

Селективное отражение поляризованного света при наклонном падении

Я.А.Фофанов

Исследована серия резонансов отражения, образованных сверхтонкими компонентами D₂-линий в спектре естественной смеси изотопов рубидия. Экспериментально показаны обусловленные перестройкой частоты падающего света переходы от резонансно-нарушенного полного внутреннего отражения к резонансному брестеровскому отражению. Контраст наиболее сильных резонансов отражения превышает 500 % при умеренных температурах нагрева отражающих ячеек. Интенсивность отраженного света на крыле резонанса увеличивается при этом более чем в 20 раз. Развита теория, основанная на двухуровневой модели для резонансных атомов и на формулах Френеля для коэффициента отражения. Численные расчеты, выполненные на основе построенной теории, подтверждают основные экспериментальные результаты.

Ключевые слова: селективное отражение, поляризованный свет, лазер, шумы лазерного излучения.

1. Введение

Селективное (резонансное) отражение, т. е. отражение света от границы диэлектрик – резонансный газ, известно с начала прошлого века [1]. Позднее были обнаружены и теоретически объяснены субдоплеровские резонансы в селективном отражении при углах падения, близких к нулевым [2–6]. В ряде работ теоретически и экспериментально исследовалась наклонная геометрия, когда углы падения были равны нерезонансному значению угла Брюстера, а также лежали в области критического угла полного внутреннего отражения (ПВО) [7–10].

Интерес к селективному отражению связан с перспективами его применения для спектроскопии оптически плотных сред [2–15]. Это явление используется при изучении ударного уширения линий [4, 16], для создания селективных элементов лазеров [17–20], а также при исследовании взаимодействия возбужденных атомов с поверхностью твердого тела, включая ван-дер-ваальсово взаимодействие [21–23].

Цель настоящей работы заключается в подробном изучении особенностей селективного отражения поляризованного света для серии близкорасположенных линий в условиях, близких к резонансному ПВО и к резонансному брестеровскому отражению (БО). Полученные результаты могут быть использованы в спектроскопии плотных газов, а также в оптоинформатике и квантовой оптике для регулировки интенсивности и снижения флуктуаций (в том числе квантовых) отраженного света.

2. Методика и результаты эксперимента

Схема экспериментальной установки показана на рис.1. В качестве источника излучения использовался

одночастотный полупроводниковый лазер ($\lambda = 780$ нм), который настраивался на сверхтонкие компоненты D₂-линии изотопов рубидия [24]. Перестройка лазера по частоте осуществлялась регулировкой тока инжекции. Лазерное излучение было направлено на кюветы, работающие «на поглощение» и «на отражение». Поглощающие кюветы имели длину около 50 мм и находились при комнатной температуре.

Излучение падало на входное окно отражающей кюветы, наполненной насыщенными парами рубидия. При этом обеспечивалось отражение света от границы раздела прозрачный диэлектрик – резонансный газ под углом, близким к углу Брюстера и критическому углу ПВО. Концентрация резонансных атомов в отражающих кюветках регулировалась их нагревом вплоть до температуры 200 °С. Использовалась естественная смесь изотопов ⁸⁵Rb и ⁸⁷Rb. Ориентация плоскости поляризации падающего на исследуемую границу раздела линейно поляризованного излучения регулировалась с помощью поляризатора. Плотность мощности лазерного излучения в поглощающей кювете, а также на исследуемой границе

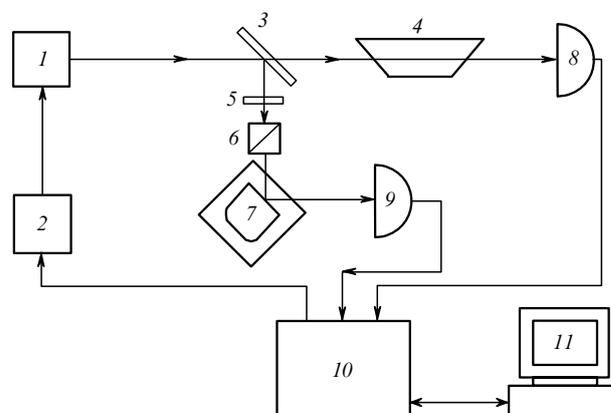


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – лазер; 2 – блок питания лазера; 3 – светоделительная пластинка; 4 – поглощающая кювета; 5 – пластинка $\lambda/4$; 6 – поляризатор; 7 – отражающая кювета; 8, 9 – фотодиоды; 10, 11 – система регистрации и управления экспериментом.

Я.А.Фофанов. Институт аналитического приборостроения РАН, Россия, 190103 С.-Петербург, Рижский пр., 26; e-mail: Yakinvest@yandex.ru

Поступила в редакцию 30 ноября 2007 г., после доработки – 11 февраля 2009 г.

раздела была значительно меньше плотности мощности насыщения.

Используемые отражающие кюветы были снабжены системой ввода-вывода излучения, позволяющей работать в условиях, близких к ПВО. В то же время особенно системы ввода-вывода ограничивали, к сожалению, точность определения углов падения, которая составляла $\pm 0.5^\circ$ (см. разд.3). Другие экспериментальные факторы – расходимость лазерного пучка, качество отражающих поверхностей, погрешности юстировки и т. п. – вносили существенно меньший вклад. В силу указанных обстоятельств основным параметром, по значению которого устанавливалось угловое положение отражающих кювет, был коэффициент нерезонансного отражения.

На рис.2,*a, в* показаны по три характерные зависимости коэффициента отражения света от частоты лазерного излучения (спектры отражения). Эти зависимости соответствуют трем различным углам падения и двум ориентациям плоскости поляризации – параллельно плоскости падения (параллельная ориентация) и ортогонально к плоскости падения (ортогональная ориентация). На рис.2,*б, г* показана относительная интенсивность света, прошедшего через поглощающую ячейку (спектры поглощения). Сверхтонким компонентам D₂-линий изотопов ⁸⁵Rb и ⁸⁷Rb соответствуют пики а, А, В и б в спектрах поглощения, положения которых использовались для калибровки осей частот.

Кривые отражения 1–3 заметно различаются между собой по форме. Спектры отражения 1 на рис.2,*a и в* соответствуют углу падения 64° , при котором за пределами резонансных линий (или в отсутствие газа) выполняются условия ПВО (нерезонансное значение критического угла ПВО составляет 34.6°). Видно, что эти кривые практически совпадают с кривыми поглощения, т.е. в данных спектрах отражения на резонансных линиях также наблюдаются провалы а', А', В' и б', аналогичные провалам а, А, В и б в спектрах поглощения. Это дает основание предположить, что образование провалов на кривых 1 обусловлено нарушением ПВО вследствие поглощения лазерного излучения резонансным газом. Поглощение осуществляется атомами, которые взаимодействуют с существующей в условиях ПВО приповерхностной световой волной [25].

Спектры отражения 2 на рис.2,*a и в* соответствуют углу падения 34° , при котором за пределами резонансных линий условия ПВО не выполняются, и коэффициент нерезонансного отражения составляет 0.40 для параллельной ориентации и 0.75 для ортогональной. Ход кривых 2 сильно отличается от хода кривых 1 и 4. Хорошо видно, что коэффициент отражения на дне провалов а', А', В' и б' значительно уменьшился, начали формироваться пики отражения а'', А'', В'' и б''. Особенно хорошо процесс формирования пиков отражения виден при сравнении пиков А'', В'' и б''. Вершины пиков б'' еще плоские, т.к. для соответствующих им частот выполняются условия, близкие к нарушенному ПВО (НПВО). Коэффициент отражения на вершинах пиков А'' и В'' несколько меньше, а сами вершины более острые. Пики а'' на всех кривых имеют значительно меньшую амплитуду, что можно объяснить присутствием более сильного пика А''.

Из сравнения спектров отражения 2 (рис.2,*a и в*) видно, что коэффициент отражения света на дне провалов а', А', В' и б', соответствующих параллельной ориентации

(рис.2,*a*), в несколько раз меньше, чем в спектре для ортогональной ориентации (рис.2,*в*). Такое различие можно объяснить тем, что на дне провалов на рис.2,*a* условия отражения приближаются к БО, точнее к псевдоБО (ПБО), поскольку резонансный газ обладает поглощением. В то же время при ортогональной поляризации БО и ПБО, как известно, не существуют.

Приближение к ПБО на кривой 2 (рис.2,*a*) происходит вследствие резонансного изменения показателя преломления атомного ансамбля и соответствующей модификации угла Брюстера. При этом интенсивность отраженного света претерпевает значительные изменения. Самое значительное изменение (более чем в 5 раз) наблюдается на левом крыле пика А''.

Спектры 3 на рис.2,*a и в* показывают явно выраженное резонансное отражение в наклонной геометрии. Эти спектры соответствуют углу падения 33° , при котором за пределами резонансных линий коэффициент отражения составляет 0.10 для параллельной ориентации и 0.50 для ортогональной. Как видно из сравнения спектров 2 и 3 (рис.2,*a и в*), при уменьшении угла падения амплитуды пиков А'' и В'' для обеих ориентаций становятся меньше, что объясняется, главным образом, удалением от условий, близких к ПВО. Тем не менее коэффициент резонансного отражения на вершине пика В'' спектра 3 на рис.2,*a* превышает 60%, а контраст этого резонанса (отношение амплитуды пика к величине подставки) составляет не менее пяти. В то же время условия отражения в провалах а', А', В' и б' спектра 3 на рис.2,*a* гораздо ближе к ПБО, чем в спектре 2. В результате наблюдается сильный перепад коэффициента отражения при переходах от вершин пиков к провалам между ними. Для пика А'' спектра 3 на рис.2,*a* такой перепад составляет более 20, для В'' – более 10.

Оценивая степень приближения к ПБО в спектрах на рис.2, *a*, отметим, что для спектра 2 угол падения на 4.4° , а для спектра 3 – на 3.4° больше нерезонансного угла Брюстера (29.6°) и, таким образом, условия отражения за пределами резонансов в спектрах 2 и 3 далеки от БО. На это указывают и нерезонансные коэффициенты отражения для указанных спектров, равные 0.4 и 0.1 соответственно, тогда как коэффициенты отражения на дне провалов А' в спектрах 2 и 3 в 2.2 и в 4.1 раза меньше. В то же время в спектрах 2 и 3 на рис.2,*в* коэффициенты отражения на дне провалов А' меньше соответствующих нерезонансных значений лишь в 1.3 и 1.4 раза. Таким образом, по мере перестройки частоты падающего света в спектрах 2 и 3 на рис.2,*a* происходит переход к условиям отражения, приближающимся к ПБО.

3. Теоретическая модель и результаты расчетов

Теоретическое рассмотрение основано на модели двухуровневого атома, взаимодействующего с плоской световой волной. При этом предполагается, что атом имеет основное и одно возбужденное состояния, нет переходов на другие уровни и нет насыщения резонансного перехода лазерным полем. На основе выражений для матрицы плотности находятся определяемые ансамблем атомов поправки к волновому вектору k резонансной световой волны [26]:

$$\Delta k = \Delta k' + i\Delta k'', \quad (1)$$

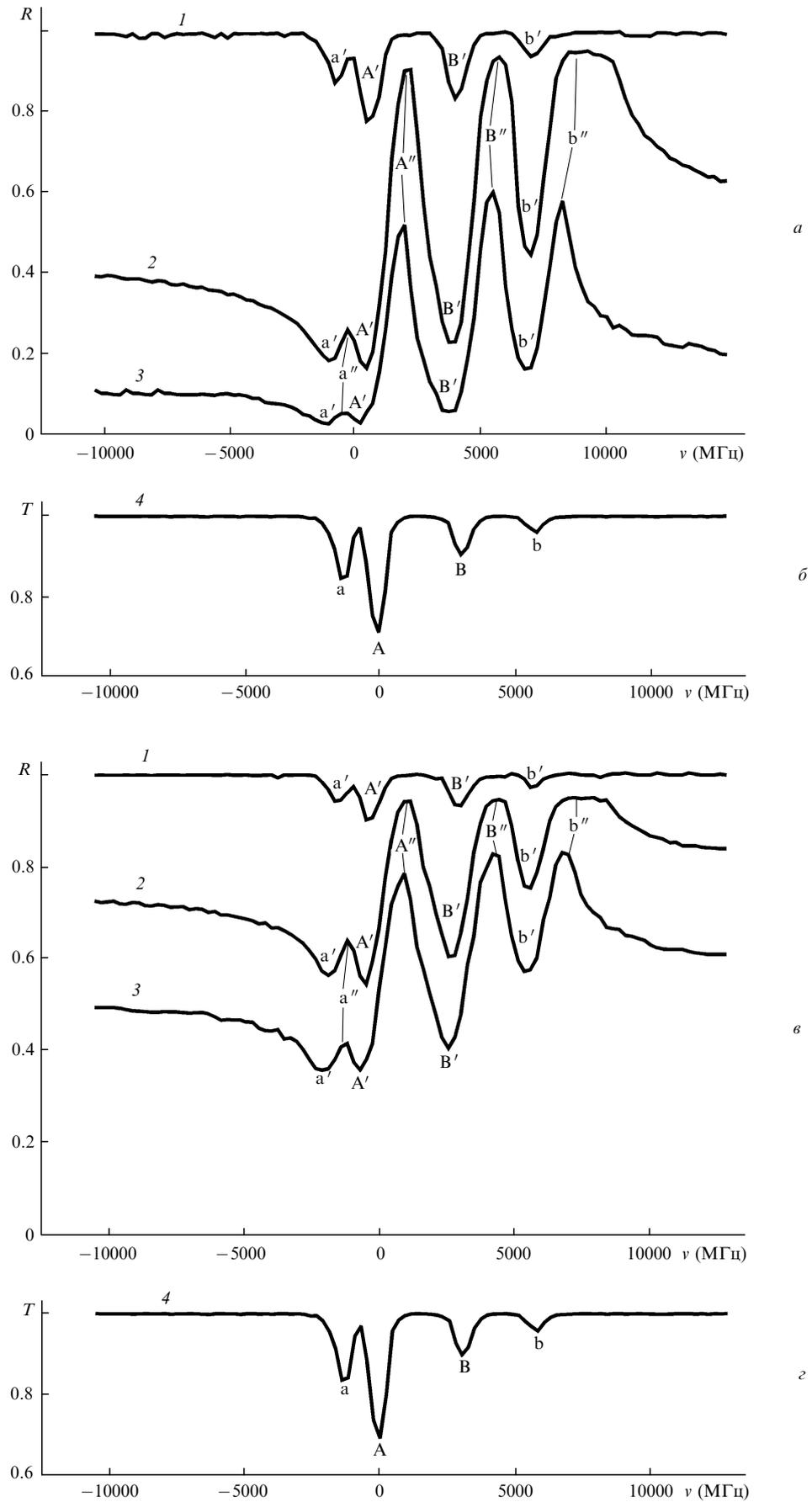


Рис.2. Экспериментальные спектры отражения (а, в) и поглощения (б, г) для света с параллельной (а) и ортогональной (в) плоскости падения ориентациями плоскости поляризации при углах падения 64° (1), 34° (2) и 33° (3) соответственно и концентрации атомов $n_0 = 2 \times 10^{15}$ (а, в) и $3.3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ (б, г). Нулевое значение отстройки частоты отвечает положению минимумов провала А на кривой 4.

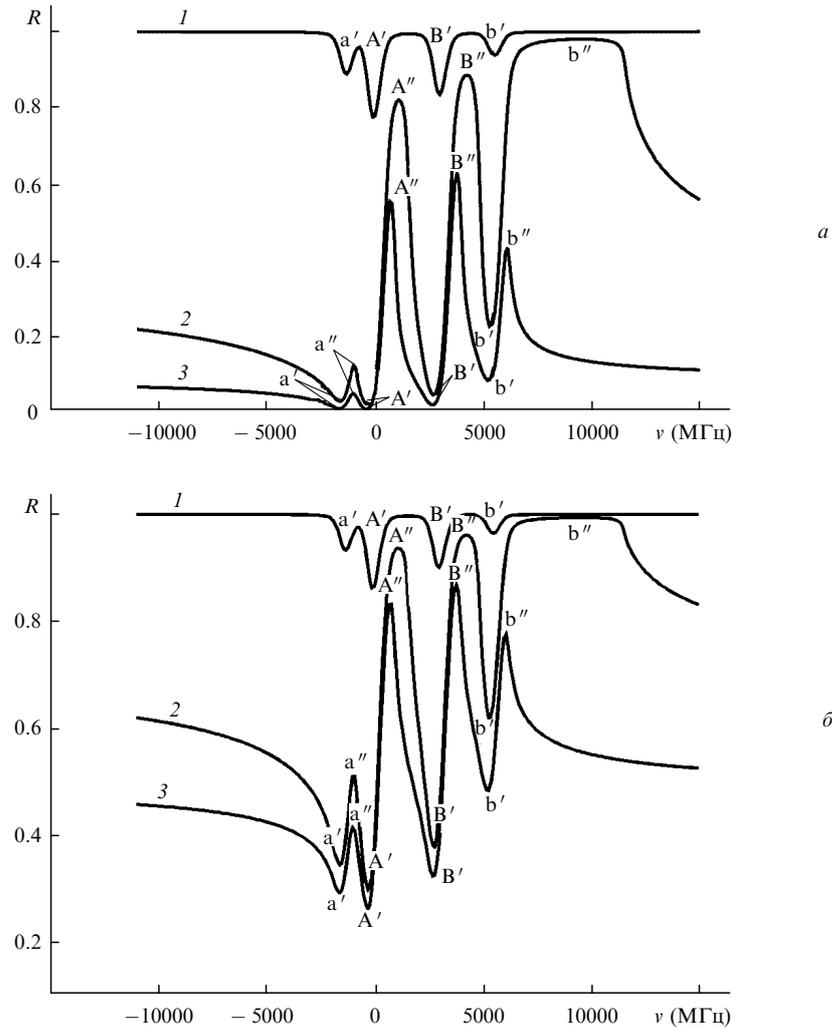


Рис.3. Расчетные спектры отражения для света с параллельной (а) и ортогональной (б) ориентациями плоскости поляризации при $\theta = 65^\circ$ (1), 34.3° (2) и 33.3° (3).

$$\Delta k' = -\Delta\mu\Delta k'', \tag{2}$$

$$\Delta k'' = \frac{k_0'' n_0 f}{\Gamma_{21}(1 + \Delta\mu^2)}, \tag{3}$$

где n_0 – концентрация атомов; f – сила осциллятора; Γ_{21} – однородная полуширина атомной линии; $\Delta\mu = (\nu - \nu_a)/\Gamma_{21}$ – безразмерная отстройка частоты поля ν от частоты атома ν_a ; k_0'' – численный коэффициент, определяемый фундаментальными константами и выбранной системой единиц.

Для описания реальной экспериментальной ситуации, в которой селективное отражение определялось четырьмя резонансными линиями, вычисляется суммарная поправка к волновому вектору

$$\Delta k = \sum_{k=1}^4 g_i \Delta k_i, \tag{4}$$

где g_i – фактор, учитывающий соотношение концентраций изотопов рубидия и мультиплетность уровней. При этом предполагается, что населенность по зеемановским и сверхтонким подуровням является равномерной (равновесной).

Далее усреднением по доплеровскому распределению частот атомов определяется величина $\langle \Delta k \rangle_D$, после чего находится коэффициент преломления атомного газа

$$n_2 = 1 + \langle \Delta k \rangle_D / k. \tag{5}$$

Коэффициенты отражения по интенсивности для параллельной и ортогональной ориентаций плоскости поляризации определялись на основе формул Френеля:

$$R_{\parallel} = \left| \frac{(n_2/n_1)^2 \cos \theta - [(n_2/n_1)^2 - \sin^2 \theta]^{1/2}}{(n_2/n_1)^2 \cos \theta + [(n_2/n_1)^2 - \sin^2 \theta]^{1/2}} \right|^2, \tag{6}$$

$$R_{\perp} = \left| \frac{\cos \theta - [(n_2/n_1)^2 - \sin^2 \theta]^{1/2}}{\cos \theta + [(n_2/n_1)^2 - \sin^2 \theta]^{1/2}} \right|^2, \tag{7}$$

где n_1 – показатель преломления окна отражающей кюветы; θ – угол падения.

Результаты расчетов для параллельной и ортогональной ориентаций представлены на рис.3. При сравнении полученных экспериментальных и теоретических данных необходимо учитывать, что в области между критическим углом ПВО и углом Брюстера амплитуды резонан-

сов очень сильно зависят от угла падения. Используемые кюветы не позволяли, к сожалению, определять их реальные значения с необходимой точностью ($0.1^\circ - 0.2^\circ$ и лучше, см. разд.1).

Для сопоставления расчетных и экспериментальных результатов в формулы (6) подставлялись значения θ , подобранные для каждой из кривых 1–3 на рис.3,а таким образом, чтобы теоретические значения коэффициента поглощения на дне провалов V' на кривой 1 и коэффициента отражения в максимумах пиков V'' на кривых 2, 3 совпадали с соответствующими экспериментальными значениями на кривых 1–3 рис.2,а; те же значения θ подставлялись далее в формулы (7) для построения каждой из кривых 1–3 на рис.3,б. Это позволяет сравнить теоретические и экспериментальные данные, полученные для обеих ориентаций плоскости поляризации.

Видно, что теоретические кривые достаточно хорошо повторяют ход экспериментальных, проявляя те же особенности – высокий контраст и большую амплитуду резонансов отражения. Кривые, описывающие коэффициент отражения для света с параллельной ориентацией, лежат ниже кривых для света с ортогональной ориентацией, и интенсивность отраженного света на дне провалов для них значительно меньше. Это является подтверждением того, что для света с параллельной ориентацией плоскости поляризации существует резонансный переход от условий, близких к ПВО, к условиям, характерным для ПБО.

Отметим, что между экспериментальными и теоретическими результатами есть различия. Так, ширина полки пика b'' на экспериментальных кривых 2 (рис.2) заметно меньше, чем на расчетных кривых 2 (рис.3). Кроме того, на расчетных кривых 3 максимальное значение коэффициента отражения на вершинах A'' больше, чем на вершинах b'' , а в эксперименте – наоборот. Эти и другие подобные расхождения можно объяснить, прежде всего, простотой используемой теоретической модели, основанной на описании оптических свойств резонансного газа с помощью показателя преломления. Более детальный теоретический анализ требует использования подходов, развитых, например, в [3, 5, 6, 12, 14, 15, 23]. Это позволит, по-видимому, получать из экспериментальных спектров отражения дополнительные данные о взаимодействии атомов с резонансным излучением вблизи поверхности [23].

Следует отметить также, что на кривых, представленных на рис.2, особенно на кривых 4, видны изломы. Они обусловлены использованием предназначенного для других исследований экспериментального лазера с внешним резонатором, образованным дифракционной решеткой [24]. При выполнении описанных здесь исследований внешний резонатор был разъюстирован, чтобы обеспечить плавную перестройку частоты генерации в требуемом диапазоне. Отмеченная «угловатость» экспериментальных спектров обусловлена недостаточной разъюстировкой дифракционной решетки и связанным с этим частичным захватом частоты генерации внешним резонатором (режим сверхслабой связи, см. [24]). Помимо этого свой вклад внесли и погрешности отображения данных, о чем говорит также некоторая «угловатость» расчетных кривых (см., например, пики A'' и b'' на кривых 2–3 рис.3). Очевидно, что указанные обстоятельства не меняют существенным образом основных результатов, полученных в настоящей работе.

4. Заключение

Нами выполнены исследования серии резонансов отражения, определяемых сверхтонкими компонентами D_2 -линий естественной смеси изотопов ^{85}Rb и ^{87}Rb . Представляется целесообразным сравнить полученные результаты с результатами других авторов.

В работе [7] изучался случай падения излучения на окно ячейки с парами ртути ($\lambda = 253.5$ нм) под углом Брюстера. Максимальное значение коэффициента селективного отражения составляло при этом 14 %. Сильные резонансы отражения от паров рубидия и цезия при углах падения, близких или равных углу Брюстера, впервые наблюдались в работе [9]. При параллельной ориентации плоскости поляризации в присутствии резонансных атомов наблюдался переход от БО к НПВО. Коэффициент отражения при этом увеличивался до 95 %, что в 10 раз превышало коэффициент нерезонансного отражения. Такое сильное отражение было обусловлено большими концентрациями атомов, которые достигались при достаточно высоких температурах нагрева ячейки (до 350°). Отметим, что при повышении температуры могут появляться некоторые проблемы с конструкцией и ресурсом отражательных ячеек. Возрастающие потоки воздуха в оптическом тракте и тепловые деформации креплений ячеек увеличивают флуктуации параметров отраженного пучка, что создает дополнительные трудности при исследованиях статистики отраженного света.

В настоящей работе выполнены сравнительные исследования резонансного отражения от паров рубидия для света с параллельной и ортогональной ориентациями плоскости поляризации. Регулировкой угла падения начальные (нерезонансные) условия отражения варьировались при этом от ПВО до условий, близких к БО. При углах падения, больших критического угла ПВО, для обеих поляризаций в пределах серии резонансов наблюдалось нарушение ПВО, что было обусловлено резонансным поглощением когерентного излучения атомами, взаимодействующими с поверхностной световой волной. Подобные эффекты наблюдались ранее при концентрациях атомов натрия $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$ [25]. Чувствительность описанной в настоящей работе экспериментальной установки позволяет регистрировать резонансное НПВО при плотностях атомов порядка 10^{14} см $^{-3}$ и менее.

Если угол падения выбирался таким, что нерезонансные условия отражения были промежуточными между ПВО и БО, а плоскость поляризации падающего излучения имела параллельную ориентацию, то при перестройке частоты лазерного излучения наблюдался переход от условий отражения, характерных для резонансного НПВО, к условиям, близким к резонансному ПБО. Для наиболее сильных отражательных резонансов интенсивность отраженного света увеличивалась при таком переходе более чем в пять раз.

В работе [8] исследовалось селективное отражение от паров натрия при малых концентрациях, когда однородная ширина линии меньше доплеровской. При угле падения на окно ячейки 83° максимальный коэффициент отражения составлял около 77 %, а контраст был равен 1.15. В наших условиях контраст наиболее сильных резонансов отражения больше пяти. Это приблизительно в шесть раз больше, чем в случае субдоплеровских резонансов в ортогональной геометрии при тех же концентрациях резонансных атомов [4]. В описанных здесь экс-

периментах в сильных максимумах отражалось более 60 % падающего света. Для получения сопоставимого отражения в ортогональной геометрии концентрации атомов должны быть на несколько порядков больше [11], что значительно усложняет конструкцию отражательных кювет. При концентрациях атомов, сравнимых с используемыми в настоящей работе, максимальный коэффициент отражения в ортогональной конфигурации составлял 8 % [4]. В то же время наблюдаемые нами резонансы имели в четыре раза меньший контраст, чем в [9], что связано с использованием в настоящей работе в несколько раз меньших концентраций резонансных атомов. В [26] исследованы сдвиг и уширение сверхтонкой структуры D₂-линии в плотных парах рубидия в условиях НПВО.

Помимо высокого контраста, для многих приложений (например, для стабилизации частоты лазерной генерации) важны, как известно, еще и малая ширина резонансов, а также отсутствие сдвига относительно частоты невозмущенного перехода. Применительно к селективному отражению указанными качествами в какой-то степени обладают субдоплеровские резонансы, наблюдаемые при ортогональном падении [4]. Свободные от доплеровского уширения резонансы наблюдаются также в сверхтонких ячейках [23].

Проведенные нами эксперименты не показали наличия субдоплеровских резонансов при наклонной геометрии. Субдоплеровские резонансы отражения от паров натрия в условиях НПВО наблюдались в [13] и были обусловлены насыщением поглощения и дисперсии во встречной поверхностной волне. Контраст резонансов составлял при этом ~0.01 %. Описанные в настоящей работе резонансы отражения являются на несколько порядков более сильными и достаточно широкими. Это может оказаться полезным для решения других задач, связанных, например, с преобразованием статистики света, т. к. для широких резонансов отражения заметно снижается негативное влияние частотных флуктуаций зондирующего лазерного излучения и полоса передаваемых частот может заметно расширяться [27].

Развита теория, основанная на модели Хакена для резонансных атомов и на формулах Френеля для коэффициента отражения. Для серии близкорасположенных отражательных резонансов получены соотношения, определяющие коэффициенты отражения света в случаях параллельной и ортогональной ориентаций плоскости поляризации падающего лазерного излучения. Расчетные кривые показывают хорошее совпадение с экспериментом, правильно описывают ход и основные особенности экспериментальных кривых.

Изучаемое явление может быть использовано для управления интенсивностью и флуктуациями отраженного света, включая управление его квантовым составом. По-

следнее предположение основано на нелинейных свойствах резонансов отражения, обуславливающих зависимость коэффициента селективного отражения от интенсивности падающего света [27]. Теоретическое обоснование подобного рода эффектов дано в работе [28]. Заметный интерес представляют возможности дальнейшего изучения взаимодействия света с резонансными атомами в условиях брестеровского отражения и в приповерхностной волне, а также перспективы наблюдения в рассматриваемой системе явлений бистабильности и образования поперечных структур [29].

Работа частично поддержана РФФИ (грант № 06-02-17219-а).

1. Wood R.W. *Philos. Mag.*, **18**, 187 (1909).
2. Cojan J.L. *Ann. Phys. (Paris)*, **9**, 385 (1954).
3. Schurmans M.F.H. *J. Physique*, **37**, 469 (1976).
4. Саутенков В.А., Величанский В.Л., Зибров А.С., Лукьянов В.И., Никитин В.В., Тюриков Д.А. *Квантовая электроника*, **8**, 1867 (1981).
5. Nienhuis G., Schuller F., Ducloy M. *Phys. Rev. A*, **38**, 5197 (1988).
6. Варганиян Т.А. *Оптика и спектроскопия*, **68** (3), 625 (1990).
7. Senitzky V. *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 68 (1974).
8. Burgmans A.L.J., Woerdman J.P. *J. Physique*, **37**, 677, (1976).
9. Акульшин А.М., Величанский В.Л., Жердев А.И., Зибров А.С., Малахова В.И., Никитин В.В., Саутенков В.А., Харисов Г.Г. *Квантовая электроника*, **16**, 631 (1989).
10. Андреев А.В. *Письма в ЖТФ*, **12**, 1025 (1986).
11. Lauritzen A. C., Welsh H. L. *Canad. J. Phys.*, **39**, 217 (1951).
12. Guo J., Cooper J., Gallagher A., Lewenstein M. *Opt. Commun.*, **110**, 197 (1994).
13. Simoneau P., Le Boiteaux S., De Araujo Cid B., Bloch D., Lios Leite I.R., Ducloy M. *Opt. Commun.*, **59**, 103 (1986).
14. Schuller F., Gorceix O., Ducloy M. *Phys. Rev. A*, **47**, 519 (1993).
15. Vartanyan T.A., Weis A. *Phys. Rev. A*, **63**, 1 (2001).
16. Акульшин А.М., Величанский В.Л., Зибров А.С., Никитин В.В., Саутенков В.А., Юркин Е.К., Сенков Н.В. *Письма в ЖЭТФ*, **36**, 247 (1982).
17. Летохов В.С. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 11, 14 (1970).
18. Величанский В.Л., Зибров А.С., Никитин В.В., Саутенков В.А., Мальшев В.К., Харисов Г.Г. *Квантовая электроника*, **5**, 1465 (1978).
19. Акульшин А.М., Величанский В.Л., Зверков М.В. и др. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 11, 47 (1986).
20. Ito T., Hashi T., Yabuzaki T. *Opt. Commun.*, **82**, 473 (1991).
21. Van Kampen H., Sautenkov V.A., Eliel E.R., Woerdman J.P. *Phys. Rev. A*, **58**, 4473 (1998).
22. Failache H., Saltiel S., Fichet M., Bloch D., Ducloy M. *Eur. Phys. J. D*, **23**, 237 (2003).
23. Bloch D., Ducloy M. *At. Mol. Opt. Phys.*, **50**, 1 (2005).
24. Fofanov Ya. A., Sokolov I.V. *J. Opt. Technol.*, **70**, 38 (2003).
25. Boissel P., Kerherve F. *Opt. Commun.*, **37**, 397 (1981).
26. Kondo R., Tojo S., Fujimoto T., Hasuo M. *Phys. Rev. A*, **73**, 062504 (2006).
27. Фофанов Я.А. *Оптика и спектроскопия*, **99**, 457 (2005).
28. Белинский А.В. *Квантовая электроника*, **18**, 84 (1991).
29. Розанов Н.Н. *Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах* (М.: Наука, 1997).