Письма в ЖЭТФ, том 117, вып. 7, с. 509 – 517 © 2023 г. 10 апреля

Наблюдение сильного магнитооптического вращения поляризации света в парах рубидия для приложений в атомной магнитометрии

А. О. Макаров[+*], Д. В. Бражников[+*1)], А. Н. Гончаров[+*×]

[+] Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

[*] Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

[×] Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 9 февраля 2023 г.
После переработки 4 марта 2023 г.
Принята к публикации 10 марта 2023 г.

Нелинейные резонансы в парах щелочных металлов, регистрируемые методом магнитооптического вращения линейной поляризации света, активно используются в квантовой магнитометрии для создания атомных магнитометров. В большинстве таких сенсоров магнитооптическое вращение связано с явлением магнито-чувствительного двойного лучепреломления, а углы вращения обычно не превышают десятков миллирадиан. В настоящей работе предложена конфигурация эксперимента, в которой резонансы магнитооптического вращения линейной поляризации пробной волны вызваны сильным дихроизмом, наведенным в среде встречной волной накачки. Обе волны находятся в резонансе с оптическим переходом $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ в D_1-линии атома ^{87}Rb ($\lambda \approx 795$ нм). В наших экспериментах использовалась цилиндрическая ячейка с буферным газом длиной 2 см, а максимальный угол вращения составил ≈ 390 мрад (22°) при ширине резонанса около 300 нТл. Полученные результаты показывают, что предложенная конфигурация для наблюдения магнитооптического вращения перспективна для создания миниатюрных высокочувствительных атомных магнитометров.

DOI: 10.31857/S1234567823070054, EDN: jptlti

1. Введение. Двулучепреломление (ДП) и дихроизм (ДХ) являются фундаментальными явлениями в оптике анизотропных сред, нашедшими множество применений в медицине, биологии, нанотехнологиях и других областях науки и техники. Эти явления лежат в основе работы многих устройств, используемых в оптике: поляризаторы, фазовые пластинки, оптические изоляторы и другие, в которых анизотропия может быть собственной, как в кристаллах, или наведенной внешним воздействием. ДП связано с анизотропией показателя преломления, а ДХ – с анизотропией показателя поглощения. На этих явлениях основан ряд прецизионных измерительных методов, таких, например, как эллипсометрия [1] и магнитометрия [2, 3].

В атомной магнитометрии большое распространение получила поляриметрическая техника регистрации резонансов, связанных с проявлением магнито-чувствительных ДП или ДХ в пара́х атомов щелочных металлов [4, 5]. В этом случае регистрируется изменение поляризации света после его взаимодействия со средой в зависимости от величины магнитного поля. В общем случае на поляризацию оказывают влияние как ДП, так и ДХ. Однако при правильном выборе оптической частоты излучения на магнитооптические резонансы оказывает определяющее влияние только одно из двух явлений.

В частности, в работе [6] был продемонстрирован атомный магнитометр с рекордной чувствительностью, равной 0.16 фТл/$\sqrt{\text{Гц}}$. В нем используется явление циркулярного двулучепреломления (ЦДП) и связанный с ним эффект магнитооптического вращения (МОВ) линейной поляризации света. В этом случае линейную поляризацию волны на входе в ячейку с атомами удобно представить в виде суперпозиции двух волн, обладающих противоположными циркулярными поляризациями (σ^+ и σ^-). В силу ЦДП, показатели преломления n_+ и n_- для этих волн различаются, что приводит к набегу фазы между этими составляющими поля на выходе из ячейки и повороту линейной поляризации суммарного поля.

В работе [7] линейно поляризованный световой пучок, резонансный оптическому переходу в D_2-линии ^{85}Rb, приводил к эффекту выстраивания атомных спинов, что эквивалентно возникновению линейного ДХ в среде. При этом ось выстраивания (дихроизма) прецессировала с ларморовской часто-

1)e-mail: x-kvant@mail.ru

той во внешнем магнитном поле. Эти осцилляции регистрировались по резонансам МОВ на выходе из ячейки и могли быть использованы для измерения магнитного поля. В другой работе [8] использовался циркулярный ДХ, индуцируемый в парах Cs эллиптически поляризованной волной, резонансной D_1-линии. В такой схеме ДХ приводит к изменению эллиптичности поляризации, которое также несет информацию о магнитном поле.

В магнитометрии на основе МОВ в основном используются две геометрии лазерного поля. В первой геометрии два пространственно разнесенных пучка – накачивающий и пробный – пересекаются в газовой ячейке под прямым углом (см., например, [6, 9]). Во втором случае, который больше подходит для миниатюрных сенсоров, используется один пучок, который также может быть представлен в виде суммы накачивающего и пробного пучков, разделяемых по поляризациям [10] или во времени [11]. Отметим, что возможны и другие геометрии поля, например, со встречными лазерными пучками [12, 13].

Вместе с тем, независимо от используемой геометрии поля, для повышения чувствительности измерений необходимо разрабатывать такие методы наблюдения резонансов МОВ, в которых происходит вращение линейной поляризации на как можно большие углы. При этом должна быть обеспечена высокая чувствительность угла поворота к изменению магнитного поля, т.е. малая ширина резонанса. Для многих приложений оказывается также важным, чтобы заметное вращение происходило на небольшой длине среды. В частности, это требование имеет принципиальное значение для создания миниатюрных магнитных сенсоров, особенно востребованных в медицинской диагностике [14, 15]. Для таких сенсоров в качестве параметра качества резонансов МОВ можно принять выражение:

$$Q = \frac{\varphi_{\max}}{\Delta \times L_{\text{cell}}}, \qquad (1)$$

где $\varphi_{\max}$ – максимальный угол вращения, регистрируемый в эксперименте, Δ – полная ширина резонанса на полувысоте, L_{cell} – длина ячейки.

В магнитометрах на основе МОВ углы вращения обычно принимают значения от долей до нескольких десятков миллирадиан. Например, в работе [16] для наблюдения МОВ использовалась сферическая ячейка с антирелаксационным покрытием стенок и парами ^{87}Rb, диаметр которой равен 30 мм. Амплитуда резонанса МОВ составила ≈ 0.4 мрад при его ширине около 7 нТл. Несмотря на относительно малую ширину резонанса, вращение также было небольшим, так что $Q \approx 2$ мрад $\cdot$ мкТл$^{-1} \cdot$ мм$^{-1}$. В работе [7] также использовалась ячейка с покрытием и парами ^{85}Rb, диаметром 100 мм. Ширина резонанса составила всего около 0.4 нТл, а амплитуда ≈ 1.8 мрад. Таким образом, получаем следующую оценку: $Q \approx$ ≈ 45 мрад $\cdot$ мкТл$^{-1} \cdot$ мм$^{-1}$. Недавняя работа [13] посвящена наблюдению гигантского МОВ в парах ^{87}Rb в ячейке с буферным газом длиной 60 мм. Несмотря на значительный угол вращения, равный 120 мрад, ширина резонанса также была относительно большой и составила ≈ 1 мкТл. Из этих данных имеем: $Q \approx 2$ мрад $\cdot$ мкТл$^{-1} \cdot$ мм$^{-1}$.

В некоторых работах для существенного увеличения угла вращения используются многопроходные схемы, в которых пробный световой луч проходит ячейку несколько раз, что эквивалентно увеличению длины среды. Например, в работе [17] пробная волна испытывала более 100 отражений от зеркал, расположенных внутри рубидиевой ячейки длиной 23 мм, нагретой до температуры 133 °C. Резонансы МОВ наблюдались в виде осцилляций после действия $\pi/2$-импульса радиочастотного поля (60 кГц). Несмотря на экстремально большие углы, зарегистрированные в этой работе (100 рад), такая схема наблюдения МОВ, как и алгоритм обработки сигнала, представляются нам достаточно сложными для реализации в миниатюрном магнитном сенсоре. Между тем, в расчете на один проход угол вращения также был значительным и составил около 1 рад.

В нашей работе для наблюдения МОВ в парах ^{87}Rb исследуется достаточно простая конфигурация светового поля, не требующая использования радиочастотного поля и состоящая из встречных световых волн, линейные поляризации которых составляют угол 45°. Одна из волн обладает большей интенсивностью и является накачивающей волной, тогда как вторая волна слабее – пробная волна. В такой геометрии наша схема схожа с предложенной в работе [13]. Однако принципиальное отличие состоит в том, что в нашем случае обе волны находятся в резонансе с одним и тем же переходом $F_g =$ $= 2 \to F_e = 1$ в D_1-линии, тогда как в работе [13] волны действовали на разные линии: волна накачки на D_2, а пробная волна на D_1. При этом в работе [13] использовались волны, отстроенные в красную сторону от центров линий поглощения (от ≈ 150 до 5000 МГц). Таким образом, предлагаемая нами схема наблюдения МОВ значительно проще. Более того, как показывают результаты экспериментов, в новой схеме примерно при той же температуре паров ($T_{\text{cell}} \approx 80$ °C), но при длине ячейки в три раза меньшей, наблюдается существенно больший угол

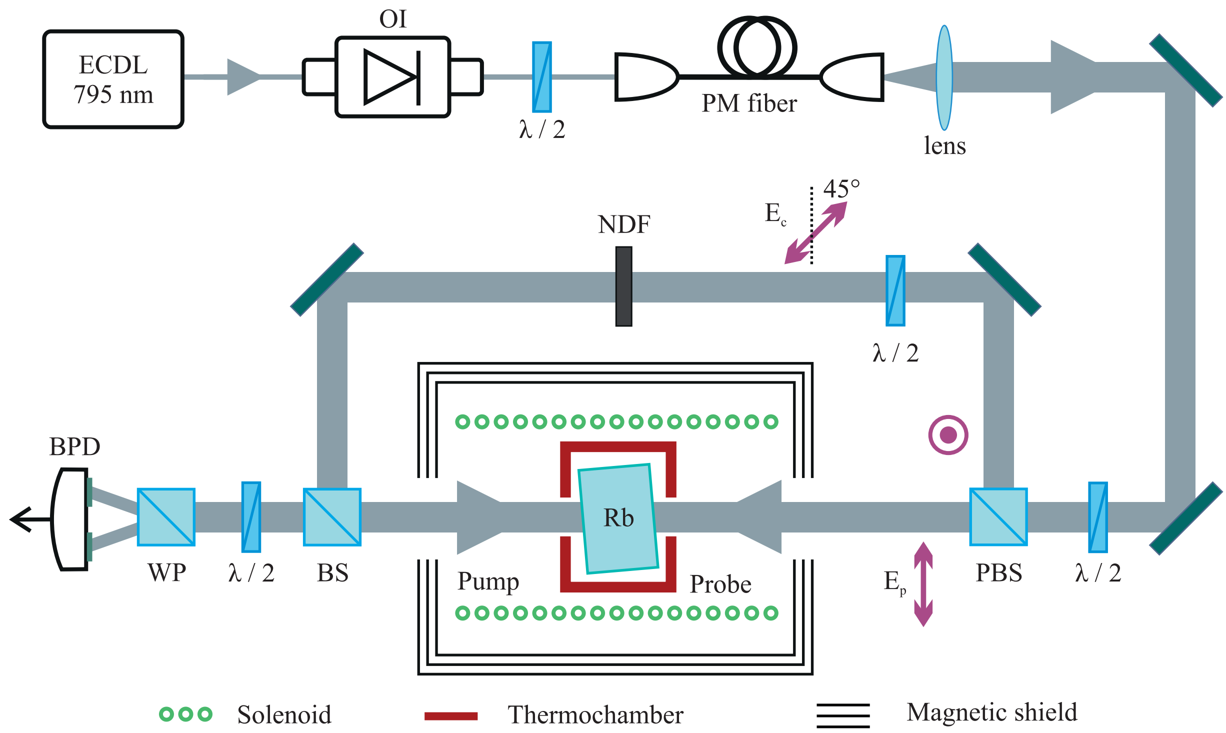

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки. Пояснения приведены в тексте

вращения, равный ≈ 390 мрад ($22°$) при ширине резонанса около 300 нТл. Максимальное значение параметра Q в наших экспериментах составило величину ≈ 90 мрад $\cdot$ мкТл$^{-1} \cdot$ мм$^{-1}$. Эти результаты демонстрируют хорошую перспективу предложенной схемы регистрации резонансов МОВ для создания миниатюрных атомных магнитометров для измерения сверхслабых магнитных полей.

2. Эксперимент. На рисунке 1 приведена схема экспериментальной установки для наблюдения резонансов МОВ. В эксперименте использовался диодный лазер с внешним резонатором (ECDL) в геометрии Литтрова [18], работающий на длине волны ≈ 795 нм (D_1-линия ^{87}Rb) с шириной линии менее 1 МГц. Плавная перестройка длины волны излучения осуществлялась с помощью пьезокерамики, на которую установлена дифракционная решетка. Оптическая частота контролировалась с помощью измерителя длин волн "WS7" от компании ООО "Ангстрем" с разрешением 500 кГц. Такого контроля было достаточно, поскольку за время эксперимента частота лазера существенно не дрейфовала и находилась в резонансе с переходом $F_g = 2 \to F_e = 1$ (см. рис. 2), для которого $\gamma \approx 5.6$ МГц – скорость спонтанной релаксации возбужденного состояния.

Излучение лазера проходило через оптический изолятор Фарадея (OI) для устранения влияния па-

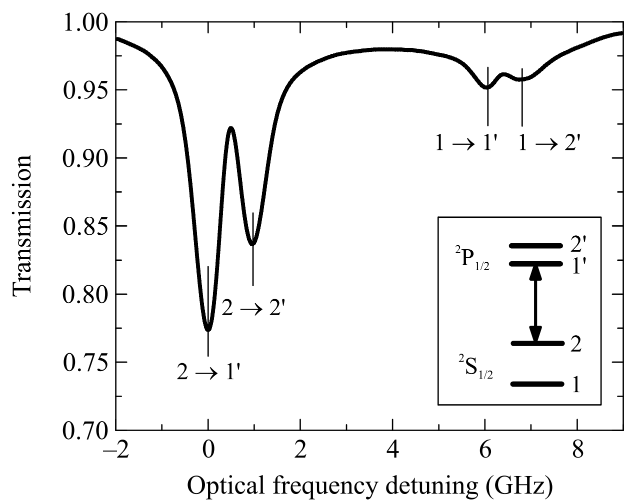

Рис. 2. Прохождение световой волны через ячейку с парами ^{87}Rb при 80 °C. Цифрами отмечены угловые моменты уровней энергии в D_1-линии, схема уровней которой приведена на вставке (стрелкой обозначен оптический переход, используемый в настоящей работе). $I \approx 180$ мВт/см^2

разитных обратных отражений. С помощью фазовой полуволновой пластинки ($\lambda/2$) линейная поляризация излучения согласовывалась с быстрой осью оптического волокна с сохранением поляризации (PM fiber). Диаметр ($1/e^2$) выходного пучка из волокна расширялся до величины 5 мм телескопом, образованным выходным коллиматором волокна и дополнительной линзой. С помощью поляризационного делительного кубика (PBS) лазерный пучок делился на два: накачивающий ($\mathbf{E}_c$) и пробный ($\mathbf{E}_p$) пучки. Пластинка $\lambda/2$ перед кубиком позволяла перераспределять оптическую мощность между пучками, так что выполнялось условие $I_c \gg I_p$, где $I \propto E^2$ – интенсивность лазерного излучения. Оптическая мощность накачивающего пучка дополнительно регулировалась с помощью набора нейтральных фильтров (NDF). Пластинка $\lambda/2$, установленная в канале волны накачки, позволяла вращать линейную поляризацию поля так, чтобы в ячейке поляризации двух встречных волн составляли угол $\approx 45°$. Делитель пучка (BS) направлял пучок накачки в ячейку, не влияя существенным образом на поляризацию пробной волны, также проходящей через этот делитель. После BS пробная волна поступала в поляриметр, состоящий из пластинки $\lambda/2$, призмы Волластона (WP) и балансного фотодетектора (BPD). Пластинка $\lambda/2$ позволяла добиться того, чтобы в разностном канале BPD вдали от нелинейного резонанса сигнал был равен нулю. Таким образом, появление сигнала на выходе разностного канал, BPD свидетельствовало о повороте линейной поляризации пробной волны.

Цилиндрическая ячейка из боросиликатного стекла с изотопически чистыми парами ^{87}Rb имела длину 20 мм и диаметр 25 мм. Грани ячейки наклонены на небольшой угол для уменьшения влияния обратных отражений. Ячейка помещалась в термостат (Thermochamber) из немагнитных материалов. Нагрев термостата отключался во время измерений для устранения влияния паразитного магнитного поля. Продольное магнитное поле (B_z) создавалось соленоидом. Ячейка, термостат и соленоид размещались в трехслойном магнитном экране. В центре экранов, в месте расположения ячейки, лабораторное магнитное поле подавлено до остаточного уровня не более 20 нТл.

Ячейка заполнена буферным газом аргоном давлением около 12 торр, что увеличивает время жизни поляризации атома в основном состоянии и уменьшает ширину магнитооптического резонанса. При таком давлении селективные по скоростям атомов оптические эффекты (например, резонанс насыщенного поглощения) не наблюдаются, поскольку столкновительное уширение D_1-линии поглощения составляет ≈ 230 МГц [19], что близко к доплеровской полуширине на полувысоте (≈ 225 МГц при $T = 75\,°$C). Используя данные и формулы из [20–22], получаем следующую оценку скорости релаксации основного состояния к изотропному распределению по магнитным подуровням: $\Gamma \approx 450$ Гц. Для расчета этой величины мы положили $n_a \approx 10^{12}$ см$^{-3}$ – концентрация атомов рубидия при $T = 75°$. В пределе слабого оптического поля рассчитанное значение Γ определяет минимальную ширину резонанса МОВ, равную ≈ 120 нТл.

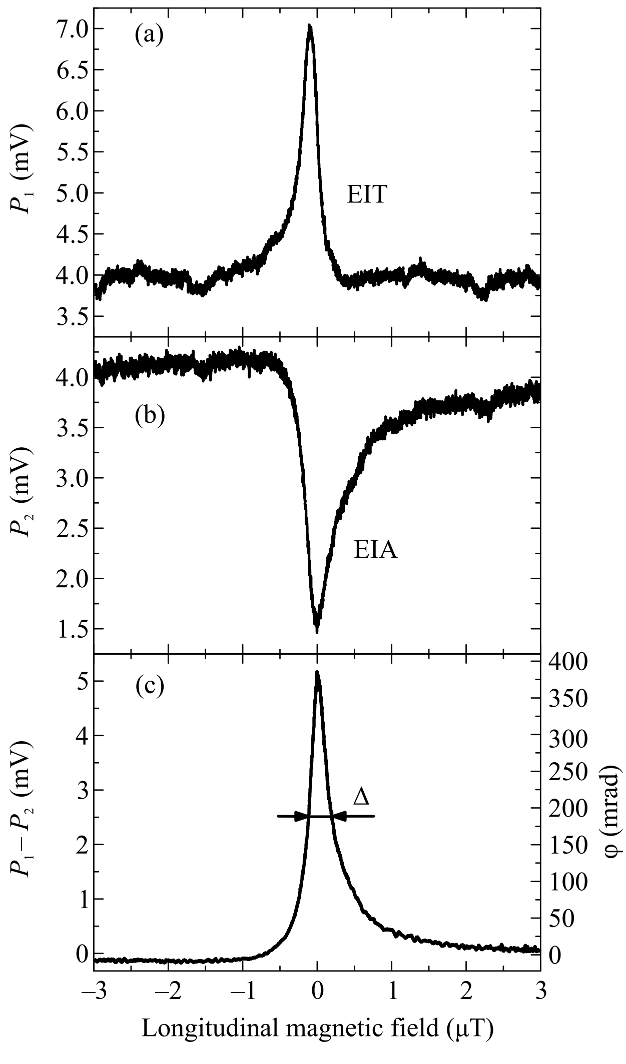

Рис. 3. Магнитооптические резонансы, регистрируемые в разных каналах балансного фотодетектора: (a) – с канала 1; (b) – с канала 2, (c) – с разностного канала, включая угол поворота поляризации пробной волны, рассчитанный по формуле (2). $I_p \approx 0.2$ мВт/см^2, $I_c \approx 5.6$ мВт/см^2, $T \approx 82\,°$C

На рисунке 3 представлены сигналы с каждого канала BPD, а также резонанс вращения поляризации с дифференциального канала BPD, полученные при медленном сканировании продольного магнитного поля около нулевого значения ($f_{\rm scan} = 10$ Гц). Угол поворота поляризации рассчитывался по формуле:

$$\varphi = \frac{1}{2}\left|\arcsin\frac{P_1 - P_2}{P_1 + P_2}\right|, \qquad (2)$$

где P_1 и P_2 – сигналы с 1 и 2 каналов BPD, а $P_1 - P_2$ – с разностного выхода фотоприемника. Из рисунка 3 видно, что в канале 1 наблюдается резонанс электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП), а в канале 2 – резонанс электромагнитно-индуцированной абсорбции (ЭИА), физика образования которых будет рассмотрена в следующем разделе. Из сравнения резонансов на рис. 3a, b, c видно, что шумы в разностном канале существенно меньше, чем в каждом из каналов по отдельности. Очевидно, это результат вычитания шума интенсивности излучения, общего для двух каналов. В отличие от шума полезный сигнал (нелинейный резонанс), наоборот, увеличивается при вычитании сигналов P_1 и P_2, поскольку в разных каналах резонансы имеют противоположные знаки. В этих особенностях заключается одно из основных преимуществ поляриметрической техники регистрации резонансов по сравнению с регистрацией полной интенсивности света, прошедшей через ячейку.

Резонансы МОВ, связанные с явлением ДП и наблюдаемые вдали от оптического резонанса со средой, где явление ДХ практически не проявляется, имеют дисперсионную форму [5]. В нашем же случае ДХ превалирует над ДП, что приводит к лоренцевой форме резонанса. Между тем, на рис. 3 можно заметить асимметрию резонанса, которая может быть объяснена остаточным влиянием ДП и, в частности, эффектом нелинейного фарадеевского вращения [4, 5].

На рисунке 4 представлены измерения параметров резонансов МОВ при различных температурах рубидиевой ячейки. Как видно из рис. 4a, максимальный угол вращения, равный ≈ 390 мрад, наблюдается при температуре около 82 °C и $I_c \approx 5.5$ мВт/см^2. Ширина резонансов, рис. 4b, ведет себя линейным образом, что является типичным для резонансов ЭИА и ЭИП в присутствии буферного газа, когда столкновительное уширение спектральной линии сравнимо или превалирует над доплеровским уширением. Минимальная измеренная ширина составила около 120 нТл, что совпадает с приведенной выше оценкой.

Максимальное значение параметра качества (рис. 4c), достигающего ≈ 90 мрад · мкТл$^{-1}$ · мм$^{-1}$, приходится на область сравнительно малых интенсивностей волны накачки, что связано с быстрым насыщением зависимости $\varphi_{\max}(I_c)$. Можно также отметить, что Q растет с увеличением температуры паров. Вместе с тем, при $T \approx 82$ °C и выше в ячейке происходит практически полное поглощение пробной

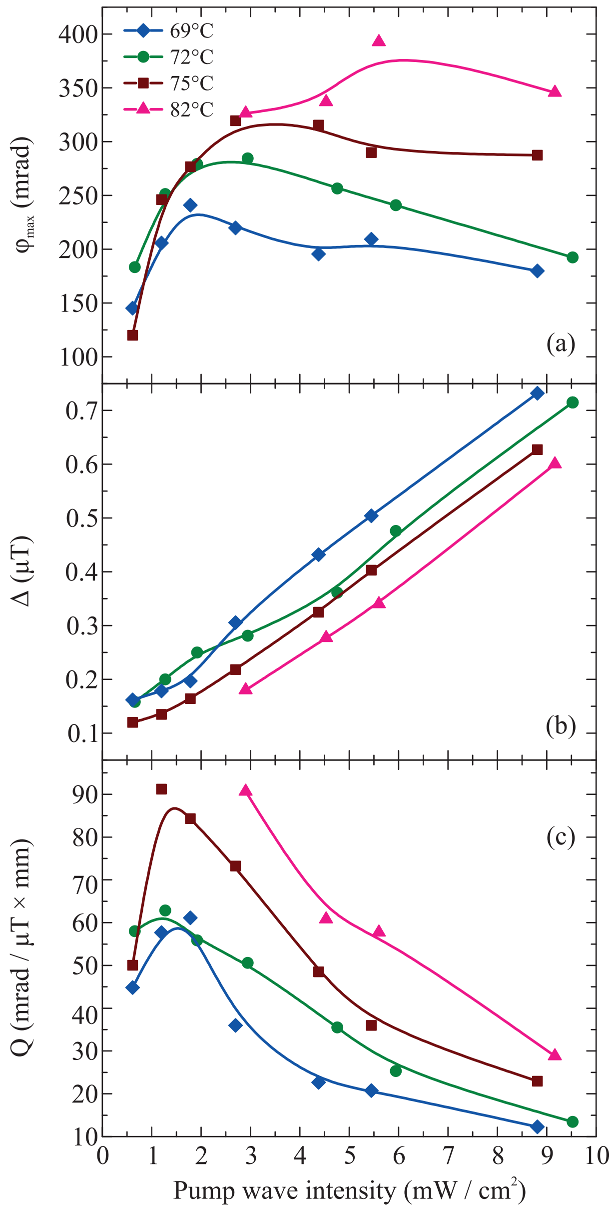

Рис. 4. (Цветной онлайн) Параметры резонансов МОВ при различных температурах паров рубидия: (a) – максимальный угол вращения; (b) – полная ширина резонанса на полувысоте (см. рис. 3c); (c) – параметр качества, $I_p \approx 0.2$ мВт/см^2. Сплошные кривые проведены для удобства восприятия данных эксперимента

волны при интенсивностях волны накачки менее 3 мВт/см^2, что не позволило измерить параметры резонансов (см. кривые на рис. 4 с треугольниками). Однако при повышении интенсивности волны накачки среда просветляется, что приводит к появлению сигналов на фотодетекторе.

3. Качественная теория. В настоящей работе мы дадим лишь качественное объяснение наблюдаемому эффекту. В рассмотренной схеме пробная волна ($\mathbf{E}_p$) считается достаточно слабой, чтобы можно было пренебречь нелинейными эффектами, связанными с этой волной. Вместе с тем, наблюдающийся в экспериментах эффект вращения поляризации также может быть отнесен к нелинейному МОВ, но нелинейность в данном случае вызвана волной накачки ($\mathbf{E}_c$).

Линейную поляризацию пробной волны удобно представить в виде суперпозиции двух компонент, линейные поляризации которых взаимно ортогональны (рис. 5). Поляризация одной из компонент параллельна поляризации волны накачки ($\mathbf{E}_{||}$), тогда как поляризация другой – ортогональна ей ($\mathbf{E}_{\perp}$). Поскольку поляриметр настроен таким образом, что волна с поляризацией $\mathbf{E}_{||}$ попадает в канал 1 балансного фотоприемника, а компонента $\mathbf{E}_{||}$ поступает, соответственно, на канал 2, то для объяснения графиков на рис. 3 достаточно рассмотреть поглощение $\mathbf{E}_{||}$ и $\mathbf{E}_{\perp}$ по отдельности.

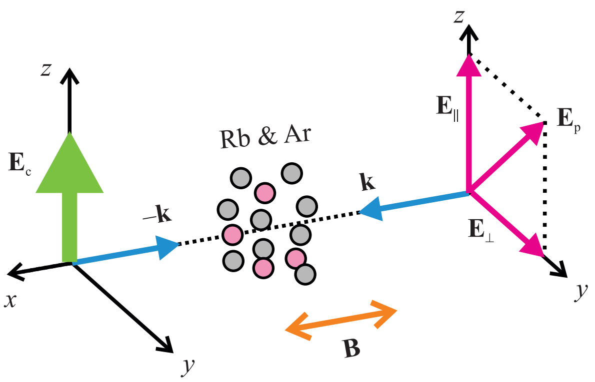

Рис. 5. (Цветной онлайн) Конфигурация электромагнитного поля для наблюдения резонансов МОВ. Голубыми стрелками обозначены волновые вектора встречных волн, которые равны по модулю. Жирная зеленая стрелка обозначает поляризацию волны накачки ($\mathbf{E}_c$), тогда как тонкие розовые стрелки – поляризации пробной волны ($\mathbf{E}_p$) и ее двух компонент ($\mathbf{E}_{||}$ и $\mathbf{E}_{\perp}$). Угол между векторами $\mathbf{E}_c$ и $\mathbf{E}_p$ равен 45°. Оранжевая двунаправленная стрелка обозначает направление сканирования магнитного поля

Направим ось квантовая z вдоль поляризации волны накачки (рис. 5). Рисунок 6а демонстрирует равновесное распределение населенностей по магнитным подуровням основного состояния. Иногда такое состояние называют изотропным. Далее, в отсутствии продольного магнитного поля ($\mathbf{B}_x$), как показывает рис. 6b, в силу правил отбора оптическая накачка приводит к тому, что атомы приобретают поляризационный момент второго ранга в основ-

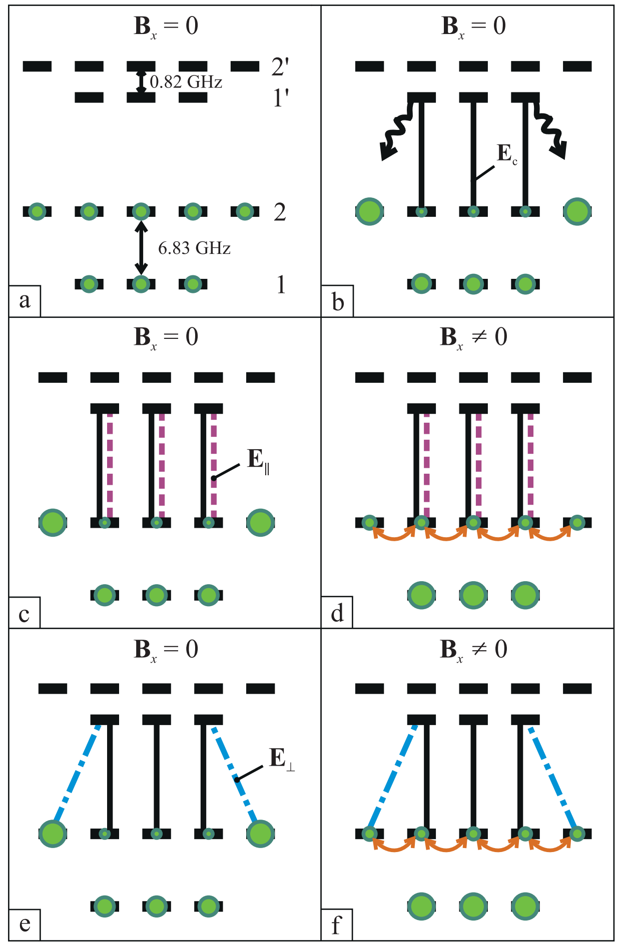

Рис. 6. (Цветной онлайн) Схема уровней в D_1-линии ^{87}Rb. Цифрами 1 и 2 показаны угловые моменты сверхтонких уровней в основном состоянии $^2S_{1/2}$, тогда как 1′ и 2′ соответствуют аналогичным уровням энергии в возбужденном состоянии $^2P_{1/2}$. Зелеными кружками схематически отображено распределение населенностей по магнитным подуровням: (a) – в отсутствии электромагнитного поля; (b) – в присутствии только волны накачки $\mathbf{E}_c$ или (c) – в присутствии волны $\mathbf{E}_c$ и одной из компонент пробного поля, $\mathbf{E}_{||}$ или (e) – $\mathbf{E}_{\perp}$. На рис. (d) и (f) в дополнении к конфигурациям, соответственно, на рис. (c) и (e) учтено влияние магнитного поля, приводящего к смешиванию магнитных подуровней (двунаправленные оранжевые стрелки), которое для простоты показано только на уровне $F_g = 2$. На рис. (e), (f) оптические переходы, связанные с полем $\mathbf{E}_{\perp}$, показаны лишь частично, а также на рисунках не отображены спонтанные переходы, кроме рис. 6b, где волнистые стрелки показывают два таких перехода

ном состоянии, который называют выстраиванием [5]. Иными словами, в результате серии вынужденных и спонтанных оптических переходов на уровне $F_g = 2$ происходит дрейф значительной части населенностей магнитных подуровней в сторону крайних подуровней с магнитными квантовыми числами $m = \pm 2$. Некоторая доля населенностей подуровней также переходит на нижний уровень основного состояния с угловым моментом $F_g = 1$. Если давление буферного газа невелико, так что сверхтонкое расщепление возбужденного состояния спектрально разрешается, как на рис. 2, то волна накачки не взаимодействует с подуровнями $m = \pm 2$ и среда просветляется для этой волны при сохранении значительной части атомов на этих подуровнях.

Из рисунка 6c видно, что компонента пробного поля $\mathbf{E}_{||}$ является, по сути, лишь небольшой добавкой к полю накачки. Таким образом, волна $\mathbf{E}_{||}$ также слабо поглощается в среде, как и $\mathbf{E}_{\rm c}$. Включение продольного магнитного поля $(\mathbf{B}_x \| \mathbf{k})$ не приводит к линейному сдвигу магнитных подуровней, но вызывает их смешивание, что препятствует оптической накачке на подуровни с $m = \pm 2$. Этот же процесс можно описать на языке поляризационных моментов, который в данном случае означает, что при включении магнитного поля происходит прецессия оси выстраивания атомов, а при совместном действии магнитного поля и поля накачки выстраивание разрушается. Поэтому волна $\mathbf{E}_{||}$ испытывает увеличенное поглощение при включении магнитного поля. Это увеличение, однако, ограничено тем обстоятельством, что часть атомов все равно выпадает из резонансного взаимодействия с полем $\mathbf{E}_{||}$, поскольку атомы перекачиваются на уровень $F_g = 1$, где они с лазерным полем не взаимодействуют. Таким образом, при сканировании поля $\mathbf{B}_x$ в канале 1 балансного фотодетектора наблюдается резонанс ЭИП (рис. 3a).

Из рисунка 6e видно, что в отсутствии магнитного поля волна $\mathbf{E}_{\perp}$ сильно поглощается в среде, поскольку взаимодействует, в том числе, с подуровнями $m = \pm 2$, на которых накоплена значительная часть населенности подуровней. Иными словами, атомы выстроены волной накачки таким образом, что пробная волна интенсивно взаимодействует с ними. При включении магнитного поля, рис. 6f, значительная доля атомов накачивается полем $\mathbf{E}_{\rm c}$ на уровень $F_g = 1$, и среда просветляется для волны $\mathbf{E}_{\perp}$. Таким образом, при сканировании магнитного поля около нулевого значения происходит образование резонанса ЭИА в канале 2 балансного фотодетектора (рис. 3b). Отметим, что такая смена знака магнитооптических резонансов (ЭИП $\leftrightarrow$ ЭИА) в зависимости от направления линейной поляризации пробной волны ($\mathbf{E}_{\perp}$ или $\mathbf{E}_{||}$) исследовалась ранее в работах [23, 24].

Из приведенного качественного анализа следует, что в нулевом магнитном поле, когда под действием волны накачки среда подготовлена в состоянии линейного дихроизма, составляющая $\mathbf{E}_{\perp}$ поглощается гораздо сильнее, чем $\mathbf{E}_{||}$. В результате на выходе ячейки линейная поляризация суммарного пробного поля ($\mathbf{E}_{\rm p}$) поворачивается в сторону линейной поляризации волны накачки. При относительно сильном магнитном поле, т.е. на крыле магнитооптических резонансов ЭИП и ЭИА (рис. 3a, b), обе составляющие пробной волны $\mathbf{E}_{||}$ и $\mathbf{E}_{\perp}$ поглощаются в среде одинаково. Это значит, что вращения поляризации поля $\mathbf{E}_{\rm p}$ на выходе из ячейки не произойдет, как это видно из рис. 3c.

Отдельно отметим роль буферного газа и открытости системы уровней в рассматриваемом методе регистрации резонансов МОВ. Помимо влияния буферного газа на ширину резонансов, его наличие приводит к повышению эффективности оптической накачки подуровней $m = \pm 2$, что положительно сказывается на амплитуде наблюдаемых резонансов ЭИА. Поэтому, в случае с ^{87}Rb, давление буферного газа не должно быть выше 15–20 торр (в зависимости от состава буферного газа), чтобы уровень $F_e = 2$ существенно не возбуждался полем накачки. Иными словами, в нашем случае важно, чтобы сверхтонкие компоненты возбужденного уровня спектрально разрешались (см. рис. 2). Влияние соседних возбужденных уровней, как $F_e = 2$ в нашем случае, на резонансы ЭИА и ЭИП исследуется более подробно, например, в работах [25, 26]. Открытость же системы уровней, изображенных на рис. 6, т.е. возможность перекачки атомов на нерезонансный уровень $F_g = 1$, также положительно влияет на амплитуду резонансов ЭИА, что было отмечено ранее в работах [8, 27–29].

4. Заключение. В работе предложена и экспериментально исследована схема для наблюдения резонансов магнитооптического вращения поляризации пробной волны в присутствии волны накачки. В ячейке с парами ^{87}Rb и буферным газом зарегистрирован большой угол вращения (≈ 390 мрад) на относительно малой длине среды (20 мм). Полная ширина резонанса при этом составила ≈ 300 нТл. Проведенный качественный теоретический анализ объясняет наблюдаемый эффект сильного вращения поляризации как результат линейного дихроизма, индуцированного в среде волной накачки.

Исходя из параметров наблюдавшихся резонансов, мы можем сделать вывод, что предложенная схема имеет хорошие перспективы для приложений в квантовой магнитометрии. Для определения чувствительности измерений необходимо исследовать вопрос шумов сигнала в нашем эксперименте, что является отдельной задачей, выходящей за рамки настоящей статьи. Вместе с тем, предельно достижимую вариационную чувствительность для случая фотонного дробового шума можно оценить из простой формулы: $\delta B \approx \Delta/\mathrm{SNR}$. Здесь SNR – отношение "Сигнал/Шум" в полосе 1 Гц, которое в рассматриваемом пределе есть просто $\sqrt{N}$, где N – число фотонов в пробной волне за 1 с. Из данных экспериментов, в частности, $\Delta_{\min} \approx 120$ нТл, $P_p = \pi d^2 I_p/4 \approx 40$ мкВт, находим: $\delta B \approx 10$ фТл/$\sqrt{\text{Гц}}$.

Отметим особенности предложенной схемы наблюдения резонансов МОВ, которые отличают ее от ряда других известных схем. В частности, обычно для наблюдения больших углов вращения используется либо достаточно протяженная среда ($\approx$ 50–100 мм), как, например, в работах [7, 13], либо повышенная температура паров ($\approx$ 150–200 °C) для достижения высокой концентрации рабочих атомов [17, 10]. В нашей схеме большие углы вращения при ширине резонанса порядка 100 нТл происходили на длине ячейки, равной 20 мм, и при температуре паров рубидия $\lesssim$ 80 °C. Таким образом, предложенная схема может использоваться для создания компактных высокочувствительных сенсоров магнитного поля с пониженным тепловыделением. Кроме того, в нашей схеме не используется СВЧ или радиочастотное поле, как в ряде других типов магнитометров (см., например, обзор [30]). Это облегчает задачу, связанную с устранением взаимного влияния нескольких близкорасположенных сенсоров. Наконец, поскольку в наших экспериментах не используется режим подавленной спин-обменной релаксации [9], который накладывает ограничение на величину магнитного поля ($\lesssim$ 50 нТл), то динамический диапазон сенсора, в нашем случае определяемый шириной резонанса МОВ, может быть существенно выше ($\approx$ 0.5–1 мкТл).

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 20-52-18004, # 20-02-00075). Работа А. Н. Гончарова по созданию лазерной системы была поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (тема # AAAA-A19-119102890006-5).

---

1. H. Fujiwara, *Spectroscopic Ellipsometry. Principles and Applications*, John Wiley & Sons Ltd., Chichester (2003).
2. E. B. Alexandrov, Phys. Scr. **2003**, 27 (2003).
3. *Optical Magnetometry*, ed. by D. Budker and D. F. Jackson Kimball, Cambridge University Press, N.Y. (2013).
4. D. Budker, W. Gawlik, D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, and A. Weis, Rev. Mod. Phys. **74**, 1153 (2002).
5. M. Auzinsh, D. Budker, and S. M. Rochester, *Optically Polarized Atoms*, Oxford University Press Inc., N.Y. (2010).
6. H. B. Dang, A. C. Maloof, and M. V. Romalis, Appl. Phys. Lett. **97**, 151110 (2010).
7. D. Budker, V. Yashchuk, and M. Zolotorev, Phys. Rev. Lett. **81**, 5788 (1998).
8. D. V. Brazhnikov, V. I. Vishnyakov, A. N. Goncharov, E. Alipieva, C. Andreeva, and E. Taskova, Phys. Rev. A **106**, 013113 (2022).
9. J. C. Allred, R. N. Lyman, T. W. Kornack, and M. V. Romalis, Phys. Rev. A **89**, 130801 (2002).
10. V. Shah and M. V. Romalis, Phys. Rev. A **80**, 013416 (2009).
11. M. V. Petrenko, A. S. Pazgalev, and A. K. Vershovskii, Phys. Rev. Appl. **15**, 064072 (2021).
12. V. M. Entin, I. I. Ryabtsev, A. E. Boguslavsky, and Yu. V. Brzhazovsky, Opt. Commun. **207**, 201 (2002).
13. C. J. Zhu, J. Guan, F. Zhou, E. Y. Zhu, and Y. Li, OSA Continuum **4**, 2527 (2021).
14. O. Alem, T. H. Sander, R. Mhaskar, J. LeBlanc, H. Eswaran, U. Steinhoff, Y. Okada, J. Kitching, L. Trahms, and S. Knappe, Phys. Med. Biol. **60**, 4797 (2015).
15. T. M. Tierney, N. Holmes, S. Mellor, J. D. López, G. Roberts, R. M. Hill, E. Boto, J. Leggett, V. Shah, M. J. Brookes, R. Bowtell, and G. R. Barnes, NeuroImage **199**, 598 (2019).
16. V. Acosta, M. P. Ledbetter, S. M. Rochester, D. Budker, D. F. Jackson Kimball, D. C. Hovde, W. Gawlik, S. Pustelny, J. Zachorowski, and V. V. Yashchuk, Phys. Rev. A **73**, 053404 (2006).
17. S. Li, P. Vachaspati, D. Sheng, N. Dural, and M. V. Romalis, Phys. Rev. A **84**, 061403(R) (2011).
18. F. J. Duarte, *Narrow-Linewidth Laser Oscillators and Intracavity Dispersion*, in: *Tunable Lasers Handbook*, ed. by F. J. Duarte, Academic Press Inc., London (1995).
19. M. D. Rotondaro and G. P. Perram, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **57**, 497 (1997).
20. F. A. Franz, Phys. Rev. **139**, A603 (1965).
21. W. Happer, Rev. Mod. Phys. **44**, 169 (1972).
22. J. Vanier and C. Audoin, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*, Adam Hilger, Bristol and Philadelphia (1989).
23. Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, И. И. Рябцев, В. М. Энтин, Письма в ЖЭТФ **91**, 694 (2010) [D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, V. I. Yudin, I. I. Ryabtsev, and V. M. Entin, JETP Lett. **91**, 625 (2010)].

24. D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, Eur. Phys. J. D **63**, 315 (2011).
25. G. Alzetta, S. Cartaleva, Y. Dancheva, Ch. Andreeva, S. Gozzini, L. Botti, and A. Rossi, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **3**, 181 (2001).
26. Z. A. S. Jadoon, H. R. Noh, and J. T. Kim, Sci. Rep. **12**, 145 (2022).
27. D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, Laser Phys. Lett. **11**, 125702 (2014).
28. D. V. Brazhnikov, S. M. Ignatovich, V. I. Vishnyakov, M. N. Skvortsov, Ch. Andreeva, V. M. Entin, and I. I. Ryabtsev, Laser Phys. Lett. **15**, 025701 (2018).
29. D. V. Brazhnikov, S. M. Ignatovich, A. S. Novokreshchenov, and M. N. Skvortsov, J. Phys. B: At. Mol. Opt. **52**, 215002 (2019).
30. Е. Б. Александров, А. К. Вершовский, УФН **179**, 605 (2009) [E. B. Aleksandrov and A. K. Vershovskii, Phys. Usp. **52**, 573 (2009)].