

01

# Наблюдение внутри доплеровского зеемановского расщепления линии D1 атомарного цезия в малых магнитных полях методом спектроскопии насыщенного поглощения

© Г.Г. Козлов

Лаборатория оптики спина, Санкт-Петербургский государственный университет,  
Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: gkozlov@photonics.phys.spbu.ru

Поступила в редакцию 11.09.2025 г.  
В окончательной редакции 11.09.2025 г.  
Принята к публикации 19.11.2025 г.

Предложена простая модель, позволяющая количественно описать эксперименты по наблюдению эффекта Зеемана на линии D1 в атомарных парах цезия методом спектроскопии насыщенного поглощения (СНП). Показано, что простое исключение вклада нулевой скоростной группы в спектр поглощения недостаточно для интерпретации результатов СНП атомарного цезия в области линии D1. Представленные в работе эксперименты, иллюстрирующие предложенную модель, проводились в малом магнитном поле, когда зеемановское расщепление атомных мультиплетов было существенно меньше доплеровского уширения.

**Ключевые слова:** спектроскопия паров щелочных металлов, линия D1 цезия, спектроскопия насыщенного поглощения, неразрешенное зеемановское расщепление.

DOI: 10.61011/OS.2026.02.62686.7621-25

## 1. Введение

Лазерная спектроскопия насыщенного поглощения (СНП) во встречных пучках (Doppler-free laser spectroscopy) является эффективным методом наблюдения и исследования атомной энергетической структуры в условиях значительного доплеровского уширения [1–8]. Широкое применение перестраиваемых полупроводниковых лазеров существенно упрощает эксперименты по СНП, однако их интерпретация не всегда очевидна в силу нелинейного характера самой методики СНП [1,2,9]. В предлагаемой работе с помощью методики СНП наблюдается зеемановское расщепление компонент линии D1 цезия (Cs) в малых магнитных полях в геометрии Фойхта, когда оно существенно меньше доплеровской ширины компонент и его прямое наблюдение невозможно. С помощью предложенной простой модели удалось количественно интерпретировать полученные спектры, которые имеют богатую структуру, связанную с различием величин и знаков  $g$ -факторов основного ( $g_g$ ) и возбужденного ( $g_e$ ) мультиплетов атома Cs, формирующих линию D1.

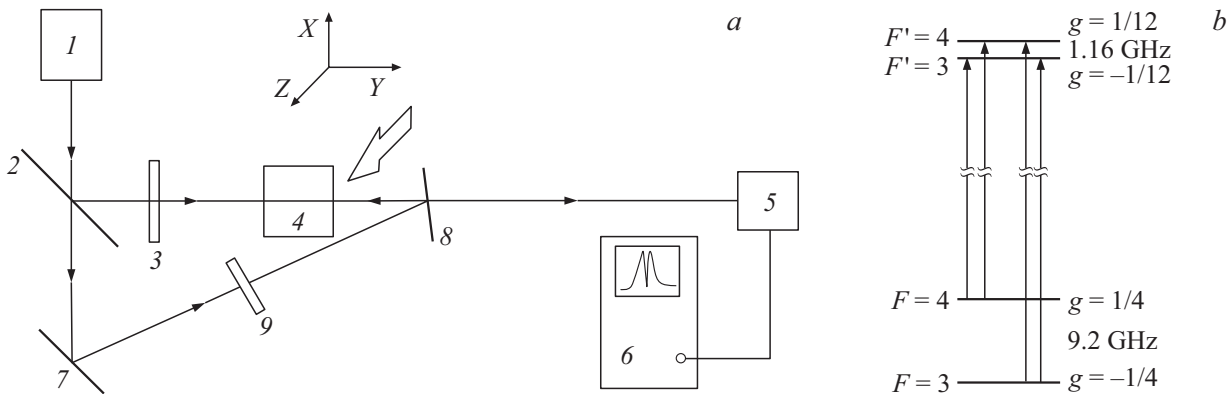
Работа построена следующим образом. Во втором разделе описываются метод СНП и экспериментальная установка. На примере спектров атомных паров цезия, полученных нами по методике СНП в слабом магнитном поле, демонстрируется недостаточность простого исключения вклада атомов нулевой скоростной группы для интерпретации указанных спектров. В третьем разделе приводятся необходимые сведения о релаксационных механизмах в атомной системе и о моделировании атомных спектров. В четвертом разделе излагается теоретическая

модель, позволяющая количественно интерпретировать магнитное поведение спектров. В пятом разделе описывается эксперимент и приводятся необходимые комментарии. Результаты работы кратко суммируются в Заключение.

## 2. Метод спектроскопии насыщенного поглощения. Экспериментальная установка

Поясним метод СНП [2] и попутно опишем использованную в нашей работе экспериментальную установку на рис. 1, а. Слабый зондирующий пучок (он распространяется слева направо) получается отщеплением пучка перестраиваемого лазера 1 светоделительной пластинкой 2 и ослаблением его интенсивности до величины  $\sim 1 \mu\text{W}$ . Пройдя кювету 4 с парами Cs, зондирующий луч попадает в фотоприемник 5, выходной сигнал которого регистрируется осциллографом 6. При сканировании частоты перестраиваемого лазера в области линии поглощения атомных паров (мы работали в спектральной области линии D1 паров цезия  $\lambda = 894.593 \text{ nm}$ ) на экране осциллографа наблюдается спектр поглощения атомной системы в канале слабого зондирующего пучка, который (спектр) в наших экспериментах не зависел от интенсивности зондирующего пучка (непертурбативность зондирующего пучка).

В методе СНП, кроме слабого зондирующего пучка, на исследуемую систему атомных паров действует относительно мощный пучок накачки, который распространяется навстречу зондирующему пучку [2,10] и не попадает



**Рис. 1.** (а) Схема экспериментальной установки. 1 — перестраиваемый лазер, 2 — светоделительная пластинка, 3 — аттенуатор, 4 — кювета с парами Cs, 5 — фотоприемник, 6 — осциллограф, 7 — зеркало, 8 — полупрозрачная пластинка, 9 — аттенуатор. (b) Переходы, формирующие линию D1 цезия. Около каждого мультиплета показан полный момент (слева) и  $g$ -фактор (справа).

в фотоприемник (рис. 1, а). В нашей установке этот пучок формировался зеркалом 7 и полупрозрачной пластинкой 8. Мощность пучка накачки обычно составляла  $\sim 5$  мВт и могла изменяться с помощью аттенуатора 9. Зондирующий пучок и пучок накачки имели диаметр  $\sim 3$  мм и обычно были поляризованы перпендикулярно магнитному полю (вдоль оси  $X$  лабораторной системы координат, рис. 1, а). Эксперименты проводились при температуре  $22^\circ\text{C}$ , длина кюветы составляла 50 мм.

Метод СНП заключается в регистрации изменения спектра поглощения атомной системы, наблюдаемого в канале слабого зондирующего пучка, при включении (выключении) пучка накачки (рис. 1, а). Обозначим через  $\Omega$  и  $\omega$  соответственно несмещенную эффектом Доплера частоту атомного перехода и частоту лазерных пучков. Как известно, атомы скоростной группы  $\mathbf{v}$ , находящиеся в поле электромагнитной волны с волновым вектором  $\mathbf{k} = (0, k, 0)$ ,  $k \equiv \omega/c$ , ( $c$  — скорость света), испытывают возбуждение на смещенной частоте  $\omega + (\mathbf{k}, \mathbf{v}) = \omega + kv_y$  (эффект Доплера). Следовательно, в общем случае зондирующий и накачивающий пучки (имеющие противоположные знаки волновых векторов) являются резонансными для атомов разных скоростных групп: зондирующий пучок резонансен атомам скоростной группы  $v_y^{pr} = [\Omega - \omega]/k$ , а накачивающий — группы  $v_y^{pu} = [\omega - \Omega]/k$ . Поэтому в общем случае включение (выключение) пучка накачки никак не влияет на коэффициент пропускания зондирующего пучка — даже если пучок накачки полностью просветляет атомы скоростной группы  $v_y^{pu} = [\omega - \Omega]/k$ , состояние зондируемых атомов скоростной группы  $[\Omega - \omega]/k$  при этом не меняется. Исключением является ситуация, когда зондируемая и накачиваемая скоростные группы совпадают, что имеет место при  $\omega = \Omega$ . В этом случае пучок накачки просветляет зондируемую нулевую скоростную группу атомов ( $v_y = 0$ ), вследствие чего в центре линии поглощения атомных паров, наблюдаемой в канале зондирующего пучка, включение накачивающего пучка приводит к появлению провала (рис. 2, а). При не слишком

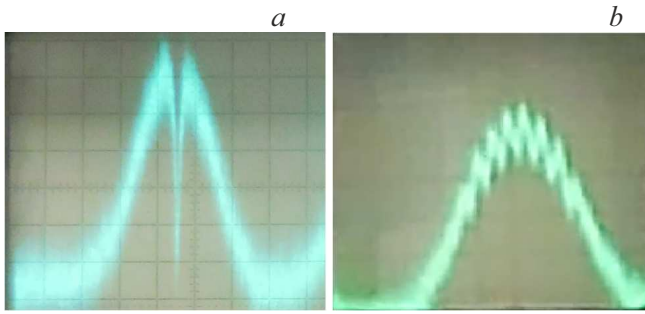
мощном накачивающем пучке ширина провала (в нашем случае  $\sim 10$  МГц) определяется однородной шириной  $\delta$  атомных переходов и, как правило, существенно меньше доплеровской ширины  $\Delta \equiv kv_T$ ,  $v_T \equiv \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$ , где  $T$  — температура,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $m$  — масса атома (рис. 2, а). Наблюдение и характеристика этого провала составляют содержание методики СНП, которая позволяет получать информацию об исследуемой атомарной системе при существенно более высоком спектральном разрешении, чем доплеровская ширина  $\Delta$  [4]. В предлагаемой работе методика СНП будет использована для наблюдения зеемановского расщепления мультиплетов линии D1 атомарного цезия в малых магнитных полях. Наблюдение подобного расщепления методом СНП в электрическом поле было описано в [3,11]. Применение методики СНП для регистрации эффекта Зеемана на молекулах  $\text{CH}_4$  описано в [3,12]. Мы используем метод СНП для наблюдения зеемановского расщепления в атомарных парах цезия [13], а основное содержание нашей работы заключается в простой количественной интерпретации этих экспериментов.

В простейшем рассмотрении эффект, лежащий в основе метода СНП, можно представить себе следующим образом. Обозначим через  $A(\nu)$  спектр поглощения „покоящегося атома“ ( $\nu \equiv \Omega - \omega$  — оптическая расстройка). Тогда уширенный эффектом Доплера спектр поглощения атомной системы  $a_0(\nu)$  при выключенном пучке накачки можно выразить с помощью распределения Максвелла  $\rho_M(\nu)$  как

$$a_0(\nu) = \int \rho_M(\nu) A(\nu - k\nu) d\nu, \quad (1)$$

$$\rho_M(\nu) \equiv N \exp\left(-\frac{\nu^2}{v_T^2}\right) \frac{1}{\sqrt{\pi}v_T}, \quad v_T \equiv \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}.$$

Здесь  $N$  — полное количество атомов в зондирующем пучке. При включении накачивающего пучка вклад скоростной группы  $\nu = 0$  выпадает из спектра поглощения в



**Рис. 2.** (а) Провал в спектре поглощения паров Cs, регистрируемого на установке рис. 1, при включенном пучке накачки. (б) Расщепление провала в поперечном магнитном поле  $B \approx 100$  Gs.

меру просветления этой группы накачивающим пучком. „Объем“  $\delta v$  этой скоростной группы в пространстве скоростей может быть оценен как  $\delta v \sim \delta/k$  (где  $\delta$  — однородная ширина атомного перехода), после чего спектр поглощения в канале зондирующего пучка, регистрируемый при включенном накачивающем пучке, можно представить как

$$a(v) = \int \rho_M(v) A(v - kv) dv - \frac{\xi \delta}{k} \rho_M(0) A(v), \quad (2)$$

где  $\xi$  — подгоночный параметр, причем в типичном случае, когда накачивающий пучок практически полностью просветляет резонансную скоростную группу, но не приводит еще к существенному увеличению „объема“ этой группы по сравнению с введенной выше величиной  $\delta/k$ , параметр  $\xi \sim 1$  (рис. 2, а).

Как мы увидим ниже, описанная картина формирования провала в спектре, получаемом по методике СНП, нуждается в существенной корректировке при анализе поведения атомарной системы в статическом магнитном поле. Магнитное поле  $\mathbf{B}$  в наших экспериментах прикладывалось перпендикулярно обоим пучкам и было настолько мало ( $B \sim 100$  Gs), что спектр поглощения, регистрируемый при выключенном накачивающем пучке, слабо зависел от величины  $B$ . Это свидетельствовало о том, что зеемановское расщепление атомных мультиплетов было существенно меньше, чем неоднородная доплеровская ширина  $\Delta$ . Что касается провала, регистрируемого по методике СНП, то он обнаруживал уверенно наблюдаемое зеемановское расщепление (рис. 2, б), существенно зависящее от соотношения полных моментов основного и возбужденного мультиплетов компонент линии D1 цезия (сравните верхний и нижний спектр на рис. 3). Ниже будет построена простая теория, позволяющая количественно описать наблюдаемое магнитное поведение спектра поглощения атомарных паров цезия, регистрируемого по методике СНП.

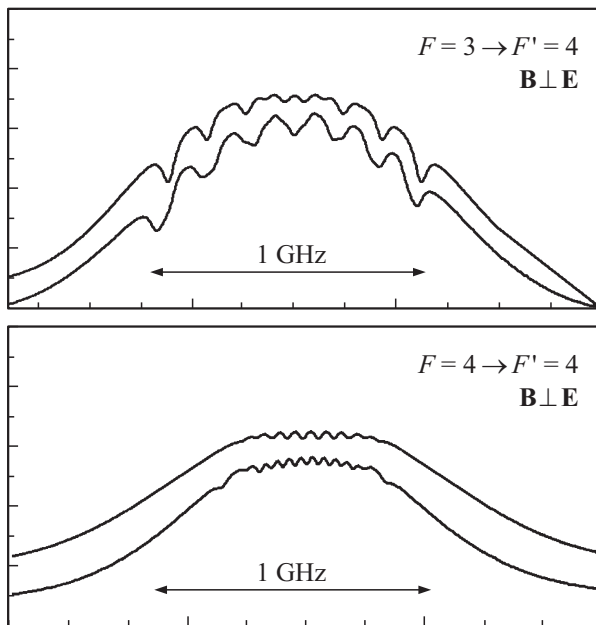
### 3. Сверхтонкая накачка и спектр поглощения „покоящегося атома“

Прежде чем переходить к построению упомянутой выше теории, укажем механизм обеднения населенностей атомных состояний основного и возбужденного резонансных мультиплетов, который мы будем считать основным при интерпретации наших экспериментов. Допустим, что накачивающий пучок насыщает переход  $F = 4 \rightarrow F' = 3$  линии D1 цезия (рис. 1, б). Мы будем считать, что исходно состояния резонансного ( $F = 4$ ) и нерезонансного ( $F = 3$ ) основных мультиплетов равно заселены, а заселенности возбужденных мультиплетов равны нулю. Накачка перехода  $F = 4 \rightarrow F' = 3$  заселяет возбужденный резонансный мультиплет  $F' = 3$ , откуда идет быстрый радиационный распад на оба основных мультиплета  $F = 4$  и  $F = 3$ . Поскольку накачка опустошает только мультиплет  $F = 4$ , происходит эффективное заселение мультиплета  $F = 3$  и обеднение населенностей состояний резонансного основного мультиплета  $F = 4$ . Этот процесс называется сверхтонкой накачкой [14,15] и мы будем считать его основным в нашем рассмотрении.

Обозначим атомные состояния основного (возбужденного) резонансного мультиплета как  $|g, M\rangle$  ( $|e, M'\rangle$ ), где  $M = -F, \dots, F$  ( $M = -F', \dots, F'$ ) — проекция атомного момента на направление магнитного поля. Тогда энергии состояний основного (возбужденного) мультиплета могут быть выражены с помощью магнетона Бора  $\mu$  как  $E_M^g = \omega_{L2} M$ , ( $E_{M'}^e = \Omega + \omega_{L1} M'$ ), где  $\omega_{L2} = g_g \mu B / \hbar$  ( $\omega_{L1} = g_e \mu B / \hbar$ ) — ларморовы частоты основного (возбужденного) мультиплета. С помощью этих определений введенный выше спектр поглощения „покоящегося атома“ можно представить в виде (несущественные для нас сейчас размерные коэффициенты опустим)

$$A(v) = \sum_{MM'} \mathcal{L}(\omega_{L2} M' - \omega_{L1} M - v) [\sigma_{gM} - \sigma_{eM'}] |\langle eM' | D | gM \rangle|^2, \\ \mathcal{L}(x) \equiv \frac{1}{\pi} \frac{\delta}{\delta^2 + x^2}, \quad D = S_x \sin \phi + S_z \cos \phi. \quad (3)$$

Здесь  $\sigma_{gM}$  ( $\sigma_{eM'}$ ) — нормированные на единицу заселенности состояний основного (возбужденного) мультиплета,  $\phi$  — азимут линейной поляризации зондирующего пучка, а матричные элементы векторных операторов  $S_{x,z}$  между состояниями с заданной проекцией момента известны в явном виде [16]. При выключенном накачивающем пучке  $\sigma_{gM} = 1/[2F + 1 + 2f + 1] \equiv s$ ,  $\sigma_{eM'} = 0$ , где  $f$  — полный момент нерезонансного основного мультиплета. Прямая подстановка формулы (3) в выражение (2) позволяет описать наблюдаемый с помощью методики СНП провал (рис. 2, а) в нулевом магнитном поле ( $\omega_{L1} = \omega_{L2} = 0$ ). Однако попытка описать таким образом расщепление провала, вызываемое поперечным магнитным полем (т.е. при  $\omega_{L1,2} \neq 0$ ), демонстрирует



**Рис. 3.** Наблюдение зеемановского расщепления компонент линии D1 спектра поглощения цезия методом СНП в магнитном поле  $B \approx 100$  Gs: переход  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  (верхний рисунок),  $F = 4 \rightarrow F' = 4$  (нижний рисунок). Спектры показаны в произвольных единицах. Приведены также спектры, полученные вычитанием нулевой скоростной группы по формуле (2) (смещенные вверх кривые). Горизонтальной двунаправленной стрелкой показан частотный масштаб.

заметное рассогласование расчетных и теоретических спектров (рис. 3), что указывает на необходимость более детального рассмотрения насыщения атомной системы при наличии магнитного поля.

#### 4. Теория насыщения атомных паров в малом магнитном поле

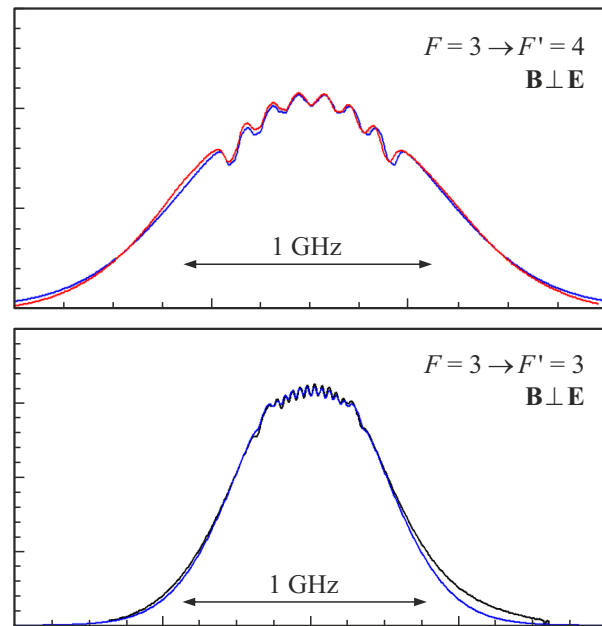
Рассмотрим сначала нашу атомную систему при выключенном накачивающем пучке. Резонансными для зондирующего лазерного пучка частотой  $\omega$  являются скоростные группы  $v_{MM'}$ <sup>1</sup>, определяемые как

$$v_{M'M} = \frac{\omega - E_{M'}^e + E_M^g}{k}. \quad (4)$$

Атомы этих скоростных групп (в общем случае количество этих групп  $(2F+1)(2F'+1)$ ) формируют наблюдаемое поглощение в канале зондирующего пучка. Если изменить населенности состояний, из которых идут переходы в этих группах (назовем эти состояния стартовыми), то изменится и регистрируемое поглощение.

Включим теперь накачивающий пучок. Обозначим через  $\tilde{v}_{L'L}$  скоростные группы, которые этот пучок резонансно насыщает. Они отличаются от  $v_{M'M}$  (4) знаком

<sup>1</sup> Всюду ниже имеется в виду параллельная (антипараллельная) зондирующему (накачивающему) пучку у-компонента скорости атомов.



**Рис. 4.** Наблюдение зеемановского расщепления компонент линии D1 спектра поглощения цезия методом СНП: переход  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  (верхний рисунок),  $F = 3 \rightarrow F' = 3$  (нижний рисунок).  $B \approx 100$  Gs. Спектры показаны в произвольных единицах. Показаны результаты подгонки экспериментальных спектров с помощью формулы (8) (гладкие кривые). Горизонтальной двунаправленной стрелкой показан частотный масштаб.

фактора  $k$  (т.е.  $k \rightarrow -k$ ):

$$\tilde{v}_{L'L} = \frac{E_{L'}^e - E_L^g - \omega}{k}. \quad (5)$$

Для того, чтобы накачка повлияла на атомы скоростной группы  $v_{M'M}$  (4), необходимо, чтобы среди групп  $\tilde{v}_{L'L}$  (5) нашлась группа, совпадающая с  $v_{M'M}$ , т.е. чтобы нашлись такие  $L$  и  $L'$ , что  $\tilde{v}_{L'L} = v_{M'M}$  и, следовательно,  $E_{L'}^e - E_L^g - \omega = \omega - E_{M'}^e + E_M^g$ . Кроме того, необходимо, чтобы в скоростной группе  $\tilde{v}_{L'L}$  накачивающий пучок обеднял бы то же состояние  $|gM\rangle$ , которое является стартовым для зондирующего пучка, т.е. должно быть  $E_L^g = E_M^g$ . Выполнение этих двух требований приводит к следующему условию на частоту пучков  $\omega$ :

$$\omega = \frac{E_{L'}^e + E_{M'}^e}{2} - E_M^g. \quad (6)$$

При выполнении этого условия накачивающий пучок эффективно насыщает атомы скоростной группы  $v_{M'M}$  (эти атомы переводятся в состояния нерезонансного основного мультиплета благодаря описанному выше механизму сверхтонкой накачки), и их вклад в поглощение зондирующего пучка „выпадает“, т.е. становится пренебрежимо мал. При этом, разумеется, необходимо, чтобы соответствующий переход для накачивающего пучка был бы разрешен. Таким образом, частоты  $\omega_{L'M'M}$ , на которых включение накачивающего пучка вызывает

появление провалов, определяются выражением (6) и следующим условием:

$$|\langle gM | S_x \sin \theta + S_z \cos \theta | eL' \rangle|^2 \neq 0. \quad (7)$$

Здесь  $\theta$  — азимут линейной поляризации накачивающего пучка (он может не совпадать с азимутом  $\phi$  зондирующего пучка).

Когда частота зондирующего пучка  $\omega = \omega_{L'M'M}$ , то, как это видно из (4) и (6), зондируется скоростная группа  $v_{M'M} = [E_{L'}^e - E_{M'}^e]/2k$ . Число атомов в этой группе  $\sim s\rho_M([E_{L'}^e - E_{M'}^e]/2k)\delta v$ . Имея это в виду, для изменения спектра поглощения по пробному пучку  $\Delta a(v)$ , возникающего при включении накачивающего пучка, можно написать следующее выражение:

$$\begin{aligned} \Delta a(v) = & s \sum_{L'M'M} \mathcal{L}(\omega_{L'M'M} - \omega) \\ & \times |\langle eM' | S_x \sin \phi + S_z \cos \phi | gM \rangle|^2 \\ & \times J\left(|\langle gM | S_x \sin \theta + S_z \cos \theta | eL' \rangle|^2\right) \rho_M\left(\frac{E_{L'}^e - E_{M'}^e}{2k}\right) \delta v. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь функция  $J(x)$  реализует условие (7), т.е.  $J(0) = 0$  и  $J(x \neq 0) = 1$ . Величина  $\delta v$  была нами оценена выше как  $\delta v \sim \delta/k$ .

Результаты подгонки экспериментально полученных спектров поглощения паров цезия в поперечном магнитном поле по методике СНП (рис. 1) с помощью формулы (8) приведены на рис. 4. Пробная функция имела вид  $a(v) = a_0(v) - \xi \Delta a(v)$ , где  $a_0(v)$  вычислялась с помощью выражений (1) и (3):

$$\begin{aligned} a_0(v) = & s \int dv \rho_M(v) \sum_{MM'} \mathcal{L}(\omega_{L2M'} - \omega_{L1M} - v + kv) \times \\ & \times |\langle eM' | S_x \sin \phi + S_z \cos \phi | gM \rangle|^2 \approx (\text{при } \Delta \gg \delta) \\ & \approx \frac{s}{k} \sum_{MM'} \rho_M\left(\frac{v - \omega_{L2M'} + \omega_{L1M}}{k}\right) \times \\ & \times |\langle eM' | S_x \sin \phi + S_z \cos \phi | gM \rangle|^2. \end{aligned} \quad (9)$$

Практически все важные для нас параметры, входящие в (8) и (9), известны из литературы [17]. Развернутые выражения для  $\Delta a(v)$  и требуемых матричных элементов приведены в Приложении.

## 5. Эксперимент

Приведенные выше рассуждения и расчеты предполагают, что провалы в спектре поглощения, регистрируемые по методике СНП, возникают в результате практически полного обеднения стартовых состояний переходов, обуславливающих поглощение слабого зондирующего пучка. Установка интенсивности зондирующего и накачивающего пучков, необходимая для получения

такого режима в наших экспериментах, производилась следующим образом. На первом этапе магнитное поле выключалось, накачивающий пучок закрывался, а интенсивность зондирующего пучка выбиралась настолько малой ( $\sim 1 \mu\text{W}$  при диаметре пучка  $\sim 3 \text{mm}$ ), что спектр поглощения кюветы с парами цезия, получаемый сканированием частоты  $\omega$  перестраиваемого лазера  $I$  (рис. 1), переставал зависеть от интенсивности. При открывании накачивающего пучка в центре спектра появлялся провал (рис. 2, а) и интенсивность накачивающего пучка выбиралась такой, чтобы амплитуда провала была практически полной (рис. 2, а), а его ширина несущественно превосходила свое значение, получаемое при уменьшении интенсивности накачки. Такой режим было несложно получить при интенсивностях накачки  $\sim 1-5 \text{mW}$ , после чего получаемые спектры с провалом подгонялись с помощью функций  $\Delta a(v)$  (8) и  $a_0(v)$  (9) при  $\omega_{L1,2} = 0$  и  $\xi \sim 1$ . Затем включалось поперечное магнитное поле, причем картина расщепления провала хорошо воспроизводилась формулами (8), (9) (рис. 4). Зондирующий и накачивающий пучки были линейно поляризованы перпендикулярно магнитному полю ( $\theta = \phi = \pi/2$ ) — при этом спектры при  $F = F'$  (рис. 4, нижний рисунок) получались наиболее эффектными.

Богатая структура спектров рис. 4 связана с различием  $g$ -факторов основного и возбужденного мультиплетов цезия ( $|g_g| = 1/4$  и  $|g_e| = 1/12$ ), вследствие чего появляются три сдвинутые по отношению друг к другу частотные „лестницы“ с шагом  $M[\omega_{L1} - \omega_{L2}] = M\mu B[g_e - g_g]/\hbar$ ,  $M = -F, \dots, F$  (см. (П1)). Если зондируемые мультиплеты имеют разные полные моменты (рис. 4, верхний рисунок), то из-за различия знаков  $g$ -факторов упомянутая „лестница“ оказывается более разреженной, чем в случае совпадения полных моментов (рис. 4, нижний рисунок), когда знаки  $g$ -факторов совпадают.

## 6. Заключение

В работе описаны эксперименты по наблюдению зеемановского расщепления мультиплетов линии D1 атомарного цезия методом СНП в малых магнитных полях, когда указанное расщепление существенно меньше доплеровской ширины линии, и предложена простая модель для их количественного описания. Показано, что спектры, регистрируемые методом СНП, не получаются путем простого исключения вклада нулевой скоростной группы, а требуют более последовательного рассмотрения обеднения атомных состояний пучком накачки.

## Благодарности

Автор благодарит сотрудников Лаборатории оптики спина Санкт-Петербургского государственного университета В.С. Запаского, И.И. Рыжова, А.А. Фомина за помощь в проведении экспериментов и полезные советы.

Автор благодарит А.К. Вершовского, А.С. Пазгалева за плодотворное обсуждение.

### Финансирование работы

Автор благодарит СПбГУ за финансовую поддержку в рамках гранта № 125022803069-4.

### Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

### Приложение

Приведем в развернутом виде выражения, использованные при построении теоретических спектров рис. 4. В приведенных ниже формулах входящие в выражение (8) матричные элементы оператора  $S_x$  при  $F' = F \pm 1$ ,  $F$  выражены через матричные элементы оператора  $S_+ \equiv S_x + iS_y$  [16]. Кроме того, поскольку  $\omega_{L1,2} \ll \Delta$ , мы положили  $\rho_M \left( \frac{E'_l - E_M}{2k} \right) \equiv \rho_M(0)$ :

$$\begin{aligned} \Delta a(\nu) = & \rho_M(0) \frac{\delta}{k} \sum_{l=-1}^1 \sum_{M=-F}^F \left\{ \frac{\sin^2 \phi}{4} \right. \\ & \times \mathcal{L} \left( \nu + M[\omega_{L1} - \omega_{L2}] + \omega_{L1} \frac{l+1}{2} \right) \left| \langle F', M+1 | S_+ | FM \rangle \right|^2 \\ & + \frac{\sin^2 \phi}{4} \mathcal{L} \left( \nu + M[\omega_{L1} - \omega_{L2}] + \omega_{L1} \frac{l-1}{2} \right) \\ & \times \left| \langle F, M | S_+ | F', M-1 \rangle \right|^2 + \cos^2 \phi \\ & \times \mathcal{L} \left( \nu + M[\omega_{L1} - \omega_{L2}] + \omega_{L1} \frac{l}{2} \right) \left| \langle F', M | S_z | FM \rangle \right|^2 \left. \right\} J(X_{M,l}), \end{aligned} \quad (\text{П1})$$

где

$$\begin{aligned} X_{M,l} \equiv & \frac{\delta_{l,1} \sin^2 \theta}{4} \left| \langle F', M+1 | S_+ | FM \rangle \right|^2 \\ & + \frac{\delta_{l,-1} \sin^2 \theta}{4} \left| \langle F, M | S_+ | F'M-1 \rangle \right|^2 \\ & + \delta_{l,0} \cos^2 \theta \left| \langle F', M | S_z | FM \rangle \right|^2, \end{aligned} \quad (\text{П2})$$

и

$$\begin{aligned} \langle F, M+1 | S_+ | F-1, M \rangle &= \sqrt{\frac{(F+M)(F+M+1)}{2}}, \\ \langle F-1, M+1 | S_+ | F, M \rangle &= -\sqrt{\frac{(F-M)(F-M-1)}{2}}, \end{aligned} \quad (\text{П3})$$

$$\begin{aligned} \langle F, M | S_z | F-1, M \rangle &= \langle F-1, M | S_z | F, M \rangle = -\sqrt{\frac{F^2 - M^2}{2}}, \\ \langle F, M+1 | S_+ | F, M \rangle &= \sqrt{F(F+1) - (M+1)M}, \\ \langle F, M | S_z | F, M \rangle &= M. \end{aligned} \quad (\text{П4})$$

При расчетах функция  $J(x)$ , реализующая условие (7), бралась в виде  $J(x) = \frac{x^2}{\delta_1^2 + x^2}$ , причем изменение  $\delta_1$  от 0.01 до 1 не приводило к существенному изменению результата.

### Список литературы

- [1] P.W. Smith, T.W. Hansch. Phys. Rev. Lett., **26**, 740 (1971).
- [2] A.L. Schawlow. Rev. Mod. Phys., **54**, 697 (1982). DOI: 10.1103/RevModPhys.54.697
- [3] В.С. Летохов, В.П. Чеботаев. *Принципы нелинейной лазерной спектроскопии* (Наука, М., 1975).
- [4] В.С. Летохов, В.П. Чеботаев. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (Наука, Москва, 1990).
- [5] V.S. Letokhov. *High Resolution Laser Spectroscopy*. K. Shimoda, ed., Vol. 13 of Topics in Applied Physics (Springer-Verlag, 1976), Chap. 4.
- [6] Moustafa Abdel Hafiz, Gregoire Coget, Emeric De Clercq, Rodolphe Boudot. Optics Letters, **41** (13), 2982 (2016). DOI: 10.1364/OL.41.002982
- [7] Н.Г. Басов, И.Н. Компанец, О.Н. Компанец, В.С. Летохов, В.В. Никитин. Письма в ЖЭТФ, **9**, 568 (1969).
- [8] В.Л. Григорьева, Э.И. Иванов, Н.И. Калитеевский. УФН, **119** (1), 149 (1976).
- [9] Д.В. Бражников, А.С. Новокрещенов, С.М. Игнатович, А.В. Тайченачев, В.И. Юдин. Квант. электрон., **46**, 5 (2016). DOI: 10.1070/QEL15989
- [10] Ю.А. Матюгин, Б.И. Трошин, В.П. Чеботаев. Опт. и спектроск., **31**, 111 (1971).
- [11] A.C. Luntz, R.G. Brewer. J. Chem. Phys., **54**, 3641 (1971).
- [12] E.E. Uzgiris, J.L. Hall, R.L. Barger. Phys.Rev.Lett., **26**, 289 (1971). DOI: 10.1103/PhysRevLett.26.289
- [13] Pengyuan Chang, Jingyang Liu, Xingyu Zhou, Jian Li, Xiaomeng Wang, Jingbiao Chen, Qin Wang. J. Opt. Soc. Am. B, **40** (8), 2221 (2023). DOI: 10.1364/JOSAB.495883
- [14] A. David, Smith Ifan, G. Hughes. Am. J. Phys., **72** (5), (2004).
- [15] A. Moretti, F. Strumia. Phys. Rev. A, **3**, 349 (1971). DOI: 10.1103/PhysRevA.3.349
- [16] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика: нерелятивистская теория* (Наука, М., 1974).
- [1] Daniel A. Steck. Theoretical Division (T-8), MS B285 Los Alamos National Laboratory Los Alamos, NM 87545. [Электронный ресурс]. URL: <https://pdf4pro.com/view/cesium-d-line-data-steck-7758dd.html>