

Резонансы когерентного пленения населенности при наличии частотно-фазовых шумов возбуждающего поля

А.В.Соколов, А.Н.Матвеев, А.Ю.Самокотин, А.В.Акимов, В.Н.Сорокин, Н.Н.Колачевский

Экспериментально исследовано влияние шумов разностной частоты и фазы возбуждающего бихроматического поля на параметры резонансов когерентного пленения населенности. В случае, когда разностная фаза флуктуирует в ограниченном интервале вблизи среднего значения с малыми временами корреляции, наблюдается снижение контраста резонанса с коэффициентом, пропорциональным $\exp(-\phi_{rms}^2)$, где ϕ_{rms}^2 – дисперсия фазы (в рад^2). При этом спектральная ширина резонанса остается постоянной. В другом предельном случае, когда фазовые шумы обладают длительным временем корреляции, наблюдается уширение кривой резонанса при неизменной площади под ней. Эксперименты проводились на зеемановских подуровнях основного состояния ^{87}Rb при возбуждении паров рубидия в стеклянной ячейке на резонансной длине волны 795 нм.

Ключевые слова: когерентное пленение населенности, фазовые шумы, частотные шумы.

1. Введение

Преобразование шумов в нелинейных процессах имеет сложный характер и существенным образом зависит от корреляционных характеристик шумового сигнала. Несмотря на то что теоретические основы преобразования стохастических сигналов детально изучены более полувека назад (см., напр., [1] и ссылки в этой книге), различные типы шумов, встречающихся на практике, сложность математического аппарата и широкий круг самих нелинейных явлений вызывают необходимость в индивидуальном подходе к анализу того или иного флуктуационного процесса.

Двухфотонные процессы в атомных системах широко применяются для возбуждения узких резонансов, что позволяет успешно использовать двухфотонную спектроскопию в ряде прецизионных исследований прикладного и фундаментального характера (см., напр., [2]). Преобразование шумов фазы электромагнитного излучения в многофотонных процессах и их влияние на параметры двухфотонного резонанса исследованы в ряде экспериментальных и теоретических работ [3–5]. При этом рассматривались явления типа генерации второй гармоники, а также возбуждения уровня атомной системы двумя фотонами, частоты которых суммируются. В цитируемых работах было показано, что спектральная форма и амплитуда резонанса существенным образом зависят от корреляционных характеристик флуктуирующей фазы.

К другому типу двухфотонных процессов в атомных системах можно отнести возбуждение близлежащих

уровней одинаковой четности бихроматическим полем вида $E(t) = E_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1(t)) + E_2 \cos(\omega_2 t + \phi_2(t))$ через третий, высоколежащий уровень противоположной четности. Здесь E_i , ω_i и $\phi_i(t)$ ($i = 1, 2$) – амплитуды, частоты и фазы каждой из компонент поля. Если разность частот $\omega_1 - \omega_2$ близка к частоте перехода между нижними уровнями атомной системы, в ней формируется интерференционное состояние нижних уровней, не связанное с верхним уровнем посредством поля $E(t)$. В результате вероятность поглощения и рассеяния фотонов этого поля падает и в контуре поглощения/люминесценции наблюдается характерный провал, носящий название резонанса когерентного пленения населенности (КПН) (см. обзор [6]). Явление КПН широко используется при создании оптических и радиочастотных стандартов частоты [7–9], при разработке высокочувствительных магнитометров [10, 11] и в ряде других приложений. При этом спектральная форма и амплитуда резонанса КПН играют существенную роль в достижении предельной точности измерений.

Один из случаев влияния шумов разностной фазы и частоты на параметры резонансов КПН теоретически исследован в работе [12]. Рассматривалась ситуация, в которой короткокоррелированные фазы возбуждающих лазерных полей $\phi_1(t)$ и $\phi_2(t)$ флуктуируют, и учитывалось наличие их взаимной корреляции. В [12] полагается, что флуктуации каждой из фаз и разностной фазы $\phi_{12}(t) = \phi_1(t) - \phi_2(t)$ являются винеровским процессом [1]. Это нестационарный процесс с неограниченной дисперсией, который достаточно хорошо описывает реализующуюся на практике ситуацию при возбуждении резонансов КПН полями двух независимых нестабилизированных по частоте лазеров.

При формировании резонанса КПН в атомном ансамбле разностная фаза $\phi_{12}(t)$ компонент бихроматического поля является критичным параметром [6]. Для достижения максимальной амплитуды и минимальной ширины резонанса КПН необходимо, чтобы она оставалась постоянной. Реализация этого требования на практике существенно затрудняется, если $|\omega_1 - \omega_2|$ превышает

А.В.Соколов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: Теоретик@yandex.ru
А.Н.Матвеев, А.Ю.Самокотин, А.В.Акимов, В.Н.Сорокин, Н.Н.Колачевский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер. 9; e-mail: art_matan@mail.ru, samokotin@dmil.com, alakimov@lebedev.ru, sovn@lebedev.ru, kolachbox@mail.ru

1 ГГц и фазово-когерентные методы прямой модуляции оказываются неэффективными. В этом случае для создания возбуждающего двухкомпонентного поля широко используются методы активной стабилизации разностной фазы относительно некоторого постоянного значения (см., напр., [13, 14]). Стабилизация разностной фазы достигается с помощью фазовой автоподстройки частоты (аналоговой или цифровой), допускающей значительную дисперсию разностной фазы ϕ_{rms}^2 при постоянном среднем значении $\langle \phi_{12} \rangle$ [15, 16]. Такие системы электронной стабилизации обычно допускают большие, вплоть до нескольких радиан, мгновенные отклонения разностной фазы, что обеспечивает высокую надежность привязки на длительных интервалах времени. Если в качестве излучателей используются лазерные источники, спектральная ширина которых составляет ~ 1 МГц (например, полупроводниковые лазеры с внешним резонатором), то флуктуации разностной фазы происходят на малых интервалах времени, $\tau_{\text{las}} < (1/2\pi) \times 10^{-6}$ с, что много меньше характерного времени формирования состояния КПН.

Поскольку указанный тип фазовых флуктуаций является стационарным процессом с определенным средним значением и конечной дисперсией, т.е. реализуется тип флуктуаций, отличный от описанного в работе [12], подход, развитый в ней, оказывается неприменимым. А поскольку спектральные характеристики флуктуирующих полей в случае [12] и при активной стабилизации разностной фазы существенно различны, можно ожидать, что спектры резонансов КПН также будут существенно различаться. Действительно, в первом случае спектр сигнала биений компонент бихроматического поля описывается лоренцевской кривой, тогда как во втором случае наблюдается узкий пик на широком шумовом пьедестале [13, 14].

В работе [7] нами предложена модель, позволяющая описать параметры резонансов КПН (ширину и амплитуду) в зависимости от дисперсии ϕ_{rms}^2 . Теоретически показано, что ширина резонанса КПН не должна зависеть от этого параметра, в то время как амплитуда резонанса при увеличении ϕ_{rms}^2 будет снижаться. Фактор подавления контраста χ оказывается равным $\exp(-\phi_{\text{rms}}^2)$, где ϕ_{rms} выражено в радианах. Интересно отметить, что этот результат совпадает с выводами работы [4], в которой

рассматривается возбуждение обычной двухуровневой системы квазимонохроматическим излучением с малыми фазовыми флуктуациями, обладающими дисперсией ϕ_{rms}^2 .

В настоящей работе мы экспериментально исследовали возбуждение резонансов КПН бихроматическим полем со случайной разностной фазой $\phi_{12}(t)$, флуктуирующей вокруг среднего значения с малыми временами корреляции (менее 1 мкс); при этом разностная частота $\omega_1 - \omega_2$ поддерживалась постоянной. Как отмечено выше, такой тип шумовых характеристик может возникать при использовании систем фазовой автоподстройки частоты.

Другим интересным предельным случаем, также экспериментально исследованным в данной работе, является возбуждение резонансов КПН флуктуирующим бихроматическим полем при условии, что его разностная частота $\omega_1(t) - \omega_2(t)$ флуктуирует вокруг некоторого среднего значения с временем корреляции, превышающим 100 мкс, что существенно больше времени формирования резонанса КПН. Для теоретического рассмотрения такой случай является наиболее простым, а в эксперименте он может быть реализован, например, при возбуждении резонансов КПН независимыми узкополосными лазерами, ширина спектральной линии каждого из которых составляет ~ 1 кГц.

2. Эксперимент

В качестве объекта исследования нами выбран переход между сверхтонкими уровнями $5S_{1/2}(F_g = 2) \rightarrow 5P_{1/2}(F_e = 1)$ (F – квантовое число полного углового момента атома) в атоме ^{87}Rb , структура уровней которого представлена на рис.1,а. Выбор именно этого перехода обусловлен большим сверхтонким расщеплением верхнего уровня (817 МГц), превышающим доплеровское уширение при комнатной температуре (300 МГц), что обеспечивает оптимальные условия для исследования резонансов КПН. При наложении магнитного поля сверхтонкие уровни расщепляются на $2F + 1$ магнитных подуровней каждый, и, как следует из рис.1,б, на исследуемом переходе формируются три трехуровневые Λ -системы, в которых возможно формирование состояний КПН при облучении атомов рубидия световыми полями

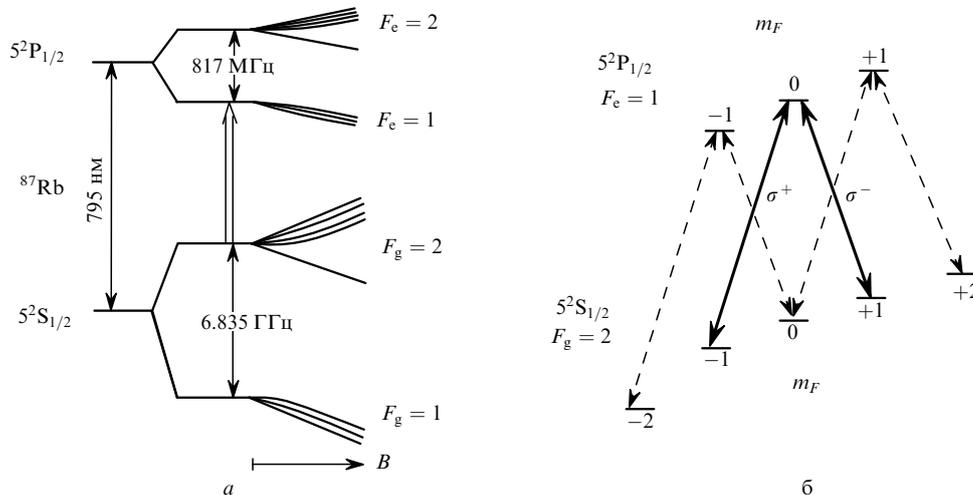


Рис.1. Схема уровней атома ^{87}Rb (а) и расщепление сверхтонких магнитных подуровней во внешнем магнитном поле (б); исследуется резонанс, формирующийся на подуровнях основного состояния с $F_g = 2, m_F = \pm 1$ (сплошные линии, б).

на длине волны 795 нм, имеющими σ^+ - и σ^- -поляризацию.

При увеличении индукции B магнитного поля разности энергий нижних подуровней с $|\Delta m_F| = 2$ начинают существенно различаться вследствие нелинейности эффекта Зеемана (m_F – магнитное квантовое число), а расщепление верхнего уровня с $F_c = 1$ оказывается незначительным. Так, разность частот соседних резонансов КПН при $B = 100$ Гс составляет около 3 МГц, что существенно превышает спектральную ширину самого резонанса КПН (около 0.3 МГц в данной работе). Сами резонансы будут наблюдаться вблизи разностной частоты бихроматического поля $\Omega = \omega_1 - \omega_2 \approx 140$ МГц. Таким образом, при наложении магнитного поля открывается возможность исследования изолированных резонансов КПН.

В настоящей работе исследовалась Λ -система с нижними уровнями $5S_{1/2}(F_g = 2, m_F = \pm 1)$. Отметим, что атомы рубидия могут переходить с верхнего уровня $5P_{1/2}(F_c = 1, m_F = 0)$ этой системы и на другой подуровень основного состояния $5S_{1/2}(F_g = 2, m_F = 0)$, что также выводит населенность из цикла взаимодействия с бихроматическим световым полем. Как было показано в исследованиях [18], присутствие дополнительного канала распада верхнего уровня Λ -системы не влияет на спектральную ширину резонанса КПН, снижая, однако, его амплитуду. В настоящей работе мощности лазерных полей, лазерные отстройки и плотность паров Rb поддерживались постоянными, что позволяло проводить сравнение спектральных характеристик резонансов в зависимости от шумовых характеристик поля.

Для возбуждения и регистрации резонанса КПН на магнитных подуровнях основного состояния атома рубидия использовалась установка, схема которой представлена на рис.2. Излучение полупроводникового лазера 1 с внешним резонатором, собранного по схеме Литтрова и настроенного на длину волны 795 нм перехода в ^{87}Rb , пропускалось через оптический изолятор 2 и фокусировалось в акустооптический модулятор (АОМ) 3. Модулятор, работающий в первом порядке дифракции на частоте $\Omega \approx 140$ МГц, формировал световое поле на сдвинутой частоте, которое выходило из него под небольшим углом. Пространственные моды световых полей, соответствующих нулевому и первому порядкам дифра-

кции, вновь совмещались с помощью одномодового оптоволокну и дополнительно отфильтровывались. Мощность каждой из компонент поля составляла около 500 мкВт и поддерживалась постоянной. На выходе волокна формировалась чистая гауссова мода бихроматического излучения с диаметром пучка 4.5 мм (по уровню $1/e$).

Свет направлялся в кювету 4 длиной 4 см с парами рубидия, содержащую небольшое количество буферного газа криптона. Использование широкого пучка и буферного газа позволяло существенно снизить вклад время-пролетного уширения в спектральную ширину резонанса КПН [19]. Для обеспечения поглощения на уровне 50 % в максимуме доплеровской линии кювета нагревалась до 55°C . Кювета была помещена внутрь двух соленоидов 5 – внутреннего, создающего постоянное магнитное поле с индукцией $B \sim 100$ Гс, и внешнего, служащего для его модуляции. Прошедшее через кювету излучение фокусировалось на фотодиод 6. Для регистрации резонансов КПН частота Ω сканировалась с помощью компьютера 9 вблизи частоты резонанса КПН

$$\Omega_{\text{res}} = \frac{1}{2}(g_J + 3g_I)\frac{\mu_B}{h}B \approx 1.4B \text{ МГц},$$

где g_J и g_I – электронные и ядерные g -факторы, μ_B – магнетон Бора; h – постоянная Планка; B – индукция в гауссах.

Для выделения сигнала КПН на фоне доплеровского контура поглощения использовался метод синхронного детектирования, для чего магнитное поле модулировалось на частоте $f \approx 5$ кГц генератором 7. Сигнал фотодиода на частоте модуляции поля выделялся с помощью синхронного детектора 8, данные с которого считывались компьютером 9. Таким образом, регистрировался сигнал, пропорциональный производной спектра поглощения паров рубидия, и регистрируемые резонансы имели дисперсионную форму.

Для исследования влияния шумов на спектральную форму резонансов КПН сигнал, поступающий от высокочастотного генератора 10 на АОМ, модулировался по частоте или фазе с помощью генератора шумового сигнала 12, подключенного ко входу внешней модуляции генератора 10. Сигнал генератора можно считать шумо-

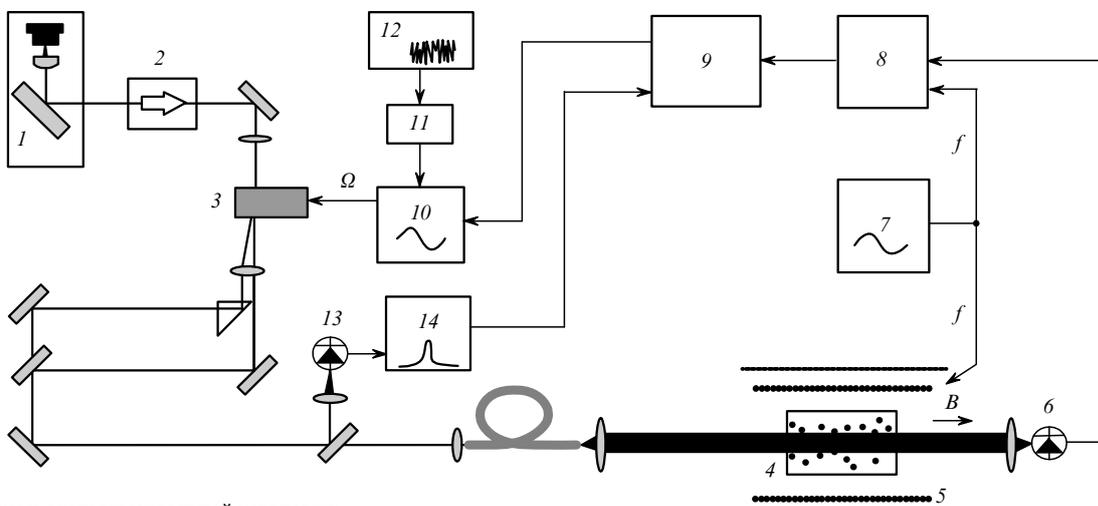


Рис.2. Схема экспериментальной установки:

1 – полупроводниковый лазер с внешним резонатором; 2 – оптический изолятор; 3 – акустооптический модулятор; 4 – кювета с парами рубидия; 5 – соленоиды; 6 – фотодиод; 7 – генератор звуковой частоты f ; 8 – синхронный детектор; 9 – компьютер; 10 – генератор радиочастоты Ω ; 11 – радиочастотный фильтр; 12 – генератор шумового сигнала; 13 – высокочастотный фотодиод; 14 – анализатор спектров.

вым, описываемым гауссовым распределением с временем корреляции менее 1 мкс. Для изменения корреляционных характеристик сигнала в ряде экспериментов (см. разд. 4) использовался фильтр низких частот 11 с частотой среза 5 кГц. Для исследования спектра сигнала биений компонент возбуждающего бихроматического поля часть излучения перед оптоволоконном отщеплялась и фокусировалась на быстрый фотодиод 13. Таким образом, исследуя спектр сигнала биений с помощью спектроанализатора 14, можно делать выводы о взаимных флуктуациях частот и фаз компонент поля. Спектры записывались на компьютер синхронно с регистрацией резонансов КПН.

Отметим, что помимо шума, создаваемого с помощью АОМ, световые поля содержат флуктуации фазы и частоты исходного лазерного поля. Однако последние остаются полностью коррелированными во всех порядках дифракции АОМ и не влияют на формирование резонансов КПН [12].

3. Фазовая модуляция

Основной задачей настоящей работы является экспериментальное исследование резонансов КПН при возбуждении паров рубидия бихроматическим полем, разностная фаза $\phi_{12}(t)$ которого флуктуирует при работе систем фазовой автоподстройки частоты характерным образом. Полагается, что процесс флуктуаций разностной фазы $\phi_{12}(t)$ является стационарным с заданными средним значением $\langle \phi_{12}(t) \rangle$ и дисперсией ϕ_{rms}^2 , причем время корреляции должно быть много меньше времени формирования резонанса КПН. Этот случай подробно проанализирован теоретически в работе [17], где показано, что такой тип шумов не влияет на спектральную ширину резонанса, но приводит к уменьшению его амплитуды, пропорциональному $\exp(-\phi_{\text{rms}}^2)$.

Для моделирования такого процесса сигнал высокочастотного генератора 10 на частоте Ω напрямую модулировался по фазе генератором шумового сигнала 12 (рис.2), что обеспечивало времена корреляции фазы $\tau < 1$ мкс. Ширина полосы АОМ позволяет переносить такую шумовую модуляцию на световое поле без заметного увеличения времени корреляции.

На рис.3,а приведены характерные спектры сигнала биения для различных значений ϕ_{rms} . Каждый из спектров представляет собой узкий пик на частоте Ω и широ-

кий пьедестал, возникающий за счет фазовых флуктуаций. Ширина и амплитуда пика определяются разрешением спектроанализатора. Такой тип спектров возникает при использовании фазовой стабилизации лазерного поля [5, 13, 15]. Известно [4], что для такого типа шумов отношение мощности в узком центральном пике к полной мощности в спектре составляет $\exp(-\phi_{\text{rms}}^2)$.

Величина ϕ_{rms} в нашем эксперименте определялась двумя способами: исходя из известных параметров фазовой модуляции генератора 10 и из экспериментальных спектров по доле мощности в центральном пике. Результаты полностью соответствуют друг другу. Максимально достижимое значение ϕ_{rms} составляет 1.21 рад, что определяется модуляционными возможностями генератора 10.

На рис.3,б представлены спектры сигналов КПН, соответствующие условиям возбуждения, приведенным на рис.3,а. С увеличением ϕ_{rms} амплитуда сигнала снижается при практически неизменной спектральной ширине. Для анализа спектральных характеристик резонансов КПН используется такой параметр, как контраст K , т. е. отношение амплитуды резонанса к величине поглощения, которая наблюдалась бы в отсутствие эффекта КПН. Так, при $K = 1$ среда полностью просветляется. Поскольку в нашем случае такие параметры эксперимента, как полная мощность лазерного излучения, его частота и температура кюветы поддерживались постоянными, контраст резонанса оказывается пропорциональным амплитуде наблюдаемого сигнала КПН.

Согласно [5] контраст резонанса K должен быть пропорционален $\chi = \exp(-\phi_{\text{rms}}^2)$. Из рис.4,а можно сделать вывод, что ожидаемая зависимость подтверждается результатами эксперимента. Отклонение экспериментальных данных от линейной зависимости при больших ϕ_{rms} (и, соответственно, малых χ) можно объяснить влиянием шумов регистрирующей системы при малых амплитудах резонанса (см. рис.3,б).

На рис.4,б показана зависимость спектральной ширины резонанса КПН от дисперсии фазы ϕ_{rms} . Видно, что в широком диапазоне изменения ϕ_{rms} ширина резонанса остается практически неизменной, и лишь для $\phi_{\text{rms}} \approx 1$ рад она немного увеличивается, что также может быть частично связано с влиянием шумов регистрирующей системы.

Таким образом, полученные экспериментальные данные подтверждают теоретические выводы работы [17]

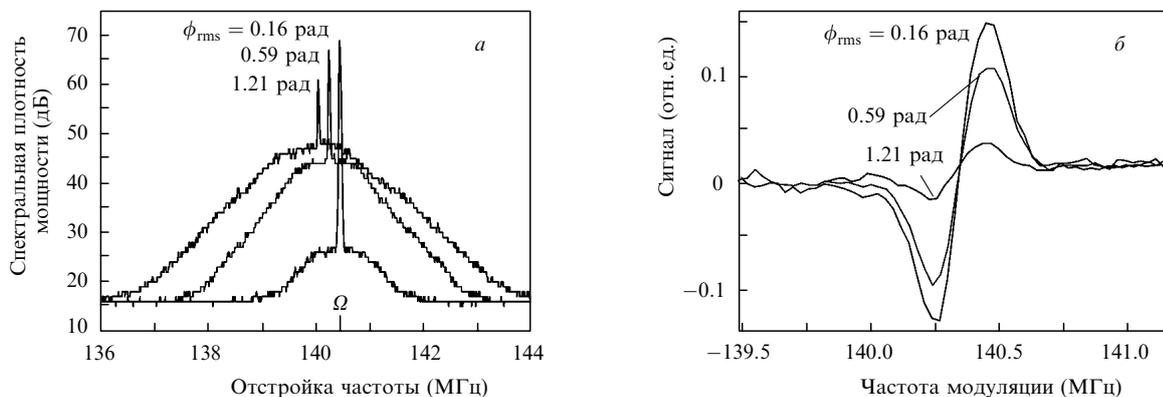


Рис.3. Спектры сигнала биений компонент бихроматического поля в случае фазовой модуляции шумовым сигналом с малыми временами корреляции для различных ϕ_{rms} . Отстройка отсчитывается от несмещенной частоты излучения лазера (положение спектров смещено для наглядности) (а) и спектры резонансов КПН, полученные при сканировании частоты модуляции Ω (б).

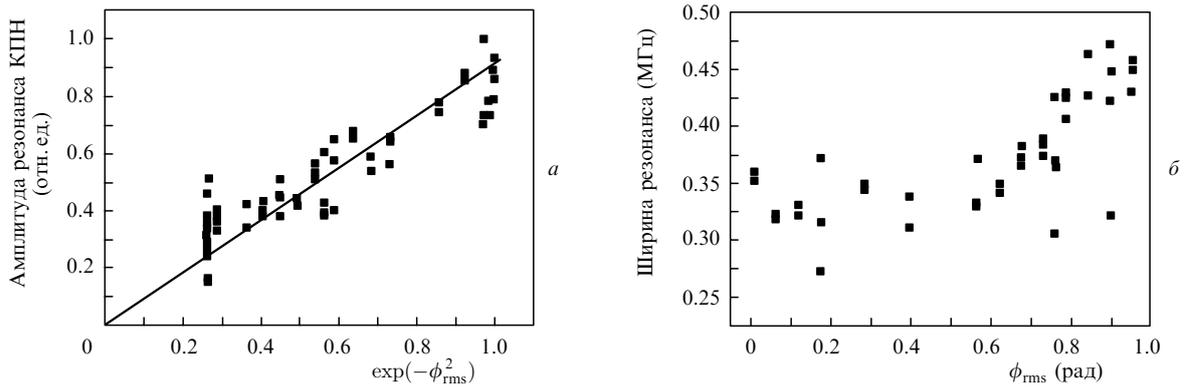


Рис. 4. Зависимость амплитуды резонанса КПН от $\exp(-\phi_{\text{rms}}^2)$ (точки) и ее аппроксимация функцией вида $a \exp(-\phi_{\text{rms}}^2)$, где a – подгоночный параметр (сплошная линия) (а), а также зависимость спектральной ширины резонанса КПН Γ_A от ϕ_{rms} (б).

для случая возбуждения резонансов КПН при наличии шумов разностной фазы, представляющих собой стационарный короткокоррелированный гауссов процесс с дисперсией ϕ_{rms}^2 .

4. Частотная модуляция

В экспериментах, описанных в данном разделе, резонансы КПН возбуждались полем с флуктуирующей разностной частотой, причем время корреляции флуктуаций было много больше времени формирования состояния КПН. Данный случай интересен простотой интерпретации, а на практике он реализуется при стабилизации по частоте каждого из возбуждающих лазеров относительно отдельного внешнего оптического резонатора.

Шумовой сигнал генератора 12 (см. рис. 2) пропускался через фильтр низких частот 11 с частотой среза 5 кГц и подавался на вход внешней частотной модуляции генератора 10. Глубина модуляции могла варьироваться с помощью изменения уровня сигнала генератора. Характерный вид спектров, зарегистрированных с помощью спектроанализатора 14, представлен на рис. 5, а. Как и ожидается, спектр сигнала биений хорошо аппроксимируется гауссовой кривой с шириной Γ_{las} [1, 5]. Изменяя глубину модуляции, мы могли варьировать величину Γ_{las} в диапазоне 10–400 кГц. Дальнейшее увеличение глубины модуляции ограничивалось возможностями радиочастотного генератора 10.

Спектры сигналов КПН, соответствующие спектрам возбуждающего поля на рис. 5, а, приведены на рис. 5, б. При увеличении Γ_{las} спектральная ширина резонанса ра-

стет, тогда как его амплитуда снижается. Поскольку характерное время корреляции шумового сигнала $\tau > 100$ мкс существенно больше характерного времени формирования состояния КПН, составляющего в нашем случае около 10 мкс, атомная система успевает «отслеживать» взаимную фазу лазерных полей и формировать непоглощающее состояние КПН на соответствующей мгновенной частоте Ω . Спектральная форма наблюдаемого при этом резонанса КПН должна представлять собой свертку лазерного спектра со спектром резонанса КПН, который наблюдался бы в отсутствие шумов частоты ($\Gamma_{\text{las}} = 0$).

На рис. 6, а приведена зависимость ширины спектра резонанса КПН Γ_A от ширины спектра сигнала биений Γ_{las} . В качестве Γ_A бралась ширина на полувысоте проинтегрированного дисперсионного контура КПН. Величина Γ_{las} определялась из спектров сигнала биений, регистрируемых спектроанализатором (рис. 5, а), и при этом осуществлялась аппроксимация экспериментальной кривой гауссовым контуром.

Для $\Gamma_{\text{las}} \rightarrow 0$ форма резонанса КПН в нашем эксперименте определялась световым уширением и пространственной неоднородностью магнитного поля, причем она оказалась близка к лоренцевской. Это позволило нам использовать аппроксимацию профиля резонансов КПН фойгтовским контуром и выделить из него лоренцевский и гауссов вклады. Ширина лоренцевского вклада сохраняется практически постоянной (220 ± 20 кГц) и зависимости ее от Γ_{las} не наблюдается. В свою очередь ширина гауссова профиля Γ_D существенно зависит от Γ_{las} (рис. 6, а). Начиная с $\Gamma_{\text{las}} = 0.2$ МГц, гауссов вклад с высокой точ-

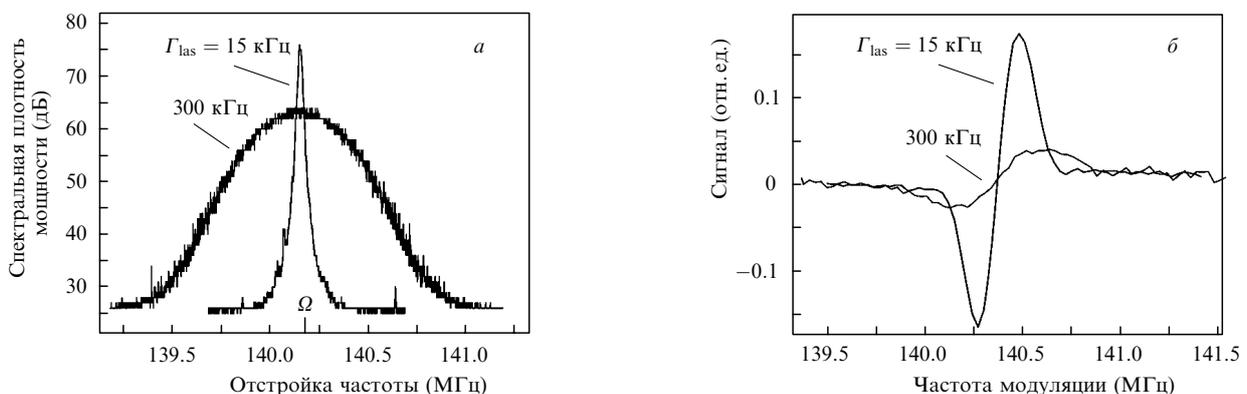


Рис. 5. Спектры сигнала биений компонент бихроматического поля в случае частотной модуляции шумовым сигналом с большими временами корреляции при различных глубинах модуляции и их спектральные ширины (а), а также спектры резонансов КПН, полученные при сканировании частоты модуляции Ω (б).

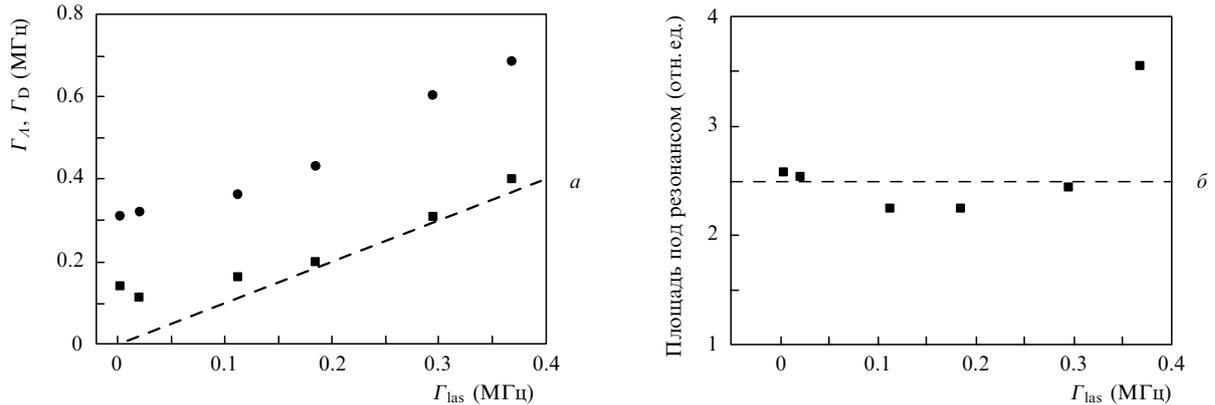


Рис.6. Зависимости ширины резонанса КПН Γ_A (кружки) и доплеровского вклада Γ_D (квадраты) от ширины спектра сигнала биений Γ_{las} , штриховой линией представлена зависимость $\Gamma_A = \Gamma_{las}$ (а), а также зависимость площади под резонансом КПН от Γ_{las} (б).

ностью совпадает со спектром возбуждающего лазера ($\Gamma_D \approx \Gamma_{las}$). Это подтверждает вывод о том, что спектральный профиль резонанса КПН есть свертка «чистого» резонанса КПН (т. е. резонанса в отсутствие флуктуаций фазы разностного поля при прочих равных условиях) со спектром возбуждающего лазера. Для $\Gamma_{las} < 0.2$ МГц наблюдается отклонение от линейной зависимости, что можно объяснить присутствием гауссовой составляющей в профиле «чистого» резонанса КПН при $\Gamma_{las} \rightarrow 0$, а также ошибками аппроксимации при малой ширине гауссова вклада.

На рис.6,б представлена зависимость площади под резонансом КПН от Γ_{las} . Видно, что в широком диапазоне изменения Γ_{las} площадь остается постоянной. Ее увеличение при больших значениях Γ_{las} может быть связано с ростом вклада шумов в регистрируемый спектр резонанса КПН при малых амплитудах сигналов.

5. Заключение

Выполнено экспериментальное исследование спектральных характеристик резонансов КПН при наличии шумов разностной фазы и частоты возбуждающего поля. Рассмотрены два существенно различных случая – случай короткокоррелированных фазовых шумов с постоянным средним значением разностной фазы, постоянной дисперсией ϕ_{rms}^2 и ограниченной амплитудой, а также случай частотных шумов с временем корреляции, существенно превышающим характерное время формирования состояния КПН.

В первом случае наличие короткокоррелированных фазовых шумов при условии стационарности процесса приводит к снижению контраста резонанса КПН, пропорционального $\exp(-\phi_{rms}^2)$. При этом ширина резонанса КПН остается постоянной в широком диапазоне изменения ϕ_{rms} . Данное экспериментальное наблюдение подтверждается теоретическими выводами, сформулированными нами ранее в работе [17].

Во втором случае состояние КПН успевает формироваться для каждого мгновенного значения разностной частоты, что приводит к флуктуациям положения резонанса КПН, воспроизводящим флуктуации разностной частоты возбуждающего поля, и к его уширению.

Результаты данной работы могут быть актуальны при исследовании резонансов КПН с помощью лазер-

ных систем, в которых используются активные петли стабилизации фазы и частоты. При использовании нескольких таких независимых систем одновременно (см., напр., [14]) шумы будут суммироваться, что может привести к существенному росту дисперсии фазы и к резкому снижению контраста исследуемого резонанса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-07-00127), Фонда содействия отечественной науке, а также грантов Президента РФ МК-1912.2008.2 и МД-887.2008.2.

1. Рытов С.М. *Введение в статистическую радиофизику. Ч.1. Случайные процессы* (М.: Наука, 1976, с.228).
2. Riehle F. *Frequency Standards. Basics and Applications* (Weinheim: Wiley-VCH, 2004).
3. Elliott D.S., Hamilton M.W., Arnett K., Smith S.J. *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 439 (1984).
4. Telle H.R., in *Frequency Control of Semiconductor Lasers*. Ed. by M.Okai (New York: John Wiley&Sons, 1996, p. 137).
5. Матвеев А.Н., Колачевский Н.Н., Алнис Я., Хэнш Т. *Квантовая электроника*, **38**, 391 (2008).
6. Arimondo E., in *Progress in Optics* E.Wolf (ed.) (Amsterdam: Elsevier, 1996, vol.XXXV, p. 257).
7. Vanier J. *Appl. Phys. B.: Laser and Optics*, **81**, 421 (2005).
8. Knappe S., Schwindt P., Shah V., Hollberg L., Kitching J., Liew L., Moreland J. *Opt. Express*, **4**, 1249 (2005).
9. Taichenachev A.V., Yudin V.I., Velichansky V.L., Zibrov S.A. *Письма в ЖЭТФ*, **82**, 449 (2005).
10. Schwindt P.D.D., Knappe S., Shah V., Hollberg L., Kitching J., Liew L., Moreland J. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 6409 (2004).
11. Novikova I., Matsko A.B., Velichansky V.L., Scully M.O., Welch G.R. *Phys. Rev. A*, **63**, 063802 (2001).
12. Dalton B.J., Knight P.L. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **15**, 3997 (1982).
13. Akimov A.V., Matveev A.N., Sokolov A.V., Kanorsky S.I., Kolachevsky N.N., Pakhutin G.Yu., Sorokin V.N. *J. Rus. Laser Research*, **25**, 239 (2004).
14. Акимов А.В., Колачевский Н.Н., Соколов А.В., Матвеев А.Н., Канорский С.И., Китс Р.А., Папченко А.А., Сорокин В.Н. *Квантовая электроника*, **34**, 983 (2004).
15. Беверини Н., Пределли М., Соррентино Ф., Ньюшков Б., Руффини А. *Квантовая электроника*, **34**, 559 (2004).
16. Prevedelli M., Freearge T., Haensch T.W. *Appl. Phys. B*, **60**, S241 (1995).
17. Матвеев А.Н., Соколов А.В., Акимов А.В., Сорокин В.Н., Самокотин А.Ю., Колачевский Н.Н. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, **35**, 31 (2008).
18. Владимирова Ю.В., Гришанин Б.А., Задков В.Н., Колачевский Н.Н., Акимов А.В., Кисилев Н.А., Канорский С.И. *ЖЭТФ*, **123**, 710 (2003).
19. Arimondo E. *Phys. Rev. A*, **54**, 2216 (1996).