

# Повышение амплитуды резонанса насыщенного поглощения в активном интерферометре

Д.Ю.Примаков, П.В.Покасов, С.Н.Багаев

*Впервые экспериментально исследовано поведение амплитуды резонанса насыщенного поглощения, наблюдавшегося в лазерном излучении, прошедшем через активный интерферометр с нелинейными усиливающей и поглощающей средами. При регулировке коэффициента усиления в активной части интерферометра и сохранении в нем постоянного насыщающего поля наблюдалось нелинейное увеличение амплитуды резонанса насыщенного поглощения. При этом рост регистрируемого сигнала превышал рост шума, т. е. отношение сигнал/шум также возрастало.*

**Ключевые слова:** нелинейный оптический резонанс, лазерная спектроскопия, активный интерферометр, насыщение, поглощение.

## 1. Введение

Современные методы нелинейной лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения [1, 2] позволяют не только исследовать однородную ширину спектральных линий, уширенных вследствие линейного эффекта Доплера, но и определять их центр с высокой точностью. Последнее обстоятельство оказывается особенно важным при создании оптических стандартов частоты [3–6], поскольку дает возможность прямо связать частоту излучения лазера с центром квантового перехода. В исследованиях структуры линий поглощения атомных и молекулярных газов низкого давления наиболее широкое распространение получили три метода нелинейной лазерной спектроскопии: спектроскопия насыщения, двухфотонная спектроскопия и спектроскопия в пространственно-разнесенных полях. Другой подход связан с использованием методов лазерного охлаждения и пленения атомов и ионов. Это направление, интенсивно развивающееся в последние годы [7], открывает совершенно новые возможности для лазерной спектроскопии и метрологии.

Вместе с тем для развития всех методов нелинейной лазерной спектроскопии необходимо иметь достаточно узкополосное лазерное излучение (с высокой кратковременной стабильностью частоты). Для получения узкой линии излучения лазера ( $\leq 1$  Гц) используют два основных способа. Первый основан на стабилизации частоты лазера по высокочастотному интерферометру [8, 9], второй – на использовании схем спектроскопии насыщения, когда частота лазера стабилизируется в максимуме узкого оптического резонанса насыщенного поглощения [3] либо насыщенной дисперсии [4] в газе низкого давления.

Д.Ю.Примаков, П.В.Покасов, С.Н.Багаев. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13/3;  
e-mail: dima@laser.nsc.ru, pokasov@laser.nsc.ru, bagayev@laser.nsc.ru

Поступила в редакцию 9 января 2004 г., после доработки – 22 сентября 2004 г.

Чем меньше ширина резонанса, тем точнее можно настраивать частоту лазера на его центр. Однако для достижения высокой кратковременной стабильности частоты столь же важна и интенсивность резонанса (более точно – отношение сигнал/шум). Положение центра резонанса определяет долговременную стабильность и воспроизводимость частоты лазера. Для достижения высокой долговременной стабильности и особенно воспроизводимости частоты тенденция к получению предельно узких резонансов сохраняется, поскольку их использование позволяет свести к минимуму влияние различных физических и технических факторов на сдвиги центра резонанса и соответственно стабилизированной частоты лазера.

Переход к узким резонансам сопровождается резким снижением их интенсивности из-за уменьшения числа частиц, взаимодействующих с полем, что становится главным фактором, ограничивающим разрешающую способность спектроскопии насыщения. Собственно говоря, проблема обнаружения слабоинтенсивных сигналов и повышения отношения сигнал/шум является основной при практической реализации любого из перечисленных выше методов нелинейной лазерной спектроскопии.

Резонанс насыщенного поглощения (обращенный провал Лэмба) возникает при резонансном взаимодействии встречных волн с газом. Коэффициент поглощения одной из бегущих волн

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(-\frac{\Omega^2}{\omega_D^2}\right) \left(1 - \frac{\kappa}{2} \frac{\Gamma^2}{\Omega^2 + \Gamma^2}\right),$$

где  $\Omega = \omega - \omega_{21}$  – расстройка частоты волны  $\omega$  относительно частоты перехода  $\omega_{21}$ ;  $\omega_D$  – доплеровская ширина линии;  $\Gamma$  – однородная полуширина линии ( $\Gamma \ll \omega_D$ );  $\kappa$  – параметр насыщения, пропорциональный интенсивности бегущей волны (здесь  $\kappa \ll 1$ );  $\alpha_0$  – ненасыщенный коэффициент поглощения в центре линии. При условии  $\omega = \omega_{21}$  наблюдается резонанс с однородной шириной в центре доплеровски уширенной линии поглощения.

Резонанс поглощения может быть зарегистрирован при наблюдении изменения характеристик проходящего

через поглощающую среду излучения как по поглощенной мощности, так и по энергии, которая рассеивается в среде. Методы и схемы регистрации узких оптических резонансов подробно описаны в ряде монографий и обзоров [1, 2, 10].

Настоящая работа продолжает начатые в [11 – 13] экспериментальные исследования поведения формы резонансов насыщенного поглощения, наблюдаемых в полосе пропускания активного интерферометра типа Фабри – Перо, в котором содержится нелинейно-поглощающая ячейка с газом. Насколько нам известно, о возможности нелинейного усиления амплитуды резонансов насыщенного поглощения, возникающих в поле стоячей волны активного интерферометра с нелинейным поглотителем, впервые сообщалось в [12]. На основе элементарной классической теории интерферометра Фабри – Перо в [13] проведено сравнение амплитуд резонанса насыщенного поглощения для пассивного и активного интерферометров с нелинейным поглощением. Сделан вывод, что в режиме дифференциального усиления активного интерферометра выигрыш в амплитуде нелинейных резонансов по сравнению с пассивной системой может составить один-два порядка. Результаты более строгого теоретического анализа [14] показали, что в активном интерферометре «полезный» сигнал растет быстрее, чем шум, и можно добиться более чем десятикратного увеличения отношения сигнал/шум по сравнению с пассивным интерферометром.

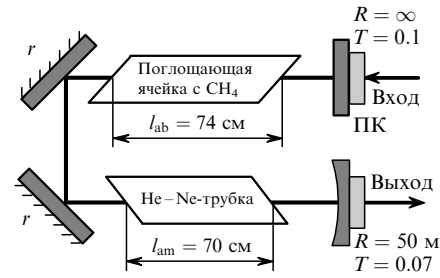


Рис.1. Схема активного интерферометра ( $l_{ab}$  – длина поглощающей ячейки,  $l_{am}$  – длина разрядного промежутка усилительной трубки, ПК – пьезокерамика; длина резонатора 180 см).

## 2. Схема эксперимента

Эксперимент по наблюдению резонансов насыщенного поглощения был выполнен на длине волны 3.39 мкм. В качестве активного интерферометра использовался He – Ne-лазер с внутррезонаторной метановой ячейкой, работавший в режиме до порога возникновения генерации. Активный интерферометр (рис.1) имел симметричную П-образную конфигурацию, образованную двумя поворотными плотными плоскими зеркалами (коэффициент отражения  $r \geq 0.98$ ), которые были установлены под углами  $45^\circ$  к оптической оси, и двумя полупрозрачными зеркалами для ввода и вывода излучения.

Общая схема экспериментальной установки представлена на рис.2. Частота излучения  $\nu_{st}$  опорного лазера

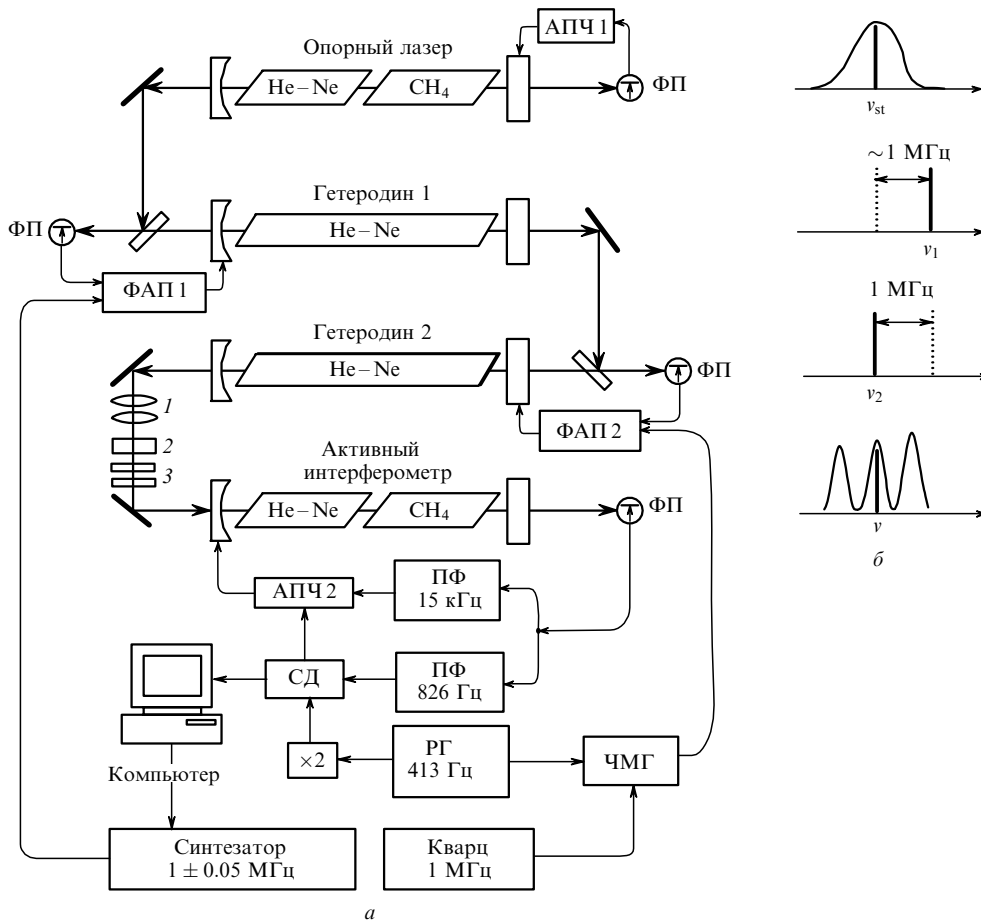


Рис.2. Схема экспериментальной установки (а) и положение частот лазеров (б):

1 – согласующая оптика; 2 – фарадеевский изолятор; 3 – калиброванные ослабители; РГ – радиочастотный генератор; ФП – фотоприемник; ПФ – полосовой фильтр; СД – синхронный детектор; АПЧ 1, АПЧ 2 – системы автоподстройки частоты; ФАП 1, ФАП 2 – системы фазовой автоподстройки частоты; ЧМГ – частотно-модулируемый генератор.

стабилизируется по резонансу насыщенного поглощения в метане, полуширина которого составляет  $\sim 50$  кГц. Система автоматической подстройки частоты (АПЧ 1) представляет собой экстремальную систему регулирования с пробным синусоидальным сигналом модуляции на частоте 15 кГц, работающую по нулевому сигналу первой гармоники мощности излучения опорного лазера. Относительная нестабильность частоты опорного лазера (параметр Аллана) изменяется с наклоном  $10^{-14}/\tau^{1/2}$  при временах усреднения  $\tau = 0.01 - 10$  с и остается не хуже  $10^{-14}$  вплоть до  $\tau = 10^3$  с [15]. Абсолютное значение частоты  $\nu_{st}$  обычно на  $2 \pm 0.5$  кГц превышает частоту центра линии поглощения метана  $F_2^{(2)}P7\nu_3$ , что неоднократно проверялось независимыми экспериментами.

Использование в экспериментальной схеме двух дополнительных гетеродинных лазеров вызвано, главным образом, простотой получения стабильного и перестраиваемого в достаточно широких пределах излучения для возбуждения активного интерферометра. Частота излучения  $\nu_1$  первого гетеродинного лазера синхронизируется по фазе с частотой излучения опорного лазера при помощи системы фазовой автоподстройки частоты (ФАП 1). Это позволяет практически без потерь переносить частотные характеристики опорного излучения на гетеродинный лазер и смещает разностную частоту между ними из области нулевых биений. Начальное смещение  $\nu_1 - \nu_{st} \approx 1$  МГц задается управляемым синтезатором, который является опорным генератором для системы ФАП 1. Частота  $\nu_2$  второго гетеродинного лазера с помощью системы ФАП 2 удерживается такой, что при условии фазовой синхронизации частот  $\nu_2$  и  $\nu_1$  постоянно сохраняется условие  $\nu_1 - \nu_2 = 1$  МГц. Длина активного интерферометра с помощью системы АПЧ 2, аналогичной системе АПЧ 1, стабилизируется так, чтобы центр  $\nu$  полосы пропускания интерферометра всегда совпадал с частотой  $\nu_2$  входящего излучения. Перестройка частоты синтезатора позволяет управлять частотой  $\nu_1$ , а значит, и частотой  $\nu_2$ , и прописывать форму линии поглощения. Диапазон и шаг перестройки синтезатора задаются программным способом.

Резонанс насыщенного поглощения регистрируется методом синхронного детектирования сигнала второй гармоники в мощности излучения, прошедшего через активный интерферометр. Модуляция входящего в интерферометр излучения осуществляется на частоте 413 Гц через частотно-модулируемый генератор (ЧМГ), который является опорным для системы ФАП 2, среднее значение частоты ЧМГ задается кварцевым генератором.

### 3. Экспериментальные результаты

Ключевым фактором при наблюдении резонансов насыщенного поглощения во внешнем интерферометре является добротность последнего. Повышение добротности приводит к увеличению эффективной длины поглощения и росту амплитуды регистрируемого сигнала. В случае пассивного интерферометра добротность является постоянной и определяется, главным образом, потерями в поглощающей среде и на зеркалах, образующих интерферометр. Для активного интерферометра добротность является регулируемой и зависит от усиления в его активной части. В приведенной схеме (рис.1) при выключенной усилительной He-Ne-трубке и давлении метана  $p_{CH_4} \approx 10^{-4}$  Тор ширина полосы пропускания активного

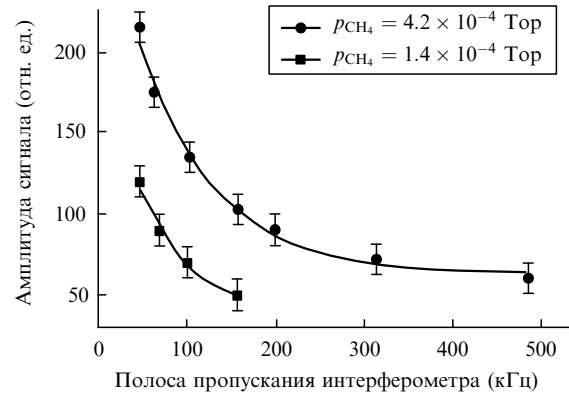


Рис.3. Зависимости амплитуды резонанса насыщенного поглощения в метане от добротности интерферометра.

интерферометра на полувысоте  $\Delta\nu$  составила  $\sim 4.7$  МГц (фактор резкости  $F \approx 18$ ). При включении усиления наблюдалось сужение полосы пропускания активного интерферометра до  $\sim 50$  кГц ( $F \approx 1700$ ). Дальнейшее сужение полосы пропускания ограничивалось тем, с какой точностью можно было приблизиться к порогу самовозбуждения интерферометра, и определялось нестабильностью тока высоковольтного источника питания усилительной He-Ne-трубки.

В эксперименте исследовалось поведение амплитуды резонансов насыщенного поглощения в зависимости от добротности активного интерферометра. Изменение добротности интерферометра достигалось регулировкой тока разряда в He-Ne-трубке. Количественно изменение добротности фиксировалось по результатам измерения ширины полосы пропускания активного интерферометра. Насыщающая мощность в интерферометре поддерживалась постоянной, для чего на пути входящего в интерферометр излучения помещались калиброванные ослабители. Эксперимент был выполнен при двух различных давлениях метана в поглощающей ячейке активного интерферометра.

Полученные экспериментальные зависимости приведены на рис.3. При сужении полосы пропускания активного интерферометра наблюдается нелинейное увеличение амплитуды резонанса насыщенного поглощения. С приближением к порогу самовозбуждения интерферометра наклон экспериментальных кривых резко возрастает и повторяет основные особенности расчетной зависимости (рис.4), выполненной на основе модели [11]. При выключенной усилительной He-Ne-трубке наблю-

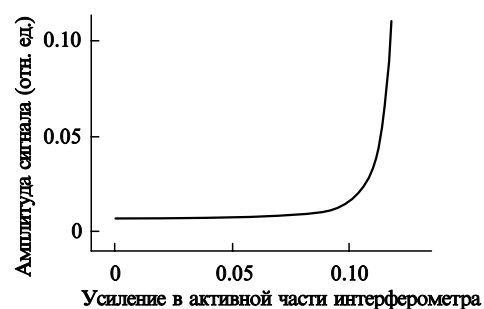


Рис.4. Расчетная зависимость амплитуды резонанса насыщенного поглощения в активном интерферометре при изменении безразмерного коэффициента усиления в He-Ne-трубке. Увеличение коэффициента усиления соответствует сужению полосы пропускания активного интерферометра.

дение резонансов не проводилось, поскольку мощности внешнего излучения было недостаточно для создания в интерферометре такого же насыщающего поля, как в активном режиме.

Необходимо отметить, что с приближением к порогу самовозбуждения активного интерферометра будет усиливаться не только сигнал насыщенного поглощения, но и шум. Поведение отношения сигнал/шум для такого случая подробно анализировалось в теоретической работе [14]. В качестве источника шума рассматривались квантовые флуктуации внешнего излучения. Было показано, что с увеличением добротности активного интерферометра «полезный» сигнал возрастает быстрее, чем шум, и вблизи порога самовозбуждения отношение сигнал/шум может увеличиться в десятки раз.

Этот вывод нашел качественное подтверждение в нашем эксперименте. Для регистрации резонансов насыщенного поглощения использовался охлаждаемый жидким азотом InSb-фотодетектор. Собственный шум фотодетектора был в несколько раз меньше, чем шум попавшего на него излучения. Для сравнения на рис.5 представлены записи формы второй гармоники резонанса нелинейного поглощения при  $p_{\text{CH}_4} \approx 4.2 \times 10^{-4}$  Тор, полученные при полосе пропускания активного интерферометра  $\Delta\nu \approx 480$  и 50 кГц. Видно, что рост сигнала заметно превышает рост шума, что согласуется с теоретическими выводами [14]. Соответственно возрастает разрешающая способность эксперимента, о чем говорят более выраженная асимметрия формы резонанса (рис.5,б) и воз-

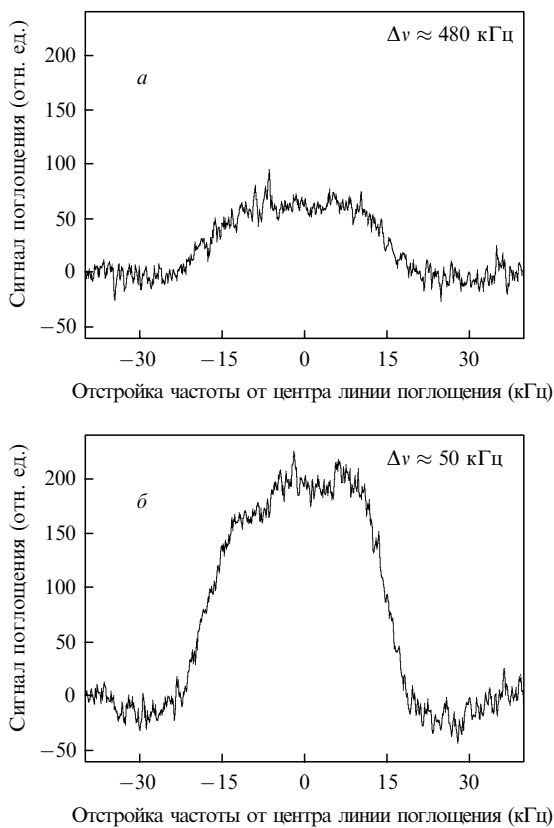


Рис.5. Экспериментальные записи резонанса насыщенного поглощения в метане при различной добротности активного интерферометра (постоянная времени синхронного детектора  $\tau = 1$  с, шаг отстройки частоты 117 Гц).

можность различать три компонента сверхтонкой структуры  $F_2^{(2)}$ -линии метана. Сравнив амплитуды сигналов на рис.5,а и б и соответствующие им дисперсии шума, мы оценили полученное в этом случае увеличение отношения сигнал/шум (примерно в три раза). Рост отношения сигнал/шум при изменении добротности активного интерферометра наблюдался также и при  $p_{\text{CH}_4} \approx 1.4 \times 10^{-4}$  Тор.

#### 4. Заключение

С использованием представленной схемы лазерного спектрометра на основе активного интерферометра проведены исследования поведения амплитуды резонанса насыщенного поглощения в зависимости от добротности активного интерферометра.

Пассивный интерферометр можно рассматривать как систему с заданной добротностью, которая определяется потерями на зеркалах и поглощением. Размещение в интерферометре дополнительно усиливающей среды позволяет регулировать его добротность и повышать амплитуду резонансов насыщенного поглощения. Характер наблюдавшегося увеличения амплитуды сигнала при изменении добротности согласуется с теоретическим расчетом. Результаты эксперимента подтверждают теоретический вывод [14] о возможности повышения отношения сигнал/шум в активном интерферометре по сравнению с пассивной системой.

По мнению авторов, использование активного интерферометра с насыщающимся поглотителем является перспективным для схем нелинейной спектроскопии и стабилизации частоты лазеров.

Авторы благодарят А.К.Дмитриева и А.А.Курбатова за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-16464-а).

1. Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (М.: Наука, 1990).
2. Demtroder W. *Laser Spectroscopy* (Berlin, Heidelberg, New-York: Springer-Verlag, 1996).
3. Багаев С.Н., Чеботаев В.П. *УФН*, **148**, 143 (1986).
4. Губин М.А., Проценко Е.Д. *Квантовая электроника*, **24**(12), 1080 (1997).
5. Basov N.G., Gubin M.A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**(6), 857 (2000).
6. Бакланов Е.В., Покасов П.В. *Квантовая электроника*, **33**(5), 383 (2003).
7. Eschner J., Morigi G., Schmidt-Kaler F., Blatt R. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 1003 (2003).
8. Drever R.W.P., Hall J.L., Kowalski F.V., Hough J., Ford G.M., Munley A.J., Ward H. *Appl. Phys. B*, **31**, 97 (1983).
9. Young B.C., Cruz F.C., Itano W.M., Bergquist J.C. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3799 (1999).
10. Ye J., Ma L.-S., Hall J.L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 6 (1998).
11. Pokasov P.V., Primakov D.Yu., Bagayev S.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4900**, 167 (2002).
12. Остроменский М.П., Покасов П.В. В кн.: *Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики* (Новосибирск: изд-е ин-та теплофизики СО АН СССР, 1991, с.290); Покасов П.В., Остроменский М.П. *Тез. докл. Междун. конф. «Оптика лазеров-93»* (Санкт-Петербург, 1993, с.308).
13. Bagayev S.N., Pokasov P.V. *Laser Phys.*, **10**, 894 (2000).
14. Bagayev S.N., Kurbatov A.A., Titov E.A. *Laser Phys.*, **11**, 1313 (2001).
15. Bagayev S.N., Dmitriyev A.K., Pokasov P.V. *Laser Phys.*, **7**, 989 (1997).