

# Магнитооптические резонансы в поле встречных волн

С. А. Зибров<sup>+\*1)</sup>, Я. О. Дудин <sup>++\*</sup>, А. Г. Раднаев<sup>++\*</sup>, В. В. Васильев<sup>+</sup>, В. Л. Величанский<sup>++\*</sup>, Д. В. Бражников<sup>▽</sup>,  
А. В. Тайченачев <sup>▽□</sup>, В. И. Юдин<sup>▽□</sup>

<sup>+</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Россия,

<sup>\*</sup>Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия,

<sup>▽</sup>Институт лазерной физики Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>□</sup>Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 11 марта 2007 г.

При исследовании резонанса пересечения подуровней в нулевом магнитном поле пробным лазерным полем, резонансным циклическому переходу  $D_2$ -линии  $^{87}\text{Rb}$ , обнаружено сильное влияние дополнительного лазерного поля, действующего на смежном открытом переходе. В ячейке без буферного газа и антирелаксационного покрытия амплитуда резонанса поглощения пробной волны может возрастать более чем на порядок в присутствии встречной волны. Эффект наблюдается при частоте лазера, настроенной на перекрестный резонанс, когда встречные волны одновременно действуют на движущиеся атомы на циклическом и открытом переходах с общим нижним уровнем. Результаты теоретического анализа влияния дополнительного поля на резонанс светоиндуцированного поглощения согласуются с экспериментом.

PACS: 42.50.Gy, 42.65.-k

**1. Введение.** Нелинейные интерференционные эффекты, возникающие при резонансном взаимодействии атомов со светом, приводят к таким явлениям, как когерентное пленение населеностей (КПН, англ. – CPT, см., например, [1]), светоиндуцированная прозрачность (СИПр, англ. – EIT, [2]), светоиндуцированное поглощение (СИП, англ. – EIA, [3, 4]) и др. Эти явления нашли применение в нелинейной спектроскопии сверхвысокого разрешения [5, 6], в метрологии (атомные часы и мазеры [7], магнитометры [8]), в лазерном охлаждении [9].

Один из видов упомянутых эффектов – изменение пропускания резонансного оптического излучения ансамблем атомов при пересечении магнитных подуровней в изменяющемся в окрестности нуля магнитном поле (магнитооптические эффекты “в конфигурации Ханле”) [10, 4, 6]. В данной работе в такой конфигурации исследовалось влияние встречной световой волны на резонанс СИП, наблюдаемый на циклическом переходе  $D_2$ -линии  $^{87}\text{Rb}$ . Пробная и встречная волны формировались одним лазером и имели одинаковую частоту. Регистрировалась зависимость пропускания ячейки с  $^{87}\text{Rb}$  от продольного магнитного поля при различных фиксированных частотах лазера.

Известно, что в зависимости от квантовых чисел полного углового момента нижнего,  $F_g$ , и верхне-

го,  $F_e$ , уровней в пропускании ячейки может наблюдаться как резонанс СИПр, так и резонанс СИП. Для переходов, у которых полный угловой момент возбужденного состояния меньше полного углового момента основного состояния или равен ему, то есть  $F_g \leftrightarrow F_e = F_g - 1$  или  $F_g \leftrightarrow F_e = F_g$ , наблюдается резонанс пропускания. Если же полный угловой момент возбужденного состояния превышает полный угловой момент основного состояния на единицу ( $F_g \leftrightarrow F_e = F_g + 1$ ), наблюдается резонанс поглощения.

Для ячеек с  $^{87}\text{Rb}$  без антирелаксационного покрытия и буферного газа контур поглощения длинноволновой компоненты  $D_2$ -линии является суммой доплеровских вкладов от циклического  $F_g=2 \leftrightarrow F_e=3$ , и открытых,  $F_g=2 \leftrightarrow F_e=2, 1$ , переходов. Для бегущей волны сигнал пересечения уровней является пиком поглощения (СИП) при настройке частоты на циклический переход, а при сдвиге частоты к открытым переходам пик постепенно переходит в провал (СИПр). При наличии встречной волны монотонность изменения сигнала пересечения с частотой лазера нарушается, а именно, при настройке частоты лазера на частоту перекрестного резонанса (середину интервала между сверхтонкими компонентами возбужденного состояния  $F_e=3, 2$ ) амплитуда резонанса СИП возрастает. Интуитивно может показаться, что пик СИП в данном случае должен быть меньше по амплитуде, чем при точной настройке частоты лазера на циклический переход, во-первых, из-за конкуренции СИП и

<sup>1)</sup>e-mail: szibrov@yandex.ru

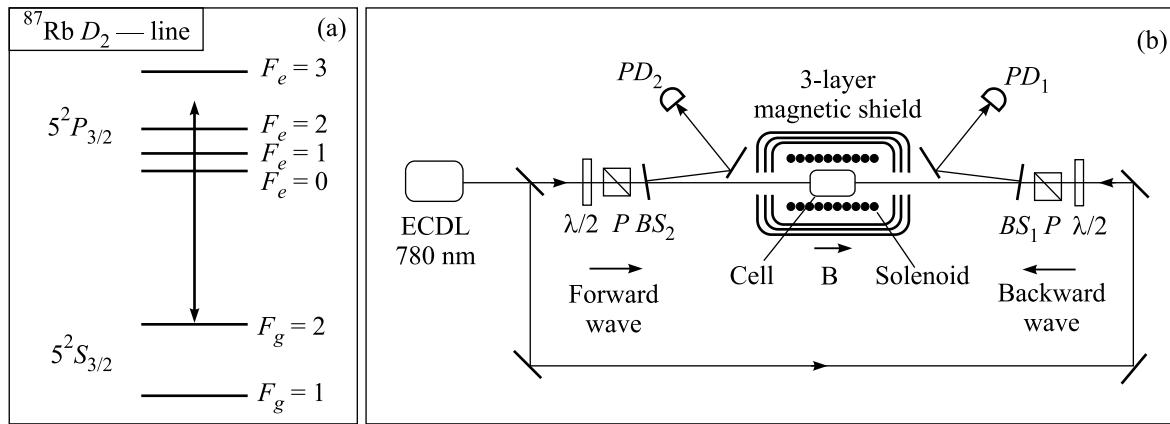


Рис.1. Схема уровней (а) и экспериментальная установка (б)

СИПр, имеющих разные знаки, а во-вторых, из-за оптической перекачки части атомов на непоглощающий сверхтонкий подуровень основного состояния. Однако экспериментально в условиях перекрестного резонанса наблюдалось увеличение амплитуды резонанса СИП даже по сравнению со случаем точной настройки частоты на циклический переход  $F_g=2 \leftrightarrow F_e=3$ . Исследованию этого эффекта и посвящена работа.

**2. Эксперимент.** Эффект исследовался с помощью перестраиваемого лазера (ECDL) с внешним резонатором [11]. Часть излучения лазера направлялась в систему стабилизации частоты. При этом, чтобы не уширять спектр лазера, модулировалось магнитное поле в опорной ячейке, а не частота лазера. Схема и принцип работы системы стабилизации описаны в [12]. Частота лазерного излучения настраивалась на перекрестный резонанс, находящийся на средней частоте переходов  $F_g=2 \leftrightarrow F_e=2$  и  $F_g=2 \rightarrow F_e=3$  с общим нижним уровнем  $F_g=2$  (рис.1а).

Эксперимент проводился со стеклянной цилиндрической ячейкой (длиной 60 мм, диаметром 55 мм), содержащей естественную смесь изотопов Rb. Лабораторное магнитное поле экранировалось, так что остаточное поперечное магнитное поле в месте расположения ячейки не превышало 2 мГс. Продольное магнитное поле, направленное вдоль распространения лазерного луча, создавалось соленоидом, помещенным в магнитный экран. Расщепление между соседними магнитными подуровнями состояния  $F_g=2$  для  $^{87}\text{Rb}$  равно (с погрешностью менее 0.4%)  $\mathbf{B} \times 0.7$  МГц/Гс. Неоднородность продольного поля на длине ячейки не превышала 1 мГс. Температура ячейки равнялась 23 °С (концентрация паров при этом составляла  $\sim 10^{10}$  см<sup>-3</sup>). Регистрировалась зависимость пропускания ячейки от величины продольного магнитного поля.

Схема экспериментальной установки показана на рис.1б.

Ячейка находилась в поле встречных лазерных лучей. И прямой и обратный лучи последовательно проходили через полуволновые пластинки ( $\lambda/2$ ) и кристаллические поляризаторы ( $P$ ), которые позволяли независимо изменять интенсивности и контролировать угол между линейными поляризациями обоих полей. Степень линейности поляризаций прямой и обратной волн составляла  $10^{-4}$ .

Часть излучения прямой волны (~ 8%), прошедшей через ячейку, при помощи стеклянной пластиинки ( $BS_1$ ) направлялась на фотодиод ( $PD_1$ ), сигнал с которого наблюдался на экране осциллографа. Аналогичным образом детектировалось излучение обратной волны.

Диаметры встречных лазерных пучков были одинаковыми и равнялись 5 мм. Мощность прямой волны на входе в ячейку составляла  $P = 1$  мВт. Значение мощности обратной волны изменялось от 0 до 2 мВт. Сигнал с фотодиода ( $PD_1$ ) при различных значениях мощности обратной волны и для параллельных поляризаций встречных лучей приведен на рис.2.

Он состоит из структур разной ширины. Узкая структура, расположенная в центре сигнала, – резонанс пересечения зеемановских подуровней основного состояния, ширина которого определяется временем жизни когерентности в основном состоянии (временем пролета атомов через лазерный пучок) и полевым уширением. Она возникает из-за взаимодействия  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -компонент линейной поляризации поля и обусловлена как непосредственно нелинейными интерференционными эффектами (пересечение магнитных подуровней), так и косвенным их проявлением через влияние на эффективность селективной по скоп-

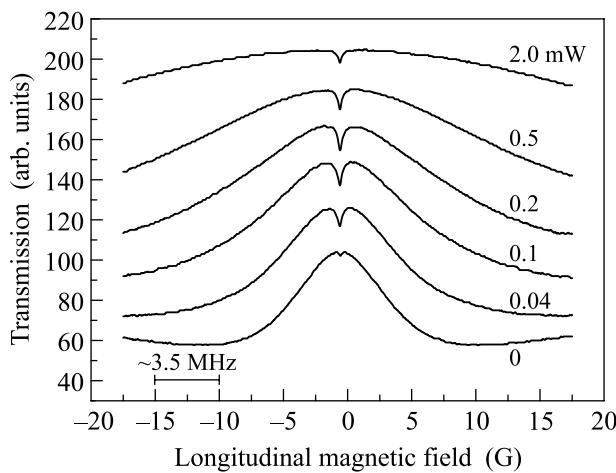


Рис.2. Общий вид магнитооптических резонансов в сигнале пропускания. Сдвиг кривых по вертикальной оси отражает реальное изменение пропускания ячейки

ростям оптической накачки на открытом переходе. Структура с шириной порядка естественной образуется наложением резонанса насыщения, связанного с расщеплением линии [6] и структуры, обусловленной пересечением зеемановских подуровней возбужденного уровня. Как видно из рис.2, обратная волна приводит к существенному увеличению амплитуды узкого резонанса СИП.

На рис.3 приведены зависимости амплитуды и ширины резонанса от мощности встречной волны. Амплитуда резонанса определялась как разность между уровнями поглощения при небольшом (в точке ближайшего экстремума по магнитному полю) и нулевом магнитном поле. Как видно из графиков, наблюдалось увеличение амплитуды резонанса в 7 раз (отношение амплитуды к ширине при этом увеличивалось в 3 раза). Максимальное увеличение амплитуды резонанса при включении обратной волны зависит от конфигурации оптических полей. Так при диаметре прямого пучка 1 мм с мощностью 0,1 мВт, диаметре обратного пучка 5 мм с мощностью 0,1 мВт амплитуда резонанса увеличивается в 25 раз по сравнению со своим значением без обратной волны.

**3. Обсуждение результатов.** Рассматриваемый перекрестный резонанс формируется на компонентах  $D_2$ -линии Rb с участием циклического,  $F_g=2 \leftrightarrow F_e=3$ , и соседнего “открытого”,  $F_g=2 \leftrightarrow F_e=2$ , переходов.

При произвольной настройке частоты лазера в пределах доплеровского контура в пространстве скоростей есть четыре группы атомов, каждая из которых взаимодействует с одной волной и на одном пере-

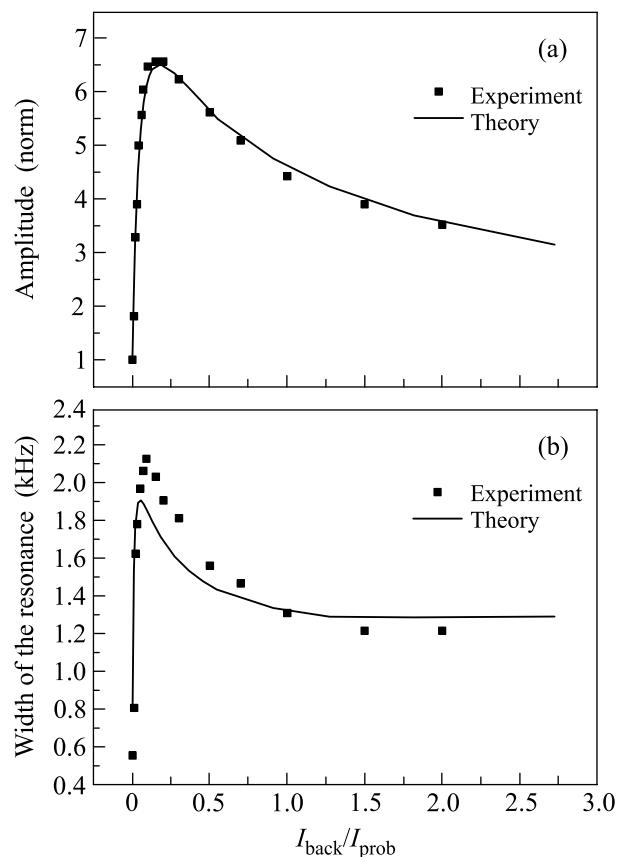


Рис.3. Зависимости амплитуды (а) и ширины (б) резонанса от отношения интенсивностей обратной и прямой волн ( $I_{\text{back}}/I_{\text{prob}}$ )

ходе. При этом учитываются переходы  $F_g=2 \leftrightarrow F_e=3$  и  $F_g=2 \leftrightarrow F_e=2$  и две встречные волны, а самым слабым и сильно отстроенным переходом  $F_g=2 \leftrightarrow F_e=1$  можно пренебречь. Когда частота лазера настроена на частоту перекрестного резонанса, эти четыре группы сливаются в две с проекциями скорости на направление распространения лазерных лучей, равными  $\pm \lambda \delta_{23}/2$  ( $\delta_{23}$  – разность частот переходов  $\nu_{2-3}$  и  $\nu_{2-2}$ ). В одной группе с проекцией скорости  $v$  пробная волна действует на циклический переход  $F_g=2 \leftrightarrow F_e=3$ , а встречная – на “открытый”  $F_g=2 \leftrightarrow F_e=2$ . Для другой группы атомов, с проекцией  $-v$ , пробная волна действует на открытый, а встречная – на циклический переходы. Вкладом второй группы при теоретическом анализе можно пренебречь, поскольку и поглощение на этой компоненте значительно меньше и оптическая накачка дополнитель но его уменьшает. Увеличение амплитуды резонанса (рис.3) происходит из-за того, что эффективность оптической накачки атомов с общего нижнего уровня на открытом переходе  $F_g=2 \leftrightarrow F_e=2$  зависит от магнитного поля. При нулевом магнитном поле на

нижнем уровне формируется непоглощающая суперпозиция состояний ( $M$ -конфигурация в  $\sigma^\pm$  базисе), которая уменьшает эффективность откачки атомов. Если магнитное поле отлично от нуля, то темное состояние разрушается, и атомы быстрее откачиваются с основного уровня  $F_g=2$  на другую сверхтонкую компоненту ( $F_g=1$ ) основного терма. Таким образом, и в нулевом магнитном поле, и при снятии вырождения происходит уменьшение числа атомов в нижнем состоянии, а вместе с ним и уменьшение поглощения на циклическом переходе. Это уменьшение значительно при нулевом магнитном поле. Поглощение при нулевом магнитном поле уменьшается медленнее, чем в крыльях магнитооптического резонанса, что и выглядит как увеличение амплитуды резонанса светоиндцированного поглощения. Другими словами, СИП на “открытом” переходе проявляется как увеличение СИП на циклическом.

Для теоретического анализа рассмотрим упрощенный случай неподвижных атомов с меньшими полными угловыми моментами  $F_g=F_{e1}=1$ ,  $F_{e2}=2$ . Пробная волна действует на циклический переход  $F_g=1 \leftrightarrow F_{e2}=2$ , а обратная – на открытый  $F_g=1 \leftrightarrow F_{e1}=1$ . Вероятность спонтанного распада из состояния  $F_e=1$  на другой сверхтонкий подуровень основного состояния зададим коэффициентом ветвления  $0 \leq \eta \leq 1$ . Интенсивности оптических полей считаем малыми, так что частоты Раби много меньше естественной ширины возбужденного уровня. В этом случае оптические уравнения Блоха для стационарной матрицы плотности атома (например, [13]) приводят к следующей зависимости амплитуды пика СИП от интенсивности (параметра насыщения) обратной волны:

$$A(S_1) = \frac{3S_2\Gamma(\Gamma + 4S_1\eta)\{5S_2 + 3S_1(3 - \eta)\}}{2\{\Gamma(9S_1 + 17S_2 + 18\Gamma) + \eta S_1(8S_2 + 9\Gamma)\}} \times \left[ \frac{S_1(1 + \eta) + S_2 + 2\Gamma}{2\Gamma(11S_2 + 18\Gamma) + P(S_1, S_2, \eta) + 18S_1\Gamma} \right], \quad (1)$$

где  $S_{1,2} = R_{1,2}^2 / \{1 + \delta_{1,2}^2\}$  – параметры насыщения,  $R_{1,2}$  – частоты Раби,  $\delta_{1,2}$  – отстройки частот волн от соответствующих переходов,  $P(S_1, S_2, \eta) = \eta S_1(9S_1(1+\eta) + 13S_2 + 36\Gamma)$ . Параметры  $R_{1,2}$ ,  $\delta_{1,2}$  и пролетная релаксация  $\Gamma$  выражены в единицах  $\gamma/2$ , где  $\gamma$  – константа радиационной релаксации возбужденных уровней. Как следует из (1), в случае открытого перехода ( $\eta \neq 0$ ) при  $\Gamma \rightarrow 0$  амплитуда также стремится к нулю, поскольку при взаимодействии с таким бесконечным в поперечном размере пучком атомы в результате оптической “от-

качки” через уровень  $F_{e1}=1$  полностью переходят на непоглощающий сверхтонкий подуровень.

На рис.4 представлены зависимости амплитуды нелинейного резонанса в сигнале поглощения проб-

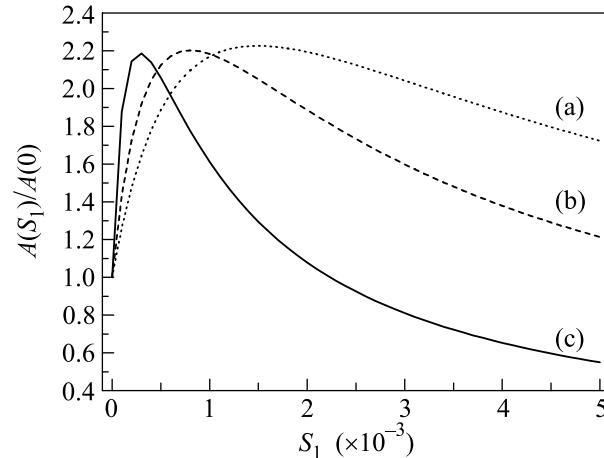


Рис.4. Амплитуда резонанса поглощения пробной волны как функция параметра насыщения обратной волны. (a)  $\eta=0.5$ ,  $\Gamma=5 \cdot 10^{-4}$ , (b)  $\eta=0.9$ ,  $\Gamma=5 \cdot 10^{-4}$  и (c)  $\eta=0.5$ ,  $\Gamma=10^{-4}$ . Для всех графиков  $S_2=0.1$ ,  $\delta_{1,2}=0$

ного поля от параметра насыщения встречной волны, вычисленные по формуле (1) для различных  $\Gamma$  и  $\eta$ . С ростом интенсивности встречной волны растет роль оптической накачки. При малых  $S_1$  сильнее проявляется упоминавшееся увеличение разности эффективностей оптической накачки в нулевом и ненулевом магнитных полях, так что амплитуда СИП растет. При больших  $S_1$  эффективность оптической накачки настолько велика, что атомов остается очень мало и амплитуда СИП начинает падать. При этом, как видно из рис.4, падение происходит быстрее при больших  $\eta$  и меньших  $\Gamma$ , что является следствием более активной оптической откачки атомов.

Приведенные результаты получены для неподвижных атомов и слабых интенсивностей. Для учета движения атомов было проведено усреднение выражения (1) по скоростям, которое показало, что перечисленные особенности сохраняются. Результаты вычислений для случая движущихся атомов, без приближения слабых интенсивностей волн и для значений  $F_g$  и  $F_e$ , соответствующих  $^{87}\text{Rb}$ , представлены на рис.3. И теория, и эксперимент показывают что рост амплитуды СИП в слабых оптических полях не превышает 2.5, а при интенсивностях, достаточных для насыщения, амплитуда СИП может возрастать на порядок.

**4. Заключение.** В работе экспериментально продемонстрирована и теоретически обоснована возмож-

ность увеличения амплитуды светоиндуцированного магнитооптического резонанса при включении дополнительного встречного поля с оптимальной интенсивностью и отстройкой. Как следует из полученных результатов, амплитуда может возрасти более чем на порядок за счет действия встречной волны.

В данной работе встречные волны имели параллельные линейные поляризации и частоту, удовлетворяющую условию перекрестного резонанса (см. рис.1а). Стоит отметить, что при использовании излучения одной частоты одновременное взаимодействие атомов с двумя встречными волнами на разных переходах реализуется только при близком расположении переходов, когда их доплеровские контуры перекрываются, и когда лазеры настроены на частоту перекрестного резонанса. Больше вариантов дает использование двух независимых лазеров. Например, можно использовать два лазера, работающие на  $D_1$ - и  $D_2$ -линиях Rb. При настройке частоты одного лазера на циклический переход  $F_g=2 \rightarrow F_e=3$   $D_2$ -линии (780 нм), а частоты второго – на открытый переход  $F_g=2 \rightarrow F_e=2$   $D_1$ -линии (795 нм), так, что оба поля взаимодействуют с одной группой атомов, наблюдается аналогичное увеличение амплитуды резонанса СИП. Соответствующие результаты по эксперименту с двумя лазерами будут опубликованы в следующей работе.

Авторы выражают благодарность Т.П. Зибровой за высококачественное просветление зеркал лазерных диодов. Д.В.Б., А.В.Т. и В.И.Ю. были поддержаны грантами Российского фонда фундаментальных исследований (# 05-02-17086, # 05-08-01389, # 07-02-01230, # 07-02-01028 и # 07-02-01312), ИНТАС-СОРАН (# 06-1000013-9427) и Президиумом СО РАН.

Д.В.Б. был также поддержан грантом некоммерческого фонда “Династия” (на 2007). С.А.З., Я.О.Д., А.Г.Р., В.В.В. и В.Л.В. были поддержаны грантом МНТЦ # 2651р.

1. E. Arimondo, in *Progress in Optics*, Ed. E. Wolf, Elsevier, North-Holland, Amsterdam, Vol. **XXXV**, 1996, p. 257; Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, УФН **163**(9), 1 (1993).
2. S. Harris, Physics Today **50**(7), 36 (1997).
3. A. M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama, Phys. Rev. A **57**, 2996 (1998); A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, JETP Lett. **69**, 819 (1999); A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, Phys. Rev. A **60**, 011802 (2000).
4. Y. Dancheva, G. Alzetta, S. Cartaleva et al., Opt. Commun. **178**, 103 (2000).
5. V. S. Letokhov and V. P. Chebotayev, *Nonlinear Laser Spectroscopy*, Springer-Verlag, 1977.
6. W. Demtroder, *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*, Springer Verlag, 2002.
7. J. Vanier, Appl. Phys. B **81**, 421 (2005).
8. P. D. D. Schwindt, Appl. Phys. Lett. **85**, 6409 (2004).
9. A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 826 (1988).
10. М. П. Чайка, *Интерференция вырожденных атомных состояний*, Л.: ЛГУ, 1975.
11. V. V. Vassiliev, S. A. Zibrov, and V. L. Velichansky, Rev. Sci. Instrum. **77**, 013102 (2006).
12. A. V. Yarovitskii, O. N. Prudnikov, V. V. Vasil'ev et al., Quantum Electronics **34**, 341 (2004).
13. D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, J. Opt. Soc. Am. B **22**, 57 (2005).