

СТАТИСТИКА ФЛУКТУАЦИЙ ЭНЕРГИИ СТОКСОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ВКР¹⁾

А.С.Грабчиков, С.Я.Килин, В.П.Козич, Н.М.Иодо

Впервые зарегистрировано изменение статистики энергии стоксовых импульсов при увеличении моноэнергетической накачки от распределения с наиболее вероятным значением вблизи нуля к стабилизированному со средним ненулевым значением. Обнаружены область бистабильности с двумя максимумами в распределении и резкий край в низкоэнергетическом крыле распределения при нелинейном режиме ВКР в поле широкополосной накачки.

1. Известно, что при вынужденном комбинационном рассеянии энергия рассеянных стоксовых импульсов испытывает сильные флуктуации. Статистические свойства этих флуктуаций, возникающих из квантовых шумов и усиливающихся до макроскопических величин, в последнее время интенсивно исследуются как теоретически ^{1–7}, так и экспериментально ^{8–11}. В работе ¹ было предсказано, а в работах ^{8, 9} обнаружено, что при выполнении условий

1) Работа была представлена на XII конференции по когерентной и нелинейной оптике, Москва, август 1985 г.

а) нестационарности режима ВКР ($\gamma = \tau_{\text{имп}} / T_2 g_s I_n L \lesssim 1$, где $\tau_{\text{имп}}$ – длительность импульса накачки, T_2 – время колебательной релаксации, g_s – коэффициент усиления ВКР, I_n – интенсивность импульса накачки, L – длина ВКР среды), б) отсутствия обеднения накачки и населенностей уровней (линейный режим ВКР, коэффициент преобразования $\eta = W / W_L$ энергии накачки W_L в энергию стоковых импульсов W много меньше единицы), в) одномодовости по пространственным (число Френеля $F = A / \lambda_s L$ активной зоны ВКР меньше единицы, A – поперечное сечение зоны, λ_s – длина волны стокова излучения) и временным ($\Delta \omega_n T_2 \ll 1$, где $\Delta \omega_n$ – ширина спектра накачки) характеристикам накачки статистические свойства "затравочных" спонтанных фотонов сохраняются при усилении и флуктуации энергии стоковых импульсов описываются экспоненциальной функцией распределения

$$\mathcal{P}(W) = \langle W \rangle^{-1} \exp(-W / \langle W \rangle), \quad (1)$$

где $\langle W \rangle$ – среднее значение энергии стоковых импульсов. Для такого распределения характерны значительные флуктуации энергии с дисперсией, составляющей 100 %, даже в случаях, когда импульсы накачки полностью воспроизводимы⁹. Наиболее вероятное событие соответствует, согласно (1), стоковому импульсу с энергией, близкой к нулевой.

Нарушение любого из перечисленных выше условий а)– в) приводит к отклонению функции распределения $\mathcal{P}(W)$ от экспоненциального вида (1). Так, при возбуждении нескольких пространственных мод ($F > 1$), распределение $\mathcal{P}(W)$ близко к гамма-распределению¹¹

$$\mathcal{P}_N(W) = \frac{1}{(N-1)!} \frac{W^{N-1}}{\langle W \rangle^N} \exp(-W / \langle W \rangle), \quad (2)$$

где N – число статистически независимых пространственных мод. Теория, учитывающая поперечное распределение накачки, разработана в⁷.

С другой стороны при увеличении интенсивности накачки нарушается условие б) линейности режима ВКР, что приводит к изменению статистических свойств "затравочных" фотонов в процессе распространения и, как результат, к стабилизации флуктуаций W с наиболее вероятным значением, отличным от нуля (см. эксперимент¹⁰ и теоретическое объяснение^{5,6}). Однако, вопрос о том, каким образом осуществляется переход распределения от вида (1) к стабилизированному, оставался открытым. В настоящей работе экспериментально исследована статистика энергии стоковых импульсов при таком переходе, а именно при переходе от линейного и нестационарного режима ВКР к нелинейному при увеличении интенсивности накачки как с широкополосным, так и узкополосным спектром.

2. Первая стоковая компонента ВКР ($\lambda_s = 683$ нм) возбуждалась в кювете с молекулярным водородом (давление водорода $p = 50$ атм, $L = 120$ см, $T_2 = 0,148$ нс) излучением второй гармоники ($\lambda_n = 532$ нм) ИАГ: Nd³⁺ – лазера с импульсами длительностью $\tau_{\text{имп}} = 10 \div 15$ нс, энергией до 10 мДж и с частотой следования 10 Гц¹². Генератор имел неустойчивый резонатор с поляризационным выводом излучения, которое усиливалось в усилителе. Ширина лазерного излучения $\Delta \omega_n$ уменьшалась с помощью эталона Фабри – Перо до значений $0,2 \text{ см}^{-1}$ при электрооптической модуляции добротности и до $0,06 \text{ см}^{-1}$ при пассивной модуляции на основе кристалла LiF с F²⁻-центрами. Возбуждающее излучение, интенсивность которого с помощью призмы Глана или светофильтров менялась в пределах $I_n = 10^7 \div 10^9 \text{ Вт/см}^2$, фокусировалось в кювету линзой с $f = 30$ см. Выходящее из кюветы излучение собиралось линзой ($f = 50$ см) и разлагалось стеклянной призмой на спектральные компоненты, из которых с помощью диафрагмы и фильтров выделялся стоков импульс. Энергии каждого стокова импульса и возбуждающего его лазерного импульса регистрировались фотодиодами. Электрические импульсы оцифровывались с помощью АЦП и поступали в мини-ЭВМ "Мера-60", которая работала в качестве 2-х мерного анализатора. Система регистрации распре-

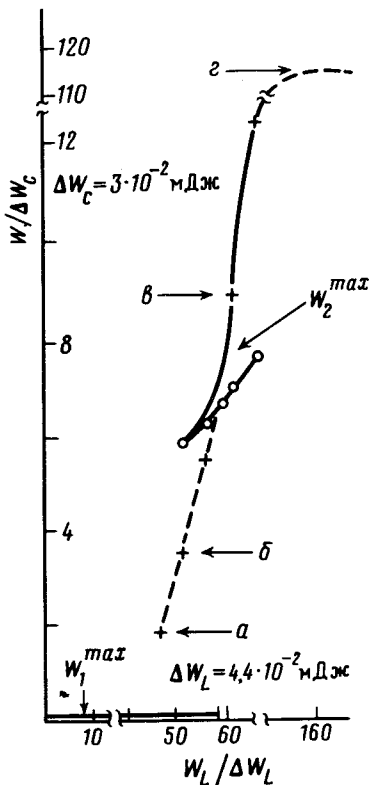
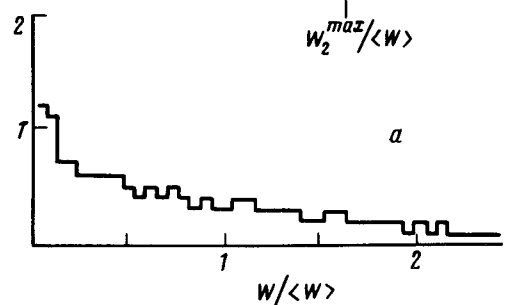
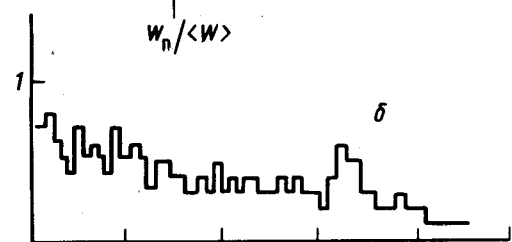
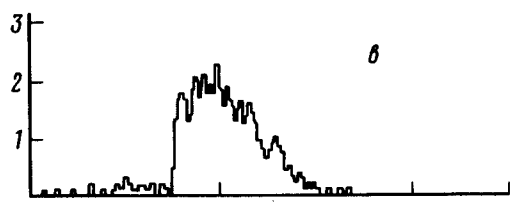
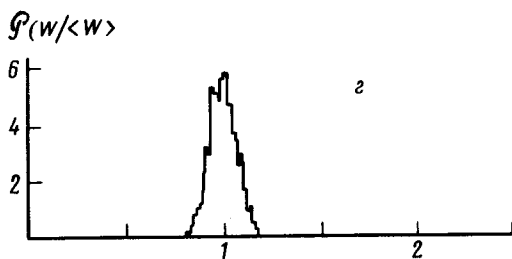


Рис. 1

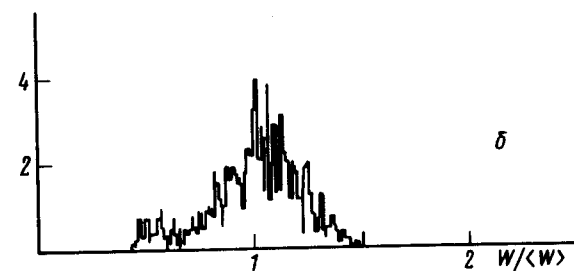
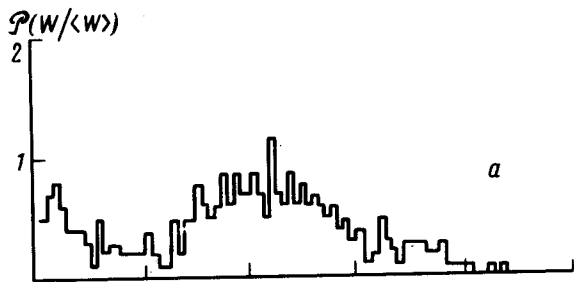


Рис. 1. Зависимость средней энергии стоксовых импульсов $\langle W \rangle$ (пунктир, крестики соответствуют экспериментальным данным), энергии второго максимума в распределении W_2^{max} (сплошная кривая) и энергии резкого края W_1 (кружки) от энергии лазерных импульсов W_L и гистограммы распределения энергии стоксовых импульсов при различных эффективностях: $\eta = 1\%$ (а), $\eta = 4\%$ (б), $\eta = 6\%$ (в), $\eta = 46\%$ (г) преобразования широкополосной ($\Delta\omega_H \approx 0,2 \text{ см}^{-1}$) накачки в режиме нестационарного ($\gamma \approx 1 \div 3$) ВКР

Рис. 2. Гистограммы распределения энергии стоксовых импульсов при узкополосной ($\Delta\omega_H \approx 0,06 \text{ см}^{-1}$) накачке: а) — $\eta \approx 5\%$, б) — $\eta \approx 20\%$

дел. Я энергия каждого лазерного импульса и возбужденного им стокова импульса в один из 256 интервалов (каналов) и тем самым давала возможность получить набор гистограмм энергий стоковых импульсов, каждая из которых соответствовала определенным (с точностью $0,5 \div 1\%$ в зависимости от номера канала²⁾) значением энергии лазерных импульсов. Объем выборки для каждой гистограммы составлял от 10^3 до 10^4 .

3. Полученные экспериментальные результаты представлены на рис. 1 и рис. 2, из которых следует.

— Для относительно малых интенсивностей накачки ($I_H \lesssim 10^8$ Вт/см², средняя эффективность преобразования $\eta < 1\%$) осуществляется распределением энергии стоковых импульсов с наиболее вероятным значением $W = W_1^{max}$ вблизи нуля³⁾ (рис. 1, а). Полученные для этого случая гистограммы отличаются от экспоненциального вида (1), вследствие того, что число Френеля возбуждаемой области кюветы изменялось в пределах $1 \div 5$ в зависимости от диаметра диафрагмы в лазерном пучке.

— При эффективностях КВР-преобразования, когда обеднением накачки нельзя пренебречь ($\eta > 1\%$), в распределении $\mathcal{P}(W)$ появляется максимум при ненулевых значениях $W = W_2^{max}$ (рис. 1, б и рис. 2, а). Существует область интенсивностей накачки, для которой эти два максимума присутствуют совместно (бистабильность).

— При более высоких коэффициентах преобразования ($\eta \approx 5 \div 6\%$) первый максимум на W_1^{max} исчезает. Второй максимум имеет резкий край (порог) в низкоэнергетической области $\mathcal{P}(W)$ в точке $W = W_H$ (рис. 1, в). Это "пороговое" явление реализуется только в случае широкополосной накачки (порог наблюдался при $\Delta\omega_H \approx 0,2$ см⁻¹, при $\Delta\omega_H \approx 0,06$ см⁻¹ он отсутствовал (рис. 2)).

Следует отметить, что W_H соответствует постоянной эффективности преобразования ($\eta = \eta_H$). Для данного эксперимента $\eta_H \approx 5,6\%$.

— Для сильно нелинейного режима ВКР ($\eta \approx 40\%$) флуктуации энергии стоковых импульсов стабилизируются вблизи W_2^{max} (рис. 1, г и рис. 2, б). Наименьшее значение дисперсии стабилизированного распределения, измеренного нами, составляло 4%. Для гистограммы на рис. 1, г стабилизация составляет 8%.

4. Такие зарегистрированные в данном эксперименте особенности распределения энергии стоковых импульсов ВКР, как распределение с наиболее вероятным значением вблизи нуля в линейном нестационарном режиме и стабилизация распределения при нелинейном режиме ВКР, находятся в хорошем согласии с предсказаниями теории^{2, 5, 7}. Однако, обнаруженные в области перехода к нелинейному режиму ВКР явления бистабильности и существования низкоэнергетического края еще не имеют адекватного теоретического объяснения. Мы предполагаем, что возникновение резкого края в распределении обусловлено захватом фаз при широкополосной накачке¹³, а явления бистабильности — сильной чувствительностью распределения к пространственным флуктуациям накачки^{7, 11}.

Следует также отметить, что проведенные исследования затрагивают более широкий круг проблем, нежели только проблемы ВКР, вследствие того, что изученная система представляет пример неустойчивой нелинейной квантовой системы, в которой микроскопические квантовые флуктуации усиливаются до макроскопических, наблюдаемых величин. Другим таким примером являются флуктуации времен задержки импульсов суперфлуоресценции, наблюдаемые в^{14, 15}.

2) Ошибка измерения энергии регистрирующей аппаратуры определялась в независимых экспериментах, когда в оба канала 2-х мерного анализатора посылались лазерные импульсы.

3) Первый канал не использовался в данных экспериментах, так как в него попадали сигналы от технических шумов.

В заключение авторы благодарят П.А.Апанасевича, В.А.Орловича, Г.В.Венкина, Ю.Е.Дьякова, С.Ю.Никитина, за полезные обсуждения результатов работы. Один из авторов (С.К.) благодарит Д.Линде и К.Наттерманна за присылку работы до публикации.

Литература

1. *Raymer M.G., Mostowski J.* Phys. Rev., 1981, **A24**, 1980.
2. *Raymer M.G., Rzazewski K., Mostowski J.* Opt. Lett., 1982, **7**, 71.
3. *Rzazewski K., Lewenstein M., Raymer M.G.* Opt. Comm., 1982, **43**, 451.
4. *Haake F.* Phys. Lett., 1982, **90 A**, 127.
5. *Lewenstein M.* Z. Physik, 1984, **B56**, 69.
6. *Trippenbach M., Rzazewski K.* Phys. Rev., 1985, **A31**, 1932.
7. *Raymer M.G., Walmsley I.A., Mostowski J., Sobolewska B.* Phys. Rev., 1985, **A32**, 332.
8. *Walmsley I.A., Raymer M.G.* Phys. Rev. Lett., 1983, **50**, 962.
9. *Fabricius N., Nattermann K., D. von der Linde.* Phys. Rev. Lett., 1984, **52**, 113.
10. *Walmsley I.A., Raymer M.G., Sizer II T., Duling III I.N., Kafka J.D.* Opt. Comm., 1985, **53**, 137.
11. *Nattermann K., Fabricius N., D. von der Linde.* Opt. Comm., 1985 (в печати).
12. *Апанасевич П.А., Грабчиков А.С., Квач В.В., Козич В.П., Орлович В.А.* 1985, Препринт № 365 ИФ АН БССР, Минск.
13. *Джотян Г.П., Дьяков Ю.Е., Зубарев И.Г., Миронов А.Б., Михайлов С.И.* 1977, Квантовая электроника, **4**, 1377.
14. *Glauber R., Haake F.* Phys. Lett., 1978, **68 A**, 29.
15. *Polder D., Schuurmans, Vrehan A.* Phys. Rev., 1979, **A19**, 1192.

Институт физики
Академии наук Белорусской ССР

Поступила в редакцию
26 декабря 1985 г