

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ОПТИЧЕСКОЙ ОТКАЧКИ НАСЕЛЕННОСТИ С РАБОЧИХ УРОВНЕЙ НА НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ

П. М. Анисимов, Р. А. Ахмеджанов, И. В. Зеленский, Е. А. Кузнецова*

*Институт прикладной физики Российской академии наук
603950, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 18 февраля 2003 г.

Исследован нелинейный резонансный эффект Фарадея в условиях когерентного пленения населенности в парах ^{87}Rb на переходе $F = 2 \rightarrow F' = 1$ линии D_1 . Изучено влияние поперечных магнитных полей на нелинейное фарадеевское вращение плоскости поляризации. Для поперечных полей, перпендикулярных поляризации электромагнитной волны, предложена простая теоретическая модель, хорошо согласующаяся с экспериментальными данными. На основе полученных результатов найдена оптимальная интенсивность, обеспечивающая максимальную чувствительность. Экспериментально и теоретически исследовано влияние ухода населенности с рабочих уровней на параметры фарадеевского вращения в открытых системах. Предложено и экспериментально реализовано замыкание системы с помощью вспомогательного лазера, позволившее увеличить чувствительность и расширить динамический диапазон измеримых полей. Показана особая важность компенсации потери населенности в присутствии паразитных поперечных полей, в частности, в эксперименте с буферным газом получено пятидесятикратное увеличение чувствительности.

PACS: 42.50.Gy, 42.25.Ja, 07.55.Ge

1. ВВЕДЕНИЕ

Когерентное пленение населенности (КПН) и электромагнитно-индуцированная прозрачность являются одними из резонансных интерференционных явлений, активно изучаемых в последнее время. Сильная дисперсия в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности в сочетании с подавлением поглощения и резонансно усиленной нелинейностью делает режим когерентного пленения населенности перспективным для реализации различных задач физической оптики и открывает широкие горизонты для потенциальных приложений [1–3]. В частности, активно обсуждается возможность использования эффектов когерентного пленения населенности и электромагнитно-индуцированной прозрачности в вырожденных системах [4–6] для создания нового класса оптических магнитометров [7–16].

Проблема точного измерения магнитного поля представляет большой практический интерес для разного рода исследований и приложений. В настоящее время рекордные чувствительности (~ 10 пГс/Гц $^{1/2}$) достигаются с использованием SQUID-технологии (superconducting quantum interference device), однако необходимость криогенного охлаждения существенно ограничивает область ее применения. Оптические магнитометры часто оказываются более удобными при различных исследованиях. Использование эффекта КПН обещает существенно увеличить чувствительность оптических методов измерения магнитного поля [7–11, 15] и достичь точности SQUID-магнитометров в сочетании с удобством использования, характерной для оптических устройств.

Одним из эффектов, тесно связанных с когерентным пленением населенности в вырожденных системах, является нелинейный резонансный эффект Фарадея [11–16], отличающийся аномально большими

*E-mail: zelensky@appl.sci-nnov.ru

углами поворота плоскости поляризации. Измерение угла поворота плоскости поляризации или, что то же самое, разности фаз между правой и левой круговыми поляризациями электромагнитной волны оказывается в ряде случаев более удобным, чем регистрация КПП-резонансов в спектре поглощения. В связи с этим нелинейный резонансный эффект Фарадея предлагается использовать для создания КПП-магнитометров.

При исследовании нелинейного резонансного вращения плоскости поляризации, как правило, работают с продольным магнитным полем — параллельным направлению распространения электромагнитной волны. От поперечных магнитных полей, неизбежно присутствующих в лаборатории (магнитное поле Земли), избавляются с помощью экранирования или схем компенсации. При переходе к построению практически реализуемых моделей магнитометра возникает вопрос об учете влияния поперечного магнитного поля и выборе оптимальных параметров. В данной работе экспериментально исследовалась зависимость угла поворота плоскости поляризации от величины продольного магнитного поля в парах ^{87}Rb на переходе $F = 2 \rightarrow F' = 1$ линии D_1 при различных значениях напряженности и направлениях поперечного магнитного поля. Переход $F = 2 \rightarrow F' = 1$ был выбран среди других переходов между компонентами сверхтонкой структуры уровней $5s_{1/2}$, $5p_{1/2}$, так как он обладает большей чувствительностью к магнитному полю и, следовательно, представляет наибольший практический интерес.

Другим важным вопросом, рассмотренным в представленной работе, является влияние потери населенности рабочих уровней в открытых системах на нелинейный резонансный эффект Фарадея. Оптическая откачка населенности из открытой системы приводит к уменьшению угла поворота плоскости поляризации. Эффективность откачки растет при увеличении магнитного поля, приводящего к разрушению когерентного пленения населенности. Кардинальным решением проблемы было бы использование замкнутых систем. Однако в таких структурах расстояние от верхнего рабочего уровня до соседних оказывается, как правило, малым. Например, для замкнутого перехода $F = 1 \rightarrow F' = 0$ линии D_2 ^{87}Rb это расстояние меньше доплеровской неоднородной ширины перехода, что приводит к откачке населенности через нерезонансные верхние уровни. Другими словами, система перестает быть замкнутой. Кроме того, малое расстояние до соседних уровней приводит к сильному нерезонансному взаи-

модействием, ограничивающему потенциальную чувствительность магнитометра [10]. В данной работе предложено использовать излучение вспомогательного лазера для компенсации оптической откачки населенности с рабочих уровней, чтобы получить замкнутую систему. Исследовался как случай чистого рубидия, так и рубидия с буферным газом, который широко используется для увеличения времени жизни зеемановской когерентности. Экспериментально продемонстрировано увеличение чувствительности и динамического диапазона измеримых полей при компенсации откачки.

Работа построена следующим образом. В разд. 2 описана схема эксперимента. В разд. 3 рассматривается воздействие поперечных магнитных полей на нелинейный резонансный эффект Фарадея. Раздел 4 посвящен анализу влияния оптической откачки населенности в открытых системах на рассматриваемый эффект и возможности ее компенсации. В Заключение приводится краткая сводка и анализ полученных результатов.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1а. В качестве источника монохроматического излучения использовался полупроводниковый лазер с внешним резонатором 1, настроенный на переход $F = 2 \rightarrow F' = 1$ линии D_1 ^{87}Rb (см. рис. 1б). На выходе лазера излучение было линейно поляризовано. Поляризация дополнительно контролировалась с помощью поляризатора 3. Лазерный луч с поперечным сечением 2×5 мм проходил через цилиндрическую кювету 5 диаметром 56 мм и длиной 55 мм с парами изотопически чистого ^{87}Rb . После кюветы лазерный луч попадал на поляризационный делитель 9, установленный под углом 45° к плоскости поляризации лазера. По интенсивности излучения в разных плечах делителя, измеряемой с помощью фотодиодов 10 и 11, вычислялись угол поворота плоскости поляризации и коэффициент поглощения в кювете. Продольное магнитное поле создавалось с помощью соленоида 7. Поперечное магнитное поле создавалось с помощью системы двух магнитных катушек — колец Гельмгольца 8 диаметром 15 см. Катушки могли поворачиваться относительно оси системы на произвольный угол, что позволяло изменять ориентацию поперечного магнитного поля относительно направления поляризации лазерного излучения. Концентрация паров рубидия в кювете варьировалась с помощью нагревателя 6

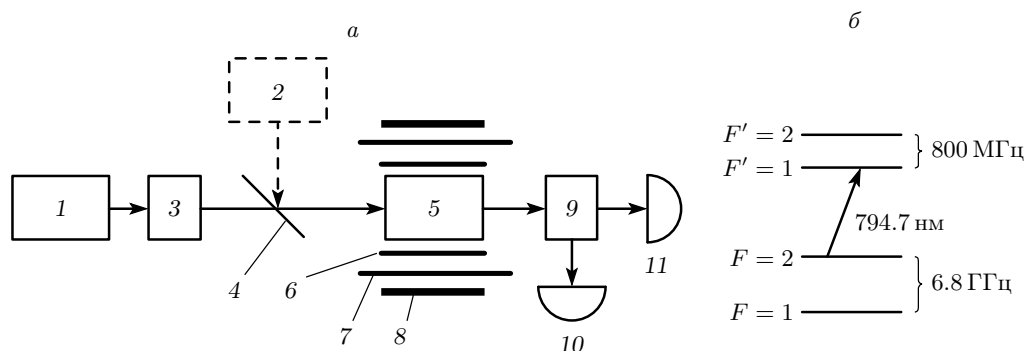


Рис. 1. *a* — Схема установки: 1 — лазер, 2 — вспомогательный лазер, 3 — поляризатор, 4 — полупрозрачное зеркало, 5 — кювета с парами ^{87}Rb , 6 — нагреватель, 7 — соленоид, 8 — кольца Гельмгольца, 9 — поляризационный делитель, 10, 11 — фотодиоды; *b* — схема сверхтонкой структуры линии D_1 ^{87}Rb

и составила примерно $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. При этом угол поворота плоскости поляризации, с одной стороны, не был слишком большим и, соответственно, взаимная ориентация поперечного поля и направления поляризации мало изменялась на длине кюветы, а с другой стороны, был достаточным для обеспечения необходимой точности измерений.

Заметим, что аномально большие углы поворота плоскости поляризации наблюдались только в условиях когерентного пленения населенности. При уменьшении интенсивности лазерного излучения ниже определенного порога вращение плоскости поляризации практически полностью исчезало. При настройке же излучения лазера на переход $F = 1 \rightarrow F' = 2$ (на этом переходе КПН невозможно [2, 4, 5]) угол поворота был меньше чувствительности детектирующей системы ($< 0.1^\circ$) при любых интенсивностях лазерного излучения.

Измерения проводились при относительно высокой интенсивности лазерного излучения, 100 мВт/см^2 . В этих условиях система была мало чувствительна к слабым поперечным магнитным полям порядка земного ($\sim 0.5 \text{ Гс}$) [16], что позволило отказаться от экранирования. Продольная компонента магнитного поля Земли определялась по смещению нуля эффекта и учитывалась при обработке экспериментальных данных.

Для исследования влияния оптической откачки населенности с рабочих уровней был использован вспомогательный лазер 2, настроенный на переход $F = 1 \rightarrow F' = 2$ и осуществлявший оптическую накачку населенности с уровня $F = 1$ на рабочий уровень $F = 2$ через верхний уровень $F' = 2$. Переход $F = 1 \rightarrow F' = 2$ не имеет темных состояний, что обеспечивает высокую эффективность на-

качки. Кроме того, переходы $F = 1 \rightarrow F' = 2$ и $F = 2 \rightarrow F' = 1$ не имеют общих уровней и разделены по частоте на 7.6 ГГц, что исключало непосредственное влияние излучения вспомогательного лазера на рабочий переход. Лучи обоих лазеров были совмещены внутри кюветы с парами, интенсивность вспомогательного лазера составляла 50 мВт/см^2 , что, как показывают численные расчеты, достаточно для эффективной компенсации ухода населенности с рабочих уровней. Эксперимент проводился для двух случаев с существенно различными константами релаксации: чистых паров рубидия и паров рубидия в присутствии буферного газа. В качестве буферного газа использовался неон при давлении 30 Торр.

3. ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ

Исследования показали, что влияние поперечного магнитного поля на нелинейный резонансный эффект Фарадея различно для разной ориентации поляризации лазерного излучения относительно напряженности поперечного поля. Теоретический анализ ситуации в общем случае достаточно сложен и возможен, видимо, только в форме численного моделирования.

Для поперечного поля, перпендикулярного направлению поляризации, мы предлагаем простую теоретическую модель, хорошо согласующуюся с экспериментом. В этом случае суммарное магнитное поле $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\parallel} + \mathbf{B}_{\perp}$ (продольное плюс поперечное) оказывается ортогонально направлению поляризации \mathbf{E} (см. рис. 2*a*). С точки зрения описания про-

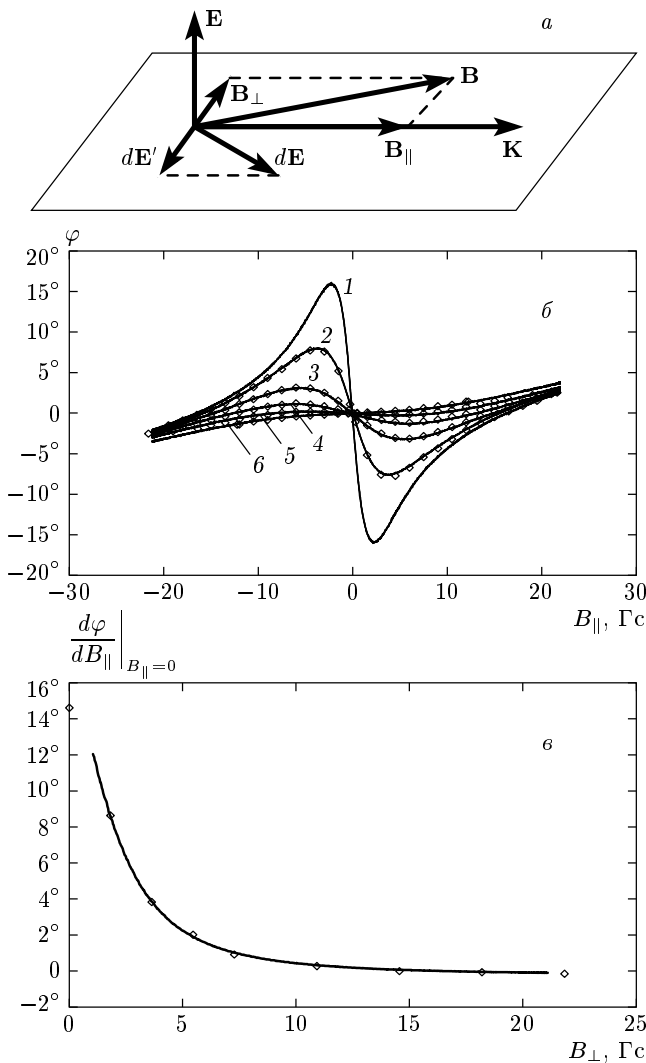


Рис. 2. *a* — Схема взаимной ориентации направления поляризации и магнитного поля в случае поперечного поля, перпендикулярного поляризации. *б* — Зависимость угла поворота плоскости поляризации от продольного магнитного поля для различной напряженности поперечного: $B_{\perp} = 0$ (1), 3.64 (2), 7.28 (3), 10.9 (4), 14.6 (5), 18.2 (6) Гс, сплошные линии — экспериментальные данные, ромбами показаны значения, полученные с использованием формулы (1). *в* — Зависимость производной угла поворота по продольному магнитному полю в нуле поля (чувствительности) от напряженности поперечного: сплошная линия — зависимость, полученная из формулы (2), ромбами показаны экспериментальные данные

цессов, происходящих в среде, ситуация оказывается аналогичной распространению электромагнитной волны вдоль магнитного поля. Как известно, в случае продольного распространения происходит вращение плоскости поляризации волны, т. е. отклик среды $d\mathbf{E}$ ортогонален как направлению поляризации \mathbf{E} , так и магнитной индукции \mathbf{B} . Последнее, очевидно, окажется верным и в нашем случае, но вклад в угол поворота будет давать не $d\mathbf{E}$, а его проекция $d\mathbf{E}'$ на плоскость, перпендикулярную направлению распространения. Таким образом, для угла поворота плоскости поляризации получим:

$$\varphi(B_{\parallel}) = \varphi_0 \left(\sqrt{B_{\parallel}^2 + B_{\perp}^2} \right) \frac{B_{\parallel}}{\sqrt{B_{\parallel}^2 + B_{\perp}^2}}, \quad (1)$$

где $\varphi_0(B)$ — зависимость угла поворота плоскости поляризации от величины продольного магнитного поля в отсутствие поперечного.

Из формулы (1) нетрудно найти выражение для производной угла поворота по продольному магнитному полю в нуле поля, определяющей чувствительность магнитометра:

$$\left. \frac{d\varphi}{dB_{\parallel}} \right|_{B_{\parallel}=0} = \frac{\varphi_0(B_{\perp})}{B_{\perp}}. \quad (2)$$

Зависимость угла поворота плоскости поляризации от продольного магнитного поля для различной напряженности поперечного приведена на рис. 2*б*. Сплошными линиями изображены экспериментальные кривые, ромбами отмечены теоретические значения, вычисленные по формуле (1) (в качестве $\varphi_0(B)$ использовалась экспериментальная кривая, измеренная в отсутствие поперечного магнитного поля).

На рис. 2*в* изображена зависимость $\left. \frac{d\varphi}{dB_{\parallel}} \right|_{B_{\parallel}=0}$ от напряженности поперечного поля. Ромбами показаны экспериментальные значения. Кривая, полученная на основании формулы (2), отображена сплошной линией. Неопределенность вида $0/0$, возникающая в выражении (2) при $B_{\perp} = 0$, и ошибки, связанные с экспериментальным определением $\varphi_0(B)$ (в частности, мы пренебрегали магнитным полем Земли), не позволили корректно продолжить кривую до нулевого значения поперечного поля. При всех других значениях поперечного магнитного поля видно отличное согласие модели с экспериментальными данными.

Формула (2) имеет простую геометрическую интерпретацию. Наклон зависимости угла поворота плоскости поляризации от продольного магнитно-

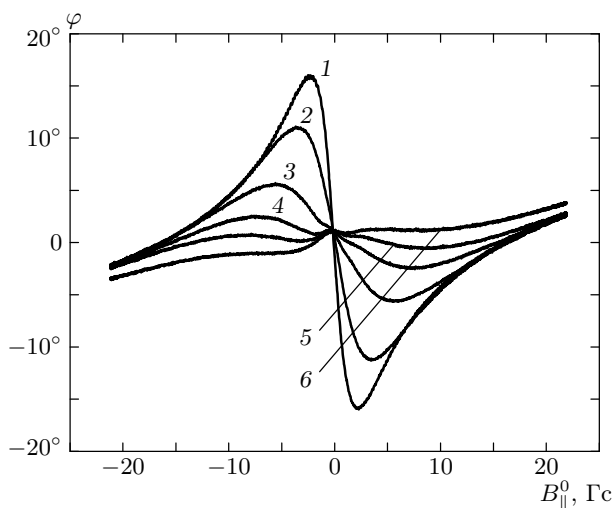


Рис. 3. Зависимость угла поворота плоскости поляризации от продольного магнитного поля для различной напряженности поперечного поля в случае поперечного поля, параллельного поляризации электромагнитной волны, $B_{\perp} = 0$ (1), 3.64 (2), 7.28 (3), 10.9 (4), 14.6 (5), 18.2 (6) Гс

го поля в нуле функции $(d\varphi/dB_{\parallel})|_{B_{\parallel}=0}$ в присутствии поперечного магнитного поля B_{\perp} равен наклону прямой, проведенной из начала координат в точку $\varphi_0(B_{\perp})$. Таким образом, чувствительность магнитометра будет мало меняться при наложении поперечного магнитного поля, перпендикулярного поляризации, меньшего B_{max} (B_{max} — положение максимума угла поворота поляризации в отсутствие поперечных полей), и резко уменьшаться при больших его значениях.

В случае другой ориентации возмущающего бокового поля ситуация была более сложной. При поперечном поле, параллельном поляризации световой волны и большем $2B_{max}$, в зависимости угла поворота плоскости поляризации от продольного магнитного поля наблюдалась особенность вблизи нуля (см. рис. 3), аналогичная наблюдавшейся в работе [13]. Природа данной особенности до конца не понятна и требует дополнительного исследования, однако, как и в рассмотренном выше случае поперечного поля, ортогонального направлению поляризации лазерного излучения, можно утверждать, что поперечные поля, меньшие B_{max} , слабо влияют на резонансное фарадеевское вращение плоскости поляризации.

Таким образом, поперечные поля произвольной ориентации слабо влияют на нелинейный резонансный эффект Фарадея до тех пор, пока их напряженности не превышают B_{max} , что необходимо учи-

тывать, в частности, при создании магнитометра. В присутствии поперечных полей, неизбежных в реальных условиях измерения, целесообразно работать с достаточно высокими интенсивностями, обеспечивающими необходимое полевое уширение перехода и, следовательно, величину B_{max} . Уширение перехода уменьшает крутизну зависимости угла поворота плоскости поляризации от продольного магнитного поля и, казалось бы, должно привести к уменьшению потенциальной чувствительности магнитометров на основе нелинейного резонансного эффекта Фарадея. Однако в условиях когерентного плетения населенности отношение крутизны зависимости угла поворота плоскости поляризации к поглощению не зависит от интенсивности световой волны [15]. Таким образом, увеличение интенсивности не приводит к росту предела чувствительности, определяемому из отношения сигнал/шум. Более того, в случае, когда чувствительность ограничена дробовыми шумами, принципиально достижимая погрешность определения магнитного поля уменьшается как корень из интенсивности световой волны [11]. Повышение реальной чувствительности магнитометра возможно за счет увеличения оптической толщины используемой среды, а также более точного измерения угла поворота плоскости поляризации или, что то же самое, сдвига фаз между право- и лево-циркулярно поляризованными компонентами лазерного излучения.

4. ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ОТКАЧКИ НАСЕЛЕННОСТИ С РАБОЧИХ УРОВНЕЙ В ОТКРЫТЫХ СИСТЕМАХ И ЕЕ КОМПЕНСАЦИИ НА НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ

На рис. 4а представлена схема включения основного, сигнального (1), и вспомогательного (2) лазеров при исследовании компенсации оптической откачки населенности с рабочего перехода $F = 2 \rightarrow F' = 1$. Эксперимент проводился для двух случаев с существенно различными константами релаксации: чистых паров рубидия и паров рубидия в присутствии буферного газа. Исследовалась зависимость угла поворота плоскости поляризации излучения сигнального лазера, резонансного переходу $F = 2 \rightarrow F' = 1$, от величины продольного магнитного поля. Вспомогательный лазер, настроенный на переход $F = 1 \rightarrow F' = 2$, компенсировал уход населенности с рабочих уровней, возвращая ее через верхний уровень $F' = 2$ на рабочий

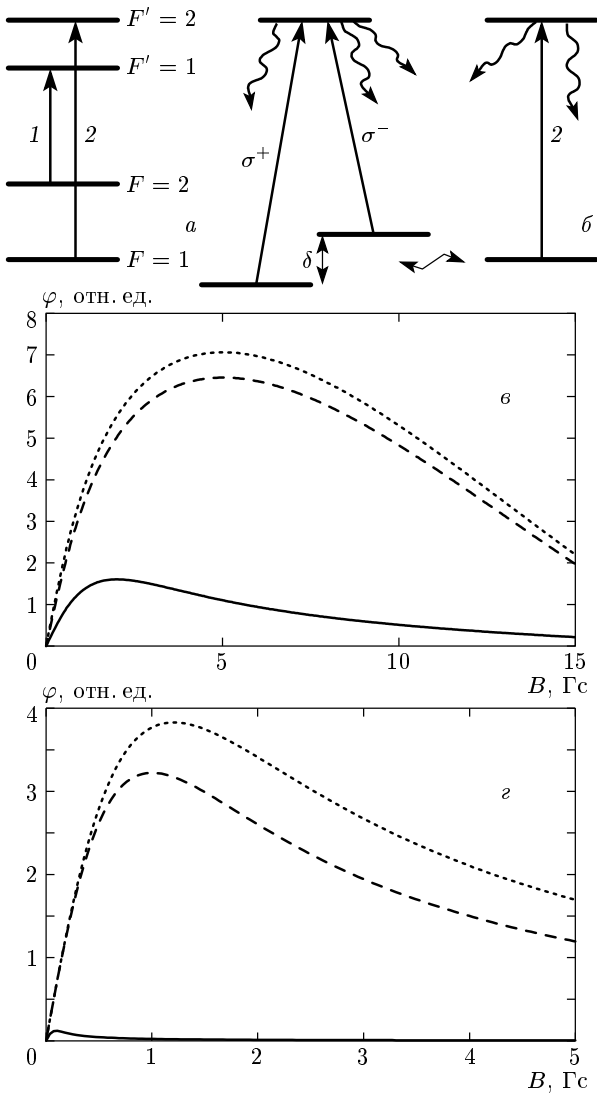


Рис. 4. а — Схема включения лазеров — основного, сигнального (1), и вспомогательного (2), используемого для компенсации оптической откачки с рабочего перехода $F = 2 \rightarrow F' = 1$. б — Упрощенная модель, использованная при компьютерной симуляции компенсации откачки: σ^+ , σ^- — право- и левациркулярно поляризованные составляющие излучения основного лазера, δ — зеемановское расщепление. в, з — Расчетные зависимости угла поворота плоскости поляризации от величины магнитного поля для рубидия без буферного газа и рубидия с буферным газом (неон под давлением 30 Торр), соответственно, частота Раби излучения основного лазера 20 МГц. Сплошная линия — зависимость в отсутствие компенсации, пунктирная — при бесконечной интенсивности вспомогательного лазера (замкнутая система), штриховая — случай, соответствующий эксперименту: интенсивность вспомогательного лазера в два раза меньше интенсивности основного

нижний уровень $F = 2$, и таким образом система становилась замкнутой.

При планировании эксперимента было проведено численное моделирование на основании упрощенной схемы (рис. 4б). Переход $F = 2 \rightarrow F' = 1$, взаимодействующий с излучением основного лазера, моделировался поляризационной Λ -схемой с зеемановским расщеплением нижних уровней $\delta = 2\mu_B g B / \hbar$, где μ_B — магнетон Бора, g — фактор Ланде равный $1/2$ для уровня $F = 2$ линии D_1 ^{87}Rb , B — приложенное магнитное поле. В качестве модели для перехода $F = 1 \rightarrow F' = 2$, не обладающего темным состоянием, использовалась двухуровневая открытая система, возбуждаемая вспомогательным лазером. Системы были связаны релаксацией населенности между уровнями $F = 1$ и $F = 2$ (низкочастотная релаксация), а также релаксацией населенности верхних уровней $F' = 1$, $F' = 2$ (высокочастотная релаксация). Соотношения скоростей высокочастотной релаксации между подуровнями были выбраны с учетом оптических сил соответствующих переходов. Суммарная константа высокочастотной релаксации, γ , и константа низкочастотной релаксации, Γ , принимались равными $\gamma = 6$ МГц, $\Gamma = 16$ кГц для чистых паров рубидия и $\gamma = 150$ МГц, $\Gamma = 1$ кГц для рубидия в присутствии буферного газа. Частота Раби излучения основного лазера имела значение 20 МГц, что соответствует используемой в эксперименте интенсивности 100 мВт/см². При расчетах учитывалось доплеровское неоднородное уширение переходов, равное в условиях измерений 270 МГц.

Численное моделирование показало, что компенсация откачки становится эффективной при интенсивности вспомогательного лазера, в 2–3 раза меньшей интенсивности основного, и дальнейшее увеличение мощности вспомогательного лазера нецелесообразно. Поэтому в эксперименте использовался относительно маломощный вспомогательный лазер с интенсивностью излучения 50 мВт/см². Расчетные зависимости угла поворота плоскости поляризации от величины магнитного поля для рубидия без буферного газа и рубидия с буферным газом приведены на рис. 4в, з. Сплошной линией показана зависимость в отсутствие компенсации, пунктирной — при бесконечной интенсивности вспомогательного лазера (замкнутая система), штриховой — случай, соответствующий эксперименту: интенсивность вспомогательного лазера в два раза меньше интенсивности основного. Видно, что компенсация откачки приводит к небольшому (порядка двух раз) увеличению наклона кривой в нуле, определяющего чувствительность, а также к расширению диапазо-

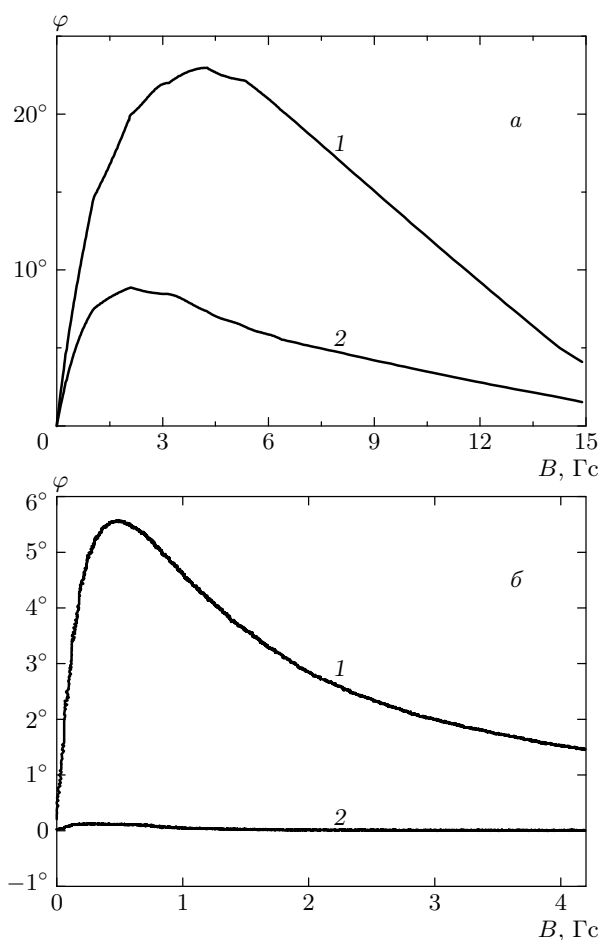


Рис. 5. Экспериментальные зависимости угла поворота плоскости поляризации от величины магнитного поля в присутствии излучения вспомогательного лазера (1) и без него (2). *a* — Чистые пары рубидия без буферного газа, *б* — пары рубидия в буферном газе (неон под давлением 30 Торр)

на измеримых полях, т. е. к увеличению B_{max} , соответствующему положению максимума угла поворота плоскости поляризации. Отметим, что B_{max} определяет также возможность работы в присутствии поперечного магнитного поля (см. разд. 3). Расчеты показывают, что расширение динамического диапазона при компенсации откачки зависит от соотношения между константами низкочастотной, Γ , и высокочастотной, γ , релаксации и растет с уменьшением Γ/γ .

Экспериментальные зависимости угла поворота плоскости поляризации от величины магнитного поля для рубидия без буферного газа и рубидия с буферным газом приведены на рис. 5*a, б*, кривая 1 — в присутствии излучения вспомогательного лазера,

2 — без него. Для чистых паров рубидия видно хорошее качественное согласие с результатами численного моделирования (см. рис. 4*в*). При компенсации оптической откачки населенности наблюдалось увеличение чувствительности в 1.6 раза и двукратное расширение динамического диапазона (т. е. двукратное увеличение B_{max}). Результаты измерений с буферным газом (рис. 5*б*) сильно отличаются от рассчитанных (рис. 4*з*). Вместо ожидаемого двукратного увеличения чувствительности и десятикратного расширения динамического диапазона наблюдалось незначительное расширение динамического диапазона и увеличение чувствительности в 50 раз. Данное отличие объясняется влиянием магнитного поля Земли, напряженность которого примерно равна $B_E = 500$ мГс. Продольная компонента земного магнитного поля определялась по смещению нуля нелинейного резонансного эффекта Фарадея и составила в условиях эксперимента $B_{E\parallel} \approx 200$ мГс, что учитывалось при обработке результатов измерения. Проекция магнитного поля Земли на направление, перпендикулярное направлению распространения лазерного излучения, может быть оценена как

$$B_{E\perp} = \sqrt{B_E^2 - B_{E\parallel}^2} \approx 450 \text{ мГс},$$

что меньше ширины динамического диапазона B_{max} при компенсации откачки и существенно больше ожидаемой ширины динамического диапазона в отсутствие поперечного поля без компенсации. Следовательно, поперечное магнитное поле Земли слабо влияло на резонансный эффект Фарадея при компенсации оптической откачки населенности с рабочих уровней, однако его влияние было определяющим в отсутствие компенсации.

Таким образом, компенсация потери населенности рабочих уровней наряду с увеличением чувствительности позволяет существенно расширить динамический диапазон B_{max} , что особенно важно при работе с образцами с малыми константами низкочастотной релаксации, Γ , в присутствии поперечных магнитных полей. Отметим, что константа низкочастотной релаксации определяет принципиально достижимую чувствительность магнитометров на основе нелинейного резонансного эффекта Фарадея [10, 11, 15].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано влияние поперечного магнитного поля на нелинейный резонансный эффект Фарадея в условиях когерентного пленения населенности. Для полей, перпендикулярных направле-

нию поляризации электромагнитной волны, предложена простая теоретическая модель, хорошо согласующаяся с экспериментальными данными. Показано, что поперечные поля произвольной ориентации слабо влияют на нелинейный резонансный эффект Фарадея до тех пор, пока их напряженности не превышают V_{max} . Проведенные исследования показывают, что при создании КПН-магнитометров на основе фарадеевского вращения плоскости поляризации целесообразно работать с достаточно высокими интенсивностями, обеспечивающими необходимое полевое уширение перехода и, следовательно, величину V_{max} , превышающую напряженность поперечных полей, неизбежных в реальных условиях измерения.

Другим важным вопросом, рассмотренным в представленной работе, является влияние потери населенности рабочих уровней в открытых системах на нелинейный резонансный эффект Фарадея. Показано, что оптическая откачка населенности из открытой системы приводит к уменьшению чувствительности и величины, определяющей рабочий диапазон магнитометра. Выбор удобной замкнутой системы часто оказывается затруднен. В работе предложено использование дополнительного лазера для компенсации оптической откачки населенности из открытой системы. Экспериментально продемонстрировано увеличение чувствительности и расширение динамического диапазона при компенсации ухода населенности. Проведенные исследования показывают, что компенсация откачки особенно важна при работе с образцами с малыми константами низкочастотной релаксации в присутствии поперечных магнитных полей. Применение вспомогательного лазера для компенсации оптической откачки населенности в эксперименте с буферным газом в присутствии магнитного поля Земли позволило увеличить чувствительность в 50 раз. Отметим, что уменьшение константы низкочастотной релаксации является основным способом увеличения принципиально достижимой чувствительности КПН-магнитометра, что подчеркивает важность полученных результатов.

Исследования показали, что оптическая компенсация потери населенности рабочих уровней становится эффективной при интенсивности дополнительного лазера, в 2–3 раза меньшей интенсивности основного. Кроме того, очевидно, что в качестве вспомогательного можно использовать лазер с относительно широкой линией при условии сохранения спектральной мощности. Все это снижает требования к качеству вспомогательного лазера и дела-

ет предложенную технику компенсации оптической откачки населенности из открытых систем удобной для практической реализации.

Полученные результаты позволяют глубже понять явление нелинейного резонансного эффекта Фарадея и являются важным шагом к созданию практически реализуемых магнитометров на его основе.

Авторы благодарны Р. Л. Колесову, А. Г. Литваку, В. А. Миронову и В. Е. Семенову за полезные и плодотворные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 01-02-17779 и 03-02-06664).

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, УФН **163**(9), 1 (1993).
2. E. Arimondo, *Progr. Opt.* **XXXV**, 257 (1996).
3. A. B. Matsko, O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev et al., *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **46**, 191 (2001).
4. В. С. Смирнов, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **96**, 1613 (1989).
5. А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **98**, 81 (1990).
6. И. В. Зеленский, В. А. Миронов, ЖЭТФ **121**, 1068 (2002).
7. A. Nagel, L. Graf, A. Naumov et al., *Europhys. Lett.* **44**, 31 (1998).
8. R. Wynands and A. Nagel, *Appl. Phys. B* **68**, 1 (1999).
9. M. O. Scully and M. Fleischhauer, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1360 (1992).
10. M. Fleischhauer, A. B. Matsko, and M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 013808 (2000).
11. V. A. Sautenkov, M. D. Lukin, C. J. Bendar et al., *Phys. Rev. A* **62**, 023810 (2000).
12. D. Budker, V. V. Yashcuck, and M. Zolotarev, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5788 (1998).
13. D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester, and V. V. Yashcuck, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1767 (1999).
14. I. Novikova, A. B. Matsko, and G. R. Welch, *Opt. Lett.* **26**, 1076 (2001).
15. I. Novikova and G. R. Welch, *J. Mod. Opt.* **49**, 349 (2002).
16. Р. А. Ахмеджанов, И. В. Зеленский, Письма в ЖЭТФ **76**, 493 (2002).