

01

## Физические основы оптического метода неразрушающего контроля газового состава ячеек, используемых в квантовых сенсорах

© Ф.С. Свиридов<sup>1,2</sup>, А.С. Пазгалёв<sup>1</sup>, А.К. Вершовский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Академический университет им. Ж.И. Алферова,  
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: antver@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 03.05.2024 г.

В окончательной редакции 19.06.2024 г.

Принята к публикации 30.10.2024 г.

Рассмотрены явления, существенным образом влияющие на точность спектрального метода неразрушающего контроля качества ячеек с паром щелочного металла и буферными газами, используемых в качестве чувствительных элементов миниатюрных квантовых сенсоров — стандартов частоты, магнитометров, гироскопов. Метод позволяет определить состав одно- или двухкомпонентной газовой смеси по результатам измерения уширения и сдвига оптических спектральных линий щелочного металла столкновениями с буферным газом. На примере <sup>87</sup>Rb продемонстрировано, что на результаты такого измерения влияют искажения контуров линий, возникающие вследствие оптической сверхтонкой накачки. Предложено теоретическое описание этих эффектов и способы устранения вносимых ими ограничений.

**Ключевые слова:** спектроскопия щелочных металлов, оптический контроль газового состава, оптическая накачка, балансные уравнения для населенностей.

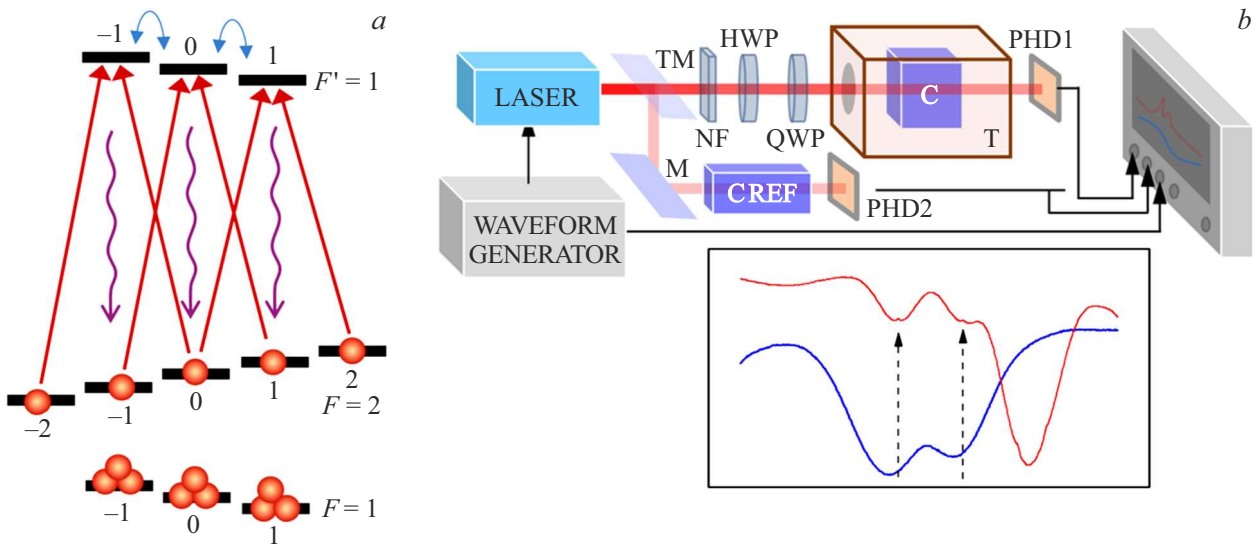
DOI: 10.61011/OS.2024.12.59793.6625-24

Развитие компактных источников лазерной накачки — полупроводниковых лазеров с распределенной обратной связью, а затем — с вертикальными резонаторами [1] обусловило возможность разработки миниатюрных оптических квантовых сенсоров, таких как микроразмерные стандарты частоты [2], квантовые магнитометры [3] и гироскопы [4,5]. Основным чувствительным элементом во всех этих устройствах является прозрачная ячейка, содержащая атомы щелочного металла (ЩМ) и буферный инертный газ или смесь инертных газов. Массовое производство миниатюрных стандартов частоты поставило перед промышленностью задачу производства газовых ячеек с очень строго выдерживаемыми параметрами — такими, как общее давление буферного газа и парциальное давление элементов газовой смеси [6,7]. Выяснилось, что чем меньше размер ячейки, тем сложнее обеспечить нужную точность ее заполнения и тем больше оказываются погрешности. Возникла необходимость в методе неразрушающего контроля, который в случае герметически запаянной ячейки может быть произведен только спектроскопическими средствами [8,9]. Поскольку каждый газ вызывает свойственные только ему сдвиг и уширение спектральной линии поглощения ЩМ, исследование этих параметров в случае одно- или двухкомпонентной газовой смеси в принципе может дать полную информацию о ее составе [10].

Такой метод контроля предполагает сканирование узкополосного лазерного излучения в области спектральных линий ЩМ и детектирование поглощения в

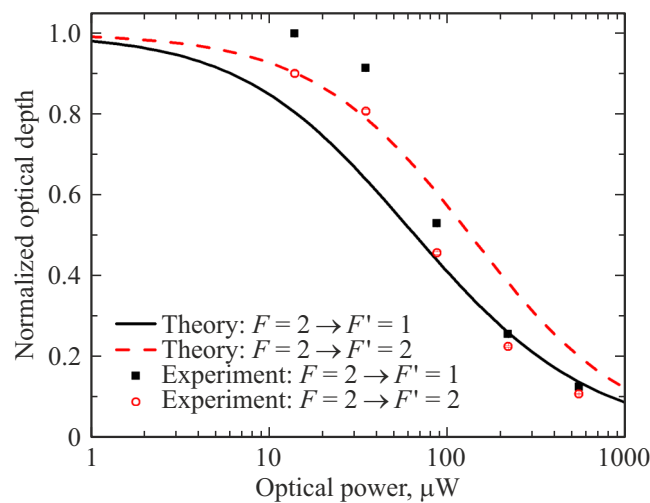
ячейке. Типичные величины коэффициентов сдвига и уширения не превышают  $10^7$  Hz/Торг [9], а разность коэффициентов сдвига и уширения для газов, входящих в состав смеси, может не превышать  $10^6$  Hz/Торг, поэтому при требуемой точности 1 Торг ширины и центральные частоты линий поглощения должны быть определены с точностью  $\sim 1$  MHz при характерных ширинах линии 400 MHz и более. Это определяет требования к отношению сигнал/шум при измерении и, как следствие, вынуждает увеличивать интенсивность излучения. При этом, как показано ниже, параметры линии поглощения оказываются искажены процессами оптической накачки. Поскольку основное состояние атома ЩМ расщеплено на два сверхтонких уровня, в условиях газовой ячейки характеризующихся большим временем релаксации [11,12], для просветления среды за счет сверхтонкой оптической накачки требуется на много порядков меньшая интенсивность, чем для ее просветления за счет насыщения оптического перехода. Величина просветления оказывается неодинаковой по контуру спектральной линии, что приводит к его искажению.

Настоящая работа посвящена исследованию этих эффектов и выработке способов их расчета и компенсации. Теоретическая часть состояла в определении коэффициента поглощения решением системы уравнений, описывающих населенности зеемановских подуровней основного состояния рубидия в присутствии оптической накачки [13].



**Рис. 1.** (a) Схема уровней Rb в условиях оптической накачки светом циркулярной поляризации ( $F = 2 \rightarrow F' = 1$ ) и перемешивания подуровней возбужденного состояния; прямые стрелки — накачка, волнистые — релаксация; (b) экспериментальная установка: LASER — диодный лазер с внешним резонатором, С — ячейка, Т — термостат, CREF — эталонная ячейка, NF — нейтральный фильтр, HWP — полуволновая пластина, QWP — четвертьволновая пластина, ТМ — полупрозрачное зеркало, М — зеркало, PHD1,2 — фотодиоды. На врезке — пример записи интенсивности прошедшего света в исследуемой ячейке (толстая синяя линия) и в опорной ячейке (красная линия). Штриховыми стрелками указаны резонансы насыщенного поглощения в опорной ячейке, соответствующие центральным частотам переходов  $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2$ .

Рассмотрим (рис. 1, a) схему подуровней основного состояния ЩМ — рубидия  $^{87}\text{Rb}$  (решение для Cs, K и др. находится аналогичным образом). Каждый сверхтонкий уровень  $F = I \pm 1/2$  (где  $I$  — спин ядра, для  $^{87}\text{Rb}$   $I = 3/2$ ) основного  $S_{1/2}$ - и возбужденного  $P_{1/2}$ - состояний в магнитном поле расщепляется на  $2F + 1$  подуровней с проекциями момента  $m_F = -F \dots F$ . Общее количество этих подуровней равно  $N = 2(2I + 1)$

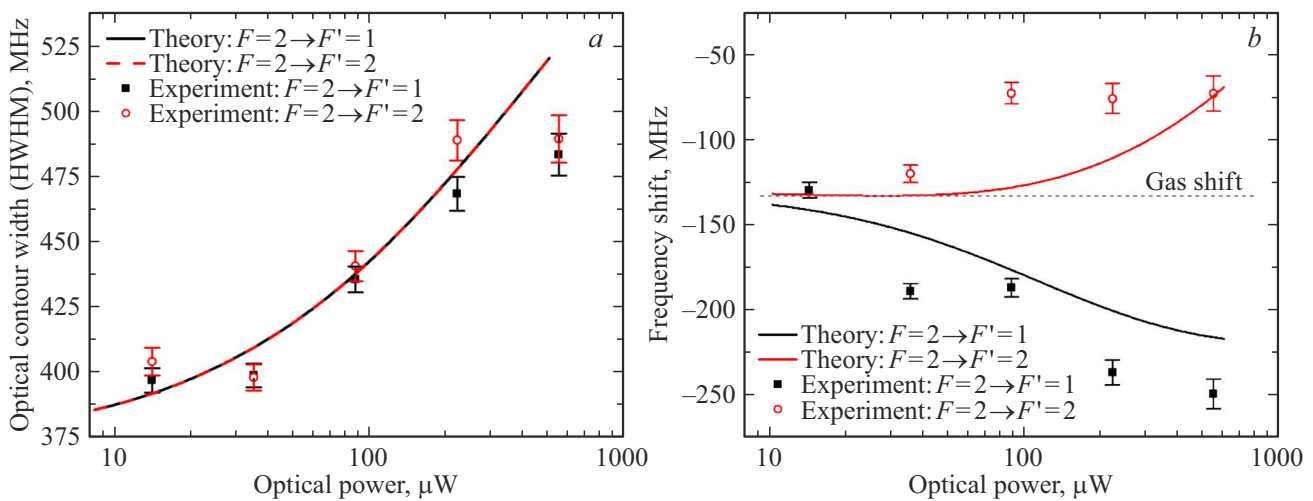


**Рис. 2.** Результат теоретического расчета (линии) и экспериментального измерения (символы) зависимости оптической плотности в центре спектральных линий  $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2$   $^{87}\text{Rb}$  от мощности детектирующего излучения.

(в случае Rb  $N = 8$ ). При температурах порядка комнатной они находятся в тепловом равновесии, которое может быть нарушено оптической накачкой. В ячейках с газовыми смесями уже при давлениях порядка 30 Торг происходит так называемое перемешивание подуровней возбужденного состояния, в результате которого скорости заселения подуровней основного состояния оказываются одинаковы, и разность их населенностей обусловлена только разницей скоростей откачки с них („depoulation pumping“) [14]. При этом возбужденное состояние можно рассматривать как один уровень с населенностью  $n_e$  и скоростью распада  $\Gamma$ . В результате мы получаем систему из  $N + 1$  линейных балансных уравнения вида

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}n_i = -K^i(\nu)In_i - \gamma n_i + \frac{\gamma}{N} \sum_{i=1}^N n_i + \frac{\Gamma}{N}n_e = 0, \\ \frac{d}{dt}n_e = -\Gamma n_e + \sum_{i=1}^N K^i(\nu)In_i = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где  $i = 1, \dots, N$ ,  $n_i$  — населенности уровней,  $\gamma$  — темновая скорость релаксации,  $K^i(\nu)I$  — скорость оптической откачки с уровня  $i$ . Выполнено условие нормировки  $\sum_i n_i + n_e = 1$ . Каждый инертный газ вызывает свойственный только ему сдвиг и уширение линии, пропорциональные давлению. Поэтому состав буферного газа в ячейке определяется выбором типа распределения, которое входит в скорость оптической откачки  $K^i(\nu)I$ , и его параметров. Далее были выведены выражения, описывающие форму линии поглощения при медленном



**Рис. 3.** Зависимости (а) эффективного уширения и (б) сдвига спектральных линий  $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2$   $^{87}\text{Rb}$  от мощности детектирующего излучения: линии — теоретический расчет, символы — эксперимент.

сканировании частоты оптической накачки, и показано, что эффекты сверхтонкой и зеемановской накачки приводят к нелинейному изменению поглощения и, как следствие — к эффективному уширению и сдвигу спектральных линий. Особо следует отметить, что упомянутое уширение не имеет отношения к полювому уширению и реализуется при интенсивностях, многократно меньших интенсивности оптического насыщения.

Для проверки теоретических результатов было выполнено экспериментальное исследование зависимостей параметров линии поглощения в ячейке от параметров детектирующего излучения. Для этого исследуемая ячейка, содержащая насыщенные пары  $^{87}\text{Rb}$  и газовую смесь, помещалась в термостат (рис. 1, б), а излучение лазера с внешним резонатором (VitaWave, Москва) сканировалось в окрестности переходов, образующих  $D_1$ -линию поглощения Rb (795 nm). Одновременно в эталонной вакуумной ячейке с Rb регистрировались резонансы нелинейного насыщенного поглощения [15]. Их ширина составляла  $\sim 5$  MHz, что при превышении сигнала над шумом на порядок позволило определить частоту лазера с точностью порядка 0.5 MHz. При обработке спектров производилось вычитание базовой линии и аппроксимация контуров суммой гауссовых профилей, которые при данных условиях хорошо описывали центральную часть линий поглощения. Это приближение допустимо, пока уширение буферным газом сопоставимо по величине с доплеровским уширением, а при больших давлениях газа следует использовать лоренцевский или фойгтговский контуры. Результаты сопоставления зависимостей теоретического расчета оптической плотности, эффективного уширения и сдвига в центре спектральных линий мощности детектирующего излучения с экспериментом приведены на рис. 2, 3.

Здесь следует пояснить, что ячейка, выбранная для демонстрационного эксперимента, должна была удовле-

творять ряду критериев: 1) она должна была содержать один изотоп ЩМ, 2) давление буферного газа в ней должно быть достаточно большим, чтобы обеспечивать перемешивание уровней возбужденного состояния, 3) столкновительное уширение в ней должно было быть существенно меньше, чем сверхтонкое расщепление уровней возбужденного состояния (814 MHz). Легко убедиться, что критерии 2 и 3 очень сложно выполнить одновременно; кроме того, при давлении, удовлетворяющем этим критериям, столкновительное уширение оказывается близко к доплеровскому, и аппроксимация контуров поглощения должна описываться контуром Фойгхта. На данном этапе работы мы ограничились контурами Лоренца и Гаусса и использовали модель полного перемешивания уровней, чем и объясняются незначительные различия теории и эксперимента. Отметим, что область практического применения метода гораздо шире, чем область, определенная критериями 1–3.

Из рис. 3 следует, что сверхтонкая накачка приводит к эффективному уширению и сдвигу оптических спектральных линий, причем величина уширения существенно превышает непосредственное уширение перехода оптической мощностью (так называемое полювое уширение). Демонстрация влияния сверхтонкой накачки на контуры спектральных линий ЩМ является косвенным доказательством того, что это влияние можно устранить методом репампинга („*re-pumping*“, т. е. откачка со второго сверхтонкого уровня), широко используемого при лазерном охлаждении для повышения его интенсивности [16]. При этом поляризация детектирующего излучения должна выбираться такой, чтобы минимизировать влияние зеемановской накачки, например, линейная поляризация, перпендикулярная магнитному полю (рис. 1, а).

Таким образом, нами произведен и проверен сопоставлением с экспериментом теоретический расчет искажений контуров спектральных линий рубидия в присутствии буферного газа, обусловленных оптической сверхтонкой накачкой в приближении полного перемешивания населенностей зеемановских уровней в возбужденном состоянии. Показано, что параметры линии поглощения при их измерении оказываются искажены вследствие процессов оптической накачки, приводящих к эффективному уширению спектра оптических переходов, а также к их сдвигу вследствие присутствия в спектрах Rb и Cs близко расположенных соседних линий. Полученные результаты указывают на возможность корректировки результатов прямого измерения данными теории, либо (в перспективе) на возможность устранения этих искажений методом репампинга (сверхтонкой откачки), и открывают возможность применения оптического спектроскопического метода для неразрушающего контроля газового состава миниатюрных и микроминиатюрных ячеек.

#### Финансирование работы

Данное исследование финансировалось в рамках темы FFUG-2024-0039 ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] N.N. Ledentsov, O.Yu. Makarov, V.A. Shchukin, V.P. Kalosha, N. Ledentsov, L. Chrochos, M.B. Sanayeh, J.P. Turkiewicz, *J. Light. Technol.*, **40** (6), 1749 (2022). DOI: 10.1109/JLT.2022.3149372
- [2] P. Cash, W. Krzewick, P. Machado, K.R. Overstreet, M. Silveira, M. Stanczyk, D. Taylor, X. Zhang. In: *2018 European Frequency and Time Forum (EFTF)* (2018), p. 65–71. DOI: 10.1109/EFTF.2018.8408999
- [3] P. Zhou, W. Quan, K. Wei, Z. Liang, J. Hu, L. Liu, G. Hu, A. Wang, M.Ye. *Biosensors*, **12** (12), 1098 (2022). DOI: 10.3390/bios12121098
- [4] Н.А. Малеев, С.А. Блохин, М.В. Бобров, А.Г. Кузьменков, М.М. Кулагина, В.М. Устинов. *Гироскопия и навигация*, **26** (1), 81 (2018). DOI: 10.17285/0869-7035.2018.26.1.081-092 [N. A. Maleev, S. A. Blokhin, M. A. Bobrov, A.G. Kuz'menkov, M.M. Kulagina, V.M. Ustinov. *Gyroscopy Navig.*, **9** (3), 177 (2018). DOI: 10.1134/S2075108718030057].
- [5] Y. Jia, Y. Liu, C. Chen, R. Chen. In: *AOPC 2023: Laser Technology and Applications; and Optoelectronic Devices and Integration*. Vol. 12959 (SPIE, 2023), p. 29–38. DOI: 10.1117/12.2692791
- [6] O. Kozlova, S. Guérandel, E. de Clercq. *Phys. Rev. A*, **83** (6), 062714 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevA.83.062714
- [7] N. Almat, M. Gharavipour, W. Moreno, F. Gruet, C. Affolderbach, G. Mileti. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **67** (1), 207 (2020). DOI: 10.1109/TUFFC.2019.2940903
- [8] A. Andalkar, R.B. Warrington. *Phys. Rev. A*, **65** (3), 032708 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevA.65.032708
- [9] G.A. Pitz, A.J. Sandoval, T.B. Tafoya, W.L. Klennert, D.A. Hostutler. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **140**, 18 (2014). DOI: 10.1016/j.jqsrt.2014.01.024
- [10] J. Peng, Z. Liu, K. Yin, S. Zou, H. Yuan. *J. Phys. Appl. Phys.*, **55** (36), 365005 (2022). DOI: 10.1088/1361-6463/ac73c0
- [11] W. Happer, T.G. Walker, Y.-Y. Jau. *Optically Pumped Atoms* (Wiley, 2010).
- [12] T. Scholtes, S. Pustelny, S. Fritzsche, V. Schultze, R. Stolz, H.-G. Meyer. *Phys. Rev. A*, **94** (1), 013403 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevA.94.013403
- [13] L.M. Rushton, L. Elson, A. Meraki, K. Jensen. *Phys. Rev. Appl.*, **19** (6), 064047 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.19.064047
- [14] W. Happer. *Rev. Mod. Phys.*, **44** (2), 169 (1972). DOI: 10.1103/RevModPhys.44.169
- [15] V.S. Letokhov. *Sov. Phys. Uspekhi*, **19** (2), 109 (1976). DOI: 10.1070/PU1976v019n02ABEH005132
- [16] M. Mills, P. Puri, Y. Yu, A. Derevianko, C. Schneider, E.R. Hudson. *Phys. Rev. A*, **96** (3), 033402 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevA.96.033402