

Дж. Х. Чурнсайд, Е.П. Гордов

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ АМПЛИТУДНО-СЖАТОГО СВЕТА

Обсуждается применение излучения диодных лазеров, сжатого с помощью отрицательной обратной связи в высокочувствительной спектроскопии. Показано, что чувствительность ограничена качеством детектора и типом используемой обратной связи. Предсказана возможность определения поглощения с точностью лучшей, чем обычный предел дробового шума фотодетектора. В частности, для существующих фотодетекторов может быть достигнуто трехкратное улучшение чувствительности по сравнению с уровнем, достигаемым при использовании идеального лазера.

1. Введение

Получение света с пониженными по сравнению с когерентным состоянием флуктуациями числа фотонов получило название амплитудное сжатие. В таком излучении фотоны обладают свойством антигруппировки, т. е. появляются более регулярно, чем в когерентном состоянии, где их появление чисто случайно. Такой свет также характеризуется распределением числа фотонов более узким, чем пуассоновское распределение, присущее когерентному состоянию. Впервые эти свойства света экспериментально наблюдались в резонансной флуоресценции [1, 2].

Амплитудное сжатие также было получено в полупроводниковом диодном лазере с отрицательной обратной связью [3, 4]. В этих экспериментах лазерное излучение детектировалось фотодиодом, затем ток фотодиода обращался, усиливался и связывался с управляющим лазером током цепи обратной связи. Так как здесь для получения сжатого света все лазерное излучение детектируется фотодиодом, то он недоступен для дальнейших экспериментов. Если же отклонить часть лазерного излучения до детектирования, то флуктуации в ней будут даже больше, чем в случае отсутствия обратной связи. Один из возможных выходов из этой ситуации — замена обратной связи высокоимпедансным источником питания с постоянным током. Такой подход также был использован для получения сжатия на частотах от 350 до 450 МГц, однако он не подходит для применения на низких частотах из-за так называемого $1/f$ шума.

Для использования сжатого света, получаемого с помощью обратной связи в спектроскопии, можно поместить поглотитель между лазером и детектором и использовать сжатый свет для измерений поглощения. В данной статье эта возможность проанализирована и показано, что она не дает преимуществ по сравнению с использованием обычного когерентного света.

Другая возможность спектроскопических приложений заключается в использовании квантового неразрушающего измерения числа фотонов в цепи обратной связи [6–8]. В этом случае большая часть сжатого излучения сохраняется для измерений поглощения. В наиболее широко обсуждаемом подходе лазерное излучение проходит через нелинейную среду (ячейку Керра), в результате чего коэффициент рефракции среды немного изменяется. Это изменение определяется интерферометрически, с помощью пробного лазера, работающего на другой длине волны. Излучение этого лазера и используется для образования сигнала обратной связи. В этом случае большинство фотонов, испускаемых первым лазером, проходит через нелинейную среду. Такой подход был использован, хотя чувствительность, достигнутая в первом эксперименте [9], была недостаточна.

В этой статье мы рассмотрим возможности использования амплитудно-сжатого света для высокочувствительных измерений поглощения. Необходимость таких измерений важна для исследования очень слабых линий. Мы показали, что чувствительность спектроскопических измерений с амплитудно-сжатым излучением ограничивается качеством детектора и может быть значительно лучше, чем обычный предел дробового шума.

2. Амплитудное сжатие

Проанализируем работу лазера, модель которого изображена на рис. 1. Излучение лазера детектируется фотодиодом, в токе которого имеется детерминированная составляющая и вклад случайного шума. В квантовой теории этот шум отражает статистические свойства света [10].

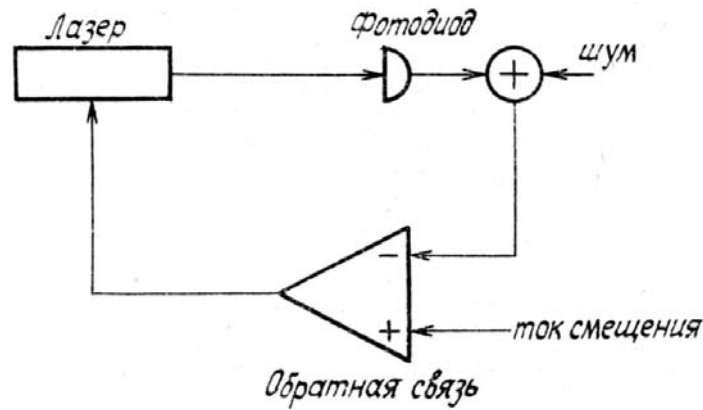


Рис. 1. Схема амплитудного сжатия отрицательной обратной связью

В полуклассической интерпретации, которой мы будем пользоваться ниже, этот шум, возникающий внутри фотодиода, есть дробовой шум фототока. Ток фотодиода далее обращается и связывается с током смещения. Усиленный результирующий ток используется как ток, вызывающий генерацию лазера. Число электронов, образовавшихся в фотодиоде в интервале Найквиста, может быть записано как

$$n_d = \eta_d m_e + n_n, \quad (1)$$

где η_d — квантовая эффективность детектора; m_e — среднее число фотонов в интервале Найквиста и n_n — число шумовых электронов в интервале. Величина n_n является случайной переменной с нулевым средним и дисперсией

$$\sigma_n^2 = \langle n_d \rangle. \quad (2)$$

Выражение (2) показывает, что рассматривается случай идеального лазера.

Число лазерных фотонов дается как

$$m_e = \eta_e G (n_b - n_d), \quad (3)$$

где η_e — дифференциальная квантовая эффективность лазера, G — коэффициент усиления и n_b — число электронов в интервале Найквиста в токе смещения.

Подставляя (3) в (1), находим

$$n_d = \frac{n_e n_d G n_b + n_n}{1 + \eta_e \eta_d G}. \quad (4)$$

Среднее значение и дисперсия числа электронов равны

$$\langle n_d \rangle = \frac{\eta_e \eta_d G n_b}{1 + \eta_e \eta_d G}; \quad (5)$$

$$\sigma_{n_d}^2 = \frac{\langle n_d \rangle}{(1 + \eta_e \eta_d G)^2}. \quad (6)$$

Выражение (6) показывает, что за счет обратной связи дисперсия фототока меньше, чем в случае пуассоновского распределения в $(1 + \eta_e \eta_d G)^{-2}$ раз. Для уменьшения дисперсии желательно работать с очень большим усилением. В этом случае $\langle n_d \rangle = n_b$, $\sigma_{n_d}^2 = n_b / \eta_e^2 \eta_d^2 G^2$ шум может быть очень малым. Соответствующие выражения для разомкнутой обратной связи (когерентное состояние поля) даются $\langle n_d \rangle = \eta_e \eta_d G n_b$, $\sigma_{n_d}^2 = \eta_e \eta_d G n_b$.

3. Измерения внутри цепи

Рассмотрим случай, когда слабопоглощающая среда помещена между лазером и детектором. Выход фотодетектора становится равным

$$n_d = \frac{\eta_e \eta_d G e^{-\delta} n_b + n_n}{1 + \eta_e \eta_d G e^{-\delta}}, \quad (7)$$

где δ — поглощение среды. Мы заинтересованы в высокочувствительном измерении очень малых отличий в поглощении. Следовательно, можно считать δ малым и разложить (7) в ряд Тейлора. Удерживая только два первых члена, имеем

$$n_d \simeq \frac{\eta_e \eta_d G n_b + n_n}{1 + \eta_e \eta_d G} - \frac{\eta_e \eta_d G (n_b - n_n) \delta}{(1 + \eta_e \eta_d G)^2}. \quad (8)$$

Для построения $\hat{\delta}$, характеризующей поглощение, определенное из измерений фототока (ее среднее значение даст искомое поглощение), положим n_n в (8) равным нулю и разделим его относительно δ . Это означает, что мы оцениваем поглощение выражением

$$\hat{\delta} = (1 + \eta_e \eta_d G) \left[1 - \frac{1 + \eta_e \eta_d G}{\eta_e \eta_d G n_b} n_d \right]. \quad (9)$$

Тогда с точностью до первого порядка дисперсия равна

$$\sigma_{\hat{\delta}}^2 = \frac{1 + \eta_e \eta_d G}{\eta_e \eta_d G n_b} + \frac{2\eta_e \eta_d G - 1}{\eta_e \eta_d G n_d} \delta \quad (10)$$

и в пределе большого усиления и слабого поглощения ведет себя как $1/n_b$.

Для сравнения рассмотрим случай разомкнутой цепи. Здесь $\hat{\delta}$ имеет вид

$$\hat{\delta} = 1 - \frac{n_d}{\eta_e \eta_d G n_b} \quad (11)$$

и дисперсия запишется как

$$\sigma_{\hat{\delta}}^2 = \frac{1 - \delta}{\eta_e \eta_d G n_b}. \quad (12)$$

При малых δ дисперсия стремится к $(\eta_e \eta_d G n_b)^{-1}$. На первый взгляд кажется, что случай разомкнутой цепи обратной связи может достигать большей точности за счет увеличения усиления. Однако мощность лазерного излучения при этом также возрастает и это ограничивает усиление, которое может быть использовано. Для более точного сравнения двух случаев следует отметить, что $\eta_e \eta_d G n_b$ есть $\langle n_d \rangle$ при разомкнутой цепи. В замкнутой цепи с большим усилением $\langle n_d \rangle \simeq n_b$. Следовательно, оба случая (и замкнутой, и разомкнутой цепи обратной связи) дают одинаковый результат

$$\sigma_{\hat{\delta}}^2 \simeq 1 / \langle n_d \rangle. \quad (13)$$

4. Внешние измерения

Для того чтобы выполнить измерение поглощения среды, не включенной в цепь обратной связи, нам следует привести квантовое неразрушающее измерение. Для идеального неразрушающего измерения статистика фотонов выходного излучения находится так же, как и статистика фотоэлектронов, в разделе 2. Среднее значение числа фотонов равно

$$\langle m_0 \rangle = \frac{\eta_e \eta_q G n_b}{1 + \eta_e \eta_q G}, \quad (14)$$

где η_q — квантовая эффективность неразрушающего измерения. В качестве примера рассмотрим измерение на основе эффекта Керра по схеме, изображенной на рис. 2. Лазерное излучение проходит через нелинейную среду и немного изменяет ее коэффициент рефракции. При этом потери излучения должны быть минимальными. Измерения коэффициентов рефракции проводятся интерферометриче-

ски, пробный лазер работает на другой длине волны или с другой поляризацией. На детектор подается излучение из интерферометра, ток усиливается и используется в схеме обратной связи. В этом случае η_q должна быть произведением следующих множителей:

- 1) коэффициента пропускания первой светоделительной пластины и передней границы ячейки Керра;
- 2) изменения индекса рефракции среды за один сигнальный фотон;
- 3) изменения фазы излучения пробного лазера за единичное изменение коэффициента рефракции;
- 4) изменения в выходящей из интерферометра мощности пробного излучения за единичное изменение фазы и
- 5) квантовой эффективности детектора интерферометра. Отражение от задней границы ячейки Керра и второй светоделительной пластины излучения сигнального лазера не влияет на измерение и не включено в η_q .

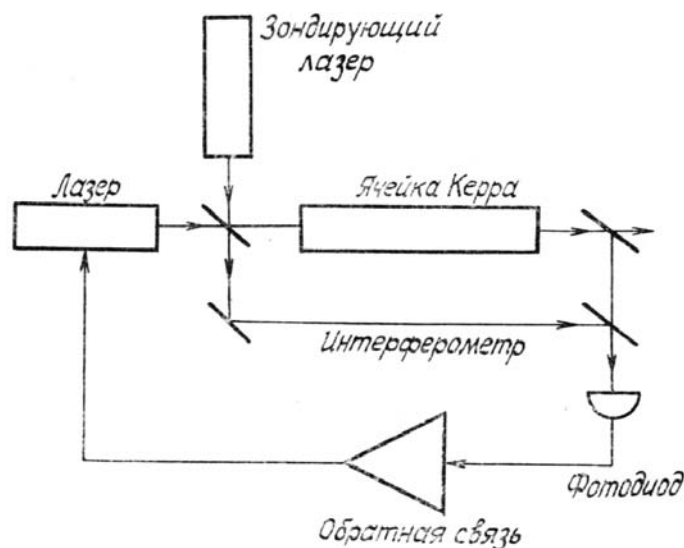


Рис. 2. Схема амплитудного сжатия с помощью квантового неразрушающего измерения на основе эффекта Керра

Дисперсия числа фотонов равна, по аналогии с (6),

$$\sigma_{m_0}^2 = \frac{\langle m_0 \rangle}{(1 + \eta_e \eta_q G)^2}. \quad (15)$$

Для детектора с меньшей чем единица квантовой эффективностью число фотоэлектронов в любом интервале будет биномиальной случайной переменной с числом фотонов, соответствующим числу испытаний событий, и с квантовой эффективностью, являющейся вероятностью желаемых событий. Статистика тока может быть найдена усреднением условного биномиального распределения по распределению числа налетающих фотонов. Следовательно,

$$\langle n_d \rangle = \eta_d \langle m_0 \rangle = \frac{\eta_e \eta_q \eta_d G n_b}{1 + \eta_e \eta_q G}; \quad (16)$$

$$\sigma_{n_d}^2 = \eta_d (1 - \eta_d) \langle m_0 \rangle + \eta_d^2 \sigma_{m_0}^2 = \eta_d (1 - \eta_d) \frac{\eta_e \eta_q G n_b}{1 + \eta_e \eta_q G} + \eta_d^2 \frac{\eta_e \eta_q G n_b}{(1 + \eta_e \eta_q G)^3}. \quad (17)$$

Для больших G выражение (17) принимает вид

$$\sigma_{n_d}^2 = (1 - \eta_d) \langle n_d \rangle, \quad (18)$$

что приближается к $\langle n_d \rangle$ в случае распределения Пуассона для малых значений квантовой эффективности, но может стать очень маленьким для близкой к единице квантовой эффективности фотодетектора. Здесь, однако, следует отметить, что отражение от границы ячейки Керра должно быть учтено при определении значения η_d , что может существенно уменьшить сжатие.

Если мы поместим поглотитель перед детектором, то число фотоэлектронов

$$n_d = \eta_d e^{-\delta} m_0. \quad (19)$$

Тогда для слабого поглощения имеем

$$\hat{\delta} = 1 - \frac{1 + \eta_e \eta_q G}{\eta_e \eta_q \eta_d G n_b} n_d. \quad (20)$$

Дисперсия $\hat{\delta}$ дается

$$\sigma_{\hat{\delta}}^2 = \frac{1 + \eta_e \eta_q G}{\eta_e \eta_q \eta_d G n_b} (1 - \eta_d + \hat{\delta}) + \frac{1}{\eta_e \eta_q G (1 + \eta_e \eta_q G) n_b}. \quad (21)$$

При большом усилении и малом поглощении дисперсия принимает вид

$$\sigma_{\hat{\delta}}^2 = (1 - \eta_d + \hat{\delta}) / \eta_d n_b. \quad (22)$$

Из (22) следует, что сжатие уменьшает разброс в измерении поглощения в $(1 - \eta_d + \hat{\delta})^{1/2}$ раз для малых значений $\hat{\delta}$.

Сравнение (22) с (13) показывает, что в пределах малых $\hat{\delta}$ ширина распределения в $(1 - \eta_d)^{1/2}$ раза уже, чем при использовании идеального лазера для существующих образцов фотодетекторов [11] ($\eta_d \approx 0,9$), что дает выигрыш в точности в 3 раза.

1. Kimble H.J., Dagenais M., Mandel L. //Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 691.
2. Short R., Mandel L. //Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 384.
3. Machida S., Yamamoto Y. //Opt. Commun. 1986. V. 57. P. 290.
4. Yamamoto Y., Imoto N., Machida S. //Phys. Rev. 1986. A. V. 33. P. 3243.
5. Machida S., Yamamoto Y., Itaga Y. //Phys. Rev. Lett. 1987. V. 10. P. 1000.
6. Imoto N., Haus H.A., Yamamoto Y. //Phys. Rev. 1985. A. V. 32. P. 2287.
7. Haus H.A., Yamamoto Y. //Phys. Rev. 1986. A. V. 34. P. 270.
8. Kitagawa H., Yamamoto Y. //Phys. Rev. 1986. A. V. 34. P. 3974.
9. Imoto N., Watkins S., Sasoki Y. //Opt. Commun. 1987. V. 61. P. 159.
10. Loudon R. The quantum theory of light. Clarendon Press, Oxford, 1973.
11. Debuisschert T., Reynaud S., Heidmann A. and all. //Quant. Opt. 1989. V. 1. P. 3.

Лаборатория распространения волн
Национальной администрации по океану и атмосфере, Боулдер (США)
Институт оптики атмосферы СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
25 октября 1990 г.

J. H. Churnside, E. P. Gordov. **Sensitive Absorption Measurements Using Amplitude Squeezed Light.**

The application of amplitude-squeezed light obtained from semiconductor diode lasers with different types of negative feedback to sensitive absorption measurements is considered. It is shown that the sensitivity is limited by the type of feedback loop and by the quality of the detector. It is predicted that it can be much better than the usual shot-noise limit. For existing photodetectors a factor-of-3 improvement in the sensitivity can be obtained.