

УДК 535.514: 621.375.826

© Я. А. Фофанов

РЕЗОНАНСНО-ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ НЕЛИНЕЙНЫХ СУБМИКРОННЫХ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА (ОБЗОР)

В обзоре кратко описаны развиваемые в ИАП РАН поляризационно-оптические методы исследования резонансных границ раздела. Представлены спектры селективного отражения в условиях, близких к резонансному полному внутреннему отражению и к резонансному брюстеровскому отражению. Проведено сравнение особенностей селективного отражения лазерного излучения с различными ориентациями плоскости поляризации. Рассмотрены возможности наблюдения в изучаемых условиях новых нелинейных явлений. Анализируются спектры флукутаций резонансно-отраженного света.

Кл. сл.: селективное отражение, лазер, поляризованный свет, когерентная и нелинейная оптика, наноптоника, спектроскопия, высокочувствительные оптические измерения

ВВЕДЕНИЕ

Методы количественного поляризационно-оптического анализа успешно применяются для исследований структурных особенностей различных материалов и веществ [1]. Продолжают развиваться нестационарные методы, дающие информацию о динамике исследуемых объектов [2, 3]. Вместе с тем следует отметить, что оптические методы, основанные на просвечивании, эффективны для исследований достаточно прозрачных объектов и малоприменимы для изучения непрозрачных (оптически плотных) сред. Ряд преимуществ дает в этом случае использование информационно-физических свойств нестационарных радиочастотных откликов. Появляется дополнительная возможность детального изучения свойств упорядоченных веществ и материалов, что в свою очередь открывает перспективы создания новых устройств для обработки информации [3–6]. Значительными преимуществами обладают также методы, в которых анализируются свойства лазерного излучения, отраженного от исследуемого объекта [7]. В этом плане достаточно интересным и перспективным представляется использование селективного (резонансного) отражения, т. е. отражения света от границы "прозрачный диэлектрик—резонансный газ".

Изучение селективного отражения начато достаточно давно [8]. Обнаружены и теоретически объяснены субдуплеровские резонансы в селективном отражении при углах падения, близких к нулевым [9–13]. В ряде работ теоретически и экспериментально исследовалась наклонная геометрия, когда углы падения были равны нерезонанс-

ному значению угла Брюстера, а также лежали в области критического угла полного внутреннего отражения (ПВО) [14–17].

Интерес к селективному отражению связан с перспективами его применения для спектроскопии оптически плотных сред [9–22]. Это явление используется для изучения ударного уширения линий [11, 23], создания селективных элементов лазеров [24–27], для исследований взаимодействия возбужденных атомов с поверхностью твердого тела, включая ван-дер-ваальсово взаимодействие [28–30].

В процессе выполненных нами ранее исследований теоретически изучены и экспериментально реализованы режимы квантово-одномодовой генерации полупроводникового лазера, в которых полностью подавлена вся система подпороговых мод, включая моды внешнего резонатора. Генерируемое при этом излучение обладает пониженными флукутациями числа фотонов и является полностью одномодовым с точки зрения квантовой оптики. Данные режимы генерации перспективны для развития высокочувствительных резонансно-оптических методов исследований [31].

В последнее время большое внимание привлекает быстроразвивающаяся область оптических исследований, которая обычно называется наноптоникой. Она связана с генерацией, усилением, передачей и детектированием света на пространственных масштабах, меньших длины волны. В данном контексте актуальными становятся исследования приповерхностных световых полей, возникающих, в частности, в условиях, близких к резонансному ПВО. Указанные исследования важны для получения новых знаний о фундамен-

тальных оптических процессах, проходящих на субмикронных пространственных масштабах. Появляются возможности резонансного управления параметрами световых потоков, открываются перспективы дальнейшего развития оптических методов обработки информации [2, 7].

1. МЕТОДИКА ВЫПОЛНЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1.1. Обобщенная блок-схема базовой экспериментальной установки

Экспериментальные исследования проводились на установке, блок-схема которой показана на рис. 1. В качестве источника излучения использовался одночастотный полупроводниковый лазер ($\lambda = 780$ нм), который настраивался на сверхтонкие компоненты D2-линии изотопов рубидия [31]. Перестройка лазера по частоте осуществлялась регулировкой тока инжекции. Лазерное излучение было направлено на резонансные кюветы, работающие на поглощение и на отражение. Поглощающие кюветы имели длину около 50 мм и находились при комнатной температуре.

Отражающие кюветы работали при углах падения, лежащих в области угла Брюстера и критического угла ПВО, обеспечивая при этом отражение света от границы раздела "прозрачный диэлектрик— резонансный газ". Кюветы были наполнены насыщенными парами рубидия. Концентрация резонансных атомов в отражающих кюветах регулировалась их нагревом вплоть до температуры 200 °С. Использовалась естественная смесь изотопов Rb^{85} и Rb^{87} . Ориентация плоскости поляризации падающего на исследуемую границу раздела линейно поляризованного излучения регулирова-

лась с помощью поляризатора. Плотность мощности лазерного излучения в поглощающей кювете, а также на исследуемой границе раздела была значительно меньше насыщающей.

1.2. Система автоматизации процесса исследований

Для автоматизации проводимых исследований использовалась система автоматизации (СА), состоящая из аппаратных средств (АС) и программного обеспечения (ПО). АС включают в себя электронную систему 10 (см. рис. 1), предназначенную для усиления, селекции по частоте и детектирования фотосигналов. Полученные после аналоговой обработки информативные сигналы преобразуются в цифровую форму и передаются в компьютер 11, где происходит их дальнейшее преобразование и отображение. В компьютере и электронной системе синтезируются также цифровые и аналоговые сигналы, необходимые для управления процессом измерений.

Здесь следует отметить, что наш подход к проблеме автоматизации процесса проводимых исследований базируется на следующих основных принципах, хорошо оправдавших себя ранее при автоматизации поляризационно-оптического анализатора [32]:

- оптимальное распределение функций между АС и ПО, а также оптимальное соотношение аналоговой и цифровой обработки информации;
- разработка и использование специализированного ПО;
- совместимость разрабатываемого ПО с другими стандартными программными системами;
- максимальное использование готового (коммерческого) интерфейсного оборудования.

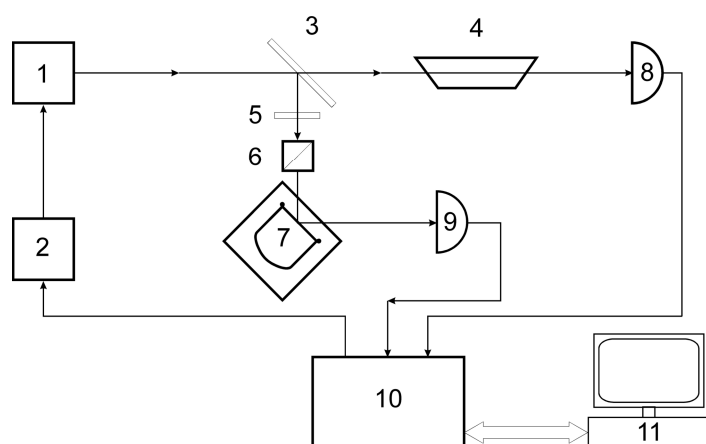


Рис. 1. Обобщенная блок-схема базовой экспериментальной установки.

1 — лазер; 2 — драйвер лазера; 3 — светоделитель; 4 — поглощающая кювета; 5 — пластинка $\lambda/4$; 6 — поляризатор; 7 — отражающая кювета; 8, 9 — фотоприемники; 10, 11 — система автоматизации процесса измерений

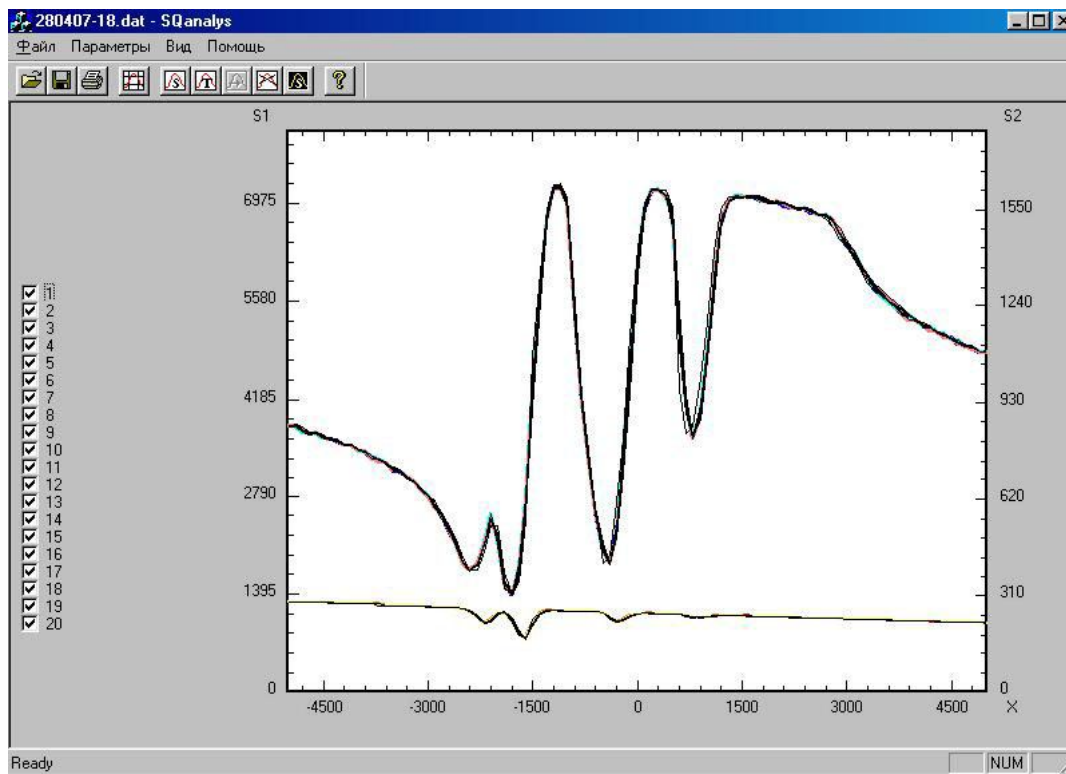


Рис. 2. Окно программы, предназначенной для автоматизации процесса исследований селективного отражения

Целесообразность разработки специализированного ПО обусловлена тем, что хорошо известные пакеты, например LabView и др., хотя и обладают универсальностью, но конкретные задачи решают менее эффективно, чем специализированные программы. Помимо этого, для профессиональных программистов готовые универсальные пакеты не дают заметного выигрыша в трудоемкости при создании ПО по сравнению с использованием языка программирования высокого уровня. В разработанной специализированной программе легко варьируются исходные параметры эксперимента, и достаточно просто осуществляется оперативный контроль его протекания.

Поскольку при выполнении экспериментальных исследований, как правило, трудно предусмотреть заранее все возможные задачи по обработке и отображению полученной информации, то необходимо иметь возможность использования стандартных коммерческих программных пакетов, например Origin и др. С этой целью в разработанной системе предусмотрена запись получаемых данных как во внутреннем формате, так и в стандартных форматах представления данных в файлах.

Разработанное ПО обеспечивало два основных режима измерений: "Регистрация спектра" и "Ре-

гистрация временного процесса". В режиме "Регистрация спектра" в драйвер полупроводникового лазера подавался сигнал, регулирующий ток инжекции, благодаря чему осуществлялось плавное сканирование частоты генерации. Режим "Регистрация временного процесса" предназначен для исследования развития во времени исследуемых процессов. Этот режим может быть использован также для исследования стабильности параметров экспериментальной установки и условий проведения экспериментов.

На рис. 2 представлено основное окно экранного пользовательского интерфейса разработанного ПО. Состояние окна соответствует окончанию регистрации спектра в основном режиме работы установки — "Регистрация спектра". В верхней части экрана размещаются две строки меню. Нижняя строка меню задает режим работы ПО. Верхняя строка меню задает операции, выполняемые при работе на установке. Ввод и отображение данных, задаваемых или используемых в этих операциях, производится в дополнительных окнах, открывающихся при активизации операций. Так, в основном режиме "Регистрация спектра" опция меню "Параметры" задает исходные параметры эксперимента, такие как минимальное и максимальное значения сканируемой частоты генерации, шаг

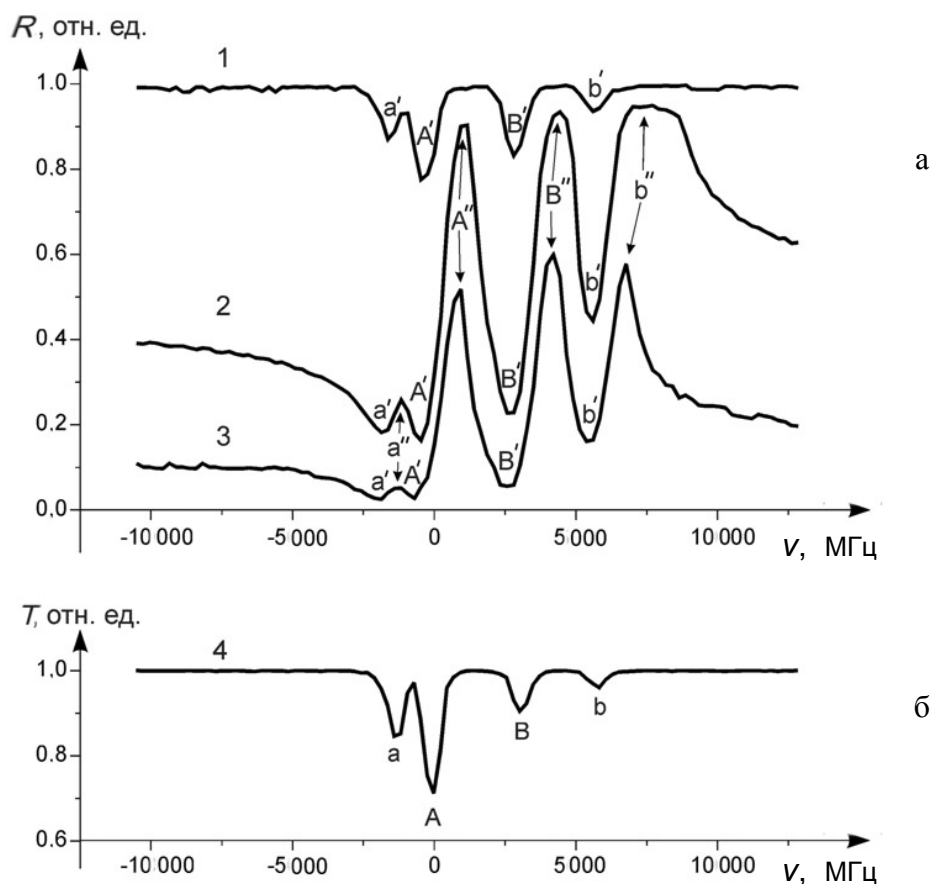


Рис. 3. Спектры для лазерного излучения с параллельной ориентацией плоскости поляризации.
 а — спектры отражения, б — спектр поглощения. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют углам падения 64° , 34° и 33° соответственно. Кривая 4 — относительная интенсивность света, прошедшего через поглощающую ячейку. Концентрация атомов: $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для кривых 1–3 и $n_0 = 3.3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ для кривой 4

между измеряемыми точками и др. Остальные опции задают стили графиков спектров разных сканов, отображают параметры документа, формируемого в процессе эксперимента, и т. д. В центральной части основного окна на рис. 2 для примера представлены спектры отражения и поглощения, снятые с разработанной СА в режиме "Регистрация спектра".

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕНАСЫЩЕННОГО СЕЛЕКТИВНОГО ОТРАЖЕНИЯ ОТ ГРАНИЦЫ "ПРОЗРАЧНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК—РЕЗОНАНСНЫЙ ГАЗ"

На рис. 3, а, и 4, а, показаны по три характерных зависимости коэффициента отражения света от частоты генерации лазера (спектры отражения). Эти зависимости соответствуют трем различным

углам падения и двум ориентациям плоскости поляризации — параллельно плоскости падения (параллельная ориентация, рис. 3) и ортогонально к плоскости падения (ортогональная ориентация, рис. 4). Там же показана относительная интенсивность света, прошедшего через поглощающую ячейку (спектры поглощения). Сверхтонким компонентам D2-линий изотопов Rb^{85} и Rb^{87} соответствуют пики а, А, В и b в спектрах поглощения, которые использовались для калибровки осей частот.

Кривые отражения 1–3 заметно различаются между собой по форме. Спектры отражения 1 на рис. 3 и рис. 4 соответствуют углу падения 64° , при котором за пределами резонансных линий (или при отсутствии газа) выполняются условия ПВО. (Нерезонансное значение критического угла ПВО составляет 34.6°). Легко видеть, что форма

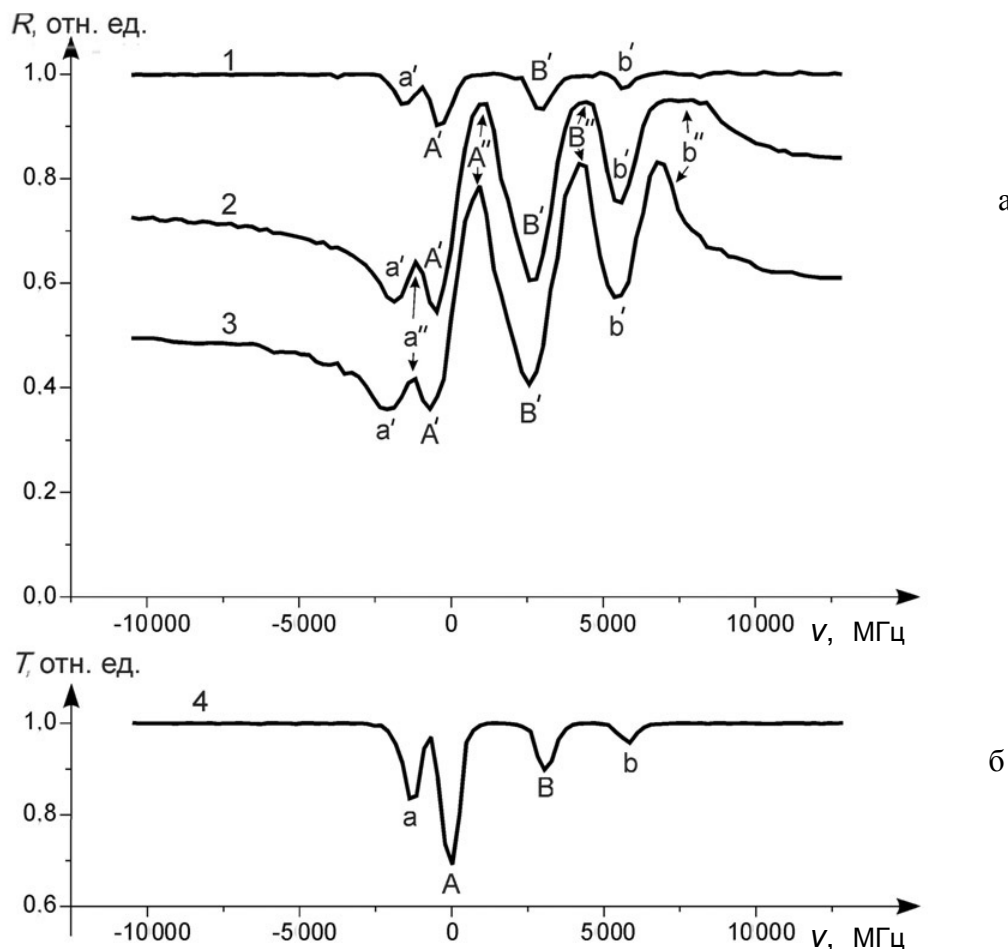


Рис. 4. Спектры для лазерного излучения с ортогональной ориентацией плоскости поляризации.

а — спектры отражения, б — спектр поглощения. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют углам падения 64° , 34° и 33° соответственно. Кривая 4 — относительная интенсивность света, прошедшего через поглощающую ячейку. Концентрация атомов: $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для кривых 1–3 и $n_0 = 3.3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ для кривой 4

этих кривых практически полностью повторяет кривые поглощения, т. е. в данных спектрах отражения на резонансных линиях также наблюдаются провалы a' , A' , B' и b' , аналогичные провалам a , A , B и b 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 (evanescent wave [20]).

Спектры отражения 2 на рис. 3 и рис. 4 соответствуют углу падения 34° , при котором за пределами резонансных линий условия ПВО не выполняются и коэффициент нерезонансного отражения составляет 0.40 для параллельной и 0.75 для

ортогональной ориентации. Ход кривых 2 сильно отличается от кривых 1 и 4. Хорошо видно, что коэффициент отражения на дне провалов a' , A' , B' и b' значительно уменьшился, начали формироваться пики отражения a'' , A'' , B'' и b'' . Особенно хорошо процесс формирования пиков отражения виден при сравнении пиков A'' , B'' и пиков b'' . Вершины пиков b'' еще плоские, т. к. на них выполняются условия, близкие к нарушенному ПВО (НПВО). Коэффициент отражения на вершинах пиков A'' и B'' несколько меньше, а сами вершины более острые. Резонансы a'' на всех кривых имеют значительно меньшую амплитуду, что можно объяснить присутствием более сильной компоненты A'' .

Сравнивая между собой спектры отражения 2, показанные на рис. 3 и рис. 4, можно видеть, что

коэффициент отражения света на дне провалов a' , A' , B' и b' , соответствующих параллельной ориентации (рис. 3), в несколько раз меньше, чем в спектре для ортогональной ориентации (рис. 4). Такое различие можно объяснить тем, что на дне провалов на рис. 3 условия отражения приближаются к брюстеровскому отражению (БО), точнее к псевдо-БО (ПБО), поскольку резонансный газ обладает поглощением. В то же время для ортогональной поляризации БО и ПБО, как известно, не существуют.

Приближение к ПБО на кривой 2, рис. 3, происходит вследствие резонансного изменения показателя преломления атомного ансамбля и соответствующей модификации угла Брюстера. При этом интенсивность отраженного света претерпевает значительные изменения. Наиболее значительное изменение — более, чем в 5 раз, — наблюдается на левом крыле компоненты A'' .

Спектры 3 на рис. 3 и рис. 4 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 на рис. 3 и 4 между собой, при уменьшении угла падения амплитуда резонансов отражения A'' и B'' для обеих ориентаций становится меньше, что объясняется главным образом удалением от условий, близких к ПБО. Тем не менее коэффициент резонансного отражения на вершине пика B'' спектра 3 на рис. 3 составляет более 60 %, а контраст этого резонанса (отношение амплитуды пика к величине подставки) составляет не менее 5. В то же время условия отражения в провалах a' , A' , B' и b' спектра 3 на рис. 3 гораздо лучше приближаются к резонансному ПБО, чем в спектре 2. В результате наблюдается сильный перепад коэффициента отражения при переходах от вершин пиков к провалам между ними. На компоненте A'' спектра 3 на рис. 3 такой перепад составляет более 20, на компоненте B'' — более 10.

Оценивая степень резонансного приближения к условиям ПБО в спектрах на рис. 3, отметим, что угол падения для спектра 2 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 значения нерезонансных коэффициентов отражения в указанных спектрах, которые равны 0.4 и 0.1 соответственно, тогда как резонансные величины коэффициентов отражения на дне провалов A' в спектрах 2 и 3 соответственно в 2.2 и в 4.1 раза меньше указанных нерезонансных значений. В то же самое время в спектрах 2 и 3 на рис. 4 коэффициенты отражения на дне провалов A' меньше соответствующих нерезо-

нансных значений лишь в 1.3 и 1.4 раза. Таким образом, по мере перестройки частоты падающего света в спектрах 2 и 3 на рис. 3 происходит переход к условиям отражения, приближающимся к ПБО в указанном здесь смысле.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СИЛЬНОГО СЕЛЕКТИВНОГО ОТРАЖЕНИЯ В НАКЛОННОЙ ГЕОМЕТРИИ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

3.1. Теоретическая модель изучаемых явлений

Теоретическое рассмотрение основано на модели двухуровневого атома, взаимодействующего с плоской световой волной. При этом предполагается, что атом имеет основное и одно возбужденное состояние, нет переходов на другие уровни и нет насыщения резонансного перехода лазерным полем. На основе выражений для матрицы плотности находятся поправки к волновому вектору резонансной световой волны, определяемые ансамблем атомов с одиночной спектральной линией [33]:

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

$$\Delta k' = -\Delta\mu \Delta k'', \quad (2)$$

$$\Delta k'' = k_0'' n_0 f / [\Gamma_{21}(1 + \Delta\mu^2)], \quad (3)$$

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 значениями фундаментальных констант и выбранной системой единиц.

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

$$n_2 = 1 + \langle \Delta k \rangle_D / k. \quad (4)$$

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

$$R_{\parallel} = \frac{\left| \left\{ (n_2 / n_1)^2 \cos \theta - \left[(n_2 / n_1)^2 - \sin^2 \theta \right]^{1/2} \right\} \right|^2}{\left| \left\{ (n_2 / n_1)^2 \cos \theta + \left[(n_2 / n_1)^2 - \sin^2 \theta \right]^{1/2} \right\} \right|^2}, \quad (5)$$

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

где n_1 — показатель преломления окна отражающей кюветы, θ — угол падения.

3.2. Результаты расчетов

3.2.1. Одиночная линия

Результаты расчетов в случае одиночной линии для параллельной и ортогональной ориентаций, выполненные по формулам (1–6), представлены соответственно на рис. 5 и 6. Значения углов падения при этом были выбраны те же самые, что и при расчетах для серий линий (см. далее п. 3.2.2). На рис. 5 хорошо видны изученные экспериментально особенности селективного отражения в исследуемых условиях: резонансное нарушение ПВО (РНПВО), переходы к резонансному псевдобрюстеровскому отражению (РПБО) и к сильному

резонансному отражению. Из сравнения спектров на рис. 5. и 6 хорошо видно также, что указанные особенности проявляются по-разному для двух ориентаций плоскости поляризации.

В то же время существует очень заметное отличие экспериментальных и расчетных спектров. Ширина расчетных спектров для одиночной линии, как можно видеть из рис. 5 и 6, составляет приблизительно 10 000 МГц. Из рис. 3 и 4 видно, что и полная ширина экспериментальных спектров, снятых для серии из четырех близко расположенных линий, составляет приблизительно такую же величину. Таким образом, для более корректного сравнения теоретических и экспериментальных данных необходимо выполнить расчеты для серии линий.

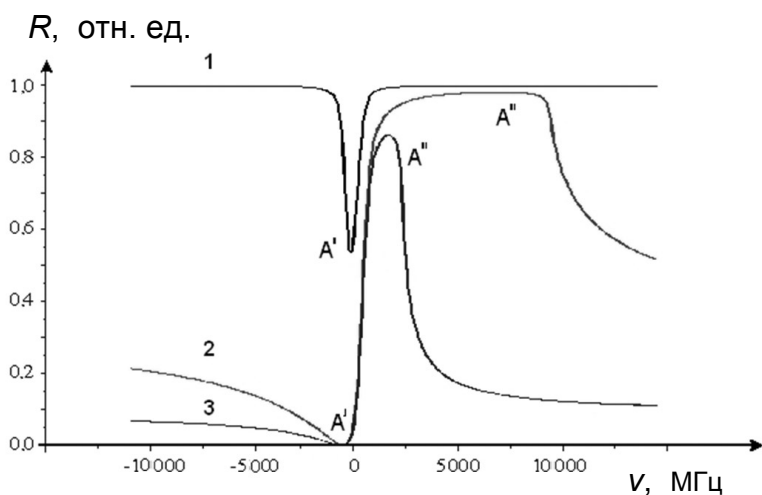


Рис. 5. Результаты расчета для параллельной ориентации плоскости поляризации. Одиночная линия.
1 — $\theta = 65^\circ$; 2 — $\theta = 34.3^\circ$; 3 — $\theta = 33.3^\circ$

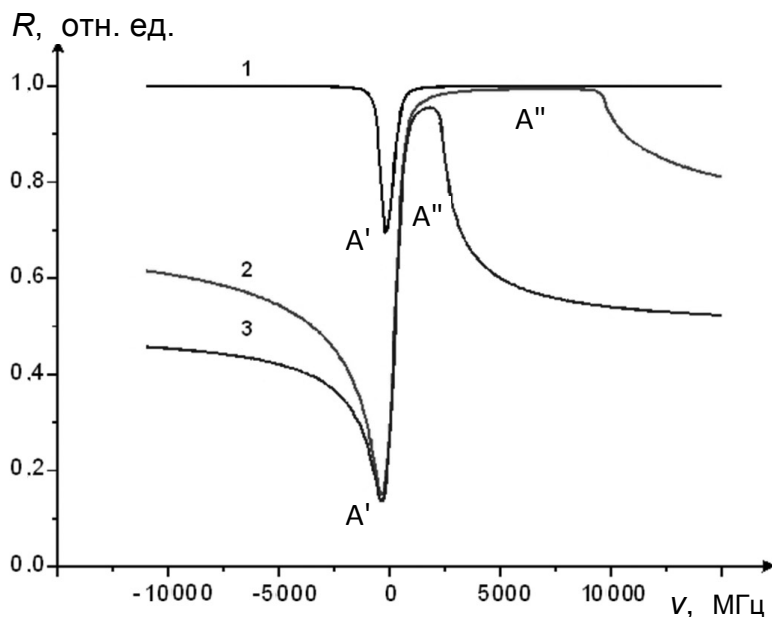


Рис. 6. Результаты расчета для ортогональной ориентации плоскости поляризации. Одиночная линия.
1 — $\theta = 65^\circ$; 2 — $\theta = 34.3^\circ$; 3 — $\theta = 33.3^\circ$

3.2.2. Серия линий

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

$$\Delta k = \sum_{k=1}^4 g_i \Delta k_i, \quad (7)$$

где g_i — фактор, учитывающий соотношение концентраций изотопов рубидия и мультиплетность уровней. При этом предполагается равномерная (равновесная) заселенность по зеемановским и сверхтонким подуровням. Далее эта поправка подставлялась в формулы (4–6).

Результаты расчетов в случае серии линий для параллельной и ортогональной ориентаций представлены соответственно на рис. 7 и 8. Хорошо видно, что расчетная ширина спектра для серии линий тоже составляет приблизительно 10 000 МГц и соответственно хорошо совпадает с экспериментальной. Сужение спектра для серии линий объясняется их близким расположением, в результате чего поправки к волновому вектору частично компенсируют друг друга.

Для более детального сравнения полученных экспериментальных и теоретических данных необходимо учитывать, что в области между критическим углом ПВО и углом Брюстера амплитуда резонансов очень сильно зависит от угла падения. Для сопоставления расчетных и эксперименталь-

ных результатов в формулу (5) подставлялись значения θ , подобранные для каждой из кривых 1–3 на рис. 7 таким образом, чтобы теоретические значения коэффициента поглощения на дне провалов В' на кривой 1 и коэффициента отражения в максимумах резонансов В'' на кривых 2–3 совпадали с соответствующими экспериментальными значениями на кривых 1–3 на рис. 2. Соответственно те же самые значения θ подставлялись далее и в формулы (6) для построения каждой из кривых 1–3 на рис. 8. Это позволяет сравнить теоретические и экспериментальные данные, полученные для обеих ориентаций плоскости поляризации.

Как видно, теоретические кривые достаточно хорошо повторяют ход экспериментальных, показывая те же особенности — высокий контраст и большую амплитуду резонансов отражения, переходы к условиям РНПВО и РПВО для света с параллельной ориентацией. Кривые, показывающие коэффициент отражения для света с параллельной ориентацией (рис. 7), лежат ниже кривых для света с ортогональной ориентацией (рис. 8), и интенсивность отраженного света на дне провалов для них значительно меньше. Более того, наблюдается также совпадение с экспериментальными данными расчетных нерезонансных значений коэффициентов отражения для обеих поляризаций. Это хорошо видно, например, на рис. 9, 10, где показаны полученные расчетным путем левые и правые крылья кривых 2, 3 на рис. 8, соответствующих ортогональной поляризации.

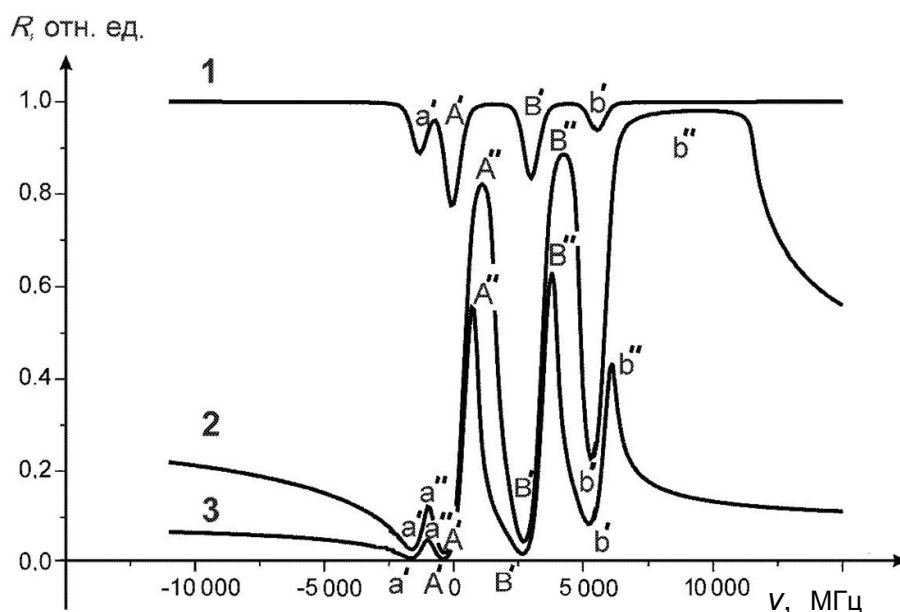


Рис. 7. Результаты расчета для параллельной ориентации плоскости поляризации. Серия линий.

1 — $\theta = 65^\circ$; 2 — $\theta = 34.3^\circ$; 3 — $\theta = 33.3^\circ$

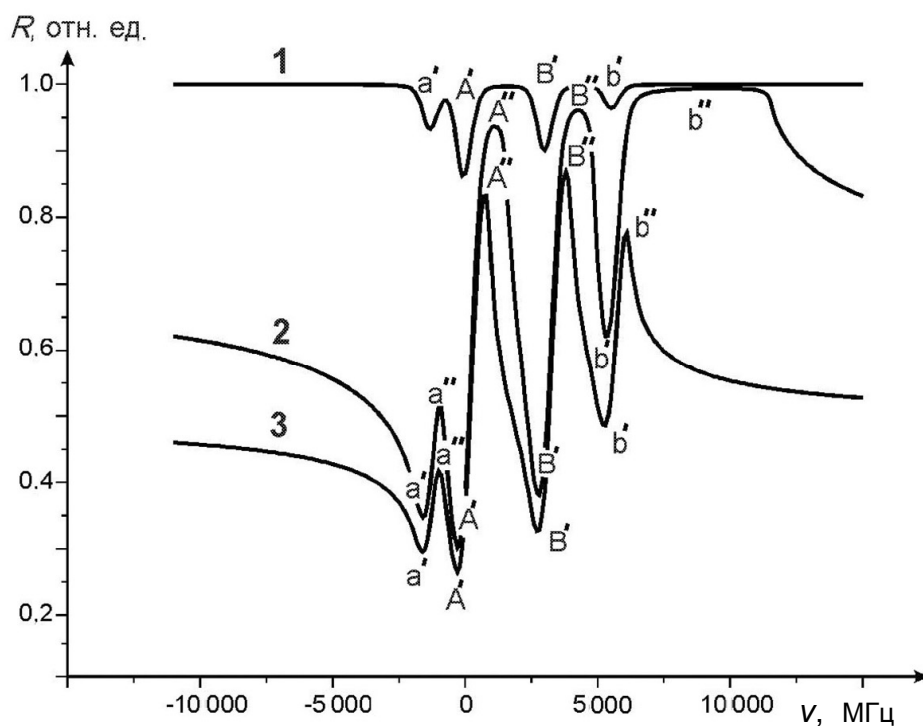


Рис. 8. Результаты расчета для ортогональной ориентации плоскости поляризации. Серия линий.
1 — $\theta = 65^\circ$; 2 — $\theta = 34.3^\circ$; 3 — $\theta = 33.3^\circ$

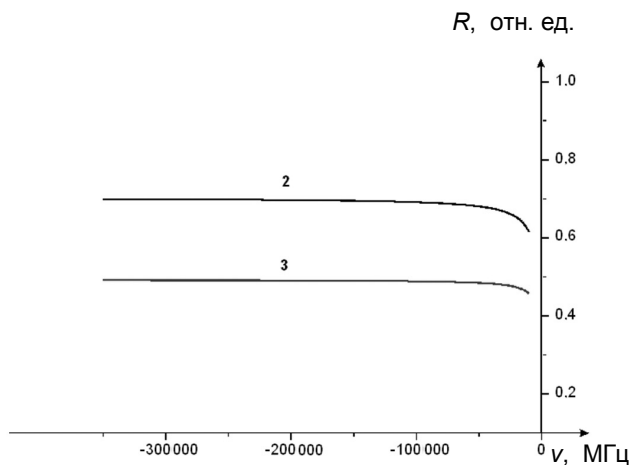


Рис. 9. Левые "крылья" расчетных спектров для ортогональной ориентации плоскости поляризации. Серия линий (рис. 8): 2 — $\theta = 34.3^\circ$; 3 — $\theta = 33.3^\circ$

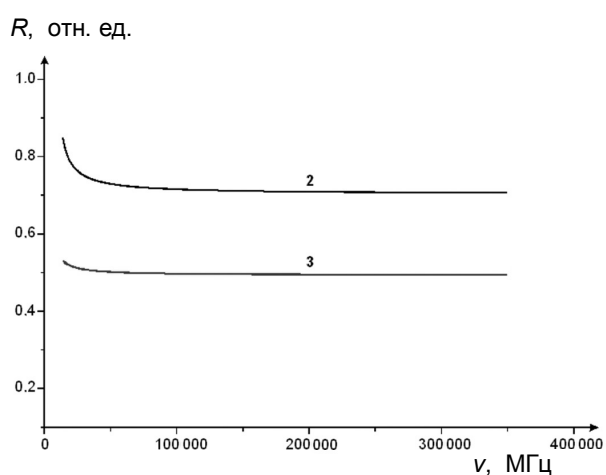


Рис. 10. Правые "крылья" расчетных спектров для ортогональной ориентации плоскости поляризации. Серия линий (рис. 8): 2 — $\theta = 34.3^\circ$; 3 — $\theta = 33.3^\circ$

4. НЕЛИНЕЙНОЕ СЕЛЕКТИВНОЕ ОТРАЖЕНИЕ

4.1. Методика эксперимента

Для выполнения исследований нелинейных явлений в базовую схему экспериментальной установки (см. рис. 1) был установлен ряд дополнительных элементов. Они были предназначены главным образом для фокусировки лазерного излучения на исследуемую границу раздела. Далее отраженное излучение снова преобразовывалось в пучок приблизительно цилиндрической формы и направлялось в фотоприемную систему.

Использовалось также устройство, предназначенное для определения поперечного размера сфокусированного пучка. Данные измерения были необходимы для определения плотности мощности излучения. При исследованиях нелинейных явлений поверхностная плотность мощности лазерного излучения на исследуемой границе раздела была увеличена с помощью фокусирующей системы до насыщающих значений (десятки-сотни Вт/см²).

4.2. Асимметрия насыщения

В процессе исследований было обнаружено, что при увеличении поверхностной плотности мощности резонансы отражения насыщаются неодинаково. Наиболее подробно это явление исследовано для углов падения, при которых за пределами резонансов выполняются условия ПВО [34].

На рис. 11 представлены спектры отражения,

снятые при различных значениях поверхностной плотности мощности падающего лазерного излучения. Кривая 1 соответствует ненасыщающим полям, кривые 2 и 3 сняты при необходимой для насыщения степени фокусировки. Хорошо видно, что по мере насыщения глубина провала A' , соответствующего низкочастотной сверхтонкой компоненте Rb^{85} , уменьшается значительно быстрее, чем глубина провала a' для низкочастотной сверхтонкой компоненты Rb^{87} . Более того, указанной асимметрии насыщения не обнаружено для высокочастотных сверхтонких компонент B' и b' . Это в значительной степени исключает объяснение наблюдаемого явления обычными эффектами оптической накачки или оптической ориентации атомов [35], т. к. тогда аналогичная асимметрия насыщения должна была бы наблюдаться также и для компонент B' и b' .

Одно из возможных объяснений наблюдаемой асимметрии насыщения основано на том хорошо известном факте, что неоднородно уширенные компоненты a' и A' частично перекрываются [36]. Кроме этого необходимо учесть, что относительная концентрация атомов Rb^{85} в естественной смеси составляет 72 %, а Rb^{87} — 28 %. Это должно, по-видимому, приводить к неравноправному квазирезонансному обмену возбуждениями при столкновениях между атомами Rb^{85} и Rb^{87} вблизи поверхности диэлектрика. На спектрах отражения это может проявляться в более медленном уменьшении глубины провала для низкочастотной сверхтонкой компоненты Rb^{87} .

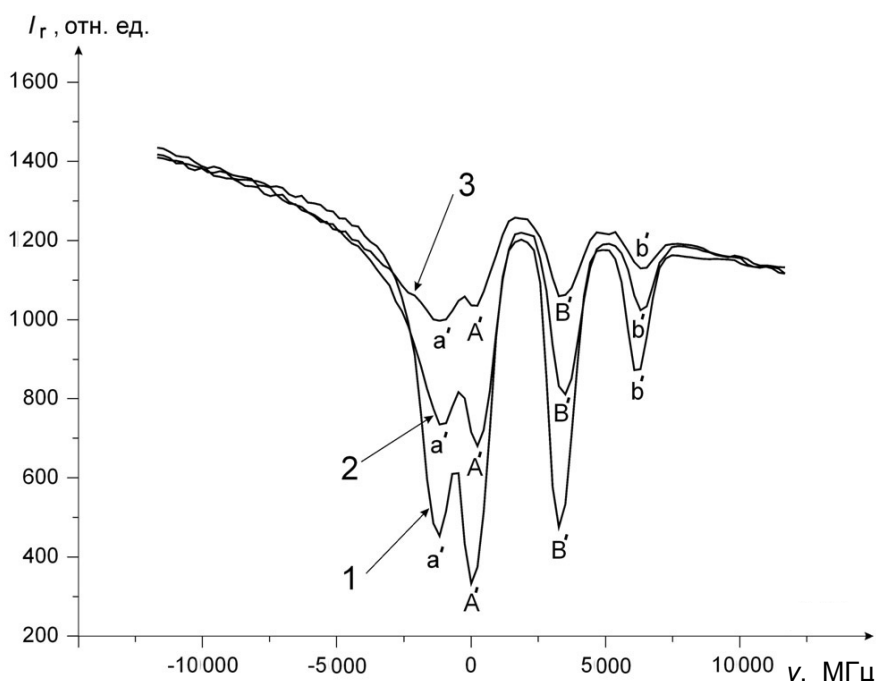


Рис. 11. Насыщение отражательных резонансов.

I_r — интенсивность отраженного света. Величина поверхностной плотности мощности увеличивается с увеличением номера кривой

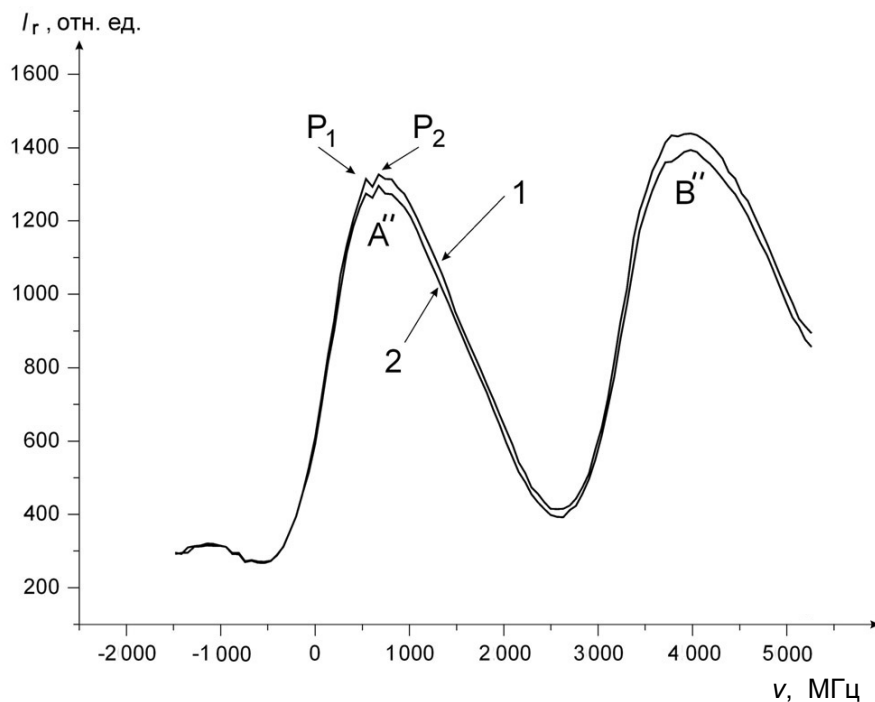


Рис. 12. Нелинейные структуры в спектрах селективного отражения.

I_r — интенсивность отраженного света. Кривые 1 и 2 показывают спектры, полученные для двух независимых сканов частоты лазера

4.3. Регистрация нелинейных структур в спектрах селективного отражения

При исследованиях нелинейного отражения нами были обнаружены также новые нелинейные структуры на вершинах отражательных резонансов [34]. Структуры содержат один или несколько пиков с контрастностью единицы процентов и существуют только в нелинейном режиме и только при определенной степени насыщения. Расстояние между пиками составляет около 100–300 МГц. При сканировании частоты лазера структуры в зависимости от настройки наблюдаются одновременно на двух наиболее сильных пиках или на одном из них.

На рис. 12 представлен один из характерных спектров отражения. На спектре видны сильные отражательные резонансы A'' и B'' , связанные со сверхтонким расщеплением основного состояния для Rb^{85} (см. рис. 3). На вершине резонанса A'' хорошо заметны компоненты P_1 и P_2 , имеющие вид характерных пиков.

Обнаруженные нелинейные структуры нельзя, по-видимому, связать с хорошо известными внутридоплеровскими резонансами в селективном отражении [11], т. к. эти резонансы наблюдаются при ортогональном падении и появляются при ненасыщающих плотностях мощности, а при увеличении плотности мощности начинают насыщаться [37]. В отличие от внутридоплеровских резонансов обнаруженные нами структуры существуют только в достаточно узком интервале значений по-

верхностной плотности мощности и не обладают свойствами насыщения в обычном понимании.

5. ФЛУКТУАЦИИ СЕЛЕКТИВНО ОТРАЖЕННОГО СВЕТА

На заключительном этапе работ были выполнены исследования полных спектров флуктуаций селективно отраженного света [7]. Данные о таких спектрах и о процессах их формирования позволяют выбрать режимы, в которых селективно отраженный свет обладает наименьшими шумами. Подобные исследования важны также для дальнейшего развития существующих представлений о шумах света, взаимодействующего с ансамблями резонансных атомов [38–42].

Для исследования флуктуаций оптическая часть экспериментальной установки была возвращена к базовой схеме, показанной на рис. 1, а в электронной системе были задействованы устройства, предназначенные для спектрального анализа сигнала фотоприемника, регистрирующего отраженный свет. Указанные устройства представляли собой как модифицированные серийные анализаторы спектра, так и специально разработанные схемы. Методика исследования флуктуаций в целом подробно описана в [43, 44].

На рис. 13 показан характерный экспериментальный спектр флуктуаций селективно отраженного лазерного излучения. Этот спектр содержит около 20 сканов, на которых можно выделить

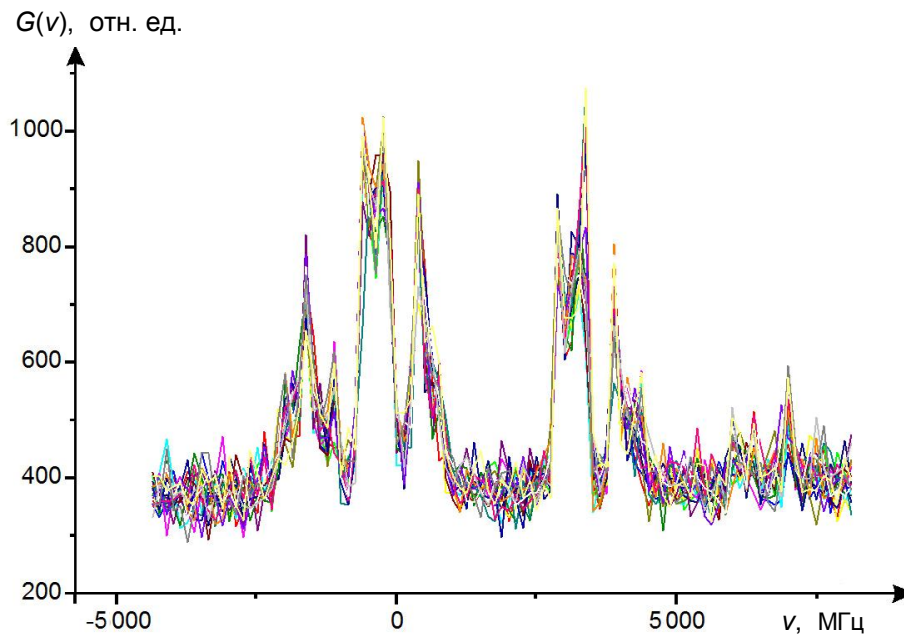


Рис. 13. Спектр флуктуаций селективного отражения

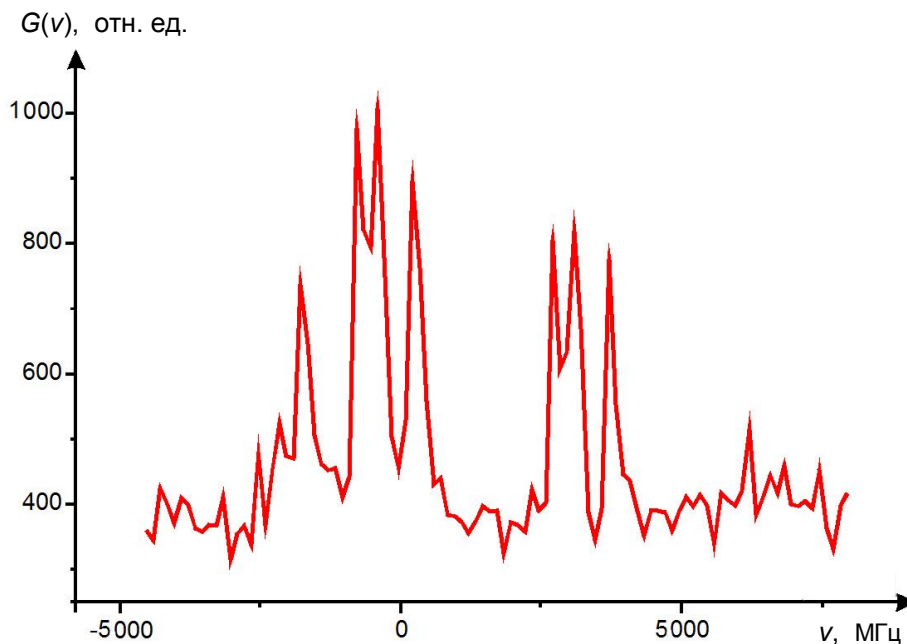


Рис. 14. Один из сканов спектра флуктуаций селективного отражения

повторяющиеся сигналы, в отличие от помех вызванных главным образом флуктуациями параметров оптического тракта вследствие нагрева отражающей кюветы. На рис. 14 показан один из сканов спектра флуктуаций.

Из рис. 13, 14 видно, что спектр флуктуаций отражения имеет сложную форму. Хорошо заметны четыре группы пиков флуктуаций, привязанные по частоте к соответствующим спектральным линиям. Один из механизмов образования наблю-

даемых флуктуаций связан с преобразованием частотных флуктуаций лазерного излучения во флуктуации интенсивности [45]. Однако указанный механизм приводит к несколько иной структуре спектра флуктуаций по сравнению с показанной на рис. 13, 14. Так, при преобразовании частотных флуктуаций должно наблюдаться практически полное исчезновение флуктуаций интенсивности на вершинах отражательных резонансов аналогично тому, как это происходит при гармо-

нической модуляции частоты генерации внешним сигналом. Экспериментально это не наблюдается, следовательно, в формировании спектров, подобных спектрам на рис. 13 и 14, должны, по-видимому, вносить свой вклад также и другие факторы.

Экспериментальные исследования полных спектров флуктуаций селективного отражения были дополнены теоретическим анализом шумов излучения, взаимодействующего с атомарным газом [7]. Главной целью расчета было выявить роль флуктуаций плотности числа атомов в объеме зондирующего луча, обусловленных их хаотическим (тепловым) движением, т. е. так называемых пролетных эффектов. Как известно [38], во многих случаях именно этот механизм является основным при формировании шумов.

Методами диаграммной техники Константинова—Переля—Келдыша [39–42] нами были рассчитаны корреляционные функции электромагнитного излучения второго и четвертого порядков по напряженности поля, определяющие дробовые и информативные шумы фоторегистрации. В расчете учтено максвелловское распределение атомов по скоростям и гауссов профиль пробного излучения. Соотношения между размерами луча и фотодетектора считались произвольными. Пробное излучение предполагалось монохроматическим, его статистика считалась пуассоновской, атомы моделировались двухуровневой системой. Из результатов расчета следует, что спектр шумов имеет лоренцеву форму, ширина которой определяется временем пролета атома через луч. Подробно исследована зависимость амплитуды шумов фотодетектора от геометрии эксперимента — соотношения размеров луча, кюветы и фотодетектора, а также его расстояния от кюветы. Последнее обстоятельство представлялось особо важным в связи с выявлением относительной роли гауссовых и негауссовых шумов в рассеянном свете.

Выполненный нами теоретический анализ показывает, что при типичных параметрах эксперимента флуктуационные явления, обусловленные пролетными эффектами в поглощающей кювете, должны наблюдаться в диапазоне от нулевых частот до нескольких десятков кГц. Но флуктуации, подобные показанным на рис. 13, 14, наблюдаются как при отражении, так и при поглощении, причем на значительно больших частотах, составляющих по крайней мере десятки МГц. Это указывает на существование других процессов, формирующих флуктуации поглощенного и отраженного света. Возможно, необходим анализ сложного динамического взаимодействия частотно-модулированного лазерного излучения с имеющими собственную структуру резонансными линиями движущихся атомов [36, 46].

6. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе [14] изучался случай наклонного падения луча под углом Брюстера на окно ячейки с парами ртути ($\lambda = 253.5$ нм). 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 [16]. 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 достаточно высокими температурами нагрева ячейки (до 350 °С). Отметим, что при повышении температуры могут появляться некоторые проблемы с конструкцией и ресурсом отражательных ячеек. Возрастающие потоки воздуха в оптическом тракте и тепловые деформации крепления ячеек увеличивают флуктуации параметров отраженного пучка, что создаст 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 отражения, близкого к БО. При углах падения, больших критического угла ПВО, для обеих поляризаций в пределах серии резонансов наблюдалось нарушение ПВО, обусловленное резонансным поглощением когерентного излучения атомами, взаимодействующими с поверхностной световой волной. Подобные эффекты наблюдались ранее при концентрациях атомов натрия порядка 10^{16} см⁻³ [47]. Чувствительность описанной в настоящей работе экспериментальной установки позволяет регистрировать резонансное НПВО при плотностях порядка 10^{14} см⁻³ и меньше.

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 лазера наблюдался переход от условий отражения, характерных для резонансного НПВО, к условиям, близким к резонансному ПВО. Для наиболее сильных отражательных резонансов интенсивность отраженного света менялась при таком переходе более чем в 5 раз.

В работе [15] 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 превышает 5. Это приблизительно в 6 раз больше, чем для субдоплеровских резонансов в ортогональной геометрии при тех же концентрациях резонансных атомов [11]. В описанных здесь экспериментах в сильных максимумах отражалось более 60 % падающего света. Для получения сопоставимого отражения в ортогональной геометрии необходимы на несколько порядков большие концентрации атомов [18], что значительно усложняет конструкцию отражательных кювет. При концентрациях атомов, сравнимых с используемыми в настоящей работе, максимальный коэффициент отражения в ортогональной конфигурации составлял 8 % [11]. В то же время наблюдаемые нами резонансы имели в четыре раза меньший контраст, чем в работе [16], что связано с использованием в настоящей работе в несколько раз меньших концентраций резонансных атомов. В работе [48] 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 [11]. Свободные от доплеровского уширения резонансы наблюдаются также в сверхтонких ячейках [30].

Проведенные нами эксперименты не показали наличия субдоплеровских резонансов в наклонной геометрии. Субдоплеровские резонансы отражения от паров натрия в условиях НПВО наблюдались в работе [20] и были обусловлены насыщением поглощения и дисперсии во встречной поверхностной волне. Контраст резонансов составлял при этом порядка 0.01 %. Описанные в настоящей работе резонансы отражения на несколько порядков более сильные и достаточно широкие. Это может оказаться полезным для решения другого круга задач, связанных, например, с преобразованием статистики света [49], т. к. на широких резонансах отражения заметно снижается негативное влияние частотных флуктуаций зондирующего лазерного излучения, а полоса передаваемых частот может быть заметно увеличена [7, 33].

Наблюдаемые нелинейные структуры связаны, возможно, с проявлениями в изучаемой системе свойств бистабильности. Не исключено, что в ис-

следуемых условиях начинают проявляться эффекты, в том числе поперечные, подобные описанным в монографии [50]. Сравнение формы наблюдаемых резонансов с резонансами отражения от сверхтонких ячеек [30] позволяет также предположить: в результате насыщения резонансных линий в приповерхностном слое атомов образуются слои, обладающие оптическими свойствами сверхтонких ячеек.

Описанные в разделе 6 результаты иллюстрируют достаточную нетривиальность флуктуационных явлений в отраженном свете. Актуальными становятся значительно более подробные исследования, которым, по-видимому, целесообразно в будущем посвятить отдельную работу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре представлены результаты поляризационно-оптических исследований границ раздела, свойства которых определяются наличием вблизи поверхности диэлектрика резонансного атомарного газа. Экспериментально показаны обусловленные перестройкой частоты падающего света переходы от резонансно-нарушенного ПВО к резонансному брюстеровскому отражению. Контраст наиболее сильных резонансов отражения превышает 500 % при умеренных температурах нагрева отражающих ячеек. Максимальное изменение интенсивности отраженного света на крыле резонанса составляет при этом более 20. В условиях ПВО зарегистрировано сильное резонансное взаимодействие лазерного излучения с ансамблем атомов, находящимся в приповерхностном слое толщиной около 0.1 мкм.

Развита теория, основанная на двухуровневой модели для резонансных атомов и на модели отражения, приводящей к формулам Френеля. Для одиночной спектральной линии и 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.

Изучены некоторые нелинейные свойства спектров резонансного отражения в наклонной геометрии. Описаны два наиболее интересных результата — наблюдение асимметрии насыщения резонансного отражения в условиях ПВО и регистрация новых нелинейных структур на вершинах отражательных резонансов.

Начаты исследования полных спектров флуктуаций отраженного света. Выполнен теоретический анализ, на основании которого построены

спектры флуктуаций, определяемых тепловым движением атомов. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных показывает, что существует несколько механизмов формирования спектров флуктуаций отраженного света.

Созданы предпосылки для дальнейшего более детального изучения взаимодействия света с резонансными атомами вблизи брюстеровского отражения и в приповерхностной волне, открываются перспективы наблюдения в рассматриваемой системе явлений бистабильности и образования поперечных структур. Полученные результаты могут быть использованы в спектроскопии плотных газов, в оптоинформатике и квантовой оптике для резонансного управления интенсивностью и флуктуациями отраженного света, включая управление его квантовым составом [51].

Автор благодарит И.М. Соколова и И.В. Плешакова за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фофанов Я.А.* Методы и приборы для количественного анализа структурного двулучепреломления материалов и веществ // Научное приборостроение. 1999. Т. 9, № 3. С. 104–110.
2. *Фофанов Я.А.* Управление интенсивностью и флуктуациями света при его селективном отражении // Оптика и спектр. 2005. Т. 99, № 3. С. 475–476.
3. *Фофанов Я.А., Плешаков И.В., Соколов И.М.* Детектирование нестационарных поляризационных откликов в оптическом и радиодиапазонах // Научное приборостроение. 2010. Т. 20, № 2. С. 3–16.
4. *Плешаков И.В., Фофанов Я.А.* Об эффекте усиления при возбуждении и регистрации параметрических эхо-сигналов // Научное приборостроение. 2007. Т. 17, № 2. С. 35–38.
5. *Плешаков И.В., Нечитайлов А.А., Паугурт А.П. и др.* Исследование высокотемпературных сверхпроводников, содержащих магнитные ионы, методом фоннного эха // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33, № 24. С. 38–45.
6. *Плешаков И.В., Улинин Е., Фофанов Я.А. и др.* Фоннное эхо в высокотемпературных сверхпроводниках как нелинейное магнитоакустическое явление // ЖТФ. 2011. Т. 81, № 3. С. 65–70.
7. *Фофанов Я.А., Бардин Б.В., Крылов П.С. и др.* Резонансно-оптические методы исследований нелинейных субмикронных границ раздела. Отчет о НИР ИАП РАН, Санкт-Петербург, 2009. Номер госрегистрации 01.2.007 08692.
8. *Wood R.W.* // Philos. Mag. 1909. N 18. P. 187.
9. *Cojan J.L.* Contribution a l'etude de la reflection selective sur les vapeurs de mercure de la radiation de resonance du mercure // Ann. Phys. (Paris). 1954. V. 9. P. 385–440.
10. *Schurmans M.F.H.J.* Spectral narrowing of selective reflection // J. Phys. (Paris). 1976. V. 37. P. 469–485.
11. *Саутенков В.А., Величанский В.Л., Зибров А.С. и др.* Внутридоплеровские резонансы D2-линии цезия в контуре селективного зеркального отражения // Квантовая электроника. 1981. Т. 8, № 9. С. 1867–1872.
12. *Nienhuis G., Schuller F., Ducloy M., et al.* Nonlinear selective reflection from an atomic vapor at arbitrary incidence angle // Phys. Rev. A. 1998. V. 38, N 15. P. 5197–5205.
13. *Вартанян Т.А.* Резонансное отражение интенсивного оптического излучения от границы разреженной газовой среды // ЖЭТФ. 1985. Т. 88, № 4. С. 1147–1152.
14. *Senitzky B.* Optical filter using a vapor mirror // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24, N 2. P. 68–70.
15. *Burgmans A.L.J., Woerdman J.P.* // J. Physique. 1976. V. 37, N 6. P. 677–682.
16. *Акулишин А.М., Величанский В.Л., Жердев А.И. и др.* Селективное отражение от границы стекло—газ при больших углах падения света // Квантовая электроника. 1989. Т. 16, № 3. С. 631–637.
17. *Андреев А.В.* Самомодуляция добротности при генерации коротких импульсов // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12, № 17. С. 1025–1028.
18. *Lauriston A.C., Welsh H.L.* // Canadian Journal of Physic. 1951. V. 39. P. 217–226.
19. *Guo J., Cooper J., Gallagher A., Lewenstein M.* Theory of selective reflection spectroscopy // Opt. Commun., 1994. V. 110. P. 197–208.
20. *Simoneau P., Le Boiteaux S., De Araujo C.B., et al.* Doppler-free evanescent wave spectroscopy // Opt. Commun. 1986. V. 59, N 2. P. 103–106.
21. *Schuller F., Gorceix O., Ducloy M.* Nonlinear selective reflection in cascade three-level atomic system // Phys. Rev. A. 1993. V. 47, N 1. P. 519–528.
22. *Vartanyan T.A., Weis A.* Origin of the "blueshift" in selective reflection spectroscopy and its partial compensation by the local-field correction // Phys. Rev. 2001. V. A 63. 063813. P. 1–5.
23. *Акулишин А.М., Саутенков В.А., Величанский В.Л., Никитин В.В.* Селективное отражение — метод внутридоплеровской спектроскопии оптически плотных газовых сред // Препринт ФИАН им. П.Н. Лебедева. 1987. № 257. 44 с.
24. *Летохов В.С.* // Кр. сообщ. по физ. ФИАН. 1970. № 11. С. 14.
25. *Величанский В.Л., Зибров А.С., Никитин В.В. и др.* Полупроводниковый лазер с внешним селективным зеркалом на парах ^{133}Cs // Квантовая электроника. 1978. Т. 5, № 7. С. 1465–1470.
26. *Акулишин А.М., Величанский В.Л., Зверков М.В. и др.* // Кр. сообщ. по физ. ФИАН. 1986. № 11. С. 47.
27. *Ito T., Hashi T., Yabuzaki T.* Frequency stabilization of an AlGaAs laser using selective reflection spectrum // Opt. Comm. 1991. V. 82. P. 473–476.
28. *Van Kampen H., Sautenkov V.A., Eliel E.R., Woerdman J.P.* Probing the spatial dispersion in a dense atomic vapor near a dielectric interface // Phys. Rev. 1998. A 58. P. 4473–4478.
29. *Failache H., Saltiel S., Fichet M., et al.* // Eur. Phys. J. D. 2003. V. 23. P. 237.
30. *Bloch D., Ducloy M.* Atom-wall interaction // Advances in At. Mol. and Optical Phys. 2005. V. 50. P. 91–154.
31. *Фофанов Я.А., Соколов И.В.* Субпассоновская одномодовая генерация в полупроводниковом лазере с внешним резонатором // Оптический журнал. 2003. Т. 70, № 1. С. 46–50.

32. *Фофанов Я.А., Бардин Б.В.* О принципах и подходах к автоматизации высокочувствительных лазерных методов количественного поляризационно-оптического анализа // Научное приборостроение. 2002. Т. 12, № 3. С. 64–67.
33. *Фофанов Я.А.* Преобразование флуктуаций интенсивности при нелинейном отражении света // Оптика и спектр. 2003. Т. 94, № 5. С. 861–863.
34. *Фофанов Я.А.* О нелинейных эффектах в условиях резонансного ПВО // Научное приборостроение. 2008. Т. 18, № 1. С. 35–39.
35. *Быковский Ю.А., Величанский В.Л., Егоров В.К. и др.* Оптическая накачка и нелинейные эффекты в спектроскопии D₂-линии цезия // Письма в ЖЭТФ. Т. 19, № 11. С. 665–668.
36. *Григорьянц В.В., Жаботинский М.Е., Золин В.Ф.* Квантовые стандарты частоты. М.: Наука, 1968. 177 с.
37. *Акульшин А.М., Вартамян Т.А., Величанский В.Л. и др.* Нелинейные эффекты в селективном отражении лазерного излучения от паров щелочного металла // Тез. докл. 13-й Междунар. конф. по когерентной и нелинейной оптике. Минск, 1984. Ч. 2. С. 13–14.
38. *Александров Е.Б., Голубев Ю.М., Ломакин А.В., Носкин В.А.* Спектроскопия флуктуаций интенсивности оптических полей с негауссовой статистикой // УФН. 1983. Т. 140. С. 547–582.
39. *Константинов О.В., Перель В.И.* Графическая техника для вычисления кинетических величин // ЖЭТФ. 1964. Т. 39. С. 197–208.
40. *Келдыш Л.В.* Диаграммная техника для неравновесных процессов // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1515–1527.
41. *Batygin V.V., Kupriyanov D.V., Sokolov I.M.* Polarization-sensitive correlation spectroscopy of an atomic medium polarized in angular momentum: I. General formalism // Quant. Semicl. Opt. 1997. V. 9. P. 529–557.
42. *Batygin V.V., Kupriyanov D.V., Sokolov I.M.* Polarization-sensitive correlation spectroscopy of an atomic medium polarized in angular momentum: II. Application to the spin ground state // Quant. Semicl. Opt. 1997. V. 9. P. 559–573.
43. *Соколов И.М., Фофанов Я.А.* Дифференциальная регистрация поляризационно-модулированных оптических сигналов // Научное приборостроение. 2008. Т. 18, № 1. С. 16–22.
44. *Соколов И.М., Фофанов Я.А.* Флуктуации сигнала оптического двулучепреломления в измерениях с глубокой модуляцией поляризации // Научное приборостроение. 2008. Т. 18, № 1. С. 23–34.
45. *Соколов И.В., Фофанов Я.А.* О допустимой естественной ширине линии излучения лазера, необходимого для наблюдения сжатия при фазовой самомодуляции в резонансной среде // Оптика и спектр. 1996. Т. 81, № 4. С. 695–698.
46. *Фофанов Я.А.* Селективное отражение поляризованного света при наклонном падении // Квантовая электроника. 2009. Т. 39, № 6. С. 585–590.
47. *Boissel P., Kerherve F.* Absorption de lumiere par des atomes dans onde evanescente // Opt. Commun. 1981. V. 37, N 6. P. 397–402.
48. *Kondo R., Tojo S., Fujimoto T., Hasuo M.* Shift and broadening in attenuated total reflection spectra of the hyperfine-structure-resolved D₂ line of dense rubidium vapor // Phys. Rev. A. 2006. V. 73. 062504.
49. *Белинский А.В.* // Квантовая электроника. 1991. Т. 18. С. 84.
50. *Розанов Н.Н.* Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. М.: Наука, Физматлит, 1997. 336 с.
51. *Фофанов Я.А.* Снижение флуктуаций резонансно-отраженного света // Научное приборостроение. 2009. Т. 19, № 1. С. 27–29.

*Институт аналитического приборостроения РАН,
Санкт-Петербург*

Контакты: *Фофанов Яков Андреевич,
Yakinvest@yandex.ru*

Материал поступил в редакцию 1.07.2010.

RESONANT-OPTICAL METHODS OF INVESTIGATIONS OF NONLINEAR SUBMICRON INTERFACES

Ya. A. Fofanov

Institute for Analytical Instrumentation RAS, Saint-Petersburg

The review contains a brief description of polarization-optical methods of investigations of resonant interfaces, which are developing in the Institute for Analytical Instrumentation RAS. The selective reflection spectra under conditions close to the resonant total internal reflection and resonant Brewster reflection are presented.

Comparison of selective reflection features of laser radiation with various orientations of a polarization plane is carried out. The possibilities for observation in conditions under study of the new nonlinear phenomena are discussed. Spectra of fluctuations of resonant-reflected light are analyzed.

Keywords: selective reflection, laser, polarized light, nonlinear optics, nanophotonics, spectroscopy, high sensitive optical measurements