

ПО ПОВОДУ СТАТЬИ "ОБ АНОМАЛИЯХ ЭЛЕКТРОННОЙ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПЛАСТИН"

М.И.Каганов, С.С.Недорезов

В нашей работе [1] предсказывались квазипериодические осцилляции электронной магнитной восприимчивости пластин в магнитном поле, параллельном границам, обусловленные электронами, квазиклассические орбиты которых касаются двух границ пластины. При касании орбиты, действительно, происходит сравнительно резкая перестройка энергетического спектра электронов, что (по нашему мнению) могло привести к появлению периодического слагаемого с амплитудой степенным образом зависящей от параметра квазиклассичности $\kappa = 1/n$ (n — число квантов потока магнитного поля, проходящего через экстремальную орбиту, касающуюся двух границ пластины). Расчет велся с помощью формулы Пуассона. Анализ показал, что в [1] при расчете была допущена ошибка. Переход от одного участка спектра (отражающиеся электроны) к другому (электроны, не сталкивающиеся с границами пластины) недостаточно резок ($\Delta\epsilon \sim n^{-2/3}$), из-за чего амплитуда (формально) $\sim \exp(-1/\kappa^{1/3})$. Однако расчет экспоненциально малых членов не может быть произведен с использованным в [1] квазиклассическим спектром.

Таким образом, в настоящее время нет оснований утверждать, что в диамагнитной восприимчивости диэлектрических пластин должна наблюдаться осциллирующая зависимость от магнитного поля.

[1] М.И.Каганов, С.С.Недорезов. Письма в ЖЭТФ, 18, 330, 1973.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ УШИРЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ В РУБИНЕ МЕТОДОМ СВЕТОВОГО ЭХА

*У.Х.Копвиллем, В.Р.Нагибаров, В.А.Пирожков, В.В.Самарцев,
Р.Г.Усманов*

Из анализа экспериментальных зависимостей светового эха от поляризации, контура, направлений распространения возбуждающих импульсов, от напряженности постоянного магнитного поля и от времени между импульсами — τ , получено, что решающий вклад в затухание эха в рубине при концентрации ионов $\text{Cr}^{3+} \sim 0,1$ ат. % дают магнитные диполь-дипольные взаимодействия. Установлено, что это затухание определяется экспонентой $-\exp\{-A\sqrt{\tau}\}$, где A — константа затухания, соответствующая магнитным диполь-дипольным взаимодействиям.

Метод светового эха [1, 2] является эффективным как в исследованиях природы уширения резонансных линий и характеристических времен релаксаций [3 – 5], так и при анализе динамики генерации световых импульсов излучение их формы и спектрального состава. Такая возможность обусловлена тем, что оптическая квантовая система состоит из набора квазинезависимых "спиновых пакетов", по-разному взаимодействующих с каждым из возбуждающих импульсов. Поэтому аномалии в форме и моментах появления когерентных откликов в большой степени связаны с тем, насколько сильно последовательность возбуждающих импульсов комбинирует эти элементарные акты ион-фотонного взаимодействия. Расчет показывает, что при нерезонансном и многочастотном возбуждении когерентных откликов должны наблюдаться временные сдвиги, искажения формы и изменения релаксационных характеристик светового эха. По мере укорочения длительности импульсов (a , следовательно, уширения их спектров) эти явления все больше себя проявляют, что и подтверждается проведенными нами экспериментами.

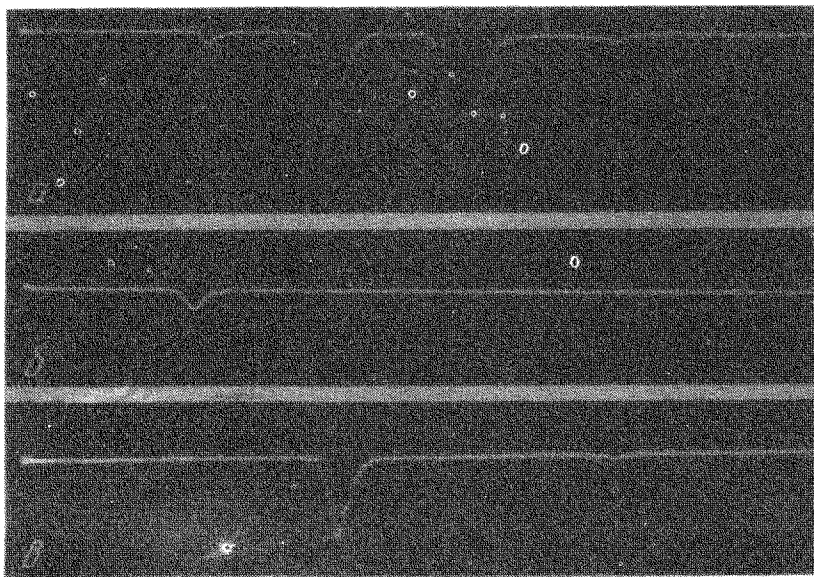


Рис. 1. Осциллограммы наблюдаемых сигналов светового эха в рубине: $\tau = 44,5$ нсек; $H \parallel C_0$, где C_0 – оптическая ось в рубине; $H = 200$ э; a – два возбуждающих лазерных импульса и сигнал светового эха (третий слева); b – воздействие только первого импульса; эхо отсутствует; c – воздействие только второго импульса; эхо отсутствует

Сигнал светового эха представляет собой когерентный спонтанный оптический отклик резонансной среды на двухимпульсное лазерное воздействие. Длительность возбуждающих импульсов – Δt и время между ними – τ должны быть короче всех необратимых времен релаксации. На рис. 1 приведены зафиксированные нами экспериментально осциллограммы сигналов в рубине. Как видно из рис. 1, a , максимум сигнала светового эха имеет место в момент времени 2τ . Направление волнового

вектора $-k_3$ этого сигнала удовлетворяет следующему условию пространственного синхронизма: $k_3 = 2k_2 - k_1$, где k_η — волновые векторы возбуждающих импульсов ($\eta = 1, 2$). Однако, в ряде случаев имел место сдвиг момента появления максимума эха от момента 2τ на 4 — 5 нсек. Кроме того, была замечена корреляция между формой эха и контуром возбуждающих импульсов. Осциллограммы таких сигналов (будем называть их "аномальными") приведены на рис. 2.

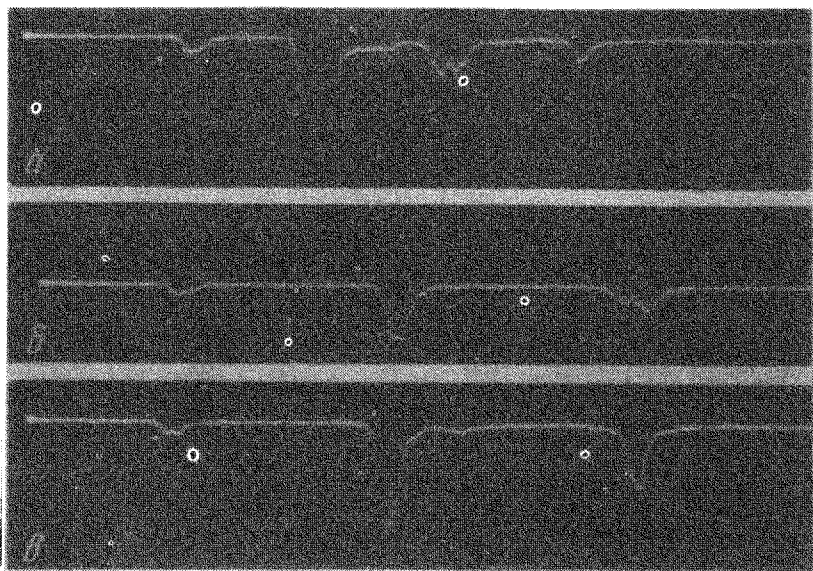


Рис. 2. Осциллограммы "аномальных" сигналов светового эха: *a* — сигнал светового эха с отличным от гауссова контура; $\tau = 44,5$ нсек; $H \parallel C_0$ и $H = 65$ э (четвертый сигнал слева легко устраняется диафрагмированием первых двух возбуждающих импульсов); *б* — то же; $\tau = 82$ нсек, $H \parallel C_0$ и $H = 210$ э; *в* — сдвиг момента появления сигнала светового эха; $\tau = 82$ нсек; $H \parallel C_0$ и $H = 210$ э

Рабочий образец, представлявший из себя пластину (со сторонами 1×1 см² толщиной 0,07 см) кристалла Al_2O_3 с концентрацией ионов $Cr^{3+} \sim 0,1$ ат. % находился при температуре жидкого гелия. Возбуждение осуществлялось излучением рубинового лазера (активный элемент которого находился при температуре жидкого азота) на длине волны $\lambda \approx 6935$ Å. В этих условиях частота генерации рубинового лазера (работающего в режиме активной модуляции добротности) и частота перехода ${}^4A_2 (M = \pm 1/2) \leftrightarrow {}^2E (\bar{E})$ в исследуемом образце совпадают. Длительность импульса составляла 7 — 10 нсек, а время между импульсами варьировалось в пределах 40 — 120 нсек. Прием световых сигналов осуществлялся с помощью скоростного фотоприемника ЭЛУ-ФТ с разрешением не хуже 2,7 нсек, с выхода которого сигнал поступал на из-

меритель временных интервалов И2-7 (развертка ~ 250 нсек). Постоянное магнитное поле H создавалось катушками Гельмгольца.

Снятые нами экспериментально зависимости интенсивности эха I от τ и от угла ϕ между анализатором фиксации эха и векторами поляризации возбуждающих импульсов $- I_1, I_2$ ($I_1 \parallel I_2$), приведены на рис. 3. Теоретические исследования механизмов затухания в рубине [6] показали, что при концентрации $Cr^{3+} \sim 0,1$ ат. % среди них могут доминировать следующие: 1) электрические диполь-дипольные взаимодействия ионов Cr^{3+} ; 2) магнитные диполь-дипольные взаимодействия ионов Cr^{3+} ; 3) электронно-ядерные взаимодействия $Cr^{3+} \leftrightarrow Al^{27}$.

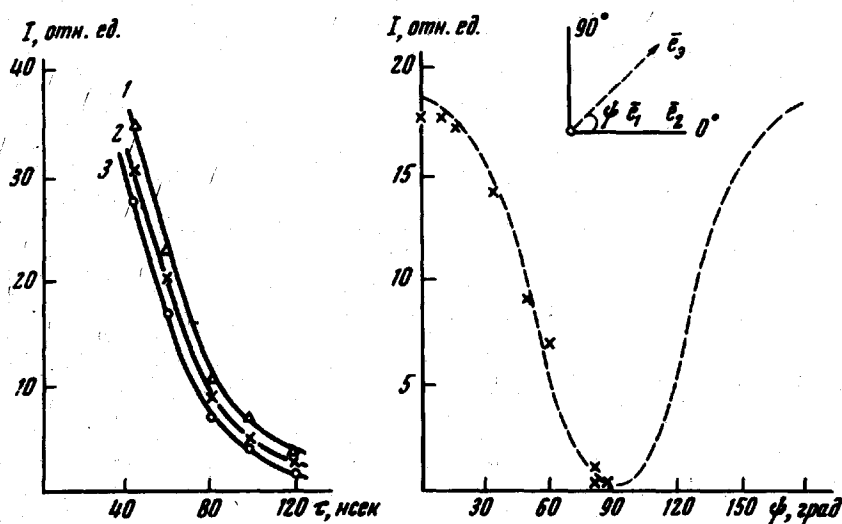


Рис. 3. Зависимости интенсивности светового эха от τ и ψ :
 а - 1 - в поле $H = 200$ э; 2 - $H = 250$ э; 3 - $H = 177$ э; б - ψ -
 угол между анализатором фиксации эха и линейной поляризацией первого и второго импульсов; $I_1 \parallel I_2, I_3$ - вектор поляризации эха

Оценки показывают, что в силу малой заселенности возбужденных электронных уровней (из-за чего "флип-флоп" - процессы "заморожены") время релаксации, обязанное механизму 1, не будет короче $5 \cdot 10^{-7}$ сек. Остальные два механизма по разному влияют на формирование эха. При доминировании механизма 2 спад интенсивности эха с увеличением τ должен носить монотонный характер. При доминировании механизма 3, за счет сверхтонкого взаимодействия, на ядрах Al^{27} будет наводиться поперечная компонента намагниченности, которая при прецессии будет модулировать расщепление рабочих электронных уровней, что, в итоге, модулирует зависимость $- I(\tau)$ [4]. В условиях нашего эксперимента кривая $I(\tau)$ носит, как видно из рис. 3, а, монотонный характер, что позволяет сделать вывод о решающем вкладе в затухание эха магнитных диполь-дипольных взаимодействий.

Исследование экспериментальной кривой $- I(\tau)$ показало, что спад интенсивности с увеличением τ определяется функцией $-\exp(-A\sqrt{\tau})$,

где константа спада A равна $1,7 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1/2}$. Теоретические расчеты этой компоненты с учетом магнитных диполь-дипольных взаимодействий между ионами Cr^{3+} по методике работы [6] дают $A \approx (4 + 6) \times 10^5 \sqrt{C}$, где C — концентрация ионов хрома. Поскольку C в исследуемом образце порядка 10^{-3} , то, по-видимому, магнитные диполь-дипольные взаимодействия объясняют характер спада кривой $I(\tau)$. Этот вывод подтверждается и теорией Андерсона [7], в рамках которой "корневой" слой объясняется вкладом в релаксацию диполь-дипольных взаимодействий. В частности, в случае квадруполь-квадрупольного взаимодействия по этой теории должен иметь место спад $\sim \exp\{-B\tau^{3/8}\}$, где B — константа спада [7, 5]. Таким образом, характер спада может служить критерием доминирования определенного типа взаимодействий. Поляризационная кривая $I(\psi)$ (рис. 3, б), полученная нами, в отличие от [2], для случая $l_1 || l_2$, имеет минимум для значений $\psi = n(\pi/2)$, где $n = 1, 3, 5, \dots$. Как известно [2], для случая $l_1 \perp l_2 = 45^\circ$ поведение поляризационной кривой носило аналогичный характер. Такое поведение поляризации эха, как следует из теории [8], определяется типом перехода ($J = 1/2 \leftrightarrow J' = 1/2$).

Анализ условий появления искажений формы эха и сдвига его максимума позволяет сделать предположение, что поскольку в рубине неоднородная ширина $\Delta\nu^* \sim 10^9 \text{ гц}$, то импульсы с $\Delta t \sim 10 \text{ нсек}$ будут возбуждать не всю неоднородно-уширенную линию, а лишь группу спиновых пакетов. При этом форма эха будет чувствительна к тому, какая часть контура резонансной линии будет "вырезаться" импульсом и будет зависеть от формы импульсов. Оценки величины сдвига максимума эха по формулам работы [9] дают заниженные значения сдвига по сравнению, имевшим место в нашем эксперименте (4 — 5 нсек).

Авторы благодарны В.Г.Торопову, и А.М.Шегеде за помощь в проведении эксперимента.

Казанский физико-технический институт

Академии наук СССР

Калининградский
государственный университет

Поступила в редакцию

12 мая 1974 г.

После переработки

20 июня 1974 г.

Литература

- [1] У.Х.Копвиллем, В.Р.Нагибаров. ФММ, 15, 313, 1963; У.Х.Копвиллем, В.Р.Нагибаров, В.А.Пирожков, В.В.Самарцев, Р.Г.Усманов. ФТТ, 14, 1794, 1972; Изв. АН СССР, серия физическая, 37, 2107, 1973.
- [2] I.D.Abella, N.A.Kurnit, S.R.Hartmann. Phys. Rev. Lett., 13, 567, 1964; Phys.Rev., 141, 391, 1966.
- [3] С.С.Алимпиев, Н.В.Карлов. ЖЭТФ, 63, 482, 1972.
- [4] D.Grischkowsky, S.R.Hartmann. Phys. Rev., 2B, 60, 1970.
- [5] A.Compaan. Phys. Rev., 5B, 4450, 1972.
- [6] У.Х.Копвиллем, В.Р.Нагибаров. ФТТ, 5, 2940, 1963; Изв. высш.уч. зав., серия радиофизика, 7, 1204, 1964.

- [7] P.W.Anderson. Phys. Rev., 82, 342, 1951; J.R.Klauder, P.W.Anderson. Phys. Rev., 125, 912, 1962.
- [8] А.И.Алексеев, И.В.Евсеев. ЖЭТФ, 56, 2118, 1969; 57, 1735, 1969.
- [9] А.Г.Шагидуллин. Сб. "Световое эхо", Казань, изд. КГПИ, 1973, стр. 107.
-