delta(t' - \tau) \right] \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

где

$$t' = t - t_1 - \tau \geq 0.$$

Для проведения интегрирования в (3) при произвольных соотношениях между σ , ω_1 и δ (σ — полуширина линии) перегруппируем слагаемые в (3) и запишем его в виде

$$\langle v(t') \rangle = v_0 \left\{ \sum_{i=1}^3 \Phi_i(t') + \sum_{j=1}^4 [F_j^{(+)}(t') + F_j^{(-)}(t')] \right\}, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_1(t') &= -\frac{\omega_1}{2} (1 + \cos \vartheta_2) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta}{\beta^2} \sin \Delta(t' + \tau) g(\Delta - \delta) d\Delta, \\ \Phi_2(t') &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta^2}{\beta^2} \left[\sin \vartheta_2 \cos \Delta t' - \frac{\Delta}{\omega_1} (1 - \cos \vartheta_2) \sin \Delta t' \right] g(\Delta - \delta) d\Delta, \\ \Phi_3(t') &= -\frac{\omega_1}{2} (1 - \cos \vartheta_2) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta}{\beta^2} \sin \Delta(t' - \tau) g(\Delta - \delta) d\Delta, \\ F_1^{(+)}(t') &= \frac{\omega_1}{4} (1 + \cos \vartheta_2) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\Delta}{\beta} \left(1 \pm \frac{\Delta}{\beta} \right) \sin [\beta t_1 \pm \Delta(t' + \tau)] g(\Delta - \delta), \\ F_2^{(+)}(t') &= \frac{\omega_1^2}{2} \sin \vartheta_2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\Delta}{\beta^2} \cos (\beta t_1 \pm \Delta t') g(\Delta - \delta), \\ F_3^{(+)}(t') &= \mp \frac{\omega_1}{2} (1 - \cos \vartheta_2) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta d\Delta}{\beta^2} \sin (\beta t_1 \pm \Delta t') g(\Delta - \delta), \end{aligned}$$

$$F_4^{(\pm)}(t') = -\frac{\omega_1}{4} (1 - \cos \vartheta_2) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\Delta}{\beta} \left(1 \mp \frac{\Delta}{\beta} \right) \sin(\beta t_1 \pm \Delta(t' - \tau)) g(\Delta - \delta).$$

Как видно из (4), вклад слагаемых, соответствующих сигналам индукции и эха, зависит от площади второго импульса. При $\vartheta_2 \ll 1$ в (4) остается только член, описывающий сигнал индукции после первого импульса, что свидетельствует о правильности сделанного выше приближения. Далее: сигнал эха максимален при $\vartheta_2 = \pi$, что соответствует оптимальному условию для его формирования относительно площади второго импульса [1]. Для дальнейшего расчета примем во внимание то обстоятельство, что площадь первого импульса является большой величиной (в [13] она равна 25π). Тогда поведение интегралов $F_j^{(\pm)}(t')$ будет достаточно хорошо аппроксимироваться главным членом их асимптотического разложения в точке стационарной фазы [16]. Получим

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^4 [F_j^{(+)}(t') + F_j^{(-)}(t')] &\approx \sqrt{\frac{\pi}{2t_1}} \left\{ \frac{\sqrt{\beta_1}}{2} (1 + \cos \vartheta_2) \left(1 - \frac{\Delta_1}{\beta_1} \right) \times \right. \\ &\times \sin \left[\varphi_1(t') + \frac{\pi}{4} \right] G(\Delta_1) + \frac{1}{\sqrt{\beta_2}} \left[\omega_1 \sin \vartheta_2 \sin \left[\varphi_2(t') - \frac{\pi}{4} \right] + \right. \\ &\quad \left. + \Delta_2 (1 - \cos \vartheta_2) \sin \left[\varphi_2(t') + \frac{\pi}{4} \right] \right] G(\Delta_2) - \\ &\quad \left. - \frac{\sqrt{\beta_3}}{2} (1 - \cos \vartheta_2) \left(1 + \frac{\Delta_3}{\beta_3} \right) \sin \left[\varphi_3(t') + \frac{\pi}{4} \right] G(\Delta_3) \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \beta_k &= (\Delta_k^2 + \omega_1^2)^{1/2}, \\ \Delta_k &= \omega_1 (t' - T_k) [t_1^2 - (t' - T_k)^2]^{-1/2}, \\ T_{1,3} &= \mp \tau, \quad T_2 = 0, \\ \varphi_k(t') &= \omega_1 [t_1^2 - (t' - T_k)^2]^{1/2}, \\ G(\Delta_k) &= g(\Delta_k - \delta) + g(\Delta_k + \delta). \end{aligned}$$

Оставшиеся в (4) интегралы легко вычисляются с помощью вычетов и имеют громоздкий вид. Поэтому в качестве примера приведем один из них, вычисленный для лоренциана и отвечающий сигналу обычного эха

$$\begin{aligned} \Phi_3(t') &= -\frac{(1 - \cos \vartheta_2) \operatorname{sgn}(t' - \tau)}{2(M_{\pm}^2 + 4\omega_1^2 \delta^2)} \{ \sigma M_{-} \exp(-\omega_1 |t' - \tau|) + \\ &+ \exp(-\sigma |t' - \tau|) [\operatorname{sgn}(t' - \tau) \delta M_{+} \sin \delta (t' - \tau) - \sigma M_{-} \cos \delta (t' - \tau)] \}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$M_{\pm} = \delta^2 + \sigma^2 \pm \omega_1^2.$$

Другие интегралы в (4) имеют аналогичный вид и описывают отклик вблизи $t' = 0$.

Как видно из (4), (5) и (6), отклик после второго импульса представляет собой осцилляционно-загущающийся процесс, происходящий на переменных частотах $\partial \varphi_k(t') / \partial t'$, частоте отстройки δ со скоростями загущения σ и ω_1 . Заметим, что, в то время как осцилляции на переменных частотах в (5) исчезают в моменты времени $t_1 - \tau$, t_1 , $\tau \pm t_1$ соответственно, модуляция отклика на частоте

отстройки происходит во всем временном интервале эволюции системы. Такое поведение согласуется с теоремой о когерентных переходных процессах [17], в соответствии с которой когерентное излучение после окончания импульса происходит лишь на интервале длительности импульса. Согласно (5) и (6), при $\delta = 0$ должен наблюдаться один сигнал эха в момент $t' = \tau$, который в дальнейшем будем называть главным. Заметим, что в (5) возможно возникновение максимумов в моменты времени, соответствующие максимумам $G(\Delta_k)$. Для лоренциана, например, максимумы $G(\Delta_k)$ реализуются при $\Delta_k = [\delta^2 - [(\delta^2 + \sigma^2)^{1/2} - \delta]^2]^{1/2} = \sigma$, что отвечает моментам времени $\alpha t_1 - \tau$, αt_1 , $\tau \pm \alpha t_1$ соответственно, где $\alpha = (1 + \omega_1^2/\Omega^2)^{-1/2}$. В области $t' > 0$ при $\alpha t_1 < \tau$ должны наблюдаться три сигнала, один из которых формируется на основе сигнала индукции после второго импульса, а два других, симметрично расположенных относительно главного эха (сателлиты), развиваются на его основе. При $\alpha t_1 > \tau$ левый сателлит не наблюдается, но зато появляется максимум в момент $t' = \alpha t_1 - \tau$, формирующийся на основе сигнала индукции после первого импульса. Поскольку Δ_k есть не что иное, как мгновенные частоты колебаний в (5), то условия $\Delta_k = \Omega$ означают совпадение частот колебаний дипольных моментов двухуровневых частиц с частотой Ω , которая при $\delta > \sigma$ является частотой отстройки δ . Следовательно, максимумы в (5) соответствуют резонансам, возникающим при нулевых биениях, в которых роль «опорной» частоты играет Ω .

Обсудим оптимальные условия возникновения данных резонансов. Прежде всего заметим, что, поскольку начальные значения переменных частот равны ω_1 , для реализации резонансов необходимо выполнение неравенства $\Omega > \omega_1$, что приводит к условию

$$\delta > \left\{ \left[\frac{1}{9} (\sigma^2 - \omega_1^2)^2 + \frac{1}{3} (\omega_1^2 + \sigma^2)^2 \right]^{1/2} - \frac{1}{3} (\sigma^2 - \omega_1^2) \right\}^{1/2}.$$

При $\sigma > \omega_1$ из него имеем $\delta > 3^{-1/2} \sigma$ (условие существования экстремума $G(\Delta_k)$), а при $\sigma < \omega_1$ — неравенство $\delta > \omega_1$. Далее: амплитуды максимумов в (5) при $\Delta_k = \Omega$ и $\Omega > \omega_1$ пропорциональны

$$\omega_1^2 (1 + \cos \vartheta_2) (\sigma^2 \delta^3 t_1)^{-1/2}, \\ [\omega_1 \sin \vartheta_2 + \delta (1 - \cos \vartheta_2)] (\sigma^2 \delta t_1)^{-1/2}, (1 - \cos \vartheta_2) (\sigma \delta^{-1} t_1)^{-1/2}$$

соответственно, откуда следует, что они максимальны при $\omega_1 > \sigma$. Тогда оптимальным условием для наблюдения резонансов является $\delta > \omega_1 > \sigma$, т. е. отстройка должна превышать как частоту Раби, так и неоднородную полуширину линии. Нетрудно показать, что правая часть данного неравенства $\omega_1 > \sigma$ определяет условие «остроты» резонансов, которое необходимо для уверенного наблюдения последних на фоне осциллирующей отклика. При $\vartheta_2 \rightarrow 0$ все три максимума квадратичны по ω_1 , что указывает на их интерференционную природу. Амплитуда главного эха пропорциональна ω_1^3 , т. е. минимальной нелинейностью для него является кубическая.

В качестве примера на рис. 1 представлен отклик при различных значениях δ/ω_1 . При $\delta = 0$ (рис. 1, а) наблюдается один сигнал — главное эхо, — имеющий вид сигнала дисперсии. Такой сигнал наблюдался авторами [14] и [13] в режимах фазочувствительного и амплитудного детектирования соответственно, причем в последнем случае сигнал имел двугорбовый асимметричный вид. При $\delta \neq 0$ (рис. 1, б, в), кроме главного эха, наблюдаются три сигнала, которые по мере увеличения δ/ω_1 испытывают сдвиг и становятся ярче выраженными. Как главное эхо, так и дополнительные сигналы имеют модуляционную структуру на частоте отстройки. В соответствии с (5) сигнал в $t' = \alpha t_1 - \tau$ идентифицируется как

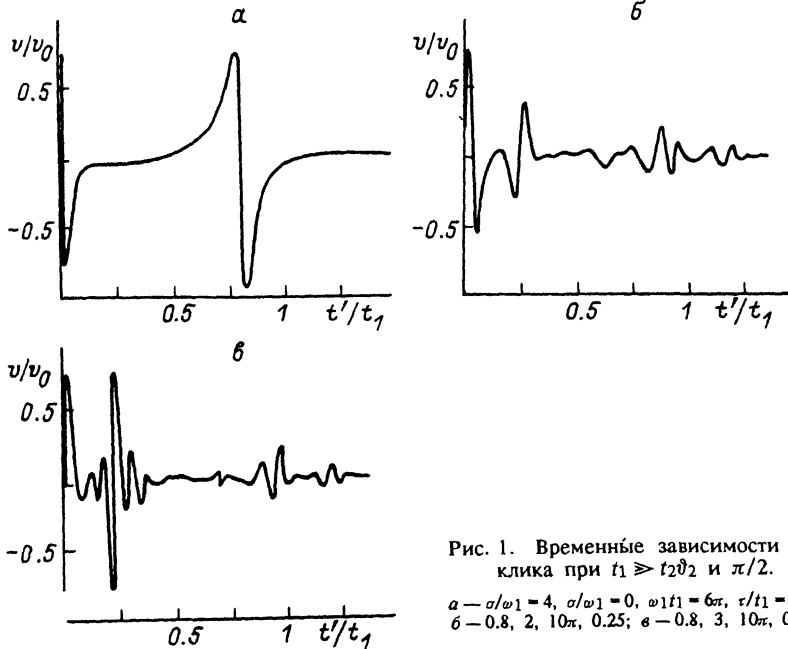


Рис. 1. Временные зависимости отклика при $t_1 \gg t_2 \vartheta_2$ и $\pi/2$.

а — $\sigma/\omega_1 = 4$, $\sigma/\omega_1 = 0$, $\omega_1 t_1 = 6\pi$, $\tau/t_1 = 0.8$;
 б — 0.8 , 2 , 10π , 0.25 ; в — 0.8 , 3 , 10π , 0.25 .

одноимпульсное эхо после первого импульса [18], сигнал в $t' = \alpha t_1$ — одноимпульсное эхо после второго импульса [3], сигнал в $t' = \alpha t_1 + \tau$ — правый сателлит главного эха [19].

Обсудим теперь ситуацию, когда первый импульс короткий, а второй — протяженный ($t_2 \gg t_1$). В этом случае сигналом индукции после первого импульса можно пренебречь, поскольку в области $t' > 0$ он очень мал. Считая $\omega_1 t_1 \ll \omega_1 t_2$, можно принять первый импульс за δ -функцию и сделать замену $\omega_1 t_1 \equiv \vartheta_1$ при $t_1 \rightarrow 0$. Тогда (2) будет

$$\langle v(t'') \rangle = v_0 \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{\omega_1}{\beta} \cos \vartheta_1 \left[-\frac{\Delta}{\beta} (1 - \cos \beta t_2) \sin \Delta t'' + \sin \beta t_2 \cos \Delta t'' \right] - \frac{\omega_1}{2\beta^2} (1 - \cos \beta t_2) [\omega_1 \sin \vartheta_1 \cos \Delta (t'' - \tau) + \Delta (1 - \cos \vartheta_1) \sin \Delta (t'' - \tau)] \right\} \times g(\Delta - \delta) d\Delta, \quad (7)$$

где

$$t'' = t - t_2 - \tau \gg 0.$$

Представим (7) в виде

$$\langle v(t'') \rangle = v_0 \left[\sum_{i=1}^3 \psi_i(t'') + \sum_{j=1}^3 (W_j^{(+)}(t'') + W_j^{(-)}(t'')) \right], \quad (8)$$

где

$$\psi_1(t'') = -\omega_1 \cos \vartheta_1 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta \sin \Delta t''}{\beta^2} g(\Delta - \delta) d\Delta,$$

$$\psi_2(t'') = -\frac{\omega_1^2}{2} \sin \vartheta_1 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos \Delta t''}{\beta^2} g(\Delta - \delta) d\Delta,$$

$$\psi_3(t'') = -\frac{\omega_1}{2} (1 - \cos \vartheta_1) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta d\Delta}{\beta^2} \sin \Delta (t'' - \tau) g(\Delta - \delta),$$

$$W_1^{(\pm)}(t'') = \frac{\omega_1}{2} \cos \vartheta_1 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\Delta}{\beta} \left(1 \pm \frac{\Delta}{\beta}\right) \sin(\beta t_2 \pm \Delta t'') g(\Delta - \delta),$$

$$W_2^{(\pm)}(t'') = \frac{\omega_1^2}{4} \sin \vartheta_1 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\Delta}{\beta^2} \cos[\beta t_2 \pm \Delta (t'' - \tau)] g(\Delta - \delta),$$

$$W_3^{(\pm)}(t'') = \pm \frac{\omega_1^2}{4} (1 - \cos \vartheta_1) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta d\Delta}{\beta^2} \sin[\beta t_2 \pm \Delta (t'' - \tau)] g(\Delta - \delta).$$

В отличие от (4) в (8) выражение для главного эха $\psi_2(t'') + \psi_3(t'')$ представляет собой сумму четной и нечетной во времени функций, поэтому эхо может иметь форму либо сигнала поглощения, либо дисперсии, либо их смеси. При $\vartheta_1 < 1$ сигнал индукции максимален, в то время как сигнал эха минимален. Если $\vartheta_1 = \pi/2$, то сигнал эха максимален, что согласуется с условием оптимальности для сигнала эха относительно площади первого импульса [1]. Прodelывая аналогичные расчеты, что и для случая $t_1 \gg t_2$, получим

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^3 (W_j^{(+)}(t'') + W_j^{(-)}(t'')) = \\ & \approx \sqrt{\frac{\pi}{2t_2}} \left\{ \sqrt{\beta_4} \cos \vartheta_1 \left(1 - \frac{\Delta_4}{\beta_4}\right) \sin\left(\varphi_4(t'') + \frac{\pi}{4}\right) G(\Delta_4) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2\sqrt{\beta_5}} \left[\omega_1 \sin \vartheta_1 \cos\left[\varphi_5(t'') + \frac{\pi}{4}\right] - \Delta_5 (1 - \cos \vartheta_1) \sin\left[\varphi_5(t'') + \frac{\pi}{4}\right] \right] G(\Delta_5) \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \beta_{4,5} &= (\omega_1^2 + \Delta_{4,5}^2)^{1/2}, \\ \Delta_{4,5} &= \omega_1 (t'' - T_{4,5}) [t_2^2 - (t'' - T_{4,5})^2]^{-1/2}, \\ T_4 &= 0, \quad T_5 = \tau, \\ \varphi_{4,5}(t'') &= \omega_1 [t_2^2 - (t'' - T_{4,5})^2]^{1/2}. \end{aligned}$$

Оставшиеся в (8) интегралы носят осцилляционно-затухающий характер и в силу их громоздкости нами не приводятся.

При $\delta = 0$ (рис. 2, а) и $\vartheta_1 = \pi/2$ главное эхо имеет вид сигнала поглощения в согласии с экспериментами [13, 14]. При $\delta \neq 0$, так же как и в случае $t_1 \gg \gg t_2$, кроме главного эха, наблюдаются три дополнительных сигнала, обусловленных соответствующими резонансами. Для сравнения с экспериментом [2], в котором исследовалась эволюция отклика при варьировании τ , на рис. 2, б, в приведен отклик при двух различных τ . Так же как и в [2], наблюдается сдвиг дополнительных сигналов относительно друг друга. Минимальная нелинейность этих сигналов также является квадратичной, как и при $t_1 \gg t_2$.

Таким образом, в работе показано, что при нерезонансном возбуждении двухуровневых систем комбинацией протяженного и короткого импульсов (и наоборот) возникают множественные сигналы эха на основе когерентных процессов, начинающихся не только после второго, но и первого импульсов. Если отстройка несущей частоты импульсов от центральной частоты перехода сравнима

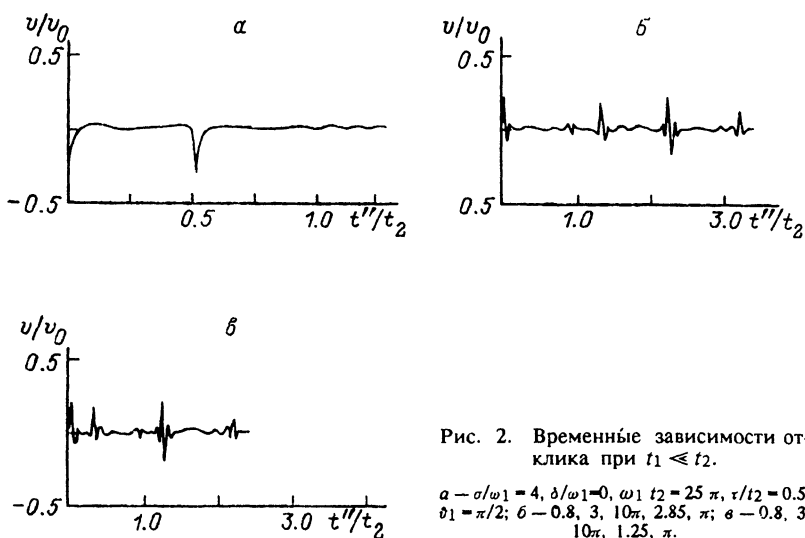


Рис. 2. Временные зависимости отклика при $t_1 \ll t_2$.

$a - \sigma/\omega_1 = 4, \delta/\omega_1 = 0, \omega_1 t_2 = 25\pi, \tau/t_2 = 0.5,$
 $\delta_1 = \pi/2; б - 0.8, 3, 10\pi, 2.85, \pi; в - 0.8, 3,$
 $10\pi, 1.25, \pi.$

или превышает частоту Раби и полуширину неоднородно-уширенной линии, то множественные сигналы являются следствием нулевых биений между колебаниями дипольных моментов двухуровневых частиц на переменных частотах и колебанием на частоте отстройки. Показано, что в зависимости от величины отстройки происходит сдвиг множественных сигналов эха, что может явиться одним из критериев справедливости в той или иной ситуации модели нерезонансного возбуждения. Полученные в работе результаты могут быть привлечены для объяснения множественных сигналов эха в [2], однако приведенных в [2] данных недостаточно для окончательного выбора модели формирования множественного эха.

Авторы выражают благодарность Л. Н. Макутиной за помощь в компьютерной обработке полученных результатов.

Работа профинансирована Фондом фундаментальных исследований Беларуси.

Список литературы

- [1] Набойкин Ю. В., Самарцев В. В., Зиновьев П. В., Силаева Н. Б. Когерентная спектроскопия молекулярных кристаллов. Киев: Наукова думка, 1986. С. 204.
- [2] Kunitomo M., Hashi T. // Phys. Lett. 1981. V. 81A. N 5. P. 299—301.
- [3] Кузьмин В. С., Рутковский И. З., Сайко А. П., Тарасевич А. Д., Федорук Г. Г. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 3. С. 880—891.
- [4] Kinnear R. W. N., Campbell S. J., Chaplin D. H. // Phys. Lett. 1980. V. 76A. N 3, 4. P. 311—314.
- [5] Рейнгардт А. Е., Цифринович В. И., Новоселов О. В., Мальцев В. К. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 10. С. 3163—3164.
- [6] Цифринович В. И., Мушаилов Э. С., Бакшеев Н. В и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 5. С. 1481—1489.
- [7] Чекмарев В. П., Куркин М. И., Голощапов С. И. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 5. С. 1675—1684.
- [8] Чекмарев В. П., Мальшев В. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1570—1572.
- [9] Kunitomo M., Endo T., Nakanishi S., Hashi T. // Phys. Rev. A. 1982. V. 25. N 4. P. 2235—2246.
- [10] Schenzle A., Wong N. C., Brewer R. G. // Phys. Rev. A. 1980. V. 21. N 3. P. 887—895.
- [11] Боровик-Романов А. С., Буньков Ю. М., Думеш Б. С. и др. // УФН. 1984. Т. 142. № 4. С. 537—570.
- [12] Fowler D. K., Creagh D. C., Kinnear R. W. N. et al. // Phys. Stat. Sol. (a). 1985. V. 92. N 2. P. 545—553.
- [13] Liao P. F., Hartmann S. R. // Phys. Lett. A. 1973. V. 44. N 5. P. 361—362.
- [14] Muramoto T., Nakanishi S., Endo T., Haski T. // Opt. Commun. 1981. V. 36. N 5. P. 409—414.
- [15] Kunitomo M., Kaburagi M. // Phys. Rev. A. 1984. V. 29. N 1. P. 207—216.
- [16] Найфэ А. Введение в методы возмущений. М.: Мир, 1984. С. 535.

- [17] Schenzle A., Wong N. C., Brewer R. G. // Phys. Rev. A. 1980. V. 22. N 2. P. 635—637.
[18] Кузьмин В. С., Сайко А. П. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 10. С. 266—268.
[19] Кузьмин В. С., Сайко А. П., Федорук Г. Г. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 2. С. 280—282.

Институт физики твердого тела
и полупроводников АН Беларуси
Минск

Поступило в Редакцию
9 марта 1992 г.
В окончательной редакции
30 июня 1992 г.
