

УДК 535.338.334

## ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ОПТИЧЕСКИ ОХЛАЖДЁННЫХ АТОМОВ КАЛЬЦИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ДВУХФОТОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Б. Б. Зеленер, А. А. Бобров, Е. В. Вильшанская\*, И. Д. Аршинова,  
С. А. Саакян, В. А. Саутенков, Б. В. Зеленер, академик РАН В. Е. Фортов

Поступило 19.11.2018 г.

Продемонстрирован дифференциальный двухфотонный метод измерения температуры атомов  $^{40}\text{Ca}$  в непрерывно работающей магнитооптической ловушке. Экспериментально исследованы когерентные двухфотонные резонансы на ридберговском переходе  $4s^2\ ^1S_0 - 50\ ^1S_0$  с использованием резонансных лазерных пучков, распространяющихся под разными углами. Была измерена температура облака атомов  $^{40}\text{Ca}$  в зависимости от отстройки частоты охлаждающего лазерного излучения.

*Ключевые слова:* магнитооптическая ловушка, ридберговские атомы, двухфотонная спектроскопия, уширение спектра.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0869-56524853281-284>

Существует множество различных способов измерения температуры в непрерывно работающей магнитооптической ловушке (МОЛ). Один из возможных подходов связан с использованием узкополосного часового перехода. Этот подход применим для атомов иттербия и щелочноземельных атомов, имеющих два валентных электрона [1–4]. Так, в работе [4] проведены измерения уширения оптическим полем основного состояния и атомной температуры с переменными интенсивностями пучка излучения в МОЛ с атомами иттербия. Экспериментальные результаты сравнивались с расчётами [3–5], и было получено удовлетворительное согласие. Другие подходы включают в себя различные когерентные методы, такие как комбинационное рассеяние или четырёхволновое смешение [6–8]. Эти методы являются сложными, применимыми к конкретным экспериментальным установкам и могут потребовать отключения МОЛ. Представленный в настоящей работе дифференциальный оптико-спектроскопический метод оценки температур может быть использован в различных газовых средах в широком диапазоне параметров. Его можно применять как в непрерывно работающей МОЛ при температуре  $10^{-4} - 10^{-3}$  К, так и в горячей газовой кювете.

В работах [9–11] нами был предложен метод измерения температуры по разнице ширин двухфотонных резонансов, полученных с помощью встречных и совместно распространяющихся лазерных

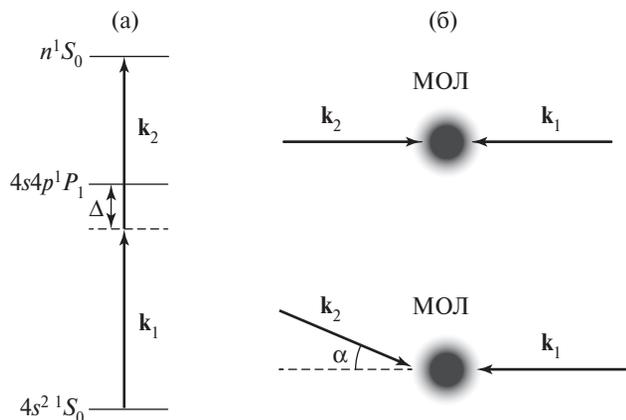
пучков. Такой метод позволяет измерять температуры ниже 1 мК. С увеличением температуры амплитуда резонанса в случае сонаправленных пучков уменьшается из-за большого доплеровского уширения, и поэтому для уверенного наблюдения такого резонанса может не хватить мощности излучения лазера. В настоящей работе для измерения температуры сравнивали узкие двухфотонные ридберговские резонансы, полученные с помощью встречных лазерных пучков и лазерных пучков, распространяющихся под углом. Таким образом можно оценить разницу между спектральными ширинами наблюдаемых резонансов. При этом разница определяется только тепловым движением атомов, что даёт возможность определить их температуру.

В настоящей работе мы измеряли температуру в непрерывно работающей МОЛ  $^{40}\text{Ca}$ , которую приготавливали при помощи охлаждающего лазера с длиной волны 423 нм, отстроенной на 33 МГц от охлаждающего перехода, и лазера оптической накачки с длиной волны 672 нм.

Далее использовались лазерные пучки с волновыми векторами  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  с длинами волн 423 и 390 нм соответственно для создания когерентного ридберговского резонанса в состоянии  $50\ ^1S_0$  с отстройкой от промежуточного уровня  $\Delta = 237$  МГц (рис. 1а). Отстройка создавалась для того, чтобы в ширину полученных резонансов не входила ширина промежуточного резонанса  $4s4p\ ^1P_1$ . На рис. 1б представлена схема эксперимента, в котором измерялись ширины ридберговских резонансов, полученных при использовании встречных лазерных пучков,

Объединённый институт высоких температур  
Российской Академии наук, Москва

\*E-mail: [eva.villi@gmail.com](mailto:eva.villi@gmail.com)



**Рис. 1.** а — схема энергетических уровней атома  $^{40}\text{Ca}$  для возбуждения в ридберговские состояния;  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  — волновые векторы пучков с длинами волн 423 и 390 нм соответственно для создания когерентного резонанса в состоянии  $50^1S_0$  с отстройкой от промежуточного уровня  $\Delta = 237$  МГц; б — схема эксперимента, при котором измеряются ширины резонансов при использовании встречных лазерных пучков ( $\alpha = 0$ ) и резонансов, полученных с лазерными пучками под углом  $\alpha = 60^\circ$ .

и ширины резонансов, полученных с лазерными пучками под углом  $\alpha = 60^\circ$ . Лазер с длиной волны 390 нм, направленный в центр МОЛ, осуществлял сканирование вблизи частоты ридберговского перехода. Когда частота излучения совпадала с частотой перехода, фотоприёмник регистрировал уменьшение флуоресценции атомов в МОЛ [12]. Это связано с тем, что при переходе на ридберговский уровень атомы перестают быть резонансными с пучками ловушки и улетают из зоны захвата. Так как приток новых атомов из печи постоянен, в ловушке снова формируется облако атомов после про-

хождения лазера на длине волны 390 нм частоты резонанса. На рис. 2 представлены два узких двухфотонных когерентных резонанса на переходе  $4s^2^1S_0 - 50^1S_0$ , полученные при разных углах между волновыми векторами  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ .

Запишем ширину двухфотонного резонанса в виде [10]

$$\Delta\omega = \Delta\omega_B + 2(\ln 2)^{1/2} |\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2| u_{th}, \quad (1)$$

где  $\Delta\omega_B$  — уширение, не связанное с эффектом Доплера;  $u_{th}$  — характерная тепловая скорость. Тепловая скорость выражалась через температуру атомов  $T$  и массу атомов  $m$  следующим образом:

$$u_{th} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}. \quad (2)$$

Модуль суммы волновых векторов связан с углом  $\alpha$  следующей формулой:

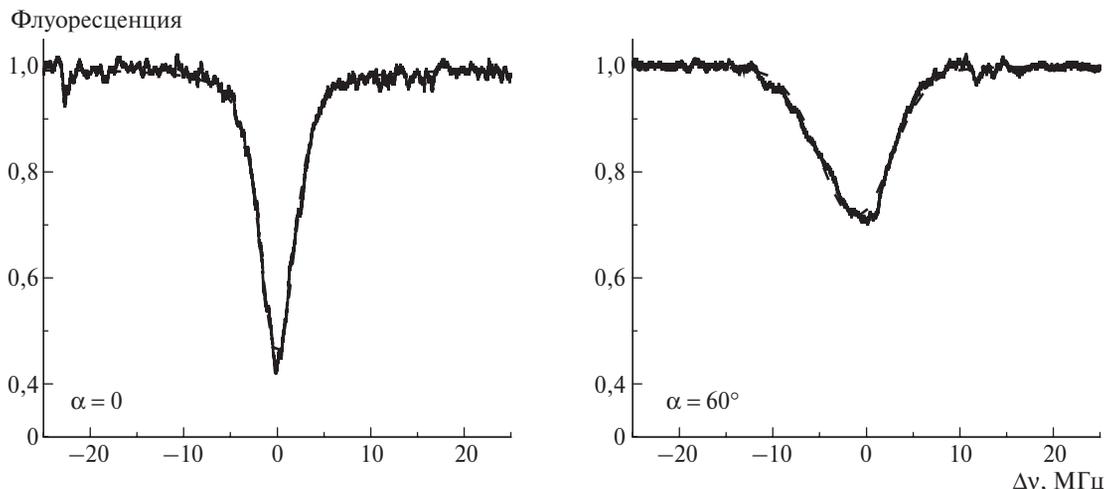
$$|\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2| = \sqrt{k_1^2 + k_2^2 - 2k_1 k_2 \cos \alpha}, \quad (3)$$

где  $k_i = 1/\lambda_i$  — модули волновых векторов.

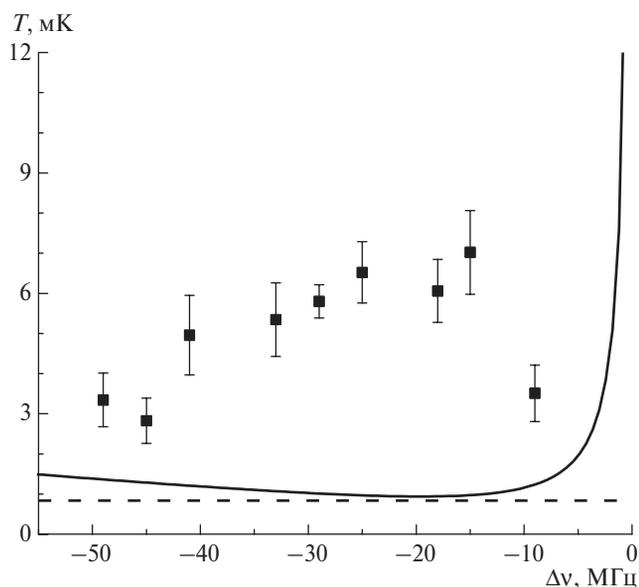
Температуру атомов можно вычислить путём сравнения ширин двухфотонных спектральных резонансов, полученных для разного значения угла  $\alpha$ :

$$T = \frac{m}{2k_B} \left\{ (\Delta\omega' - \Delta\omega) \times \left[ 2(\ln 2)^{1/2} (|\mathbf{k}'_1 + \mathbf{k}'_2| - |\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2|) \right]^{-1} \right\}^2. \quad (4)$$

На рис. 3 представлен график зависимости температуры газа атомов в МОЛ от отстройки охлаждающего лазерного излучения, а также дана оценка температуры облака холодных атомов по простой доплеровской теории [10]:



**Рис. 2.** Двухфотонные когерентные резонансы на переходе  $4s^2^1S_0 - 50^1S_0$  в случае встречных волновых векторов  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  ( $\alpha = 0$ ) и под углом  $\alpha = 60^\circ$ . Штриховые кривые — аппроксимация функцией Фойгта с шириной FWHM, равной 4,5 МГц ( $\alpha = 0$ ) и 9,0 МГц ( $\alpha = 60^\circ$ ).



**Рис. 3.** Зависимость температуры от отстройки частоты пучков МОЛ. Штриховой линией обозначено значение доплеровского предела для кальция 0,831 мК [13]. Сплошная кривая — теоретическая зависимость температуры от отстройки частоты охлаждающего излучения по доплеровской теории (5).

$$k_B T = \frac{h\gamma_2}{4} \frac{1 + I_{tot}/I_s + (2\Delta/\gamma_2)^2}{|2\Delta/\gamma_2|}, \quad (5)$$

где  $T$  — температура атомов,  $\gamma_2$  — скорость спонтанного распада охлаждающего перехода  $4s^2\ ^1S_0 - 4s4p\ ^1P_1$ ,  $I_{tot}$  — полная интенсивность пучков МОЛ,  $I_s = 60$  мВт/см<sup>2</sup> — интенсивность насыщения на переходе охлаждения,  $\Delta$  — отстройка пучков МОЛ. Эксперимент проходил при следующих значениях параметров:  $\gamma_2 = 34$  МГц,  $I_{tot} = 19,3$  мВт/см<sup>2</sup>. Хотя доплеровская теория не является точной, мы получили хорошее согласие эксперимента и теории. В работе [14] при измерении температуры по баллистическому разлёту были получены схожие результаты. Интенсивность охлаждающего излучения в нашем случае далека от насыщения.

В заключение хотелось бы отметить, что при определении температуры атомов  $^{40}\text{Ca}$  в МОЛ, в отличие от  $^7\text{Li}$  [10], нам не удалось получить двухфотонный когерентный резонанс в случае сонаправленных пучков. Это объясняется тем, что температура атомов в МОЛ с  $^{40}\text{Ca}$  на порядок больше температуры в МОЛ с  $^7\text{Li}$ , резонанс в случае  $^{40}\text{Ca}$  на

много шире, и нам не хватило мощности лазера с волновым вектором  $\mathbf{k}_2$  для получения резонанса в случае сонаправленных пучков. Поэтому для получения второго узкого когерентного резонанса нам пришлось изменить угол между волновыми векторами до  $\alpha = 60^\circ$ . В случае ещё больших температур можно использовать ещё меньшие углы. Поэтому разработанный подход с изменением угла является универсальным и может быть применён также для измерения температуры в ячейках с горячим газом. Отметим, что возможно бездоплеровское возбуждение ридберговских состояний через трёхфотонные переходы [15].

**Источник финансирования.** Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 18–12–00424).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Honda K., Takahashi Y., Kuwamoto T., et al. // Phys. Rev. A. 1999. V. 59. № 2. P. R934–R937.
2. Loftus T., Bochinski J.R., Mossberg T.W. // Phys. Rev. A. 2000. V. 61. 061401.
3. Xu X., Loftus T.H., Smith M.J. // Phys. Rev. A. 2002. V. 66. 011401.
4. Cristiani M., Valenzuela T., Gothe H. // Phys. Rev. A. 2010. V. 81. 063416.
5. Choi S.-K., Park S.-E., Chen J. // Phys. Rev. A. 2008. V. 77. 015405.
6. Meacher D.R., Boiron D., Metcalf H. // Phys. Rev. A. 1994. V. 50. № 3. P. R1992–R1994.
7. Mitsunaga M., Yamashita M., Koashi M. // Opt. Lett. 1998. V. 23. № 11. P. 840–842.
8. Tabosa J.W.R., Lezama A., Cardoso G.C. // Opt. Commun. 1999. V. 165. Iss. 1–3. P. 59–64.
9. Sautenkov V.A., Saakyan S.A., Vilshanskaya E.V. // J. Russ. Laser Res. 2017. V. 38. № 1. P. 91–95.
10. Sautenkov V.A., Saakyan S.A., Bobrov A.A. // J. Opt. Soc. Amer. B. 2018. V. 35. № 7. P. 1546–1551.
11. Bobrov A.A., Saakyan S.A., Sautenkov V.A. // Quantum Electron. 2018. V. 48. № 5. P. 438–442.
12. Зеленер Б.Б., Саакян С.А., Саутенков В.А. // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 148. № 11. С. 1–6.
13. Cavasso Filho R.L., Magno W.C., Manoel D.A. // J. Opt. Soc. Amer. B. 2003. V. 20. № 7. P. 994–1002.
14. Witte A., Kisters T., Riehle F. // J. Opt. Soc. Amer. B. 1992. V. 9. № 7. P. 1030–1037.
15. Ryabtsev I.I., Beterov I.I., Tretyakov D.B., Entin V.M., Yakshina E.A. // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. 053409.

**TEMPERATURE MEASUREMENTS  
OF OPTICALLY COOLED CALCIUM ATOMS  
USING DIFFERENTIAL TWO-PHOTON SPECTROSCOPY**

**B. B. Zelener, A. A. Bobrov, E. V. Vilshanskaya,  
I. D. Arshinova, S. A. Saakyan, V. A. Sautenkov,  
B. V. Zelener, Academician of the RAS V. E. Fortov**

Joint Institute of High Temperature of the Russian Academy of Sciences,  
Moscow, Russian Federation

Received November 19, 2018

A differential two-photon method of measuring the temperature of  $^{40}\text{Ca}$  atoms in a continuously operating magneto-optical trap is demonstrated. Coherent two-photon resonances at the  $4s^2\ ^1S_0-50\ ^1S_0$  Rydberg transition have been investigated experimentally using resonance laser beams propagating at different angles. The temperature of the cloud of  $^{40}\text{Ca}$  atoms was measured depending on the frequency detuning of the cooling laser radiation.

*Keywords:* magneto-optical trap, Rydberg atoms, two-photon spectroscopy, spectral broadening.