

НЕРЕЗОНАНСНЫЕ СИГНАЛЫ ЭХА ПРИ ШТАРКОВСКОМ ПЕРЕКЛЮЧЕНИИ ЧАСТОТЫ НЕОДНОРОДНО-УШИРЕННЫХ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ

В. С. Кузьмин

Теоретически исследован когерентный оптический отклик в системе двухуровневых примесных атомов, находящихся в лазерном поле постоянной амплитуды и частоты и подвергнутых возмущению одного или двух штарковских импульсов электрического поля. Установлено, что если частота лазерного поля не совпадает с центральной частотой оптического перехода, то после действия одного штарковского импульса возникает одиночный сигнал эха, после двух импульсов — восемь сигналов, формирующихся либо на основе свободной оптической индукции, либо на основе оптической нутации, причем данные режимы зависят от знаков и относительной величины штарковского сдвига и отстройки частоты лазерного поля от центральной частоты перехода. Показано, что упомянутые сигналы эха являются следствием нулевых биений между колебаниями поляризованности на переменной частоте и обобщенной частоте Раби. В рамках предложенного аналитического способа описания отклика получили объяснение экспериментальные данные по наблюдению оптического «краевого» эха в режиме штарковского переключения в рубине.

Метод штарковского переключения частоты оптического перехода зарекомендовал себя как эффективный способ наблюдения таких когерентных эффектов, как нутация [1], затухание свободной поляризации (ЗСП) [2], двухимпульсное [1], стимулированное [3] и эхо Карра—Парселла [4], рамановские биения [5] и др. В этом методе вместо импульсов лазерного поля, управление которыми представляет определенные трудности, изменяют энергетический интервал между уровнями с помощью импульсов постоянного электрического поля, в то время как интенсивность и частота лазерного излучения остаются постоянными во времени [6]. Аналогичным приемом пользуются и в радиочастотном диапазоне, где энергетическим интервалом управляют с помощью импульсов постоянного магнитного поля (зеemanовское переключение) [7]. (В дальнейшем для определенности будем говорить о штарковском переключении, имея в виду, что полученные результаты при определенных условиях будут справедливы и для зеemanовского переключения). В известных к настоящему времени экспериментах величина штарковского сдвига была таковой, что частота лазерного поля оставалась в пределах спектроскопической линии [6]. В этом случае в излучении системы во время действия штарковского импульса участвуют атомы, как вошедшие в резонанс с лазерным полем, так и вышедшие из него. Результирующий отклик представляет собой сумму нутационного сигнала и сигнала ЗСП, что на практике проявляется в виде модулации нутационного сигнала осциллирующим ЗСП [6].

Теоретическое описание такой ситуации базируется на приближении широкой линии $\omega_1 \ll \sigma$ и $\sigma > \delta_0 > \omega_1$ [6] (ω_1 — частота Раби, σ — неоднородная ширина линии, δ_0 — величина штарковского сдвига). В случае произвольных соотношений между ω_1 , σ и δ_0 такая задача, насколько нам известно, никем не решалась. Известно, что при нерезонансном возбуждении сигналов индукции и эха происходит формирование одноимпульсного и множественных эхо-сигналов, имеющих интерференционную

природу [8]. Следует ожидать, что и во вращающейся системе координат (во время действия поля) в условиях штарковского переключения возникнут интерференционные явления, которые в свою очередь приведут к формированию нутационного аналога одноимпульсного эха, а также к множественной структуре нутационных откликов. В частных случаях задача о нутационном отклике решалась для одного [9] и двух [10] штарковских импульсов. Однако сложность полученных выражений не позволила авторам [9, 10] произвести усреднение по контуру неоднородно-уширенной линии в аналитическом виде, поэтому вопрос об оптимальных условиях наблюдения особенностей отклика остался открытым. В настоящей работе нами получены математические выражения для отклика для любых ω_1 , σ , δ_0 , позволяющие анализировать различные резонансные явления, возникающие при штарковском переключении частоты перехода.

Рассмотрим вначале случай действия одного штарковского импульса с учетом того, что частота лазерного поля ω может не совпадать с центральной частотой перехода ω_0 , а сдвинута от нее на величину $\delta_1 = \omega_0 - \omega$. Если в момент времени t_1 под воздействием штарковского импульса происходит смещение центральной частоты перехода $\omega_0 \rightarrow \omega'_0$, так что результирующий сдвиг от лазерной частоты будет $\delta_2 = \omega'_0 - \omega$, то выражение для v -компоненты поляризованности в пренебрежении релаксационных процессов будет

$$v(\Delta, t - t_1) = v_0 \left\{ \left[\frac{\Delta - \delta_1}{\beta_2 \beta_1^2} (\omega_2 (\Delta - \delta_1) - \omega_1 (\Delta - \delta_2)) \sin \beta_2 (t - t_1) \right] + \right. \\ \left. + \left[\frac{\omega_1}{2\beta_1} \left(1 + \frac{\omega_1 \omega_2 + (\Delta - \delta_1) (\Delta - \delta_2)}{\beta_1 \beta_2} \right) \sin (\beta_1 t_1 + \beta_2 (t - t_1)) \right] + \right. \\ \left. + \left[\frac{\omega_1}{2\beta_1} \left(1 - \frac{\omega_1 \omega_2 + (\Delta - \delta_1) (\Delta - \delta_2)}{\beta_1 \beta_2} \right) \sin (\beta_1 t_1 - \beta_2 (t - t_1)) \right] \right\}, \quad (1)$$

где v_0 — равновесное значение поляризованности, Δ — разброс частот двухуровневых атомов, $\beta_{1,2} = [(\Delta - \delta_{1,2})^2 + \omega_{1,2}^2]^{1/2}$. В (1) нами для удобства анализа различных частных случаев сделано предположение, что в момент t_1 , кроме смещения центральной частоты перехода, происходит и изменение амплитуды лазерного поля, так что частота Раби изменяется от ω_1 до ω_2 .

Если $\delta_{1,2} = 0$, $\omega_2 = \omega_1$, то $v(\Delta, t - t_1) = v_0 (\omega_1 / \beta_1) \sin \beta_1 t$, т. е. имеем нутацию после включения в момент $t = 0$ лазерного поля. Если $\delta_{1,2} = 0$, $\omega_2 = 0$, $\omega_1 \neq 0$, то имеем сигнал индукции, генерирующийся после окончания импульса лазерного поля длительностью t_1 и описанный, например, в [11]. Если $\delta_1 = \delta_2$, $\omega_2 = 0$, $\omega_1 \neq 0$, то имеем сигнал индукции в условиях нерезонансного возбуждения, описанный в [7]. Если $\delta_1 = 0$, $\delta_2 \neq 0$, $\omega_2 = 0$, $\omega_1 \neq 0$, то (1) описывает отклик во время действия штарковского импульса [6]. Таким образом, (1) в частных случаях совпадает с уже имеющимися результатами и может служить основой для анализа отклика в общем случае. Нас будет интересовать наиболее часто встречающийся вариант $\omega_2 = \omega_1$, когда на фоне лазерного поля, интенсивность и частота которого постоянны во времени, действует штарковский импульс.

Для дальнейшего анализа (1) необходимо усреднить по контуру неоднородно-уширенной линии, форм-фактор которой обозначим $g(\Delta)$,

$$\langle v(t - t_1) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} v(\Delta, t - t_1) g(\Delta) d\Delta = \sum_{j=1}^3 \langle v_j(t - t_1) \rangle, \quad (2)$$

где индекс j последовательно нумерует интегралы от выражений в квадратных скобках (1). Постараемся проинтегрировать (2); не накладывая никаких ограничений на параметры ω_1 , σ , δ_1 и δ_2 . Остановимся вначале на двух последних членах (2). Для удобства произведем в них замену переменной $\Delta \rightarrow \Delta + (\delta_2 + \delta_1)/2$, после чего они приобретают вид

$$\sum_{j=2}^3 \langle v_j(t-t_1) \rangle = v_0 \frac{\omega_1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{g\left(\Delta + \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}\right)}{\beta'_1} \left[\left(1 + \frac{\omega_1^2 + \Delta^2 - \delta^2}{\beta'_1 \beta'_2}\right) \times \right. \\ \left. \times \sin(\beta'_1 t_1 + \beta'_2(t-t_1)) + \left(1 - \frac{\omega_1^2 + \Delta^2 - \delta^2}{\beta'_1 \beta'_2}\right) \sin(\beta'_1 t_1 - \beta'_2(t-t_1)) \right] d\Delta, \quad (3)$$

где $\beta'_{1,2} = [(\Delta \pm \delta)^2 + \omega_1^2]^{1/2}$, $\delta = (\delta_2 - \delta_1)/2$.

Если предположить, что параметр $(\delta_1 + \delta_2)t_1 > 1$, то поведение интегралов в (3) достаточно хорошо аппроксимируется главным членом их асимптотического разложения в точке стационарной фазы [12], которая определяется из уравнений

$$\frac{(\Delta + \delta)t_1}{\beta'_1} \pm \frac{(\Delta - \delta)(t-t_1)}{\beta'_2} = 0 \quad (4)$$

(знак «+» в (4) относится к первому интегралу в (3), а «-» ко второму).

В общем случае нахождение корней (4), которые являются уравнениями четвертой степени, затруднительно, поэтому воспользуемся аппроксимирующими функциями типа гиперболический тангенс

$$\frac{(\Delta + \delta)t_1}{\beta'_1} \pm \frac{(\Delta - \delta)(t-t_1)}{\beta'_2} \simeq t_1 \operatorname{th}\left(\frac{\Delta + \delta}{\omega_1}\right) \pm (t-t_1) \operatorname{th}\left(\frac{\Delta - \delta}{\omega_1}\right) = 0. \quad (5)$$

Асимптотика $\operatorname{th} x$ и соответствующих слагаемых (4) совпадает, т. е.

$$\lim_{\Delta \rightarrow \pm\infty} \frac{(\Delta \pm \delta)}{\beta'_{1,2} \operatorname{th}((\Delta \pm \delta)/\omega_1)} = \pm 1$$

и, кроме того,

$$(\Delta \pm \delta)/\beta'_{1,2} |_{\Delta=\mp\delta} = \operatorname{th}((\Delta \pm \delta)/\omega_1) |_{\Delta=\mp\delta} = 0.$$

Поэтому следует ожидать, что подобная аппроксимация будет отличаться от точного результата лишь на количественном уровне.

Теперь уравнение (5) можно легко решить. Анализ его корней показывает, что их вид зависит от знака разности $t - 2t_1$

$$\Delta_{1,3} = \omega_1 \operatorname{arth} \left[\left(\frac{t}{2t_1 - t} \right) \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{2\delta}{\omega_1}} \pm \sqrt{1 + \frac{t^2}{(2t_1 - t)^2} \frac{1}{\operatorname{sh}^2 \frac{2\delta}{\omega_1}}} \right], \quad (6)$$

$$\Delta_{2,4} = \omega_1 \operatorname{arth} \left[\left(\frac{2t_1 - t}{t} \right) \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{2\delta}{\omega_1}} \mp \sqrt{1 + \frac{(2t_1 - t)^2}{t^2} \frac{1}{\operatorname{sh}^2 \frac{2\delta}{\omega_1}}} \right]. \quad (7)$$

Здесь $\Delta_{1,3}$ ($\Delta_{2,4}$) — стационарные точки первого (второго) интегралов в (3) соответственно. Если $t < 2t_1$, то в (6), (7) следует брать верхний знак, а при $t > 2t_1$ нижний. Следовательно, при $t < 2t_1$ асимптотика (3) будет определяться точками Δ_1 и Δ_2 , а при $t > 2t_1$ точками Δ_3 и Δ_4 . Тогда (3) запишется следующим образом:

$$\sum_{j=2}^3 \langle v_j(t-t_1) \rangle = v_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{(\delta_1 + \delta_2)} t_1} \left\{ \sum_{i=1}^2 \beta'_{2i} \sqrt{\frac{\beta'_{1i}(\delta - \Delta_i)}{\omega_1^2 + 3\Delta_i^2 + \delta^2}} \times \right. \\ \times \left(1 + \frac{(-1)^{i+1}(\omega_1^2 + \Delta_i^2 - \delta^2)}{\beta'_{1i}\beta'_{2i}}\right) \sin\left(\beta'_{1i}t_1 + (-1)^{i+1}\beta'_{2i}(t-t_1) + \frac{\pi}{4}\right) \times \\ \times g\left(\Delta_i + \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}\right) \vartheta'(2t_1 - t) + \sum_{i=3}^4 \beta'_{2i} \sqrt{\frac{\beta'_{1i}(\delta - \Delta_i)(-1)^{i+1}}{\omega_1^2 + 3\Delta_i^2 + \delta^2}} \times$$

$$\times \left(1 - \frac{(-1)^{i+1} (\omega_i^2 + \Delta_i^2 - \delta^2)}{\beta_{1i} \beta_{2i}'} \right) \sin \left(\beta_{1i}' t_1 + (-1)^{i+1} (t - t_1) \beta_{2i}' + (-1)^{i+1} \frac{\pi}{4} \right) \times \\ \times g \left(\Delta_i + \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \right) \vartheta (t - 2t_1) \Big\}, \quad (8)$$

где $\beta_{1i}' = [(\Delta_i + \delta)^2 + \omega_i^2]^{1/2}$, $\beta_{2i}' = [(\Delta_i - \delta)^2 + \omega_i^2]^{1/2}$, $\vartheta(x)$ — ступенчатая функция.

Оставшийся интеграл в (2) можно оценить в рамках метода стационарной фазы, если положить $\omega_1(t - t_1) > 1$

$$\langle v_1(t - t_1) \rangle = v_0 \sqrt{\frac{2\pi}{\omega_1(t - t_1)}} \frac{\omega_1(\delta_2^2 - \delta_1^2)}{\omega_1^2 + (\delta_1 + \delta_2)^2} g(\delta_2) \sin \left(\omega_1(t - t_1) + \frac{\pi}{4} \right). \quad (9)$$

Из (8) и (9) видно, что отклик представляет собой осцилляционно-затухающий процесс, происходящий по сложному степенному закону на частотах ω_1 и $\Omega_i = [(\Delta_i - \delta)^2 + \omega_i^2]^{1/2}$, причем область изменения последних зависит от знака разности $t - 2t_1$. При $t_1 < t < 2t_1$ $\Omega_1 \in ([4\delta^2 + \omega_1^2]^{1/2}, [\delta^2 + \omega_1^2]^{1/2})$, $\Omega_2 \in ([4\delta^2 + \omega_1^2]^{1/2}, \infty)$, в то время как при $2t_1 < t < \infty$ $\Omega_3 \in ([\delta^2 + \omega_1^2]^{1/2}, \omega_1)$, $\Omega_4 \in (\infty, \omega_1)$. Таким образом, одна из мгновенных частот непрерывно уменьшается от начального значения $(4\delta^2 + \omega_1^2)^{1/2}$ в момент включения штарковского импульса до асимптотического значения ω_1 , а другая в момент $t = 2t_1$ испытывает скачок, принимая бесконечно большое значение и приближаясь при больших $t - t_1$ к ω_1 .

Для достаточно больших $\delta_{1,2}$ в (8) существуют экстремумы, моменты формирования которых можно оценить по величинам $g(x)$, которые максимальны при $\Delta_i + (\delta_2 + \delta_1)/2 = 0$. Анализ показывает, что для возникновения экстремумов в каждом из четырех слагаемых (8) необходимы определенные соотношения между величинами отстроек δ_1 и δ_2 , а также их знаками. Сказанное иллюстрируется рис. 1, на котором приведены временные зависимости стационарных точек. В рассматриваемом выше случае экстремум достигается при $\Delta_2 = -(\delta_2 + \delta_1)/2 < -\delta = -(\delta_2 - \delta_1)/2$ (прямая $\Delta = -(\delta_1 +$

Условия формирования нерезонансных эхо-сигналов, генерирующихся во время действия штарковского импульса

Область изменения $t - t_1$	Случай	Знаки δ_1 и δ_2	Значение 2δ	Условие экстремума	Момент формирования	Соотношение между δ_1 и δ_2	Значение Ω_i
1	2	3	4	5	6	7	8
$t < 2t_1$	1	$\delta_1 > 0$	$\delta_1 + \delta_2$	$2\Delta_1 = -(\delta_2 - \delta_1)$	$t_1 \operatorname{th} \frac{\delta_1}{\omega_1} \operatorname{cth} \frac{\delta_2}{\omega_1}$	$\delta_2 > \delta_1$	$(\delta_2^2 + \omega_1^2)^{1/2}$
		$\delta_2 < 0$					
	2	$\delta_1 < 0$	$\delta_1 + \delta_2$	$2\Delta_1 = -(\delta_1 - \delta_2)$	$t_1 \operatorname{th} \frac{\delta_2}{\omega_1} \operatorname{cth} \frac{\delta_1}{\omega_1}$	$\delta_2 < \delta_1$	$(\delta_1^2 + \omega_1^2)^{1/2}$
		$\delta_2 > 0$					
$t > 2t_1$	3	$\delta_1 < 0$	$\delta_1 + \delta_2$	$2\Delta_3 = \delta_2 - \delta_1$	$t_1 \operatorname{th} \frac{\delta_2}{\omega_1} \operatorname{cth} \frac{\delta_1}{\omega_1}$	$\delta_2 > \delta_1$	$(\delta_1^2 + \omega_1^2)^{1/2}$
		$\delta_2 > 0$					
	4	$\delta_1 > 0$	$\delta_1 + \delta_2$	$2\Delta_3 = \delta_1 - \delta_2$	$t_1 \operatorname{th} \frac{\delta_1}{\omega_1} \operatorname{cth} \frac{\delta_2}{\omega_1}$	$\delta_1 > \delta_2$	$(\delta_2^2 + \omega_1^2)^{1/2}$
		$\delta_2 < 0$					
4	$\delta_1 > 0$	$\delta_2 - \delta_1$	$2\Delta_4 = \delta_1 + \delta_2$	$t_1 \operatorname{th} \frac{\delta_2}{\omega_1} \operatorname{cth} \frac{\delta_1}{\omega_1}$	$\delta_2 > \delta_1$	$(\delta_1^2 + \omega_1^2)^{1/2}$	
	$\delta_2 > 0$						
4	$\delta_1 > 0$	$\delta_1 - \delta_2$	$2\Delta_4 = \delta_1 + \delta_2$	$t_1 \operatorname{th} \frac{\delta_1}{\omega_1} \operatorname{cth} \frac{\delta_2}{\omega_1}$	$\delta_1 > \delta_2$	$(\delta_2^2 + \omega_1^2)^{1/2}$	
	$\delta_2 > 0$						

$+\delta_2)/2$ пересекает ветвь Δ_2). Момент его формирования равен $t-t_1 = t_1 \text{th } \delta_1/\omega_1 \text{cth } \delta_2/\omega_1$, и для того чтобы он возникал в области $t < 2t_1$, необходимо выполнение условия $\text{th } \delta_1/\omega_1 \text{cth } \delta_2/\omega_1 < 1$, которое в свою очередь ведет к неравенству $\delta_2 > \delta_1$. Другие возможные случаи приведены в таблице. Таким образом, в зависимости от знаков отстроек экстремумы могут возникать в любые моменты времени после включения штарковского импульса.

Выясним природу данных экстремумов. Если подставить условия экстремумов (см. таблицу, стб. 5) в значения для мгновенных частот колебаний Ω_i , то оказывается, что в моменты возникновения экстремумов (6 стб.) мгновенные частоты становятся равными обобщенным частотам Раби (8 стб.). Следовательно, возникающие экстремумы являются результатом интерференции между колебаниями поляризованности на переменных частотах и обобщенной частоте Раби (нулевые биения). В дальнейшем соответствующие сигналы будем называть нерезонансными эхо-сигналами.

Обсудим оптимальные условия формирования этих сигналов, а также их зависимость от ω_1 . Остановимся подробнее на случае $\delta_2 > \delta_1$, который наиболее часто реализуется в экспериментах. При $\omega_1 < \delta_1 < \delta_2$ амплитуда эха $A_{1,2} \sim \pm \omega_1^2 [\sigma^2 \delta_1 t_1 (\delta_2^2 - \delta_1^2)]^{-1/2}$ на временах $t < 2t_1$, а для $t > 2t_1$ $A_{3,4} \sim \delta_1 \delta_2^{-1} A_{1,2}$. Если $\delta_1 < \omega_1 < \delta_2$, то $A_{1,2} \sim \delta_2 \omega_1^{1/2} \sigma^{-1} [(\delta_2^2 - \delta_1^2) t_1]^{-1/2}$,

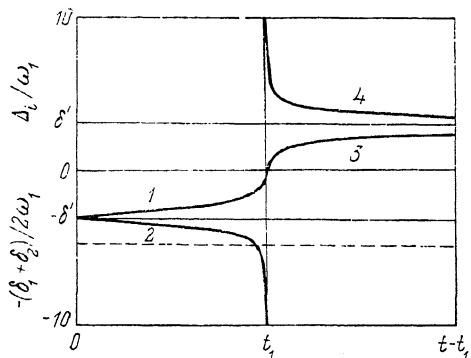


Рис. 1. Временная зависимость точек Δ_i/ω_1 стационарной фазы при $\omega_1 t_1 = 4\pi (\delta' = (\delta_2 - \delta_1)/2 \omega_1)$.

$A_{3,4} \sim (\omega_1 \delta_1)^{1/2} \delta_2^{-1} A_{1,2}$. При $\omega_1 > \delta_2 > \delta_1$ $A_1 \sim 2 (\omega_1 \delta_2)^{1/2} \sigma^{-1} [(\delta_1 + \delta_2) t_1]^{-1/2}$, $A_2 \sim -\delta_1 \sigma^{-1} (\delta_2^2 \omega_1^{-3})^{1/2} [(\delta_1 + \delta_2) t_1]^{-1/2}$, $A_{3,4} \sim (\delta_1 \delta_2^{-1})^{1/2} A_{1,2}$. Видно, что в двух последних случаях сигнал будет более интенсивным, чем в первом. Сигналы увеличиваются по мере возрастания ω_1/σ и δ_2/σ , причем их амплитуды при $t > 2t_1$ меньше, чем соответствующие амплитуды для области $t < 2t_1$. Значит, наиболее оптимальными условиями наблюдения описанных сигналов являются $\sigma, \delta_1 < \omega_1 < \delta_2$ и $\omega_1 > \delta_2 > \delta_1, \sigma$.

В качестве примера на рис. 2, 3 приведены временные зависимости отклика при фиксированном ω_1 , различных σ и δ_1, δ_2 , причем последние могут отличаться друг от друга не только по абсолютной величине, но и знаками, что позволяет изучить резонансные явления на всех ветвях Δ_i . На рис. 2, а—е и 3, а—е отражены резонансы на ветвях Δ_1 и Δ_3 (случаи 1 и 3 в таблице), на рис. 2, ж—м и 3, ж—м — на ветвях Δ_2 и Δ_4 (случаи 2 и 4 в таблице) соответственно.

Рассмотрим вначале рис. 2. Видно, что при $\delta_1/\omega_1 < 1$ и $\omega_1/\sigma < 1$ (случай широкой линии) в отклике доминирует сигнал нутации, промодулированный осцилляционно-затухающим спадом свободной поляризации, наблюдаемый в экспериментах по штарковскому переключению (рис. 2, а, б, ж, з) [6]. По мере уменьшения ширины линии (рис. 2, в, г, и, к) начинает увеличиваться вклад сигнала ЗСП по сравнению с нутационным сигналом. И наконец, для узкой линии ($\omega_1/\sigma > 1$) в отклике доминирует сигнал ЗСП (рис. 2, д, е, л, м), обнаруживающий характерный сигнал эха, который является следствием упомянутого выше резонанса.

Интересно отметить, что осциллирующий сигнал ЗСП наблюдается лишь на временах $t < 2t_1$ (рис. 2), что находится в соответствии с теоремой [13], утверждающей, что сигнал ЗСП, генерирующийся после окончания возбуждающего импульса на интервале свободной эволюции системы,

отличен от нуля лишь на временах, не превышающих удвоенную длительность импульса. В нашем случае осциллирующая ЭСП-составляющая отклика генерируется в присутствии поля, но тем не менее она также отлична от нуля лишь при $t < 2t_1$. Это позволяет высказать предположение, что упомянутая теорема [13] справедлива не только на интервале свободной эволюции системы, но и в присутствии поля. При $t > 2t_1$ в отклик

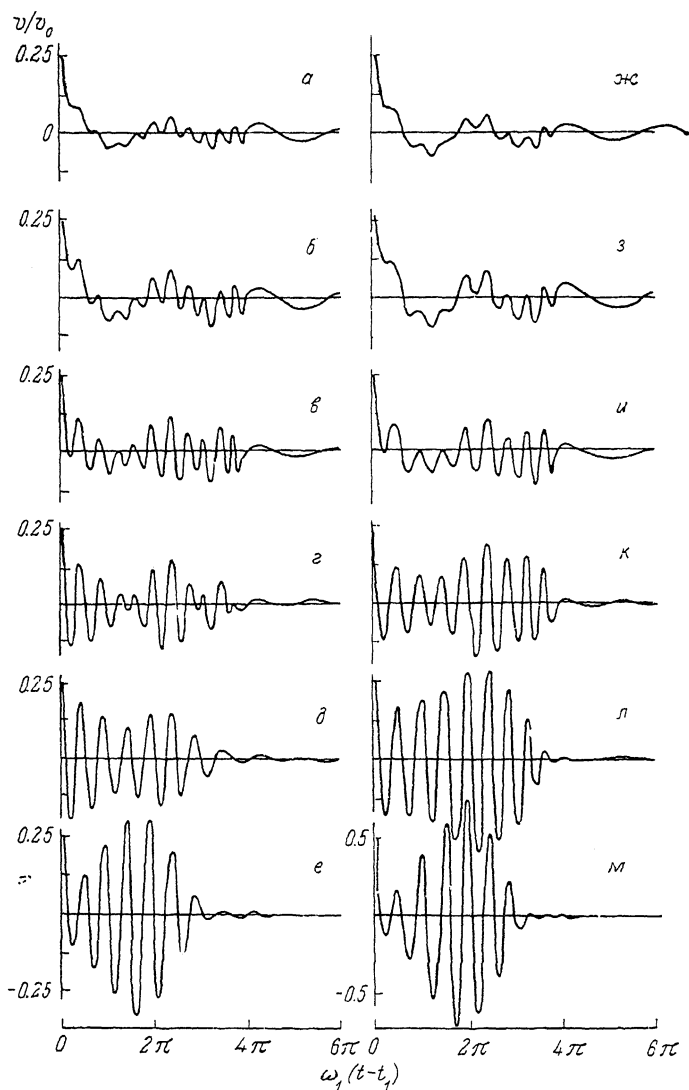


Рис. 2. Временные зависимости оптического отклика после действия штарковского импульса при $\delta_2 < 0, \delta_1 > 0$, $|\delta_2| > |\delta_1|$ (левый столбец), $\delta_2 < 0, \delta_1 < 0, \delta_2 > \delta_1$ (правый столбец).

ω_1/σ : а, ж — 0.125; б, з — 0.25; в, и — 0.5; г, к — 1; д, л — 2; е, м — 4. $\omega_1 t_1 = 4\pi$, $\delta_1/\omega_1 = 0.5$, $\delta_2/\omega_1 = 4$.

вносит вклад лишь нутационная составляющая, амплитуда которой уменьшается по мере уменьшения σ .

Такое же поведение отклика наблюдается и в случаях 3 и 4 таблицы (рис. 3) с той лишь разницей, что по мере уменьшения амплитуда отклика на временах $t < 2t_1$ становится меньше, чем при $t > 2t_1$. Это связано с тем, что при $t > 2t_1$ в случаях 3 и 4 становятся возможными резонансы, упомянутые выше. Соответствующие сигналы очень широки (по сравнению с сигналами эха на временах $t < 2t_1$; рис. 2) из-за того, что при $\delta_2 \gg \delta_1$ резонансы реализуются на асимптотической части ветвей Δ_3 и Δ_4 (рис. 1).

По мере увеличения δ_1 резонансы приближаются к $2t_1$ и ширины соответствующих сигналов эха уменьшаются (рис. 4, *д*, *е*). Такое же поведение наблюдается и в случаях 1 и 2 (рис. 4, *а*–*е*), только сигналы приближаются к $2t_1$ со стороны меньших времен. Сказанное позволяет идентифицировать эхо-сигналы на временах $t < 2t_1$ как сигналы на основе ЗСП, а при $t > 2t_1$ на основе нутаций. При $\delta_1 = -\delta_2$ (частота лазерного поля находится посередине между ω_0 и ω'_0) происходит слияние обоих сигналов и наблюдается одиночный сигнал эха в момент $t = 2t_1$ (рис. 4, *ж*–*к*), ширина которого зависит от абсолютной величины δ_2 .

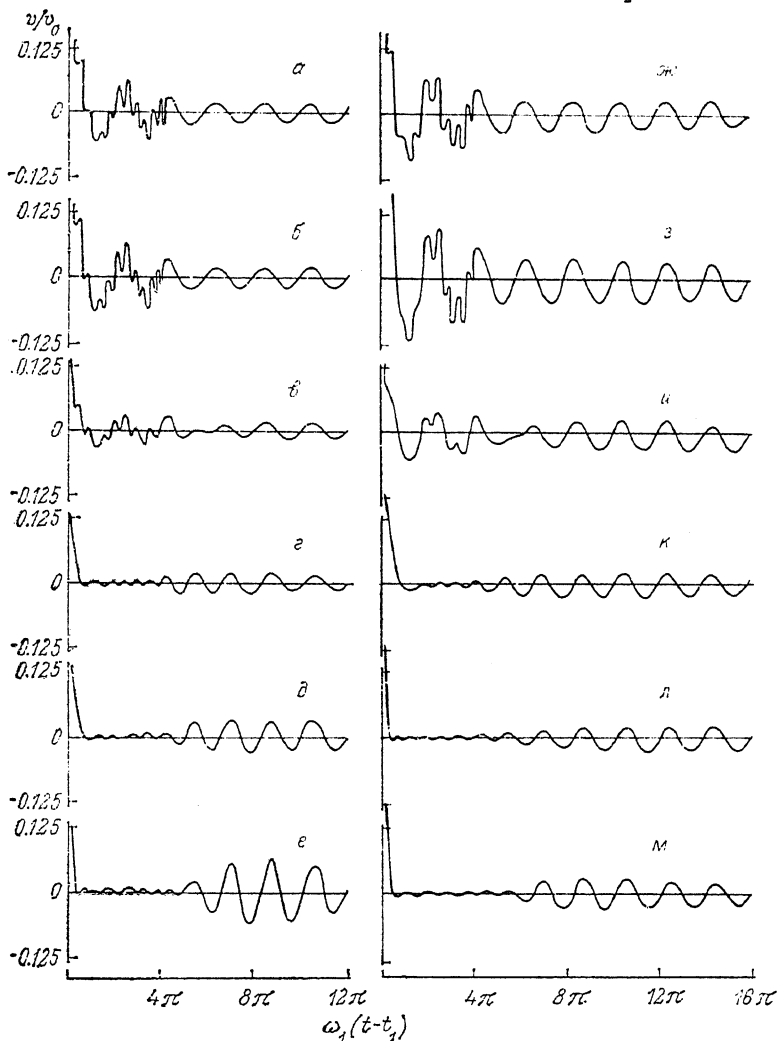


Рис. 3. Временные зависимости оптического отклика после действия штарковского импульса при $\delta_1 < 0$, $\delta_2 > 0$, $|\delta_2| > |\delta_1|$ (левый столбец), $\delta_1 > 0$, $\delta_2 > 0$, $\delta_2 > \delta_1$ (правый столбец).

Обозначения те же, что и на рис. 2.

Полученные аналитические выражения для отклика позволяют рассмотреть и случай $\delta_1 = 0$. Из рис. 1 видно, что резонансы в этом случае реализуются в моменты $t=0$ и на бесконечности (в зависимости от знака δ_2). При $\delta_2 < 0$ (случаи 1 и 2) соответствующий отклик представлен на рис. 4, *л*, а при $\delta_2 > 0$ (случаи 3 и 4) — на рис. 4, *м*. Видно, что поведение откликов существенно отличается друг от друга. При $\delta_2 < 0$ отклик представляет собой обычный осциллирующий сигнал ЗСП, продолжающийся вплоть до момента $2t_1$, после которого нутационный сигнал прене-

брежимо мал. Если $\delta_2 > 0$, то нутационный сигнал по мере увеличения $t-t_1$ проходит через пологий максимум и постепенно спадает с малой скоростью затухания. В обоих случаях мгновенная частота колебаний поляризованности при резонансе равна частоте Раби ω_1 .

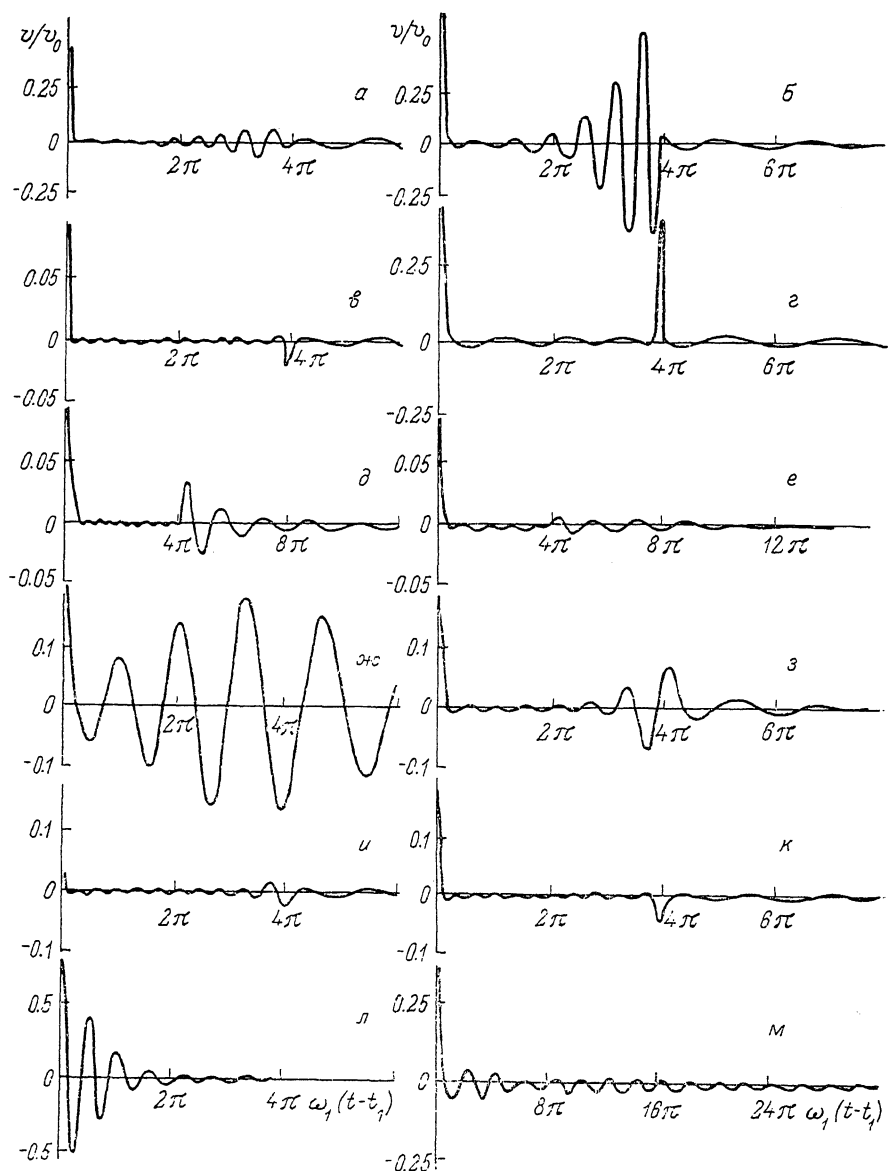


Рис. 4. Временные зависимости оптического отклика после действия штарковского импульса.

$\omega_1/\sigma, \delta_1/\omega_1, \delta_2/\omega_1$: а — 2, 1.5, 4; б — 2, —1.5, 4; в — 2, 3, 4; г — 2, —3, 4; д — 2, —1.5, —4; е — 2, 1.5, —4; ж — 2, 1, 1; з — 2, 2, 2; и — 1, 3, 3; к — 2, 3, 3; л — 4, 0, —4; м — 0.25, 0, 4, $\omega_1 t_1 = 4\pi$.

В рамках предложенного рассмотрения задачи получает объяснение эксперимент [14], в котором исследуется отклик примесных ионов Cr^{3+} в Al_2O_3 (рубин) после включения штарковского импульса. При $\delta_1 = 0$, $\omega_1 < \sigma$, $\delta_2 > \omega_1$ (рис. 4, м) временное поведение отклика очень похоже на экспериментально полученную зависимость в [14]. К сожалению, более детального сравнения с данными эксперимента провести не удастся из-за

отсутствия в [14] данных о величинах ω_1 и σ . В [14] приведены только величина площади импульса $\omega_1 t_1 = 4\pi$ и величина штарковского сдвига без указания его знака.

Полученные результаты можно обобщить и на случай двух и более штарковских импульсов. Из-за того что после второго штарковского импульса, подаваемого спустя τ после первого, в выражении для отклика будет присутствовать большее по сравнению с (4) число слагаемых, в том числе и описывающих нутационное эхо в момент $t_1 + t_2 + 2\tau$, уравнения на стационарную точку будут отличаться от (4), (5) временными параметрами. Так, для отклика, генерирующегося непосредственно после включения второго штарковского импульса длительностью t_2 , вместо $t - t_1$ в (4) и (5) следует подставить $t - t_1 - t_2 - \tau$, а вместо $t_1 - (t_2 \pm t_1)$; t_1 ; t_2 . Для отклика, генерирующегося спустя τ после включения второго штарковского импульса, в (4), (5) надо сделать замены $t - t_1 \rightarrow t - t_1 - t_2 - 2\tau$ и $t_1 \rightarrow (t_2 \pm t_1)$; t_1 ; t_2 . Все другие соображения, высказанные выше, остаются в силе и для двухимпульсного штарковского переключения, поэтому в общем случае должно генерироваться восемь нерезонансных эхо-сигналов и одно «главное» эхо в момент $t_0 = t_1 + t_2 + 2\tau$, происхождение которых будет определяться величинами и знаками отстроек δ_1 и δ_2 . Если $\delta_1 = 0$, $\delta_2 < 0$, то будет формироваться одно главное эхо в момент $t_1 + t_2 + 2\tau$, а при $\delta_2 < 0$ по бокам этого сигнала будут возникать нутационные эхо-отклики, имеющие такую же структуру, что и для одного штарковского импульса.

Таким образом, в настоящей работе показано, что в условиях воздействия на систему примесных атомов штарковских импульсов возникают дополнительные сигналы эха (одно после включения первого штарковского импульса и восемь после включения двух импульсов), обусловленные нулевыми биениями между колебаниями поляризованности на переменных частотах и обобщенной частоте Раби. В зависимости от знаков штарковского сдвига и отстройки частоты постоянного лазерного поля от центральной частоты перехода они формируются либо на основе нутационного, либо индукционного процессов. Очевидно, что полученные результаты справедливы и в радиочастотном диапазоне, где частотой перехода управляют с помощью импульсов постоянного магнитного поля. Следует отметить, что в этом случае условия для наблюдения описанных в работе явлений будут более благоприятными, поскольку в оптическом диапазоне из-за малости штарковских констант затруднительно, например, осуществить выход частоты поля за пределы неоднородно-уширенной линии, в то время как в радиочастотном диапазоне таких трудностей нет.

Выражаю благодарность А. С. Киндяку и Л. Н. Макутиной за помощь в компьютерной обработке аналитических результатов.

Список литературы

- [1] Brewer R. G., Shoemaker R. L. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. N 10. P. 631—634.
- [2] Brewer R. G., Shoemaker R. L. // Phys. Rev. A. 1972. V. 6. N 6. P. 2001—2007.
- [3] Brewer R. G. // Proc. of the Rank Prize Fund Symposium / Ed. R. A. Smith. London, 1976. P. 127.
- [4] Schmidt R. G., Bermann P. R., Brewer R. G. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. N 18. P. 1103—1106.
- [5] Brewer R. G., Hahn E. L. // Phys. Rev. A. 1975. V. 11. N 5. P. 1641—1649.
- [6] Шумейкер Р. // Лазерная и когерентная спектроскопия. М.: Мир, 1982. С. 235—459.
- [7] Рутковский И. З., Федорук Г. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 28. № 2. С. 87—89.
- [8] Кузьмин В. С., Сайко А. П. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 10. С. 266—268; 1990. Т. 32. № 2. С. 280—282.
- [9] Hopf F. A., Shea R. F., Scully M. O. // Phys. Rev. A. 1973. V. 7. N 6. P. 2105—2110.
- [10] Алексеев А. И., Башаров А. М. // ХЭТФ. 1979. Т. 77. № 2 (8). С. 537—547.
- [11] Schenzle A., Wong N. C., Brewer R. G. // Phys. Rev. A. 1980. V. 21. N 3. P. 887.
- [12] Найфэ А. Введение в методы возмущений. М.: Мир, 1984. С. 535.
- [13] Schenzle A., Eong N. C., Brewer R. G. // Phys. Rev. A. 1980. V. 22. N 2. P. 635.
- [14] Szabo A., Kroll M. // Opt. Lett. 1978. V. 2. N 1. P. 10—12.