Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 7, с. 506 – 508 © 2026 г. 10 апреля

Комментарий к статье “Световые сдвиги резонансов когерентного пленения населенностей в периодически-модулированном лазерном излучении” (Письма в ЖЭТФ 122, 139 (2025))

Е. А. Цыганков[1)]

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 21 октября 2025 г.
После переработки 15 января 2026 г.
Принята к публикации 26 февраля 2026 г.

В данном комментарии показано, что дополнительный к световому сдвиг частоты резонанса когерентного пленения населенностей, продемонстрированный в работе В. И. Юдин, М. Ю. Басалаев, А. В. Тайченачев, О. Н. Прудников, М. Д. Радченко, В. Г. Пальчиков, Письма в ЖЭТФ **122**, 139 (2025), связан с асимметрией резонанса, что говорит о неоднозначности наличия нового физического эффекта. Для этого в комментарии рассмотрен случай, когда фаза монохроматического излучения модулируется с частотой, соответствующей интервалу между основными уровнями Λ-схемы. На низкочастотный оптический переход настроена несущая, на высокочастотный — первая боковая полоса излучения. Приведены кривые, демонстрирующие противоположную асимметрию резонанса для случаев, когда дополнительный сдвиг отклоняется от светового в различные стороны.

DOI: 10.7868/S3034576626040109

В работе [1] представлено теоретическое исследование сдвига частоты резонанса когерентного пленения населенностей (далее для краткости – световой сдвиг/резонанс) для случаев полихроматического излучения, когда расстояние между спектральными компонентами сопоставимо с половиной или интервалом основного состояния Λ-схемы уровней ω_g; см. рис. 1. Ключевой идеей работы является учет “вклада, обусловленного биениями компонент поля”. Поясним, что это значит. Часто в теоретических работах вместо полихроматического по факту рассматривают бихроматическое излучение: учитывается поглощение и влияние на основное состояние только двух компонент, настроенных на оптические переходы Λ-схемы уровней. Учет всех остальных компонент сводится к световому сдвигу частоты резонанса. Этот подход в случае модуляции на частоте $\omega_g/2$, как следует из той же работы [1], чрезвычайно оправдан для тех экспериментальных условий, что имеют место в малогабаритных атомных часах.

Авторами [1] учтено поглощение и влияние этих компонент на основное состояние (распределение населенностей и недиагональный элемент), т.е. их вклад в амплитуду резонанса. Само по себе это не является новым; см., например, работы [2, 3], где во втором случае исследовалась ситуация асимметричного спектра излучения.

Главный вопрос связан с причиной, по которой возникает дополнительный к световому сдвиг частоты, полученный в работе [1]. Покажем, что он связан с асимметрией резонанса. Для этого рассмотрим поле вида

$$\mathcal{E}(t) = \frac{1}{2}\sum_{k=-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_k e^{-i(\omega_0+k\Omega)t} + \text{к. с.}, \tag{1}$$

причем несущая частота ω_0 соответствует низкочастотному переходу Λ-схемы уровней; см. рис. 1. Частота Ω близка к ω_g, интервалу между уровнями $|a\rangle$ и $|b\rangle$. Далее сразу приводим уравнения в резонансном приближении $\{\rho_{ea},\, \rho_{eb}\} \to \{\rho_{ea},\, \rho_{eb}\}\, e^{-i\omega_0 t}$:

$$i\frac{\partial}{\partial t}\rho_{ee} = V(t)(\rho_{ae}+\rho_{be}) - V^*(t)(\rho_{ea}+\rho_{eb}) - i\gamma\rho_{ee}, \tag{2a}$$

$$i\frac{\partial}{\partial t}\rho_{ea} = V(t)(\rho_{aa}+\rho_{ba}) - i\Gamma\rho_{ea}, \tag{2b}$$

$$i\frac{\partial}{\partial t}\rho_{eb} = \omega_g\rho_{eb} + V(t)(\rho_{ab}+\rho_{bb}) - i\Gamma\rho_{eb}, \tag{2c}$$

$$i\frac{\partial}{\partial t}\rho_{aa} = V^*(t)\rho_{ea} - V(t)\rho_{ae} - i\Gamma_g\rho_{aa} + i\gamma\rho_{ee}/2, \tag{2d}$$

$$i\frac{\partial}{\partial t}\rho_{ab} = \omega_g\rho_{ab} + V^*(t)\rho_{eb} - V(t)\rho_{ae} - i\Gamma_c\rho_{ab}, \tag{2e}$$

[1)] e-mail: tsygankov.e.a@yandex.ru

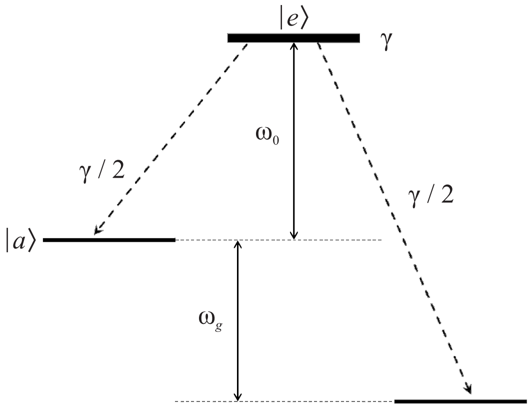

Рис. 1. Энергетическая диаграмма рассматриваемой схемы уровней. γ – скорость спонтанного распада возбужденного состояния, $\omega_g \ll \omega_0$

с законом сохранения $\mathrm{Sp}(\hat{\rho}) = 1$, где $V(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} V_k e^{-ik\Omega t}$, $V_k = d\mathcal{E}_k/2\hbar$, параметр Γ определяет полуширину оптических переходов, γ – скорость спонтанного распада верхнего уровня. Данную систему уравнений удобно решать, используя разложение элементов матрицы плотности в ряд Фурье по частоте Ω, что дает в установившемся режиме:

$$E = 2\frac{\Gamma}{\gamma}\sum_{s=-\infty}^{\infty} V_s \left\{ V_s \left[\frac{G}{(s\Omega)^2+\Gamma^2} + \frac{1-G}{(s\Omega-\omega_g)^2+\Gamma^2} \right] + \left[\frac{V_{s+1}}{(s\Omega)^2+\Gamma^2} + \frac{V_{s-1}}{(s\Omega-\omega_g)^2+\Gamma^2} \right] \mathrm{Re}(C) + \left[\frac{s\Omega V_{s+1}/\Gamma}{(s\Omega)^2+\Gamma^2} + \frac{(s\Omega-\omega_g)V_{s-1}/\Gamma}{(s\Omega-\omega_g)^2+\Gamma^2} \right] \mathrm{Im}(C) \right\}, \tag{3a}$$

$$\Gamma_g G = -2\sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma V_s}{(s\Omega)^2+\Gamma^2} \left[V_s G + V_{s+1}\mathrm{Re}(C) + (s\Omega/\Gamma)V_{s+1}\mathrm{Im}(C) \right] + \gamma E/2, \tag{3b}$$

$$(\delta + i\Gamma_c - \delta_0)\, C = \sum_{s=-\infty}^{\infty} V_{s-1}V_s \left[\frac{1-G}{s\Omega-\omega_g+i\Gamma} - \frac{G}{s\Omega - i\Gamma} \right], \tag{3c}$$

где

$$\delta_0 = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left[\frac{(V_{s-1})^2}{s\Omega-\omega_g+i\Gamma} - \frac{(V_{s+1})^2}{s\Omega-i\Gamma} \right] \tag{4}$$

есть комплексный световой сдвиг интервала между уровнями $|a\rangle$ и $|b\rangle$. В уравнениях выше E и G – нулевые гармоники населенностей ρ_{ee} и ρ_{aa}, C – первая гармоника ρ_{ab} по частоте Ω, т.е. амплитуда осцилляций недиагонального элемента основного состояния при $e^{-i\Omega t}$. Параметры $\Gamma_{g,\,c}$ учитывают релаксацию $\rho_{aa,\,bb}$ к равновесным значениям 1/2 и затухание ρ_{ab} соответственно. Расстройка δ есть разность между Ω и ω_g.

Рассмотрим, как и в работе [1], случай фазово-модулированного оптического поля, положив $\mathcal{E}_k = J_k(m)\mathcal{E}_0$ где $J_k(\cdot)$ – функции Бесселя первого рода порядка k. На рисунке 2 представлена зависимость частоты минимума E от индекса фазовой модуляции m, воспроизводящая результат рисунка 3 из [1], а также световой сдвиг, построенный по формуле (4). Как можно видеть, кривые пересекаются при $m \simeq 1.6$. При таком значении индекса фазовой модуляции наблюдается симметричный резонанс; см. рис. 3. На двух других панелях приведены контуры поглощения для случаев $m = 0.1$ и $m = 2$. Как можно видеть, резонанс асимметричен и “скошен” в противоположные стороны, что дает добавку к световому сдвигу противоположного знака.

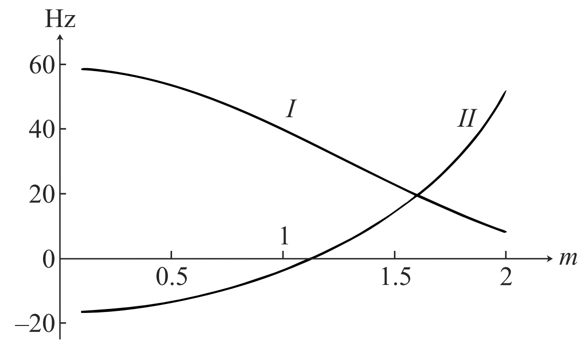

Рис. 2. Зависимость светового сдвига (кривая *I*) и положения минимума резонанса от индекса фазовой модуляции m (кривая *II*). Значения параметров: $\omega_g/2\pi = 6.384 \cdot 10^9$ Гц, $\Gamma = \omega_g/4$, $\gamma/2\pi = 5 \cdot 10^6$ Гц, $\{\Gamma_g,\, \Gamma_c\}/2\pi = \{50,\, 100\}$ Гц, $(V^2/\Gamma)/2\pi = 250$ Гц. Ширина оптических переходов и полевое уширение резонанса взяты достаточно большими, чтобы асимметрия резонанса была ярко выраженной. В численном счете учитывалось по 10 боковых полос с каждой стороны от несущей

В работе [1] не объясняется причина, по которой возникает дополнительный к световому сдвиг частоты, поэтому фразу “учет биений” можно понять так, что резонанс остается симметричным, но испытывает сдвиг частоты. Этим и вызвана публикация данного комментария. Стоит подчеркнуть, что само по себе использование термина “биения” неудачно, так как он подразумевает временные осцилляции, в то время как резонанс наблюдается в нулевой гармонике населенности верхнего уровня по частоте Ω. То есть исследуется поглощение, усредненное по периоду этой частоты.

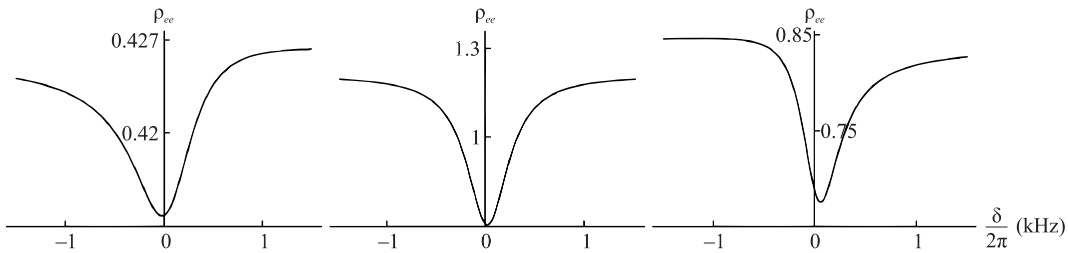

Рис. 3. Резонанс в единицах $2\gamma\Gamma/V^2$ ($V = d\mathcal{E}_0/2\hbar$) для значений индекса фазовой модуляции 0.1, 1.6, 2.0 слева направо соответственно. Значения параметров такие же, как в случае рис. 2. Для симметричного резонанса при $m = 1.6$ сдвиг частоты соответствует световому

Также следует сделать следующее замечание насчет случая $\Omega \simeq \omega_g$. Он не используется в малогабаритных атомных часах в силу ряда причин. Поэтому его теоретическое рассмотрение представляет не практический, а только академический интерес.

Говоря о результатах, полученных в [1] для случая $\Omega \simeq \omega_g/2$ и настройки первых боковых полос на оптические переходы, они очевидны. В случае поля с фазовой модуляцией, например, несущая и вторые боковые компоненты не дают вклада в асимметрию из-за равенства амплитуд и фаз. Но в условиях $V_{-2} \neq V_2$ или $\varphi_{-2} \neq \varphi_2$ он появляется. Нарушение симметрии задачи, очевидно, приводит к отклонению формы резонанса от лоренцевской и дополнительному к световому сдвигу частоты, что видно на рис. 4, 5 работы [1].

Таким образом, показано, что эффективный сдвиг частоты резонанса когерентного пленения населенностей, отмеченный в обсуждаемой работе [1], связан с асимметрией резонанса, что говорит о неоднозначности наличия какого-либо нового физического эффекта.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств темы государственного задания Физического института имени П. Н. Лебедева Российской академии наук. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

1. В. И. Юдин, М. Ю. Басалаев, А. В. Тайченачев, О. Н. Прудников, М. Д. Радченко, В. Г. Пальчиков, “Световые сдвиги резонансов когерентного пленения населенностей в периодически-модулированном лазерном излучении”, Письма в ЖЭТФ **122**, 139 (2025) [V. I. Yudin, M. Yu. Basalaev, A. V. Taichenachev, O. N. Prudnikov, M. D. Radchenko, and V. G. Palchikov, “Light shifts of coherent population trapping resonances in a periodically modulated laser field”, JETP Lett. **122**, 144 (2025)].
2. D. S. Chuchelov, V. V. Vassiliev, M. I. Vaskovskaya, V. L. Velichansky, E.Ȧ. Tsygankov, S. A. Zibrov, S. V. Petropavlovsky, and V. P. Yakovlev, Phys. Scr. **93** 114002 (2018).
3. D. S. Chuchelov, E. A. Tsygankov, M. I. Vaskovskaya, S. A. Zibrov, V. L. Velichansky, S. V. Petropavlovsky, and V. P. Yakovlev, “Study of factors affecting the light shift of the CPT resonance”, J. Phys. Conf. Ser. **1686**, 012029 (2020).