

01

Возможность создания стандарта частоты 62.6 nm в гелии с использованием вынужденного комбинационного рассеяния

© Е.В. Бакланов^{1,2}, А.В. Тайченачев^{1,2}¹ Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия² Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

e-mail: baklanov.ev@gmail.com

Поступила в редакцию 01.06.2020 г.

В окончательной редакции 22.07.2020 г.

Принята к публикации 28.07.2020 г.

Показана возможность создания стандарта частоты на запрещенном переходе 2^3S-1^1S (62.6 nm) атома гелия с использованием вынужденного комбинационного рассеяния. Синглетное состояние 1^1S является основным состоянием, а метастабильное состояние 2^3S (He^*) имеет наименьшую энергию в триплетной части спектра. Стандарт может быть использован для измерения частот в области экстремального ультрафиолетового, а возможно, и рентгеновского излучения.

Ключевые слова: стандарт частоты, вынужденное комбинационное рассеяние, гребенка частот, экстремальный ультрафиолет

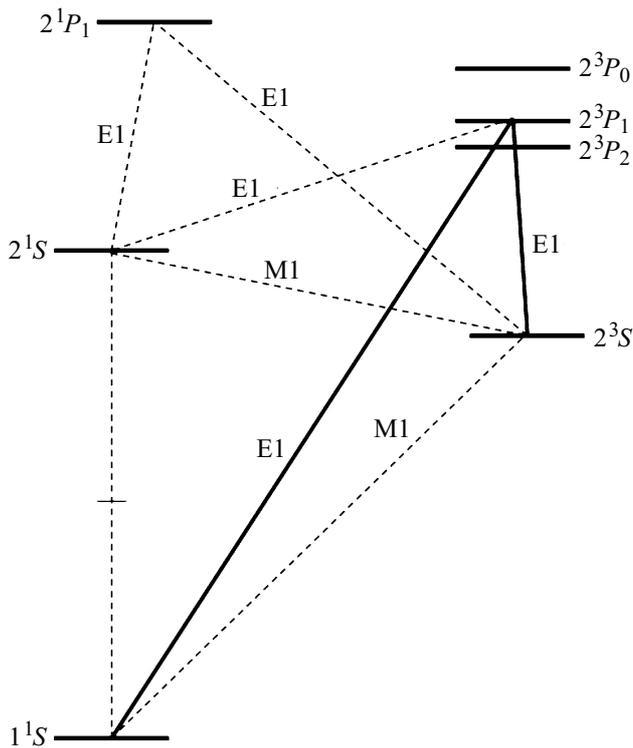
DOI: 10.21883/OS.2020.11.50160.162-20

Введение

В настоящей работе рассмотрена возможность создания стандарта частоты на переходе 2^3S-1^1S атома гелия (62.6 nm) с использованием вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) через промежуточный уровень 2^3P_1 (рисунок). Состояние 1^1S является основным, а метастабильное состояние 2^3S имеет наименьшую энергию в триплетной части спектра (He^*). Переход 2^3S-1^1S имеет малую радиационную ширину, которая определяется временем жизни состояния 2^3S (7900 s). Репером для стандарта является резонанс в форме линии вынужденного рассеяния (ВКР-резонанс). Этот резонанс хорошо исследован теоретически и экспериментально [1]. Формально он присутствует в любой Λ -схеме, однако в настоящее время наибольший интерес к нему связан с задачами прецизионной спектроскопии и стандартов частоты. Под названием резонанс когерентного пленения населенностей (КПН-резонанс) он используется как репер в компактных коммерческих атомных часах. В работе [2] была рассмотрена возможность измерения частоты перехода 2^3S-1^1S (59.1 nm) с использованием ВКР-резонанса. Эта работа является логическим продолжением наших исследований [2,3]. В настоящее время для прецизионного измерения частот запрещенных переходов обычно используется метод двухфотонного поглощения без доплеровского уширения. При взаимодействии с атомом двух встречных волн одинаковой частоты устраняются два фактора — доплеровское уширение линии и эффект отдачи при поглощении встречных фотонов. Основной недостаток метода — требуются достаточно большие интенсивности полей, так

как их частоты далеко отстроены от резонанса. Однако в настоящее время появились предпосылки для устранения этого недостатка. Методами охлаждения атомов в ловушках получены температуры порядка нанокельвина. Это позволяет считать атомы неподвижными, а частоты двух волн могут быть выбраны разными и близкими к частотам разрешенных переходов, что соответствует резонансному ВКР.

Для реализации рассматриваемого стандарта требуется выполнить два основных требования — получить необходимое количество холодных атомов гелия в состоянии 2^3S и иметь достаточно мощный источник когерентного излучения на длине волны 59.1 nm. Ситуация с получением излучения на длине волны 59.1 nm следующая. Достигнут прогресс при генерации гармоник в области экстремального ультрафиолетового излучения с высокой пространственной и временной когерентностью [4,5]. В работе [6] была получена генерация гребенки частот экстремального ультрафиолетового излучения (extreme ultraviolet frequency comb generation) на длине волны 60 nm. Мощность одной гармоники в гребенке равнялась двум милливаттам, что соответствует интенсивности, полученной на синхротронных источниках. Это открывает возможности использовать полученное излучение в прецизионной спектроскопии атома гелия [7]. Что касается охлаждения, то газ атомов гелия в состоянии 2^3S охлаждают в магнитооптической ловушке до температур ниже 1 μ K. Это позволило в ряде групп получить и исследовать конденсацию Бозе–Эйнштейна [8]. Были выполнены эксперименты, важные как для физики конденсированного состояния, так и для прецизионной спектроскопии гелия. Для оце-



Переходы между низлежащими уровнями атома гелия.

нок мы используем данные экспериментов [9–11]. В работе [9] была измерена вероятность перехода $2^3P_1-1^1S$ с длиной волны 59.1 nm. Измерение частот запрещенных переходов 2^1S-2^3S (1557 nm) [10] и $2^1P_1-2^3S$ (887 nm) [11] позволило экспериментально связать синглетную и триплетную части спектра атома гелия.

Мы используем результаты наших работ [2,3] по исследованию ВКР-резонанса на переходе 2^3S-1^1S атома гелия. Ориентируемся на 10^6 атомов в ловушке, охлажденных до температур порядка $1\mu\text{K}$. Дана оценка основных факторов, приводящих к сдвигу резонанса - полевой сдвиг, эффект отдачи, конденсация Бозе–Эйнштейна, точность регистрации. Показано, что стабильность рассмотренного стандарта может составлять 10 kHz. Отношение этой величины к частоте стандарта (4792 THz) есть относительная стабильность стандарта, которая равна $2 \cdot 10^{-12}$.

Резонанс в форме линии ВКР

Уровни 2^3S , 2^3P_1 , 1^1S атома гелия будем нумеровать индексами 0, 1, 2. Рассмотрим ВКР, при котором атом с уровня 0 переходит на уровень 2 через промежуточный уровень 1. Частота поля накачки ω (1083 nm) близка к частоте перехода ω_{10} , а частота вынужденного рассеяния ω' (59.1 nm) — к частоте перехода ω_{12} . Вероятность перехода атома с уровня 0 на уровень 2 под действием

полей, усредненная по скоростям, приведена в (П1):

$$\langle W \rangle = A \exp(-\Omega^2/\omega_D^2),$$

где A — амплитуда резонанса, ω_D — доплеровская ширина, $\Omega = \omega' - \omega - \omega_{02}$, ω_{02} — частота перехода стандарта ($2^3S - 1^1S$). Настройка на центр резонанса может осуществляться с помощью изменения частот обоих полей. Если в начальном состоянии 0 находится N_0 атомов, то за время измерения τ в состоянии 2 их окажется

$$N = A\tau \exp(-\Omega^2/\omega_D^2)N_0. \quad (1)$$

Настройка на центр резонанса ($\Omega = 0$) позволяет определить частоту ω' , которая находится в диапазоне экстремального ультрафиолетового излучения:

$$\omega' = \omega_{02} + \omega.$$

Частота ω находится в ИК диапазоне и может быть измерена точнее, чем частота стандарта ω_{02} . Поэтому ее можно считать фиксированной известной добавкой к ω_{02} .

Сдвиги резонанса

Точность, с которой можно осуществить настройку на центр резонанса, является стабильностью стандарта. Эта настройка в экспериментах обычно производится с погрешностью $10^{-2}-10^{-3}$ от ширины резонанса. При температуре $1\mu\text{K}$ ВКР-резонанс имеет доплеровскую ширину 1 MHz. Настройка на его центр с погрешностью 10^{-2} дает 10 kHz. Эту величину будем считать стабильностью стандарта. Сдвиги резонанса из-за влияния различных факторов не должны ее превышать. Остановимся на наиболее важных из них.

Полевой сдвиг

Сдвиг резонанса в Λ схемах равен

$$\Delta\Omega = q_0\delta',$$

где q_0 — параметр насыщения на разрешенном дипольном переходе $2^2P_1-2^3S$ (мы положим $q_0 = 0.5$, что соответствует интенсивности поля 150 mW/cm^2), $\delta' = \omega' - \omega_{12}$ — отстройка частоты ω' от частоты перехода $2^2P_1 - 1^1S$. Радиационная ширина этого перехода 1.6 MHz. При настройке на его центр с погрешностью 10^{-2} имеем $\delta' = 16\text{ kHz}$. Это дает $\Delta\Omega = 8\text{ kHz}$.

Эффект отдачи

Сдвиг ВКР-резонанса из-за эффекта отдачи при излучении фотона $\lambda' = 59.1\text{ nm}$ равен

$$\Delta\omega = \hbar k'^2/2M,$$

где $k' = 2\pi/\lambda'$, M — масса атома гелия. Сдвиг $\Delta\omega/2\pi = 13\text{ MHz}$ вычисляется с погрешностью меньше 10 kHz, а поэтому учитывается как известная поправка при измерении ω_{02} .

Конденсация Бозе—Эйнштейна

В работе [8] исследовалась двойная структура газа атомов гелия, которые захвачены в магнитооптическую ловушку при температурах порядка микрокельвина. Одна структура соответствовала конденсату Бозе—Эйнштейна, а другая — обычному газу. Была измерена критическая температура, при которой образуется конденсат $T_c = 5 \mu\text{K}$ и число атомов при этой температуре $N_c = 5 \cdot 10^6$. Появление конденсата приводит к сдвигу резонанса из-за столкновений, что в нашем случае накладывает ограничения на возможность увеличения количества атомов и уменьшения их температуры. Для оценок мы считаем $T = 1 \text{ K}$, $N = 10^6$.

Точность регистрации

Число атомов в основном состоянии 1^1S при $\Omega = 0$ равно $N = A\tau N_0$ (1). При $N_0 = 10^6$, $A = 1.7 \cdot 10^{-2}$ (П2) и времени измерения $\tau = 1 \text{ s}$ имеем $N = 1.7 \cdot 10^4$. Регистрировать атомы гелия в этом состоянии можно различными способами, например, с помощью метода работы [12]. Излучение 58.4 nm , резонансное переходу $1^1S \rightarrow \tau 2^1P$, переводит атомы в состояние 2^1P , а затем регистрируются ионы гелия по фотоионизации УФ излучением 292 nm . При отсутствии фона флуктуация числа ионов имеет порядок \sqrt{N} , а отношение сигнал/шум равно $N/\sqrt{N} \approx 10^2$. Это позволяет зарегистрировать форму резонанса с погрешностью 10^{-2} , что составляет 10 kHz .

Заключение

Рассмотрена возможность создания стандарта частоты в области вакуумного ультрафиолетового излучения (62.6 nm) с использованием в качестве репера перехода 2^3S-1^1S атома гелия. Так как переход имеет малую радиационную ширину, то точность стандарта определяется физическими и техническими факторами, которые приводят к уширению и сдвигу резонанса. В нашем случае стабильность стандарта равна 10 kHz . Это означает, что в области экстремального ультрафиолетового излучения этот стандарт обеспечивает относительные измерения частот с погрешностью 10 kHz . Точность стандарта равна точности, с которой в настоящее время известна частота перехода 2^3S-1^1S . Совместное использование экспериментальных и теоретических данных позволило определить положение уровней 1^1S и 2^3S относительно ионизационного потенциала: $5945204212(6) \text{ MHz}$ для 1^1S [13] и $1152842743(0) \text{ MHz}$ для 2^3S [10]. Разность между этими величинами есть частота перехода 2^3S-1^1S , которая равна $4792361469(6) \text{ MHz}$. Это означает, что погрешность абсолютных измерений стандарта будет 6 MHz . Создание стандарта даже с этой точностью позволит производить измерения частот в области экстремального ультрафиолетового излучения. Это актуально для исследований в химии и биохимии,

которые в настоящее время широко ведутся с помощью синхротронного излучения.

Приложение

Выражение для вероятности перехода в единицу времени с уровня 0 на уровень 2 было получено с помощью уравнений для матрицы плотности [3], считая интенсивности полей слабыми по сравнению с их насыщающими интенсивностями:

$$W = W_0 \frac{\Gamma_{02}}{\Omega^2 + \Gamma_{02}^2}.$$

Здесь $W_0 = q_0 q_2 \gamma / 4$, q_0 — параметр насыщения на переходе 1083 nm ($q_0 = 0.5$ при интенсивности поля 150 mW/cm^2), q_2 — параметр насыщения на переходе 59.1 nm , который при интенсивности поля 1 mW/cm^2 равен $2 \cdot 10^{-8}$, $\gamma = 10^7 \text{ s}^{-1}$ — радиационная вероятность перехода $1 \rightarrow 0$, $\Omega = \omega' - \omega - \omega_{12}$, $\Gamma = 0.8 \text{ MHz}$ — радиационная полуширина переходов $1 \rightarrow 0$ и $1 \rightarrow 2$. Радиационная ширина ВКР-резонанса Γ_{02} имеет очень малое значение ($2 \cdot 10^{-5} \text{ Hz}$), а поэтому резонанс всегда будет доплеровски уширен. Усреднение W по скоростям в газе дает

$$\langle W \rangle = A \exp(-\Omega^2 / \omega_D^2), \quad (\text{П1})$$

$$A = \frac{\sqrt{\pi} q_0 q_2}{4} \frac{\Gamma}{\omega_D} \gamma,$$

где ω_D — доплеровская ширина для длины волны 59.1 nm . При температуре 1 mK она равна 1 MHz . Амплитуда резонанса при указанных параметрах равна

$$A = 1.7 \cdot 10^{-2}. \quad (\text{П2})$$

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-02-00068.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Летохов В.С., Чеботаев В.П. // Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения. М.: Наука, 1990. 512 с.
- [2] Бакланов Е.В., Тайченачев А.В. // Опт. и спектр. 2018. Т. 124. № 2. С. 291.
- [3] Baklanov E.V., Denisov V.I., Taichenachev A.V. // AIP Conf. Proc. 2019. P. 020002.
- [4] Bartels R.A., Paul A., Green H., Kapteyn H.C., Murnane M.M., Backus S., Christov I.P., Liu Y., Attwood D., Jacobsen C. // Science. 2002. V. 297. P. 376.
- [5] Benko C., Allison T.K., Cingöz A., Hua L., Labaye F., Yost D.C., Ye J. // Nature Photonics. 2014. V. 8. P. 530.

- [6] *Porat G., Hey C.M., Schoun S.B., Benko C., D'orre N., Corwin K.L., Ye J.* // *Nature Photonics*. 2018. V. 12. P. 387.
- [7] *Eyler E.E., Chieda D.E., Stowe M.C., Thorpe M.J., Schibli T.R., Ye J.* // *Eur. Phys. J. D*. 2008. V. 8. P. 43.
- [8] *Pereira Dos Santos F., Léonard J., Wang J., Barrelet C.J., Perales F., Rasel E., Unnikrishnan C.S., Leduc M., Cohen-Tannoudji C.* // *Eur. Phys. J. D*. 2002. V. 19. P. 103.
- [9] *Dall R.J., Baldwin K.G.H., Byron L.J., Truscott A.G.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. P. 023001.
- [10] *Van Rooij R., Borbely J.S., Simonet J., Hoogerland M.D., Eikema K.S.E., Rozendaal R.A., Vassen W.* // *Science*. 2011. V. 333. P. 196.
- [11] *Notermans R., Vassen W.* // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 112. P. 253002.
- [12] *Eikema K.S., Ubachs W., Vassen W., Hogervorst W.* // *Phys. Rev. A*. 1997. V. 55. P. 1866.
- [13] *Kandula D.Z., Gohle C., Pinkert T.J., Ubachs W., Eikema K.S.E.* // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105. P. 063001.