нение выбранной модели в районах порогов требует дополнительного обоснования. Наиболее тщательно в нашей работе изучалась область непрерывного спектра в районе серий резонансов, сходящихся к $n=3$ порогу развала H^-. Сечения, полученные в L- и V-приближениях, лежат в пределах ошибок эксперимента. Результаты обработки наших данных по формулам изолированного резонанса (см., напр., [1]) и сравнение их с данными других авторов даны в таблице. Следует обратить внимание на тот факт, что на рис. 1 и в таблице опущены данные о структурах с ширинами порядка 10^{-4} и меньше, наблюдаемых нами при энергиях возбуждения 12,5325; 12,6525; 12,69 и 12,833 эВ. Возможно, эти структуры (они видны на рис. 2 и 3) обусловлены недостаточной точностью используемого варианта численной реализации метода R-матрицы. В работах других авторов структуры подобных размеров не обсуждаются в связи с недостаточной точностью расчетов [3]. Из данных, приведенных на рис. 2, видно, что развал дважды возбужденного H^- идет главным образом на $2p$-состояние остаточного H, что наиболее ярко проявляется в точках узких резонансов. На рис. 3 показано поведение параметров анизотропии β_{2p} и $\beta_{n=2}$, рассчитанных в V-приближении; β-параметры имеют аналогичную структуру и в L-приближении.

Расчеты выполнены на ЭВМ ЕС-1066 НИИЯФ МГУ и ЕС-1036 ВЦ ХПИ. Авторы благодарят участников научного семинара ЛТП НИИЯФ МГУ под руководством проф. В. В. Балашова, а также Ю. Ф. Смирнова, Л. Я. Стотланда, А. М. Широкова за полезные обсуждения. Авторы также выражают благодарность сотрудникам ВЦ ХПИ Л. В. Белоусовой, И. Н. Мирошниченко за помощь в подготовке программного обеспечения.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Бурков С. М., Страхова С. И.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1984. **25**, № 3. С. 42. [2] Бурков С. М., Летяев Н. А., Страхова С. И.//Там же. 1989. **30**, № 1. С. 6. [3] Anil Pathak et al.//J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1988. **21**. P. 2939. [4] Fano U.//Rep. Prog. Phys. 1983. **46**. P. 97. [5] Berrington K. A. et al.// //Comp. Phys. Comm. 1978. **14**. P. 367. [6] Pekeris C. L.//Phys. Rev. 1962. **126**. P. 1470. [7] Hamm M. E. et al.//Phys. Rev. Lett. 1979. **43**. P. 1715. [8] Smith S. J., Burch D. S.//Phys. Rev. 1957. **116**. P. 1125. [9] MacArthur D. W. et al.//Phys. Rev. 1985. **A32**. P. 1921. [10] Cohen S. et al.//Phys. Rev. 1987. **A36**. P. 4728.

Поступила в редакцию
16.01.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 4

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.14

КВАНТОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ И СЖАТЫЕ СОСТОЯНИЯ В НЕЛИНЕЙНОМ РЕЗОНАТОРЕ

А. В. Белинский

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Предложено квантовое решение задачи об эволюции поля в нелинейном резонаторе произвольной добротности. На примере происходящей в нем фазовой самомодуляции или параметрического усиления показана несостоятельность соответствующих полуклассических теорий. В частности, предсказываемая ими эффективность сжатия оказывается преувеличенной, а рекомендуемые режимы его достижения — не оптимальными.

Получение и использование квантовых сжатых состояний в последние годы вызывают повышенный интерес, поскольку они связаны с решением целого ряда фундаментальных и прикладных проблем. Их привлекательность обусловлена возможностью снижения дробовых шумов фотодетектирования, что ведет к повышению предельных характеристик разнообразных высокоточных измерительных и приемопередающих систем [1—3]. Однако экспериментальных результатов по получению глубокого сжатия за последние три года практически нет [2, 3]. Примерно двукратное подавление дробовых шумов остается рекордным. Одной из причин такого положения, видимо, являются слишком обнадеживающие прогнозы полуклассических теорий генерации сжатых состояний в резонаторах [2, 4], поскольку именно при помощи последних осуществляется большинство экспериментов. Так, в [4] с использованием полуклассического подхода, справедливого к тому же лишь для высокодобротных резонаторов, прогнозируется идеальное сжатие излучения, сформированного в бистабильном резонаторе, содержащем среду с кубической нелинейностью. При этом режим работы должен быть максимально приближен к пороговому (соответствующему скачку из нижнего устойчивого состояния в верхнее), а отстройка Ω от несущей равна нулю. Аналогичные предсказания следуют и из полуклассических теорий параметрического усиления в резонаторах [2]. Квантовое решение задачи, изложенное далее, приводит к иным результатам: эффективность сжатия оказывается меньшей, оптимальным является допороговый режим, а частота Ω должна быть отлична от нуля. Более того, в резонаторе с фазовой самомодуляцией на пороге вместо сжатия может происходить рост флуктуаций обеих квадратур.

Пусть резонатор, например Фабри-Перо, содержащий среду с кубической нелинейностью, освещается когерентной волной и в нем устанавливается поле с некоторой средней интенсивностью, обусловливающей нелинейный фазовый набег Ψ за один полный обход. Нас будут интересовать квантовые флуктуации одномодового излучения перед выходным зеркалом. Для их описания воспользуемся моделью, согласно которой флуктуационная часть поля складывается из флуктуаций с нулевой средней амплитудой исходно когерентных или вакуумных состояний, проникших в резонатор через частично пропускающие зеркала и совершивших различное число обходов m. Если взаимное влияние этих волн в процессе взаимодействия отсутствует, то результирующее поле представляет собой просто их суперпозицию, например $a(t)=\sum\limits_1^m a_m(t)$, где $a(t)$ — медленно меняющийся оператор уничтожения фотона в представлении Гейзенберга.

Этот результат получается из следующих несложных соображений. Вначале для простоты положим, что одно из зеркал резонатора — глухое с единичным коэффициентом отражения. Амплитудные коэффициенты отражения и пропускания другого зеркала соответственно R и τ, причем $R^2+\tau^2=1$. Пусть внутри резонатора перед светоделительным зеркалом в некоторый начальный момент времени t_i имеется мода излучения, характеризуемая оператором $a_i(t_i)$. После первого акта отражения ее оператор уничтожения равен $a_1'(t_i)=Ra_i(t_i)+\tau a_0(t_i)$, где a_0 соответствует проникшей в резонатор внешней моде, например вакуумной. Преобразование в резонаторе регулярной части внешнего сигнала адекватно описывается классически, поэтому может нами не учитываться. После полного обхода резонатора (за время T) и взаимодействия в нелинейной среде оператор $a_1'(t_i)$ эволюционирует в некоторый новый $a_1(t_i)$. Конкретный вид преобразования будет рассмотрен ниже. Второму акту переотражения ($m=2$) соответствует $a_2'(t)=Ra_1(t_i)+\tau a_0(t_i+T)$, где T — время полного обхода резонатора, $t=t_i+(m-1)T$ — текущий момент времени, и т. д. Очевидно, что операторы $a_m(t_1)$ и $a_n^+(t_2)$ при $m\neq n$ коммутируют. Стационарному взаимодействию соответствуют условия $m\to\infty$ и $t\to-\infty$. При этом, в силу того что $|R|<1$, член $R^m a_i(t_i)$ пропадает и мы приходим к простому суммированию исходно вакуумных флуктуаций, совершивших различное число проходов m. При описании резонатора с двумя частично пропускающими зеркалами появляется лишь дополнительная сумма, соответствующая проникшим через второе зеркало вакуумным флуктуациям и также совершившим m обходов. Такая модель справедлива при квазилинейном преобразовании флуктуаций в среде:

$$a_m(t)=(R_1R_2)^{m-1}\exp\{-im\theta\}[\tau_1\exp\{-i\theta/2\}[\mu_{m-1/2}a_{0m1}[t-T(m-1/2)]+$$
$$+\nu_{m-1/2}a^+_{0m1}[t-T(m-1/2)]]+\tau_2R_1[\mu_m a_{0m2}(t-mT)+\nu_m a^+_{0m2}(t-mT)]], \quad (1)$$

где индексы «1» и «2» относятся к первому (входному) и второму (выходному) зеркалам, операторы a_{0m} и $a^+{}_{0m}$ соответствуют входящему в резонатор вакуумному излучению, μ_m и ν_m — постоянные, определяемые видом взаимодействия в среде, $\theta=\omega T$ — фазовый набег за это время на несущей частоте ω.

Коммутаторы входящих в (1) операторов таковы:

$$[a_{0mj}(t_1),\ a^+_{0mk}(t_2)]=\delta_{jk},\quad [a_{0mj}(t_1),\ a^+_{0nk}(t_2)]_{m\neq n}=$$
$$=\begin{cases}\delta_{jk} \text{ при } |\Delta t|<T,\\ 0 \text{ при } |\Delta t|\geqslant T,\end{cases}\quad \Delta t=t_2-t_1. \quad (2)$$

При $m \neq n$ эти операторы коммутируют в случае $|\Delta t| > T$, поскольку при разделении во времени на интервал T и более они описывают независимые вакуумные флуктуации.

Снижение дробовых шумов фотодетектирования возможно, например, при гетеродинировании выходящей из резонатора одномодовой волны. Из общего описания детектирования [1] следует, что при совпадении частоты гетеродина с собственной частотой моды корреляционная функция фототока равна

$$G(\Delta t) = \eta^2 \langle I \rangle^2 + \eta \langle I \rangle \delta(\Delta t) + \eta^2 I_{l.o.} (\tau_2^2/T) \{[\langle a^+(t_1)\, a^+(t_2)\rangle +$$

$$+ \exp\{-i \cdot 2\varphi_{l.o.}\} \langle a^+(t_1)\, a(t_2)\rangle + \text{к. с.}]\, \vartheta(\Delta t) + (t_1 \leftrightarrow t_2)\}, \qquad (3)$$

где $\langle I \rangle$ — средняя интенсивность излучения, $I_{l.o}$ и $\varphi_{l.o}$ — интенсивность и фаза гетеродина, η — квантовый выход, а ступенчатая функция $\vartheta(\Delta t)$ отлична от нуля и равна единице только при $\Delta t \geqslant 0$.

Прохождение одномодовым излучением среды, в которой происходит фазовая самомодуляция, описывается зависимостью [5] $a(t) = \exp\{-i\chi^{(3)} a_0^+ a_0 t\}\, a_0$, где $\chi^{(3)}$ — коэффициент кубической нелинейности, а индекс «0» соответствует $t=0$. Тогда при $\chi^{(3)} t \ll 1$, что всегда выполнимо на практике, имеем $\mu_m = 1 - im\Psi$, $\nu_m = -im\Psi \times \exp\{-i \cdot 2\varphi\}$, где φ — постоянная фаза, связанная с фазой регулярной составляющей сигнала. Определяя корреляционную функцию (3), а затем ее спектр, получим (фаза гетеродина опущена, так как она просто суммируется с φ)

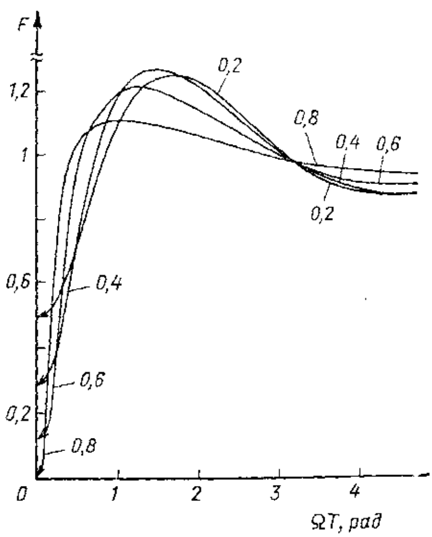
$$G(\Omega) = \eta^2 \langle I \rangle^2 \delta(\Omega) + \eta \langle I \rangle + 2\eta^2 I_{l.o.} \Psi \tau_2^2 \Big\{ \delta(\Omega) \sum_{m=1}^{\infty} (R_1 R_2)^{2(m-1)} \times$$

$$\times [\tau_1^2 \Pi_{m-1/2,0} + R_1^2 \tau_2^2 \Pi_{m,0}] + 2\,\mathrm{sinc}(\Omega T/2) \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} (R_1 R_2)^{2(m-1)+n} \times$$

$$\times [\tau_1^2 \Pi_{m-1/2,n} + R_1^2 \tau_2^2 \Pi_{m,n}] \cos[(n + 1/2)\,\Omega T]\Big\},$$

$$\Pi_{m,n} = [2(m+n)\,\Psi \sin^2(\varphi + m\theta) - \sin 2(\varphi + m\theta)]\, m. \qquad (4)$$

Из этого соотношения следует, что эффективное подавление дробовых шумов возможно лишь в результате некоторой отстройки от собственной частоты моды, так как $G(0) \infty \delta(\Omega)$. В этой связи важно отметить критичность системы именно к одномодовому режиму, поскольку на выбранной нами частоте отстройки могут появиться другие моды, взаимодействующие в резонаторе, учет которых внесет в общую картину соответствующие δ-функции и эффект сжатия окажется уничтоженным. При дискретном наборе мод необходимо выбирать Ω в межмодовых интервалах частот.



Графики зависимости фактора Фано $F = G/\langle I \rangle$ от ΩT при $\langle I \rangle / I_{l.o} = R_1 = \eta = \Psi = 1$. Цифры при кривых соответствуют значению R_2^2. Когерентному излучению соответствует $F=1$

Как показывают расчеты, идеальное сжатие не достигается ни при каких значениях входящих в (4) параметров. Вблизи порога получено лишь увеличение флуктуаций. Однако режимы работы, в которых формируются сжатые состояния, возможны (см. рисунок). Оптимальным является допороговый режим. Стрелки на рисунке отражают тот факт, что при $\Omega = 0$ величина F бесконечна (δ-функция). При построении графиков проведена оптимизация по φ и θ для $\Omega T \to 0$: при $R^2 = 0{,}2$ $\varphi = 0{,}197$, $\theta = -0{,}03$; при $R^2 = 0{,}4$ $\varphi = 0{,}136$, $\theta = -0{,}0139$; при $R^2 = 0{,}6$ $\varphi = 0{,}084$, $\theta = -0{,}0051$; при $R^2 = 0{,}8$ $\varphi = 0{,}039$, $\theta = -0{,}011$.

По изложенной методике исследовано также резонаторное вырожденное одномодовое параметрическое усиление в поле неистощающейся классической накачки. Результаты получаются качественно похожими. Оптимальным является допороговый режим, необходима ненулевая отстройка Ω и обеспечение одномодовой генерации. Наибольшее подавление дробовых шумов также достигается при $\eta=1$, $\langle I\rangle = I_{l.o}$ и «одностороннем» резонаторе, т. е. $R_1=1$. Оптимальными фазами являются $\theta=2\pi k$, $\varphi_{l.o}-\varphi=\pi+2\pi k$, $k=0, 1, 2\ldots$. При этом

$$\frac{G(\Omega\neq 0)}{\langle I\rangle} = 1-2R_2e^{-\gamma}\operatorname{sinc}(\Omega T)\,\frac{\tau_2^2(1-e^{-2\gamma})(2\cos\Omega T-1-Re^{-\gamma})}{(1-R_2^2e^{-2\gamma})(1-2R_2e^{-\gamma}\cos\Omega T+R^2e^{-2\gamma})}, \tag{5}$$

где γ — инкремент усиления за один обход резонатора. Порогу соответствует $R_2=e^{-\gamma}$ (соотношение (5) справедливо и при превышении порога генерации).

Изложенные результаты существенно отличаются от известных выводов и прогнозов, сделанных на основе полуклассического рассмотрения. В чем же причина этих различий? Она заключается в неодинаковости классического и квантового описаний отражения от частично пропускающего зеркала. Если классическая волна разделяется при этом на прошедшую и отраженную регулярным образом, то деление потока квантов носит вероятностный характер, и чем меньше коэффициент отражения, тем существенней это сказывается на результирующей картине в отраженной волне. Этим и объясняется увеличение количественных различий полуклассического и квантового описаний с уменьшением добротности резонатора.

Отметим также, что аналогичная ситуация наблюдается и при двулучевой интерференции в схеме интерферометра Маха-Цендера, в одном из плеч которого расположена среда с кубической нелинейностью. Там также результаты полуклассического и квантового подходов существенно различаются [6].

Автор благодарен А. С. Чиркину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Смирнов Д. Ф., Трошин А. С.//УФН. 1987. **153**. С. 233. [2] Squeezed states of electromagnetic field//J. Opt. Soc. Am. 1987. **B4**, N 10. [3] Abstracts of Papers for the Sixth Rochester Conference on Coherence and Quantum Optics. N. Y. June 1989. [4] Reynaud S., Giacobino E.//J. de Physique. 1988. **49**, N 6. P. C2-477. [5] Ritze H. H., Bandilla A.//Opt. Commun. 1979. **29**. P. 126. [6] Белинский А. В., Чиркин А. С.//Квант. электроника. 1989. **16**. С. 889.

Поступила в редакцию
26.09.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31. № 4

УДК 535.2:373.2

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ГИСТЕРЕЗИСА В ДВУХПРОХОДНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ С НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДОЙ И ПОВОРОТНЫМ ЗЕРКАЛОМ

В. А. Булохова, А. А. Голубков, Я. М. Жилейкин, В. А. Макаров

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Исследована устойчивость стационарных состояний поля в поляризационном отражателе. Показано существование в нем поляризационной бистабильности и гистерезисных эффектов.

В работе [1] было показано, что взаимодействие встречных волн в поляризационном отражателе (оптической системе, состоящей из плоского зеркала и помещенной перед ним изотропной непоглощающей среды с кубической нелинейностью) в стационарном режиме может приводить к появлению неоднозначной зависимости угла поворота Φ эллипса поляризации дважды прошедшего среду излучения от степени эллиптичности падающего света B. При этом интенсивность и степень эллиптичности света на входе и выходе системы одинаковы. В настоящей работе численно исследована устойчивость различных ветвей стационарных зависимостей Φ от B и от интенсивности распространяющегося света W. Показано, что в отражателе могут быть реализованы поляризационная мультистабильность и гистерезисные переключения.