

09

## Аномально низкая скорость релаксации компоненты магнитного момента второго порядка (выстраивания) в цезии

© М.В. Петренко, А.С. Пазгалёв, А.К. Вершовский

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: m.petrenko@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 27 июня 2024 г.

В окончательной редакции 23 сентября 2024 г.

Принято к публикации 23 сентября 2024 г.

Представлены результаты исследований сигналов линейного дихроизма в цезии, обусловленных динамикой выстраивания атомных моментов при переключении направления поперечного магнитного поля. Обнаружен нестационарный эффект поворота плоскости поляризации луча накачки, свидетельствующий о наличии компоненты атомного момента с аномально низкой скоростью релаксации. Приводится качественное объяснение наблюдаемого эффекта.

**Ключевые слова:** оптически детектируемый магнитный резонанс, магнитный момент атома, оптическая накачка, выстраивание, релаксация.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.03.59811.20042

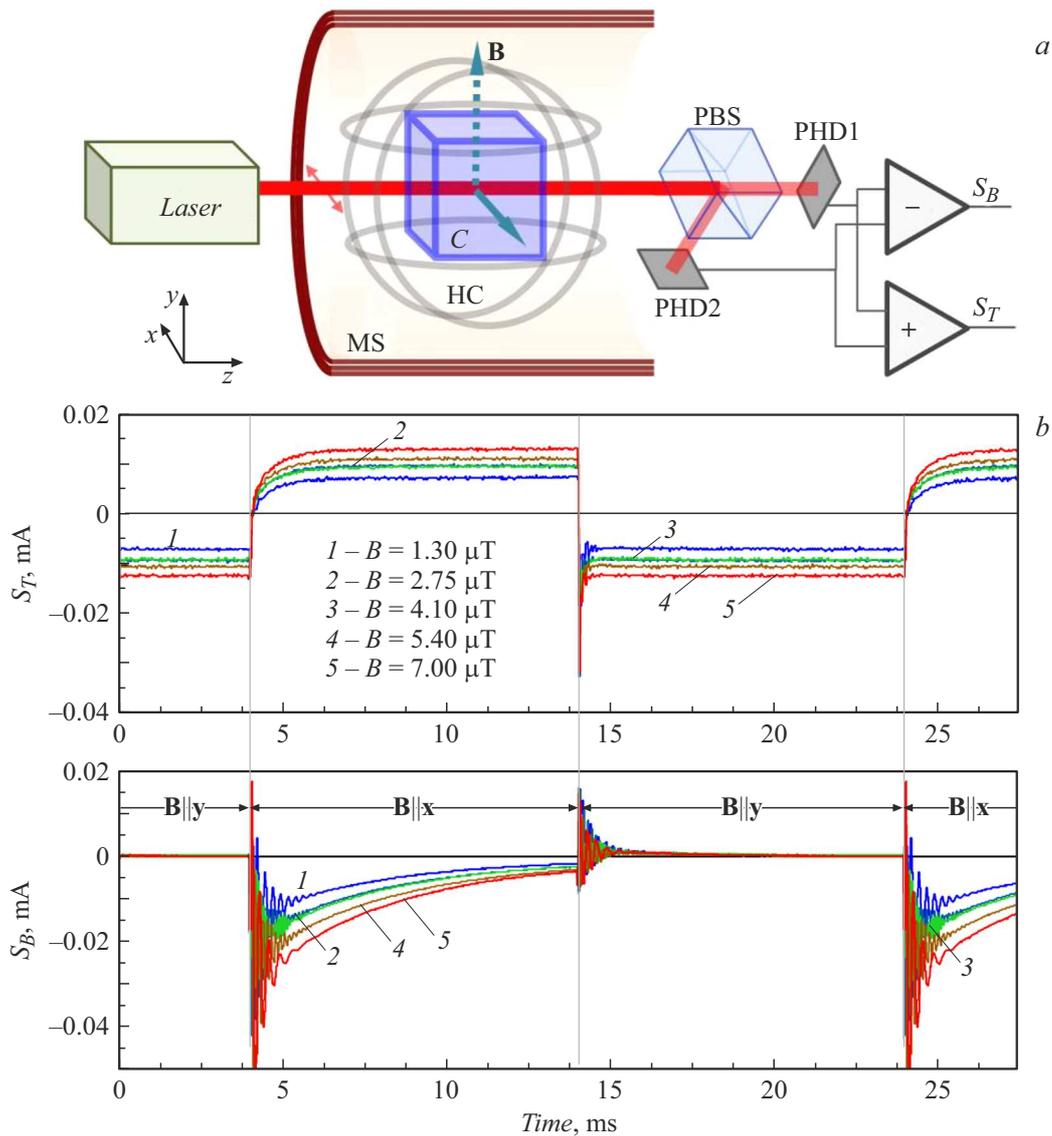
Все существующие в настоящее время разнообразные квантовые оптические датчики, к которым относятся датчики магнитного поля [1–3], поворота [4] и т.д., основаны на различных модификациях оптического детектирования магнитного резонанса в основном состоянии щелочных металлов (ЩМ). Все перечисленные выше устройства используют методы замедления релаксации основного состояния. Так, для снижения деструктивного влияния столкновений атомов со стенками ячейки, в которой они содержатся, используют антирелаксационные покрытия либо добавляют в ячейку буферный газ, замедляющий диффузию атомов. При этом определяющим механизмом релаксации становится обмен спиновыми состояниями между атомами ЩМ. До сих пор были известны два эффекта, обеспечивающие частичное или даже почти полное подавление спин-обменной релаксации. Наиболее известный из этих эффектов — SERF (spin exchange relaxation free), возникающий в нулевом магнитном поле [5]. Менее известен эффект, при котором почти все атомы ЩМ в ненулевом магнитном поле перекачиваются в состояние с частично подавленной спин-обменной релаксацией, которое Хаппер назвал „вытянутым“ („stretched“) [6]. Оба эти эффекта возникают в условиях нарушения термического равновесия при сильной оптической накачке (ОН). ОН при этом является причиной еще одного механизма релаксации, вызывающего так называемое световое уширение резонанса, пропорциональное ее интенсивности. Поэтому ширина магнитного резонанса обычно сложным образом зависит от интенсивности ОН.

Подавляющее большинство схем квантовых оптических датчиков основано на эффекте оптической ориентации. В иерархии магнитных моментов ориентация представляет собой момент первого порядка. Она характеризуется асимметричным распределением населенностей

зеemanовских подуровней и, как следствие, ненулевым значением среднего магнитного момента. Ориентация возникает при накачке ЩМ циркулярно поляризованным резонансным излучением. Момент второго порядка (выстраивание) характеризуется симметричным распределением населенностей зеemanовских подуровней и нулевым значением среднего магнитного момента. Он возникает при накачке ЩМ линейно поляризованным излучением. Квантовые датчики, основанные на выстраивании, несмотря на меньшее их распространение, характеризуются определенными преимуществами, такими как отсутствие мертвых зон [7], уменьшенная ориентационная ошибка [8], малый дрейф и метрологическая точность на больших временах наблюдения [9]. Теоретическое описание эффектов выстраивания в ЩМ для стационарных случаев приведено в [10,11]. Также в [11] развита идея магнитометра нулевого поля на основе эффекта выстраивания, привлекательного ввиду предельной простоты оптической схемы.

В настоящей работе приведены результаты исследования параметров релаксации момента второго порядка (выстраивания) при переключении направления магнитного поля. Стационарное выстраивание в отличие от стационарной ориентации может быть получено в системах, в которых направление магнитного поля (МП) не совпадает с направлением луча ОН. Это, в частности, позволяет исследовать эффекты релаксации, возникающие при простом переключении направления магнитного поля. При этом эффект линейного дихроизма проявляется в разнице коэффициентов поглощения резонансного света в двух предельных случаях: когда МП параллельно плоскости поляризации ОН и когда оно перпендикулярно ей.

Блок-схема экспериментальной установки, ранее описанной в [12], приведена на рис. 1, а. Было исследовано



**Рис. 1.** *a* — блок-схема установки. MS — магнитный экран, HC — система колец Гельмгольца, C — ячейка, PBS — поляризационный кубик, PHD1, PHD2 — фотодиоды. *b* — записи сигналов (в единицах фототока) при переключении МП ( $T = 82.5^\circ\text{C}$ ,  $P_{\text{las}} = 3.4\text{ mW}$ ). Видимые частоты осцилляций при больших МП искажены эффектом Муара.

несколько ячеек с разными давлениями буферного газа, но в настоящей работе ограничимся результатами исследования ячейки размером  $5 \times 5 \times 5\text{ mm}$ , которая кроме Cs содержала буферный газ ( $\sim 35\text{ Torr}$ ). Это давление, с одной стороны, гарантировало полное перемешивание возбужденных состояний Cs, а с другой — обеспечивало возможность раздельного возбуждения любой из четырех компонент  $D_1$ -линии. Лазер был настроен в центр линии поглощения  $F = 4 \rightarrow F' = 3$   $D_1$ -линии Cs, электрическая компонента излучения  $\mathbf{E}$  была параллельна оси  $x$ . Для улучшения степени поляризации луча использовалась призма Глана (на схеме не показана).

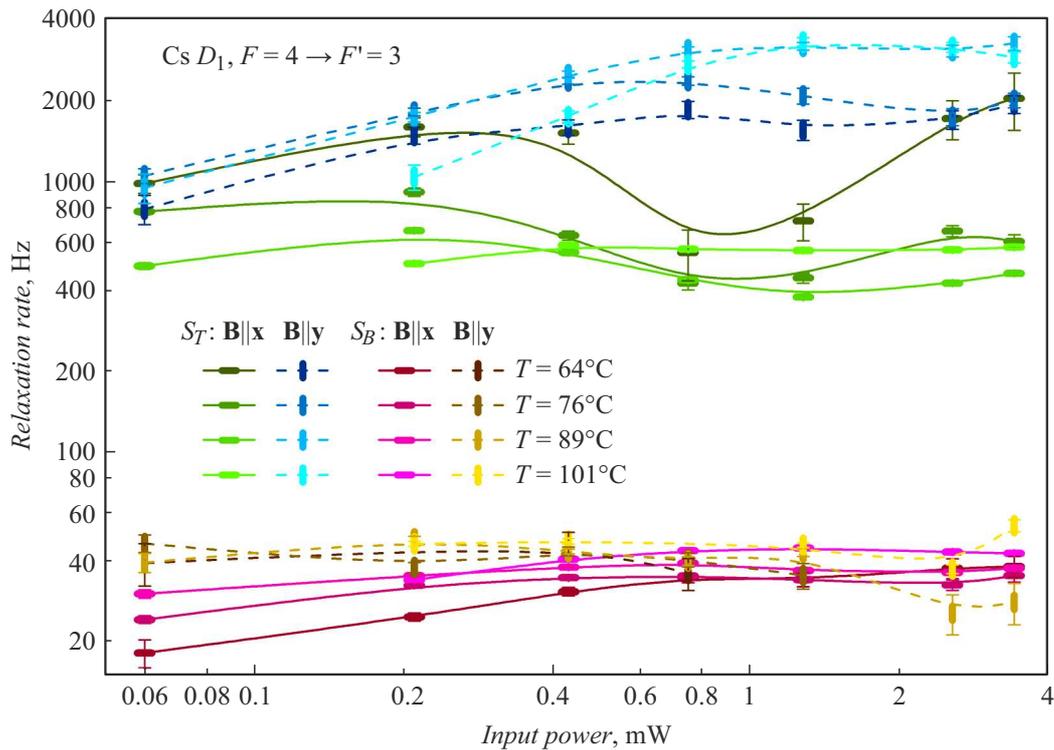
На рис. 1, *b* приведены типичные временные зависимости сигналов полной интенсивности  $S_T$  и разностной интенсивности  $S_B$  при переключении вектора магнитно-

го поля  $\mathbf{B}$  между направлениями, параллельными ортам  $x$  и  $y$  ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{x} \leftrightarrow \mathbf{B} \parallel \mathbf{y}$ ). Сигнал  $S_B$  (рис. 1, *b*) возникает вследствие поворота плоскости поляризации луча накачки или, иными словами, вследствие возникновения компоненты излучения, поляризованной вдоль оси  $y$ :

$$I_X = \frac{1}{2} \left( S_T + \sqrt{S_T^2 - S_B^2} \right),$$

$$I_Y = \frac{1}{2} \left( S_T - \sqrt{S_T^2 - S_B^2} \right). \quad (1)$$

Такой поворот в стационарном состоянии при накачке линейно поляризованным светом запрещен из соображений симметрии: система зеркально-симметрична относительно всех трех осей. В [11] показано, что сигналы  $S_T$  и  $S_B$  имеют вполне определенный физический смысл:



**Рис. 2.** Скорости продольной релаксации. Расчетное значение уширения столкновениями с буферным газом составляет 6 Hz, уширение столкновениями со стенками — около 50 Hz. Расчетное значение спин-обменного уширения в данном диапазоне температур варьируется от 40 до 500 Hz. Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи.

они пропорциональны соответственно постоянной продольной и осциллирующим поперечным компонентам выстраивания. Однако в динамике, как показал наш эксперимент, помимо осцилляций возникает медленно затухающий поворот плоскости поляризации, который может достигать относительно больших значений. Это первый эффект, на который мы хотим обратить внимание в настоящей работе.

Вторым заслуживающим исследования эффектом, отображенным на рис. 1, *b*, является очевидная асимметрия релаксационных процессов относительно направления поля: при переключении поля  $\mathbf{V} \parallel \mathbf{x} \rightarrow \mathbf{V} \parallel \mathbf{y}$  стационарное состояние достигается, как только затухают ларморовские осцилляции, тогда как при переключении  $\mathbf{V} \parallel \mathbf{y} \rightarrow \mathbf{V} \parallel \mathbf{x}$  релаксация носит экспоненциальный характер с характерными скоростями несколько сотен герц.

На рис. 2 приведены результаты обработки серий записей, полученных при различных температурах, подобных записям на рис. 1, *b*. В каждой серии мощность излучения накачки варьировалась примерно на два порядка. Данные рис. 2 позволяют сделать заключение о наличии третьего, совершенно неожиданного эффекта: а именно о наличии в распределении момента компоненты, характеризующейся аномально низкой (20–50 Hz) скоростью релаксации, не обнаруживающей видимой однозначной зависимости ни от температуры, ни от

мощности накачки и проявляющейся исключительно в сигналах  $S_B$ . При этом амплитуды соответствующих сигналов зависят от этих же параметров вполне стандартным образом (сходно с амплитудами сигналов  $S_T$ ), что позволяет однозначно приписать их процессам в атомном ансамбле. Все упомянутые эффекты в той или иной степени наблюдались во всех исследованных ячейках при накачке как линии  $F = 4 \rightarrow F' = 3$ , так и линии  $F = 4 \rightarrow F' = 4$ .

Частичное объяснение наблюдаемых эффектов может быть дано на качественном уровне. Так, первый эффект — поворот плоскости поляризации — можно объяснить ларморовской прецессией, которая при переключении направления МП нарушает симметрию системы, создавая угол между поляризацией света накачки и направлением выстраивания атомного ансамбля. Вследствие быстрого затухания прецессии среднее значение производимого ей эффекта может отличаться от нуля.

Второй эффект — асимметрия времен релаксации — может быть объяснен с геометрических позиций. Возникающее при  $\mathbf{V} \parallel \mathbf{E}$  выстраивание на переходе  $F = 4 \rightarrow F' = 3$  в пределе характеризуется концентрацией атомов в состояниях  $|m_F| = F$ , соответствующих максимальным по модулю проекциям момента на МП. После быстрого переключения поля  $\mathbf{V} \parallel \mathbf{x} \rightarrow \mathbf{V} \parallel \mathbf{y}$  это же распределение волновой функции момента соответствует нулевой проекции момента на МП. Благодаря

прецессии и поперечной релаксации, размывающей распределение в плоскости  $xz$ , оно максимально быстро (за время порядка времени поперечной релаксации  $T_2$ ) преобразуется в распределение, практически соответствующее концентрации атомов в состоянии  $|m_F| = 0$ . При обратном переключении МП  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{y} \rightarrow \mathbf{B} \parallel \mathbf{x}$  этого не происходит: прецессия и релаксация за то же время  $\sim T_2$  переводят атомный ансамбль в практически неполяризованное состояние, возврат из которого в максимально „вытянутое“ состояние  $|m_F| = F$  требует большего времени, которое определяется временем продольной релаксации  $T_1$ . Все отмеченное выше относится и к релаксации компоненты выстраивания, вносящей вклад в сигнал  $S_B$ .

Третий эффект — аномально низкую скорость продольной релаксации в сигнале  $S_B$  — объяснить сложнее всего. Можно предположить, что нижняя граница скорости релаксации определяется скоростью релаксации на стенках ячейки (эта величина для ячеек несферической формы может быть рассчитана только приближенно, особенно с учетом неопределенности давления газовой смеси). Можно также заключить, что спин-обменные процессы, в данном температурном диапазоне характеризующиеся скоростями до 500 Hz, не вносят вклада в релаксацию сигнала  $S_B$  (хотя, вообще говоря, продольная релаксация выстраивания в принципе может вызываться спин-обменом, поскольку оба эти процесса характеризуются сохранением полного момента атомного ансамбля). В дальнейшем мы планируем экспериментально определить скорость продольной релаксации в ячейках большего размера. Первостепенной задачей является выяснение физической природы аномально медленно релаксирующего сигнала  $S_B$ .

Дальнейшее изучение обнаруженных нами эффектов, по нашему мнению, представляет большой интерес для понимания процессов выстраивания в веществе, а также для основанных на них приложений.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] D. Budker, M. Romalis, Nat. Phys., **3**, 4 (2007). DOI: 10.1038/nphys566
- [2] M.V. Petrenko, A.S. Pazgalev, A.K. Vershovskii, Phys. Rev. Appl., **15**, 064072 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.064072
- [3] M.V. Petrenko, A.S. Pazgalev, A.K. Vershovskii, Phys. Rev. Appl., **20**, 024001 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.20.024001
- [4] C.L. Garrido Alzar, AVS Quantum Sci., **1**, 014702 (2019). DOI: 10.1116/1.5120348
- [5] M.P. Ledbetter, I.M. Savukov, V.M. Acosta, D. Budker, M.V. Romalis, Phys. Rev. A, **77**, 033408 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevA.77.033408
- [6] S. Appelt, A. Ben-Amar Baranga, A.R. Young, W. Happer, Phys. Rev. A, **59**, 2078 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevA.59.2078
- [7] H. Wang, T. Wu, W. Xiao, H. Wang, X. Peng, H. Guo, Phys. Rev. Appl., **15**, 024033 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.024033
- [8] R. Zhang, D. Kanta, A. Wickenbrock, H. Guo, D. Budker, Phys. Rev. Lett., **130**, 153601 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevLett.130.153601
- [9] M. Rosner, D. Beck, P. Fierlinger, H. Filter, C. Klau, F. Kuchler, P. Rößner, M. Sturm, D. Wurm, Z. Sun, Appl. Phys. Lett., **120**, 161102 (2022). DOI: 10.1063/5.0083854
- [10] A. Weis, G. Bison, A.S. Pazgalev, Phys. Rev. A, **74**, 033401 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevA.74.033401
- [11] A. Meraki, L. Elson, N. Ho, A. Akbar, M. Koźbiał, J. Kołodyński, K. Jensen, Phys. Rev. A, **108**, 062610 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevA.108.062610
- [12] M.V. Petrenko, A.S. Pazgalev, A.K. Vershovskii, Photonics **11** (10), 926 (2024). DOI: 10.3390/photonics11100926