

01

Перенос частоты оптически детектируемого магнитного резонанса и наблюдение эффекта Ханле в ненулевом магнитном поле

© А.К. Вершовский, М.В. Петренко

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: antver@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 12.12.2022 г.
В окончательной редакции 12.12.2022 г.
Принята к публикации 23.12.2022 г.

В однолучевой схеме оптической накачки реализован метод переноса частоты оптически детектируемого магнитного резонанса как вверх, так и вниз на произвольную величину посредством модуляции линейно поляризованной компоненты луча. Продемонстрирована возможность наблюдения резонанса Ханле в виртуально обнуленном при переходе во вращающуюся систему координат магнитном поле. Проведен модельный эксперимент, подтверждающий принципиальную осуществимость и эффективность метода.

Ключевые слова: оптически детектируемый магнитный резонанс, перенос частоты оптического резонанса, эффект Ханле, схема Белла-Блума, квантовый магнитометр.

DOI: 10.21883/OS.2023.01.54530.4439-22

Введение

В 1924 г. Вильгельм Ханле опубликовал сообщение [1] о нетривиальной зависимости поляризации переизлученного атомами света от величины магнитного поля, а в 1961 г. Белл и Блум впервые продемонстрировали [2] возможность оптической накачки и возбуждения магнитного резонанса (МР) в атомной среде посредством модуляции накачивающего луча. Поперечный по отношению к вектору индукции магнитного поля (МП) циркулярно поляризованный луч был модулирован на частоте ω_p . При совпадении этой частоты с ларморовой частотой $\omega_L = \gamma B_0$ (γ — гиромагнитное отношение, B_0 — модуль индукции МП) они зарегистрировали МР с параметрами не худшими, чем в „классической“ схеме, т.е. при воздействии на атомы радиочастотного поля с той же частотой. Белл и Блум предложили следующую трактовку этого эффекта: луч, который включается только в определенные моменты времени с частотой $\omega \approx \omega_L$, можно рассматривать как неподвижный не только в лабораторной системе координат (СК), но и в СК, которые вращаются как по часовой стрелке, так и против с частотой ω (рис. 1).

Будем считать, что вектор индукции МП направлен вдоль оси z лабораторной декартовой СК, луч накачки — вдоль оси x . В СК $0x'y'z$, которая вращается с частотой $\omega = \omega_L$ (в том же направлении, что и атомные магнитные моменты), воздействующее на атомные моменты эффективное МП обнуляется: $B'_0 = B_0 - \omega_L/\gamma = 0$, и накачка магнитных моментов происходит в направлении распространения луча. Оказывается, что во вращающейся СК эффект поперечной накачки (эффект Белла и Блума) может быть объяснен так же, как объяснил открытый им эффект сам Ханле [1]: в достаточно слабом магнитном поле ($B_0/\gamma = \omega_L < 1/\tau$,

где τ — время релаксации) излучающий диполь релаксирует прежде, чем прецессия успеет усреднить параметры его взаимодействия (поглощения, преломления, переизлучения) с излучением.

Оба эффекта — и эффект Ханле, и эффект Белла и Блума допускают другие трактовки, не использующие классическую теорию динамики магнитного момента в МП. В частности, наиболее очевидное объяснение эффекта Белла и Блума дает теория параметрического резонанса: модулируя параметры резонансной системы (например — скорость накачки), можно вызвать резонанс в этой системе. Не столь очевидна, но несомненна связь эффекта Белла и Блума с явлением когерентного пленения населенностей. Оба эффекта (Белла и Блума и Ханле) также могут быть интерпретированы в терминах интерференции атомных состояний (или, как иногда называют проявления этой интерференции, „квантовых биений“). На связь эффекта Ханле с эффектами пересечения уровней, регистрируемыми в ненулевых полях, в 1961 г. указал П.А. Франкен [3], трактовка эффекта Ханле в рамках теории интерференции атомных состояний была предложена Е.Б. Александровым и соавторами в 1965 г. [4], а в 1967 г. Александров предложил идею магнитометра на эффекте Ханле [5]. Эта идея, будучи дополнена открытым У. Хаппером эффектом подавления спин-обменной релаксации в условиях высоких концентраций атомов и высоких скоростей оптической накачки [6,7], легла в основу разработки наиболее чувствительных на сегодняшний день магнитометров нулевого поля SERF (spin-exchange relaxation free) [8].

Но наиболее подходящей к теме данной статьи является трактовка в рамках классической динамики магнитных моментов, использованная Ханле в [1] и Беллом и Блумом в [2] (рис. 1). Предположение о том, что

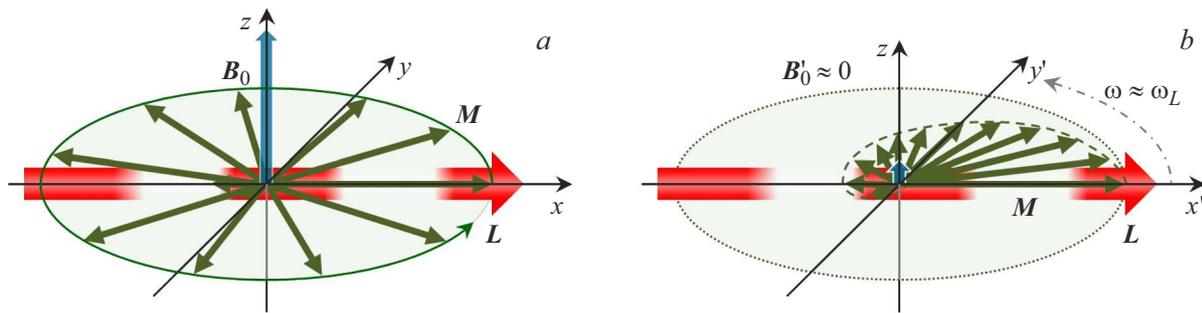


Рис. 1. Динамика магнитного момента M атомного ансамбля в поле B_0 при накачке лучом L , импульсно модулированным по интенсивности с частотой ω , близкой к частоте ларморовой прецессии ω_L : a — в лабораторной системе координат $Oxyz$; b — в системе координат $Ox'y'z$, вращающейся вокруг оси z с частотой ω . При достаточно высоком коэффициенте скважности модуляции луч можно считать неподвижным в обеих СК.

эквивалентность магнитного поля и вращения системы координат для атомного перехода — не просто удобный математический прием, а физическая реальность — устраняет разницу между этими эффектами.

Благодаря появлению компактных однодиодных лазеров последние два десятилетия ознаменовались резким ростом интереса к квантовым датчикам с оптической накачкой [8–14]; замена спектральных ламп (также названных в честь Белла и Блума) лазерами сделала возможной модуляцию любых параметров излучения накачки — интенсивности, частоты, поляризации. Поэтому схема Белла и Блума, в свое время не получившая распространения из-за ограниченной осуществимости, в настоящее время широко применяется при разработке квантовых датчиков — как магнитометров, так и гироскопов. В частности, эта схема позволяет исключить из схемы датчика радиочастотные поля, и тем самым подавить взаимные помехи при работе датчиков в массиве; это критически важно для решения наиболее амбициозных задач современной квантовой магнитометрии — создания магнитокардиологических и магнитоэнцефалографических комплексов [15–22]. Эффект был подробно исследован в работах Д. Будкера, А. Вайса (Weis) и соавторов [23–26], в частности, в [24] были исследованы параметрические зависимости эффекта Белла и Блума на сверхтонких переходах в основном состоянии Cs.

В работе [2] МР и накачивался, и детектировался на частоте $\omega_p \approx \omega_L$. В работе [25], а затем [26,27] накачка и детектирование производились частотно модулированным линейно поляризованным лазерным лучом, и наблюдались резонансы выстраивания на частоте накачки и двойной частоте. Там же впервые был предложен перенос резонанса из области нулевых частот вследствие модуляции луча накачки-детектирования.

В настоящей работе мы предлагаем продолжение этих экспериментов. Мы предлагаем сдвигать частоту детектируемого МР, модулируя детектирующий (пробный) луч на произвольной частоте — как равной частоте накачки, так и отличающейся от нее. К этому случаю применима та же логика, что была изложена выше:

детектирующий луч, модулированный на частоте ω_d , неподвижен в лабораторной СК и в двух СК, вращающихся с частотой ω_d . При этом индукция эффективного МП равна $B'_0 = B_0 \pm \omega_d/\gamma$ (знак зависит от направления вращения СК), и наблюдаемая частота МР равна $|\Delta\omega|$ ($\Delta\omega \equiv \omega_p \pm \omega_d$) — здесь учтено, что вынужденная прецессия атомных магнитных моментов происходит не на ларморовой частоте ω_L , а на частоте вынуждающего воздействия ω_p .

Этот вывод можно считать тривиальным, поскольку техника переноса частоты оптических сигналов из области низких частот посредством использования дисковых модуляторов (стробоскопов) использовалась еще на заре развития оптики. Очевидны преимущества такого переноса в задачах измерения сверхслабых и нулевых МП, в которых частоты регистрируемых сигналов лежат в области доминирования фликкер-шумов лазерного излучения. Модуляция детектирующего луча использовалась для получения гармоник сигнала выстраивания атомных моментов в упомянутых выше работах [25,26]. Интересна в этом смысле также работа [28], в которой эффект квантовых биений наблюдали, физически вращая квантовый центр на азотно-вакансионном (NV^-) центре в алмазе.

Но, поскольку в случае МР сдвиг частоты может быть описан не только как результат банального гетеродинамирования, но и как следствие изменения действующего на атомы эффективного поля, мы можем рассчитывать не только на практическое применение, но и на некие новые трактовки известных физических эффектов. Таким образом, предложенная техника представляет методологический интерес.

В частности, модуляция пробного луча на частоте $\omega_d = \omega_p \approx \omega_L$ позволяет наблюдать МР на частоте $\Delta\omega = 0$. Действительно, включающийся на короткие промежутки времени пробный луч при этом будет детектировать атомные моменты в одной и той же фазе прецессии. В другой возможной трактовке — в СК, вращающейся с угловой скоростью $\omega_d = \omega_L$, эффективное МП равно нулю, и следовательно, наблюдаемый

резонанс квантовых биений является резонансом Ханле [29], хотя возникать может в поле любой величины. Как и подобает резонансу Ханле, он наблюдается при выполнении условия $\Delta\omega < \Gamma$, где $\Gamma = 1/\tau$ — скорость релаксации магнитных моментов, и проявляется прежде всего в повороте поляризации пробного излучения на нулевой частоте.

Постановка задачи

Техника переноса частоты МР и наблюдения резонанса Ханле в ненулевом поле была опробована в однолучевом датчике МП, построенном в соответствии с предложенной нами ранее схемой [30]. Для накачки и детектирования МР в этой схеме используется один луч с эллиптичностью, меняющейся во времени с частотой ω_L : от левой круговой поляризации к линейной и далее — к правой круговой. Циркулярно поляризованная компонента при этом осуществляет (по методу Белла и Блума) оптическую накачку, а линейно поляризованная — детектирование магнитного резонанса. Измеряемой величиной является поворот азимута линейной поляризации при взаимодействии с оптически ориентированными атомами. В данной работе мы модифицировали эту схему, заменив синусоидально модулированную во времени накачку импульсной и развязав частоты детектирования и накачки.

Сигналы, управляющие эллиптичностью поляризации луча накачки (рис. 2), можно записать следующим образом:

$$S_1(t) = 2\Theta[\sin(\omega_p t)] - 1, \quad (1)$$

$$S_2(t) = \Theta \left[k_D - \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \arcsin(\cos(\omega_d t)) \right], \quad (2)$$

где $\Theta(x)$ — функция Хэвисайда: $\Theta(x) = 1$ при $x \leq 0$ и $\Theta(x) = 0$ при $x > 0$. Сигнал S_1 отвечает за циркулярную компоненту накачки, сигнал S_2 с коэффициентом заполнения k_D — за линейную. Степень эллиптичности поляризации на выходе электрооптического модулятора пропорциональна приложенному напряжению. На вход модулятора подается напряжение $U(t) = AS_1(t)(1 - S_2(t))$, где A — постоянный коэффициент. Коэффициент A выбран таким, что при изменении $U(t)$ в интервале от $-A$ до $+A$ эллиптичность изменяется от -1 до $+1$ (от -45° до $+45^\circ$ в терминах фазовой задержки). Если частоты ω_p и ω_d удовлетворяют условию $\omega_d/\omega_p = m/n$, где n и m — целые числа, функция $U(t)$ является периодической с периодом $m2\pi/\omega_p = n2\pi/\omega_d$. На рис. 2, 3 представлен случай, когда частоты отличаются на 5% ($m = 19, n = 20$).

Сложная модуляция луча накачки-детектирования при несовпадении частот f_p и f_d приводит к появлению дополнительных спектральных компонент (рис. 3, a), в том числе и в окрестности частоты резонанса (рис. 3, b): в спектре накачки появляется компонента на частоте $f_p - 2\Delta f$, где $\Delta f \equiv \Delta\omega/(2\pi) = f_p - f_d$ и существенно

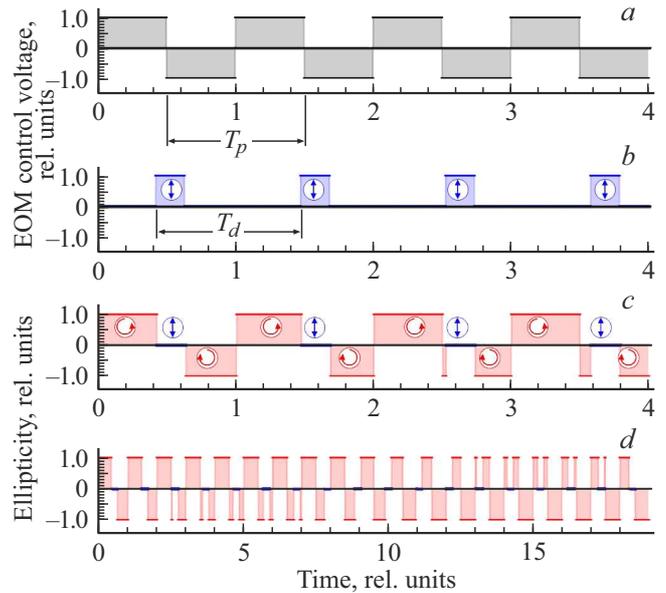


Рис. 2. Принцип формирования луча накачки-детектирования: *a* — управляющий сигнал S_1 , модулированный на частоте $f_p = \omega_p/(2\pi) = 1/T_p = 1.0$; *b* — управляющий сигнал S_2 , модулированный на частоте $f_d = \omega_d/(2\pi) = 1/T_d = 0.95$, $k_D = 0.2$; *c, d* — временная диаграмма эллиптичности луча накачки-детектирования при $f_p = 1.0$, $f_d = 0.95$, $k_D = 0.2$; синим цветом выделены интервалы, в которых луч линейно поляризован. Стрелками показаны состояния поляризации луча.

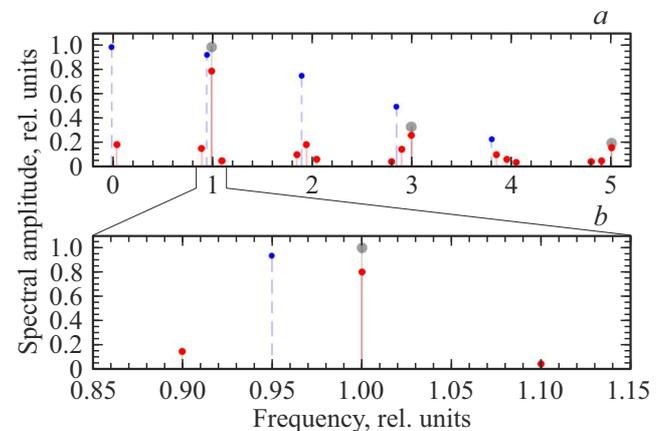


Рис. 3. Спектр излучения накачки-детектирования при $f_p = 1.0$, $f_d = 0.95$: *a* — в интервале $(0-5)f_p$; *b* — в интервале $(0.85-1.15)f_p$; серым цветом выделена исходная спектральная амплитуда луча накачки, соответствующая рис. 2, *a*; синим цветом выделена спектральная амплитуда луча детектирования, соответствующая рис. 2, *b*; красным цветом выделена спектральная амплитуда эллиптичности луча накачки в присутствии модулированного луча детектирования, соответствующая рис. 2, *c, d*.

более слабая компонента на частоте $f_p + 2\Delta f$. Возникающих при этом искажений МР можно избежать выбором либо кратных частот f_p и f_d , либо таких, для которых $2\Delta f \ll \Gamma/(2\pi)$.

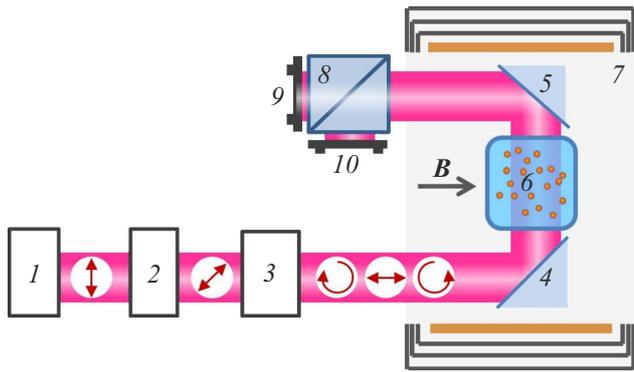


Рис. 4. Упрощенная схема эксперимента: 1 — полупроводниковый лазер с внешним резонатором, 2 — оптический изолятор, 3 — электрооптический модулятор поляризации, 4, 5 — зеркала, 6 — газовая ячейка с парами Cs, 7 — магнитный экран с соленоидом, 8 — поляризационный светоделительный куб, 9, 10 — фотоприемники. Стрелками указаны состояния поляризации луча; после ЭОМ они соответствуют разным фазам модуляции.

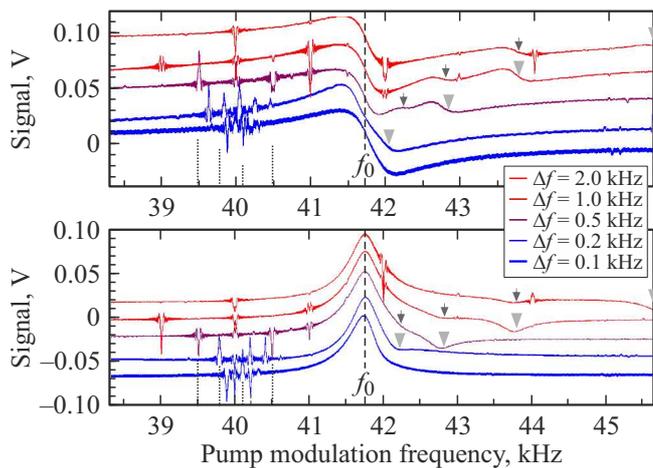


Рис. 5. Записи двух квадратурных компонент МР при сканировании частот f_p и f_d в окрестности МР при постоянной разности Δf между ними. Сигнал МР детектировался на частоте Δf (0.1–2.0 kHz). Крупными стрелками отмечен сигнал, вызванный спектральной компонентой на частоте $f_p - 2\Delta f$, маленькими стрелками — сигнал, вызванный спектральной компонентой на частоте f_d .

Эксперимент

Экспериментальная часть работы была осуществлена на установке, описанной в [30,31] и представляющей собой помещенный в стабилизатор МП макет магнитометрического датчика с внешним источником накачки (рис. 4).

Кубическая ячейка размером $8 \times 8 \times 8$ mm содержала насыщенные пары цезия и азот под давлением ~ 100 Torr и размещалась в центральной области многослойного магнитного экрана, в котором с помощью схемы актив-

ной стабилизации поддерживалась индукция МП в интервале $5\text{--}12 \mu\text{T}$. Эллиптичность поляризации лазерного излучения была модулирована с помощью ЭОМ при постоянной интенсивности этого излучения. Измеряемой величиной являлся угол поворота азимута поляризации линейно поляризованной компоненты луча.

На рис. 5 приведены записи двух квадратурных компонент МР при сканировании частот f_p и f_d в окрестности МР при постоянной разности Δf между ними (от записи к записи Δf варьировалась от 0.1 до 2.0 kHz, синхронное детектирование оцифрованного сигнала производилось численно на частоте Δf). Амплитуда перенесенных вниз (гетеродинированных) сигналов составляет примерно 30% от исходной амплитуды, что объясняется перераспределением сигнала по гармоникам. Помимо основного сигнала МР, наблюдается сигнал, обусловленный спектральной компонентой накачки на частоте $f_p - 2\Delta f$ (рис. 3, b), и совсем слабый сигнал, обусловленный деструктивным вкладом луча детектирования в накачку на частоте f_d . „Дребезг“, наблюдаемый в окрестности частоты $40 \text{ kHz} \pm n\Delta f$ (n — целое число), обусловлен биениями с частотой оцифровки сигнала (10 kHz).

Аналогичные резонансы с близкими параметрами наблюдались и на частотах $f_p + f_d$. Таким образом, нами успешно осуществлен перенос сигнала вверх и вниз по частоте.

Далее мы исследовали возможность переноса резонанса на нулевую частоту, т.е. возможность наблюдения эффекта Ханле в ненулевом магнитном поле (частота МР $f_L = 20$ kHz). Результаты приведены на рис. 6, 7. На рис. 6 приведены зависимости параметров резонансов, продетектированных на нулевой (сигнал Ханле), первой и второй гармониках частоты f_d , от коэффициента заполнения пробного импульса k_D . При оптимальных значениях $k_D = 0.2\text{--}0.3$ амплитуда сигнала Ханле превышает амплитуды остальных сигналов в 1.5–2 раза. Ширины сигналов (все они приведены в шкале f_d) различаются не столь существенно. Вид исходного сигнала, содержащего все три гармоники, приведен на врезке на рис. 7. Далее при значении $k_D = 0.2$, обеспечивающем максимальную крутизну резонанса, мы варьировали разностную частоту Δf от нуля до 2 kHz ($\Delta f \ll f_L$) и измеряли два типа отклика — на нулевой частоте и на частоте Δf (рис. 7).

Обсуждение

Следует отметить некоторые особенности результатов, приведенных на рис. 7. Во-первых, помимо уже обсуждавшегося ранее сигнала на разностной частоте Δf (синий пунктир на рис. 7), а также сигнала, регистрируемого на нулевой частоте при $\Delta f \ll \Gamma/(2\pi)$ (сигнал Ханле — красная сплошная линия на рис. 7), мы зарегистрировали на нулевой частоте еще один сигнал, характеризующийся при $\Delta f > \Gamma/(2\pi)$ примерно постоянной

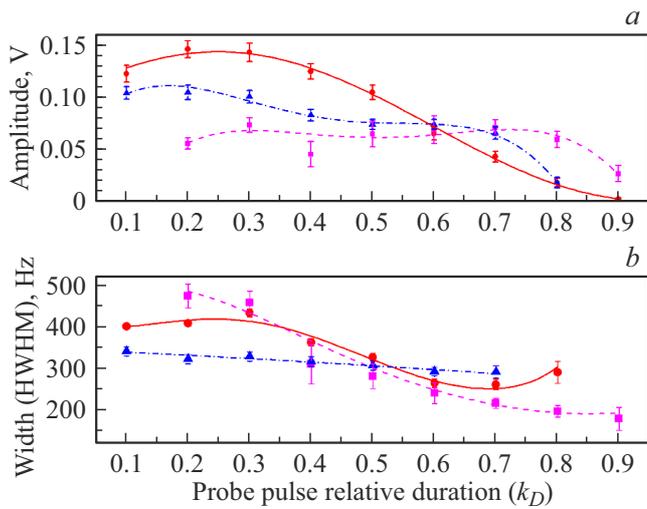


Рис. 6. Параметры сигнала МР, записанного при сканировании частот f_p и f_d в окрестности МР при постоянной разности $\Delta f = 0$ между ними и продетектированного: ● — на нулевой частоте (резонанс Ханле), ■ — на частоте f_d , ▲ — на частоте $2f_d$; а — амплитуда, б — полуширина.

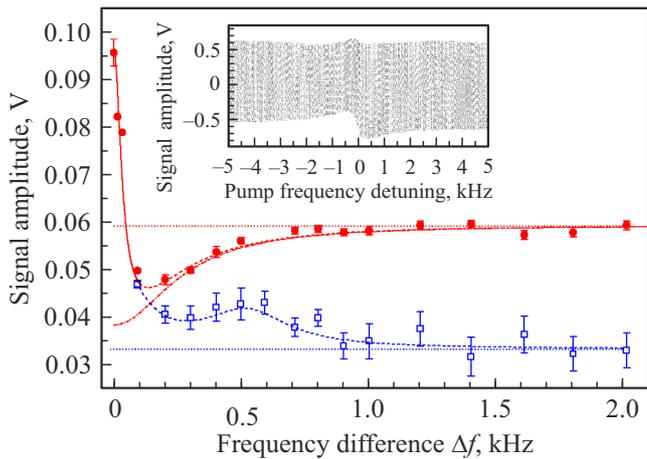


Рис. 7. Амплитуда сигнала МР, записанного при сканировании частот f_p и f_d в окрестности МР при постоянной разности Δf между ними и продетектированного: ● — на нулевой частоте, □ — на частоте Δf . Вертикальные линии — статистическая ошибка (3 m.s.d.), полученная при аппроксимации резонанса контуром Лоренца. На врезке — запись сигнала при одновременном сканировании частот $f_p = f_d$ ($\Delta f = 0$) в окрестности МР; запись содержит нулевую, первую и вторую гармоники сигнала.

амплитудой (красная штрихпунктирная линия на рис. 7). Происхождение этого сигнала пока неясно. Возможные версии: 1) нелинейность в канале регистрации, например — несимметричное насыщение фотоприемников; 2) паразитная накачка МР „лучом детектирования“, т. е. линейно поляризованной компонентой луча в результате привнесенной в нее оптическими элементами эллиптичности; 3) паразитное детектирование МР „лучом

накачки“, т. е. циркулярно поляризованной компонентой луча в результате привнесенной в нее линейности. Все эти эффекты должны приводить к возникновению сигнала на нулевой частоте, характеризующегося почти не зависящей от Δf амплитудой. Однако наши измерения показывают, что привнесенная серебряным зеркалом эллиптичность (или линейность) не превышает $1^\circ - 2^\circ$, чего явно недостаточно для возникновения эффекта такой величины; то же можно сказать и про нелинейность в канале регистрации.

Во вторых, ширина МР, зарегистрированного всеми перечисленными выше способами, остается примерно постоянной, и в широком диапазоне изменения параметров составляет 300–400 Hz HWHM, где 300 Hz — собственная ширина резонанса, а прочее — аппаратное уширение. Но при этом спад амплитуды МР, измеренной на нулевой частоте (сигнал Ханле — сплошная линия на рис. 7), при отстройке частоты Δf от нуля наступает гораздо быстрее — пик в окрестности $\Delta f = 0$ характеризуется полушириной всего ~ 50 Hz. Это проявление специфики нашего метода регистрации, обусловленной в первую очередь коэффициентом заполнения k_D (величина, обратная скважности) детектирующей компоненты луча. Обычное условие наблюдения сигнала Ханле формулируется следующим образом [29]: $\omega_L \tau < 1$, где $\tau = 1/\Gamma$ — т. е. атомный ансамбль должен терять когерентность за время меньшее, чем то, за которое происходит усреднение поляризации по всем направлениям в плоскости прецессии атомного момента. При нашем методе регистрации относительная длительность открытого „окна“ детектирования (определяемая коэффициентом k_D) накладывает дополнительное ограничение: $\omega_L \tau < k_D$, откуда следует $\Delta f < k_D \Gamma / (2\pi)$ и, следовательно, при $k_D = 0.2$ и $\Gamma / (2\pi) = 300$ Hz граничная частота $\Delta f_B \approx 60$ Hz. Еще раз подчеркнем, что сужение пика в частотном представлении не приводит к снижению ширины МР — она остается равной Γ .

Заключение

Мы продемонстрировали возможность переноса частоты МР в однолучевой схеме накачки-детектирования в произвольную частотную область, и как частный случай — перенос частоты МР на нулевую частоту чисто оптическими методами — посредством модуляции параметров детектирующего излучения. Мы показали, что такой перенос возможен в том числе в однолучевой схеме Белла-Блума, не использующей радиочастотные поля, и что результат эквивалентен наблюдению резонанса Ханле. Помимо чисто прикладного (перенос сигнала резонанса в произвольный частотный диапазон, свободный от технических шумов лазерного излучения), этот эксперимент имеет методологическое значение, поскольку демонстрирует возможность наблюдения эффекта Ханле в сколь угодно сильном магнитном поле

и еще раз подтверждает связь схемы Белла-Блума и эффекта Ханле.

Финансирование работы

Раздел „Эксперимент“ выполнен при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-29-10004.

Благодарности

Авторы благодарят д.ф.-м.н., академика РАН Е.Б. Александрова за полезные обсуждения.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] W. Hanle. *Z. für Phys.*, **30** (1), 93 (1924). DOI: 10.1007/BF01331827
- [2] W.E. Bell, A.L. Bloom. *Phys. Rev. Lett.*, **6** (6), 280 (1961). DOI: 10.1103/PhysRevLett.6.280
- [3] P. Franken. *Phys. Rev.*, **121** (2), 508 (1961).
- [4] Е.Б. Александров, О.В. Константинов, В.И. Перель. *ЖЭТФ*, **49** (7), 97 (1965).
- [5] Е.Б. Александров, А.М. Бонч-Бруевич, В.А. Ходовой. *Опт. и спектр.*, **23** (2) 282 (1967).
- [6] W. Happer, A.C. Tam. *Phys. Rev. A*, **16** (5), 1877 (1977). DOI: 10.1103/PhysRevA.16.1877
- [7] S. Appelt, A. Ben-Amar Baranga, A.R. Young, W. Happer. *Phys. Rev. A*, **59** (3), 2078 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevA.59.2078
- [8] I.K. Kominis, T.W. Kornack, J.C. Allred, M.V. Romalis. *Nature*, **422** (6932), 596 (2003). DOI: 10.1038/nature01484
- [9] D. Budker, M. Romalis. *Nat. Phys.*, **3**, 227 (2007).
- [10] E. Boto, S.S. Meyer, V. Shah, O. Alem, S. Knappe, P. Kruger, T.M. Fromhold, M. Lim, P.M. Glover, P.G. Morris, R. Bowtell, G.R. Barnes, M.J. Brookes. *NeuroImage*, **149**, 404 (2017). DOI: 10.1016/j.neuroimage.2017.01.034
- [11] E. Boto, N. Holmes, J. Leggett, G. Roberts, V. Shah, S.S. Meyer, L.D. Muñoz, K.J. Mullinger, T.M. Tierney, S. Bestmann, G.R. Barnes, R. Bowtell, M.J. Brookes. *Nature*, **555**, 657 (2018).
- [12] J. Iivanainen, R. Zetter, L. Parkkonen. *Hum. Brain Mapp.*, **41** (1), 150 (2020). DOI: <https://doi.org/10.1002/hbm.24795>
- [13] N.V. Nardelli, A.R. Perry, S.P. Krzyzewski, S.A. Knappe. *EPJ Quant. Technol.*, **7** (1), 11 (2020). DOI: 10.1140/epjqt/s40507-020-00086-4
- [14] M. Rea, E. Boto, N. Holmes, R. Hill, J. Osborne, N. Rhodes, J. Leggett, L. Rier, R. Bowtell, V. Shah et al. *Ann. N.Y. Acad. Sci.* (2022).
- [15] G. Bison, R. Wynands, A. Weis. *Appl. Phys. B*, **76** (3), 325 (2003). DOI: 10.1007/s00340-003-1120-z
- [16] Y. Guo, S. Wan, X. Sun. *J. Qin. Appl. Opt.*, **58** (4), 734 (2019). DOI: 10.1364/AO.58.000734
- [17] M.E. Limes, E.L. Foley, T.W. Kornack, S. Caliga, S. McBride, A. Braun, W. Lee, V.G. Lucivero, M.V. Romalis. *Phys. Rev. Appl.*, **14** (1), 011002 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.011002
- [18] R. Zhang, W. Xiao, Y. Ding, Y. Feng, X. Peng, L. Shen, C. Sun, T. Wu, Y. Wu, Y. Yang, Z. Zheng, X. Zhang, J. Chen, H. Guo. *Sci. Adv.*, **6** (24), 8792 (2020). DOI: 10.1126/sciadv.aba8792
- [19] A. Perry, M. Bulatowicz, M. Larsen, T. Walker, R. Wyllie. *Opt. Express*, **28** (24), 36696 (2020).
- [20] R.J. Clancy, V. Gerginov, O. Alem, S. Becker. *S. Knappe. Phys. Med. Biol.*, **66** (17), 175030 (2021). DOI: 10.1088/1361-6560/ac18fb
- [21] V. Lucivero, W. Lee, T. Kornack, M. Limes, E. Foley, M. Romalis. *Phys. Rev. Appl.*, **18** (2), L021001 (2022).
- [22] K.-M.C. Fu, G.Z. Iwata, A. Wickenbrock, D. Budker. *ArXiv200800082 Phys. Physicsquant-Ph* (2020) Accessed September 9, 2020. <http://arxiv.org/abs/2008.00082>
- [23] Z.D. Grujić, A. Weis. *Phys. Rev. A*, **88** (1), 012508 (2013).
- [24] I. Fescenko, P. Knowles, A. Weis, E. Breschi. *Opt. Express*, **21** (13), 15121 (2013). DOI: 10.1364/OE.21.015121
- [25] D. Budker, D. Kimball, V. Yashchuk, M. Zolotarev. *Phys. Rev. A*, **65** (5), 055403 (2002).
- [26] S. Pustelny, W. Gawlik, S. Rochester, D.J. Kimball, V. Yashchuk, D. Budker. *Phys. Rev. A*, **74** (6), 063420 (2006).
- [27] D.J. Kimball, L.R. Jacome, S. Guttikonda, E.J. Bahr, L.F. Chan. *J. Appl. Phys.*, **106** (6), 063113 (2009).
- [28] W. Cheng, T. Tian, Z. Wang. *Eur. Phys. J. D*, **73** (8), 171 (2019). DOI: 10.1140/epjd/e2019-90702-3
- [29] A. Kastler. *Nucl. Instrum. Methods*, **110**, 259 (1973). DOI: 10.1016/0029-554X(73)90698-8
- [30] M.V. Petrenko, A.S. Pazgalev, A.K. Vershovskii. *Phys. Rev. Appl.*, **15** (6), 064072 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.064072
- [31] А.К. Вершовский, М.В. Петренко. *ЖТФ*, **91** (5), 840 (2021). DOI: 10.21883/JTF.2021.05.50698.337-20 [A.K. Vershovskii, M.V. Petrenko, *Tech. Phys.*, **66** (7), 821 (2021). DOI: 10.1134/S106378422105025X].