

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

535.14

СЖАТЫЕ СОСТОЯНИЯ СВЕТА*M.K. Тайш, Б.Э.А. Салэ*

(Колумбийский университет, Нью-Йорк;

Университет шт. Висконсин, Мэдисон, США)

(Quantum Optics. 1989. V. I. Pp. 153 — 191)

В статье рассмотрены сжатые состояния света с использованием элементарных представлений об электромагнитной волне. В разделах 1 — 3 вводятся основные понятия, далее обсуждаются два типа неклассического света — сжатие квадратурных компонент (разделы 4 — 6) и сжатие флюктуаций числа квантов (разделы 7 — 9). В последней части статьи приведен список первых экспериментов с неклассическим светом и рассматривается ряд применений (или потенциальных применений) сжатого света. В заключение приводится список литературы обзорного характера и дается краткая ее характеристика.

1. Неопределенности характеристик световой волны. Рассмотрим монохроматическую световую волну, используя классические представления. Синусоидальное электрическое поле может быть представлено в виде суммы двух комплексных величин, $a(t)$ и $a^*(t)$, зависящих от времени:

$$E(t) = 1/2(a(t) + a^*(t)). \quad (1)$$

Эти величины можно рассматривать как фазоры (1) , которые врачаются на комплексной плоскости по мере развития процесса во времени (рис. 1). Фазор

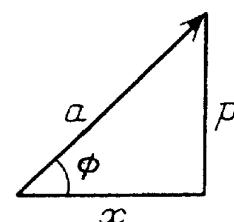


Рис. 1. Представление напряженности электрического поля классической монохроматической волны в виде фазора или квадратурных компонент

может быть описан в терминах комплексной амплитуды a и зависящего от времени фактора $e^{-i\omega t}$. Комплексная амплитуда может быть представлена в виде $a = x + ip$, где x и p — действительные величины. Используя эти соотношения, можно выразить напряженность электрического поля E через квадратурные компоненты x и p :

$$E(t) = x \cos \omega t + p \sin \omega t, \quad (2)$$

где

$$x = \frac{1}{2}(a + a^*), \quad (3)$$

$$p = \frac{1}{2}(a - a^*). \quad (4)$$

Компоненты x и p называются квадратурными компонентами потому, что разность фаз между косинусом и синусом равна 90° . Энергия классической

моды поля такой, как в нашем случае, пропорциональна квадрату напряженности электрического поля, и, следовательно, $|a|^2$, которая, конечно, постоянна и не ограничена по величине.

Пусть в момент времени $t = 0$ фазор $a(t)$ находится в начальном положении, изображенном штриховой линией a на рис. 2. Он может быть задан либо его величиной и начальной фазой, либо начальными значениями его проекций x и p . Фазор вращается с угловой скоростью ω , которая является угловой частотой оптического поля. Его проекция на ось x меняется во времени по синусоидальному закону и имеет максимальное значение $|a|$. Существует много способов выбора ортогональных осей координат; например, оси x' и p' показаны на рис. 2.

Рис. 2. Для монохроматического классического света выбор различных положений a в начальный момент приводит к различным значениям x , p и φ

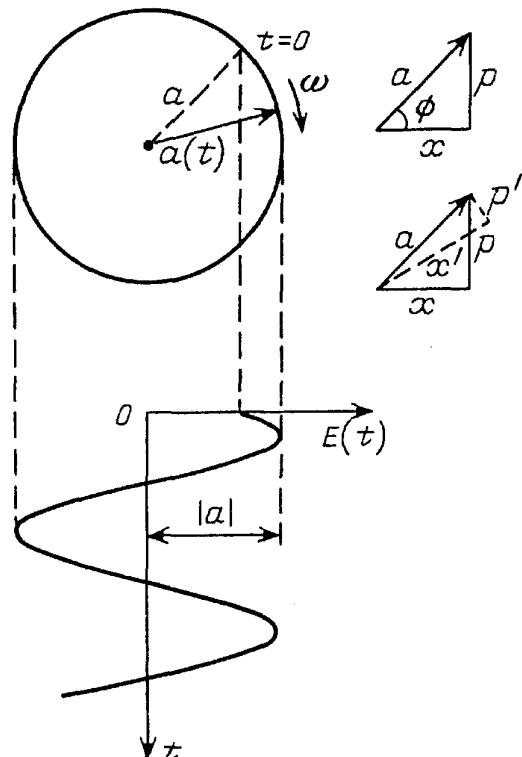
сказано и с квантовомеханической точки зрения. Величины $E(t)$, $a(t)$, $a^*(t)$, x и p на рис. 1 и 2 становятся в этом случае операторами в гильбертовом пространстве. В соответствии с законами квантовой механики оператор уничтожения $a(t)$ и эрмитово сопряженный ему оператор рождения $a^+(t)$ подчиняются коммутационным соотношениям для бозонов:

$$[a(t), a^+(t)] = a(t)a^+(t) - a^+(t)a(t) = 1. \quad (5)$$

Это, в свою очередь, означает, что x и p не коммутируют друг с другом. Более того, они подчиняются коммутационному соотношению следующего вида:

$$[x, p] = \frac{i}{2}. \quad (6)$$

А это означает, что квадратурные компоненты поля подчиняются соотноше-



нию неопределенности Гейзенберга следующего вида:

$$\sigma_x \sigma_p \geq \frac{1}{4}, \quad (7)$$

где σ — стандартное отклонение величины, указанной в индексе. В отличие от классического поля эти величины не могут быть одновременно определены с неограниченной точностью. Средняя энергия моды квантованного поля равна $\hbar\omega [\langle n \rangle + (1/2)]$, где $\hbar\omega$ — энергия фотона и $n = a^\dagger a$ — оператор числа фотонов. Дополнительная нулевая ($\langle n \rangle = 0$) энергия поля $\hbar\omega/2$ есть энергия вакуумных флуктуаций.

Неопределенности, связанные с каждой из квадратурных компонент этого квантовомеханического поля, графически представлены на рис. 3. Средние

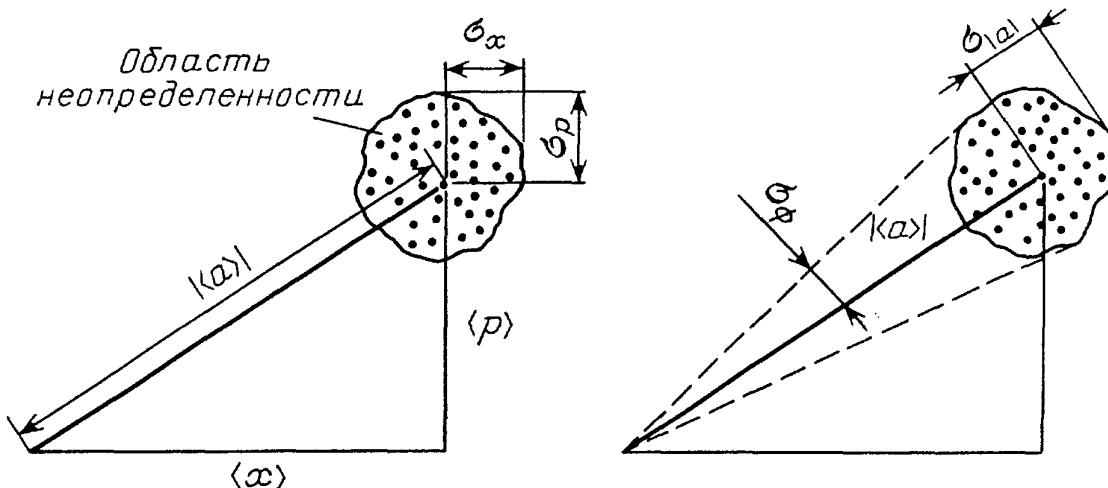


Рис. 3. Представления неопределенностей характеристик квантовомеханического поля в декартовых и полярных координатах

значения $\langle x \rangle$ и $\langle p \rangle$ и их стандартные отклонения σ_x и σ_p показаны на верхней части рисунка. Там же показана область неопределенности (пунктирная область), указывающая на неприменимость простого классического описания фазора. В состоянии с минимальной неопределенностью выполняется равенство $\sigma_x \sigma_p = 1/4$. В правой части рис. 3 картина неопределенности величины a представлена в полярных координатах. Здесь показаны стандартное отклонение амплитуды $\sigma_{|a|}$, неопределенность угловой фазы σ_ϕ и среднее значение $|\langle a \rangle|$. В достаточно малой области вблизи среднего значения неопределенность флюктуаций числа фотонов σ_n может быть выражена через $\sigma_{|a|}$, если воспользоваться приближенным соотношением $n \approx |a|^2$. Дифференцируя

$$\Delta n \approx 2|a|\Delta|a|, \quad (8)$$

получаем

$$\sigma_n \approx 2\langle n \rangle^{1/2}\sigma_{|a|}, \quad (9)$$

где $\sigma_n \equiv \Delta n$. Угловая неопределенность σ_ϕ может быть выражена через отношение неопределенности длины дуги к $\langle n \rangle^{1/2}$. Хотя эти выражения не являются вполне корректными, тем не менее они дают грубое представление о соотношении различных неопределенностей.

Ясно, что неопределенности, связанные с квантовым характером поля, можно достаточно хорошо проиллюстрировать как в декартовой, так и в полярной системе координат. Первая представляется удобной для описания квадратурно-сжатого света, а вторая — для описания света, сжатого по флуктуациям числа квантов. Скоро мы в этом убедимся.

2. Примеры состояний поля. В этом разделе мы обсудим два примера состояний светового поля. Первое — когерентное состояние [1], которое может быть, например, реализовано при генерации газовым лазером с идеальной амплитудной стабилизацией, работающим существенно выше порога генерации. Как показано в верхней части рис. 4, когерентное состояние может быть

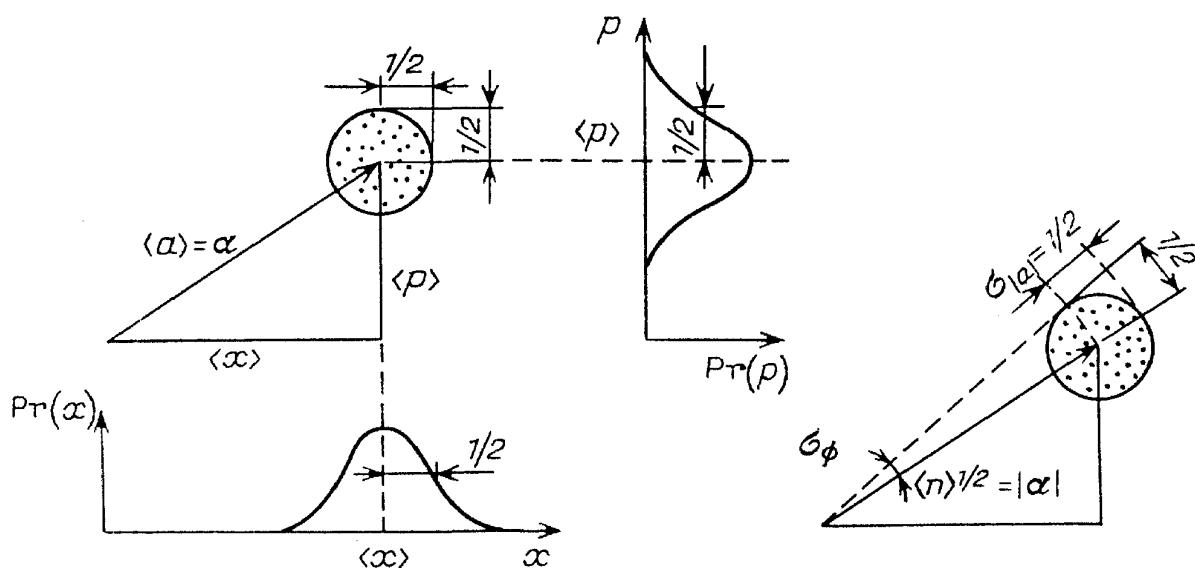


Рис. 4. Соотношение неопределенностей для квадратурных компонент и для числа квантов и фазы в когерентном состоянии поля

представлено фазором со средним значением $|\langle a \rangle| = \alpha$ и окружающей его круговой областью неопределенности. Величина x имеет гауссову функцию распределения $Pr(x)$ со средним значением $\langle x \rangle$ и стандартным отклонением $\sigma_x = 1/2$. Квадратурные компоненты когерентного состояния симметричны, так что $\sigma_x \sigma_p = 1/4$; когерентное состояние является состоянием с минимальной неопределенностью. В правой части рис. 4 показано представление в полярных координатах. В соответствии со свойствами распределения Пуассона для когерентного состояния дисперсия числа фотонов в точности равна среднему числу квантов. Используя выражения для σ_n и σ_φ из предыдущего раздела, с учетом того, что $\sigma_{|a|} = 1/2$ и неопределенность длины дуги равна $1/2$, получим так называемое полуклассическое выражение для произведения неопределенностей числа квантов и фазы:

$$\sigma_n \sigma_\varphi = 1/2. \quad (10)$$

Второй пример — вакуумное состояние поля, показанное на рис. 5. Это тоже когерентное состояние, но с $\alpha = 0$, так что $\langle x \rangle = \langle p \rangle = 0$. Это — состояние

с минимумом неопределенности, для которого $\sigma_x \sigma_p = 1/4$. В представлении чисел заполнения вакуумному состоянию соответствует $n = 0$; это будет использоваться в дальнейшем. Хотя $\langle n \rangle = 0$, вакуумная мода поля имеет энергию, равную $\hbar\omega/2$, и, следовательно, в ней проявляются остаточные флюктуации x , p и $E(t)$. Хотя вакуум и лишен фотонов, он обладает шумом.

Зависимость напряженности электрического поля от времени

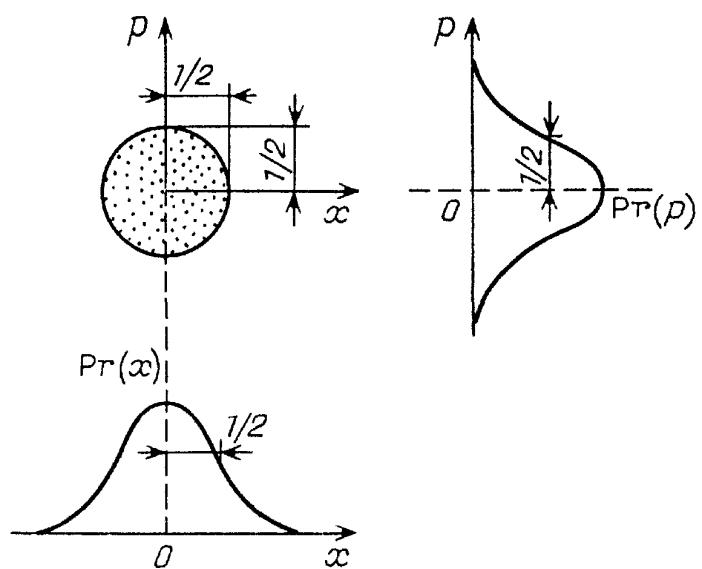


Рис. 5. Соотношение неопределенностей квадратных компонент для вакуумного состояния поля

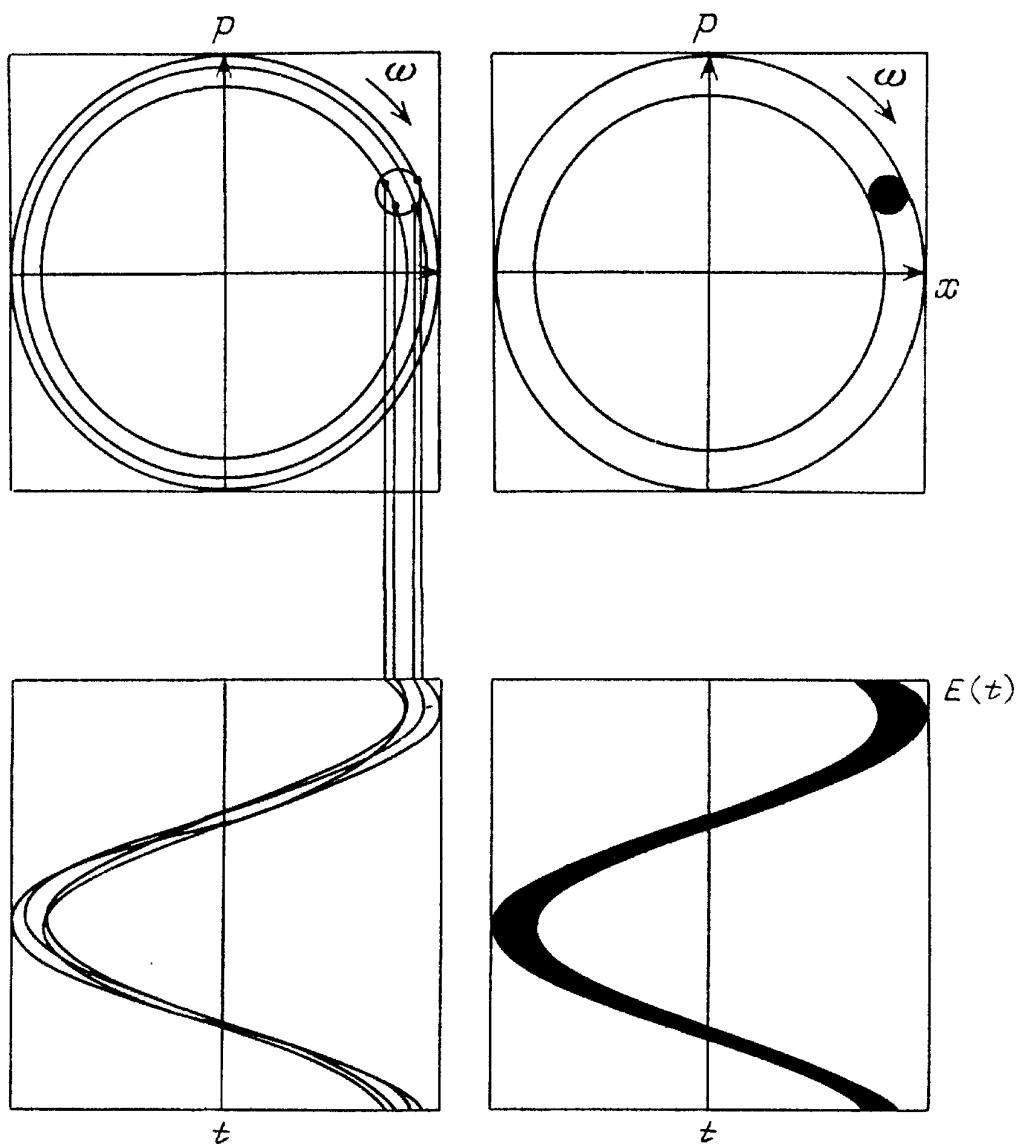


Рис. 6. Временная зависимость напряженности электрического поля для когерентного состояния

в когерентном состоянии представлена на рис. 6. В отличие от классического поля $E(t)$, напряженность которого имеет определенное значение в каждый момент времени (см. рис. 2), напряженность квантового поля всегда имеет неопределенность. Это следствие того, что α — оператор, а не комплексное число. В принципе гауссово распределение квадратурных компонент когерентного состояния поля допускает произвольно большие значения амплитуды когерентного поля в любой момент времени. Однако ее значения обычно лежат в пределах одного стандартного отклонения σ около среднего значения. Фазоры α , концы которых лежат в круге неопределенности (черный круг в правом верхнем квадранте рис. 6), очерчивают область девиации напряженности поля $E(t)$ (нижний правый квадрант рис. 6) по мере того, как круг вращается с угловой скоростью ω . В верхнем и нижнем левых квадрантах рис. 6 показан механизм очерчивания $E(t)$ для четырех произвольных значений α из круга неопределенности. Реальная часть α , т.е. проекция на ось x , определяет синусоидальную функцию по времени с соответствующей амплитудой и фазой.

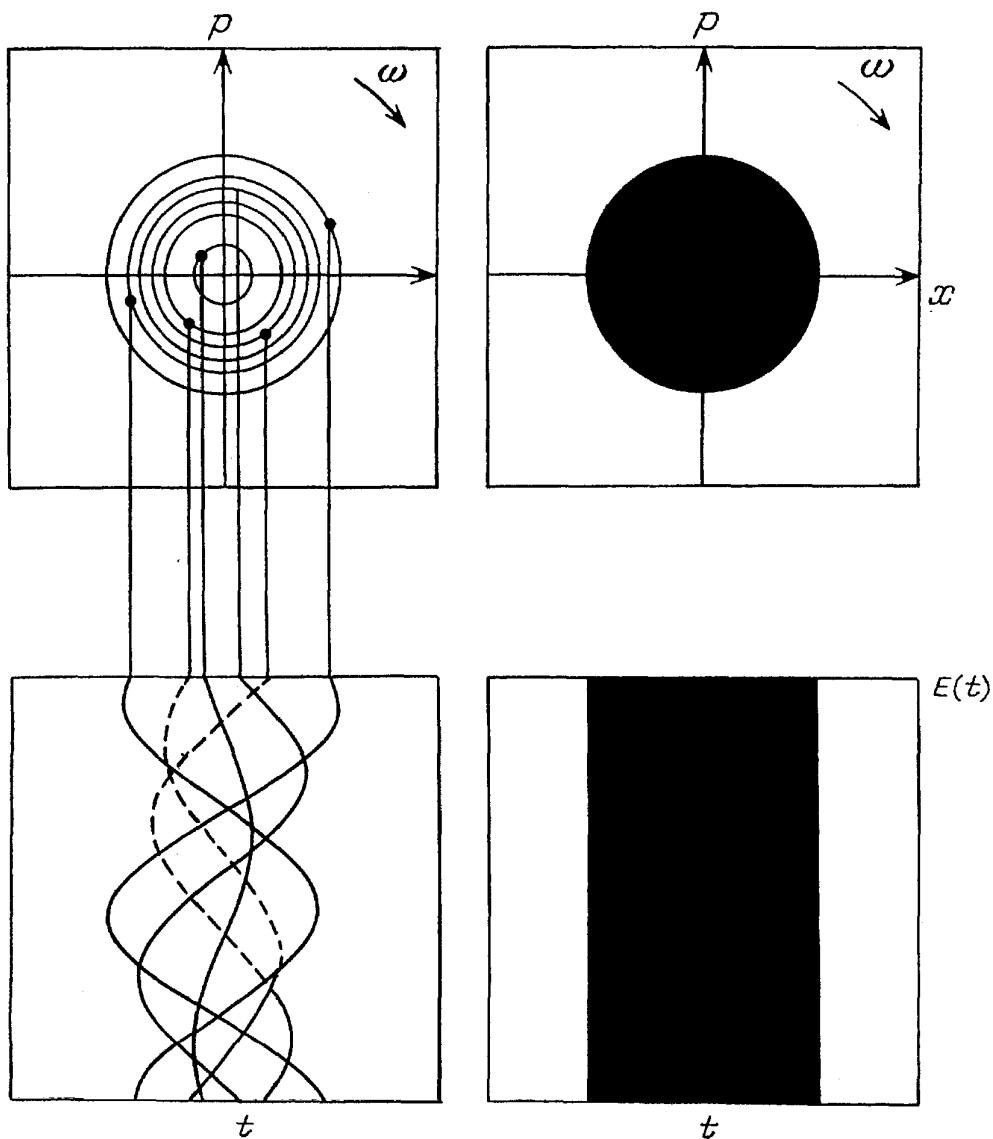


Рис. 7. Временная зависимость напряженности электрического поля для вакуумного состояния

Совокупность всех точек из круга неопределенности и дает $E(t)$, которое представлено в правом нижнем квадранте рис. 6. Для когерентного состояния флуктуации напряженности электрического поля не зависят от его фазы. Аналогично может быть получен и вид временной зависимости напряженности электрического поля в вакуумном состоянии, что и проиллюстрировано на рис. 7. Вид синусоидальных временных функций для шести возможных значений α из круга неопределенности изображен в верхнем и нижнем левых квадрантах. Совокупность всех точек из круга неопределенности очерчивает область с границами для амплитуды поля $E(t)$. Хотя вакуумное поле имеет шумовой характер, его среднее значение, конечно, равно нулю. Шум снова является фазово независимым.

3. Определения сжатого состояния поля. Когерентное и вакуумное состояния поля, описанные выше, не являются сжатыми состояниями. Сейчас мы рассмотрим два вида сжатых состояний поля.

Введем следующее определение: состояние является *квадратурно-сжатым*, если какая-либо квадратурная компонента имеет стационарное отклонение, меньшее его значения, равного $1/2$, для когерентного (или вакуумного) состояния поля [2 — 10]. Неопределенность одной квадратуры может быть меньше значения $1/2$, но этого можно достичь только за счет увеличения неопределенности другой квадратуры до значений, превышающих $1/2$, как это показано на верхней части рис. 8. Произведение неопределенностей квадратур должно быть равно $1/4$ или превышать это значение, как этого требует принцип неопределенности Гейзенberга. Квадратурно-сжатое состояние не

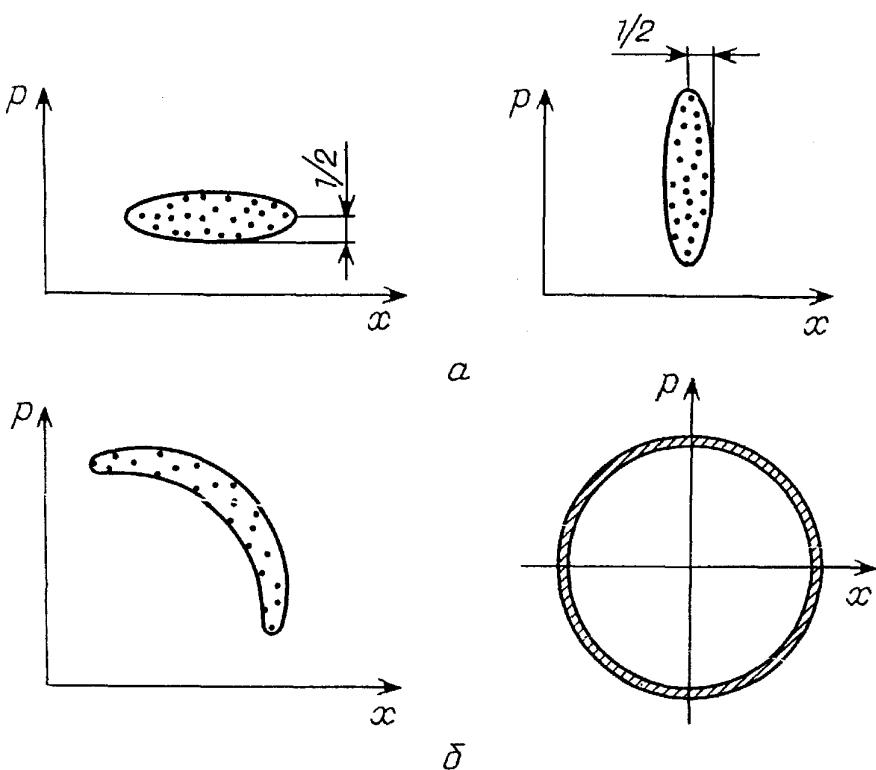


Рис. 8. Определения сжатых состояний света. *a* — Квадратурное сжатие. *б* — Сжатие по флуктуациям числа фотонов

обязательно является состоянием с минимумом неопределенности.

Теперь введем второе определение: состояние будем называть *сжатым по флюктуациям числа квантов*, если неопределенность числа квантов σ_n в нем ниже, чем в когерентном состоянии $\langle n \rangle^{1/2}$ [11 — 15]. Величина σ_n связана с неопределенностью $\sigma_{|a|}$ (см. рис. 3). Неопределенность p может быть уменьшена ниже значения $\langle n \rangle^{1/2}$, но только за счет увеличения фазовой неопределенности σ_φ , как это иллюстрирует нижняя часть рис. 8. Свет, сжатый по флюктуациям числа квантов, имеет ряд таких других наименований, как субпуассоновский свет, "бесшумный" свет, "безмолвный" свет или амплитудно-сжатый свет (последний термин относится также к определенному типу квадратурно-сжатого света). Он часто называется субпуассоновским светом потому, что дисперсия числа квантов становится меньше, чем дисперсия для поля в когерентном состоянии, которому соответствует пуассоновское распределение флюктуаций. Свет, сжатый по флюктуациям числа квантов, не обязательно должен соответствовать минимальной величине соотношения неопределенностей $\sigma_n \sigma_\varphi = 1/2$, хотя состояния, для которых это равенство выполняется, были изучены в [16].

4. Примеры квадратурно-сжатого света. С математической точки зрения выражение для напряженности поля, находящегося в состоянии с минимумом неопределенности, может быть преобразовано к случаю квадратурно-сжатого света домножением его x -компоненты на фактор e^{-r} , а p -компоненты на фактор e^r . Величина r называется параметром сжатия. Удобно также ввести фазовый фактор в одну из квадратурных компонент. Тогда выражение для напряженности поля принимает вид

$$E_s(t) = xe^{-r}e^{i\xi}\cos \omega t + pe^r\sin \omega t. \quad (11)$$

В результате этих преобразований неопределенность x -компоненты σ_x уменьшается до величины $e^{-r}\sigma_x$ и одновременно неопределенность p -компоненты увеличивается до $e^r\sigma_p$. Как показано на рис. 9, вакуумное состояние поля становится при этом состоянием сжатого вакуума. Оба состояния имеют минимум неопределенности. Отметим, однако, что состоянию сжатого вакуума соответствует среднее число фотонов

$$\langle n \rangle = \sinh^2 r > 0, \quad (12)$$

так что в действительности оно не представляет теперь истинного вакуума. Более того, статистика числа фотонов в нем становится суперпуассоновской; его дисперсия

$$\sigma_n^2 = 2(\langle n \rangle + \langle n \rangle^2) \quad (13)$$

удваивается по сравнению с бозе-эйнштейновским (геометрическим) распределением.

Когерентное состояние поля может быть аналогичным путем приведено к сжатому когерентному состоянию, что иллюстрирует рис. 10. Это состояние

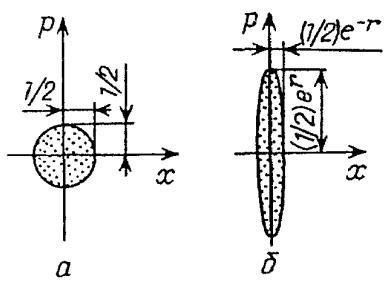


Рис. 9. Сравнение неопределенностей квадратурных компонент для вакуумного и сжатого вакуумного состояния. *a* — Вакуумное состояние. *б* — Сжатое вакуумное состояние

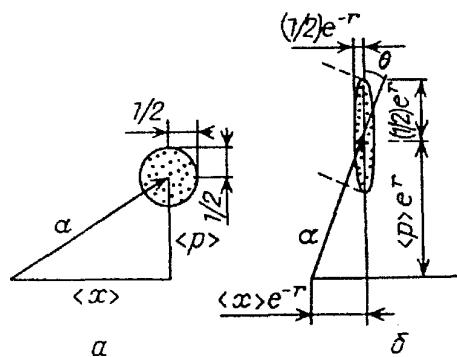


Рис. 10. Сравнение неопределенностей квадратурных компонент для когерентного и сжатого когерентного состояний. *a* — Когерентное состояние. *б* — Сжатое когерентное состояние

с минимальной неопределенностью имеет еще ряд наименований [2], включая "двуухфотонное когерентное состояние", "состояние волнового пакета" или "новое когерентное состояние". Угол θ между главной осью эллипса и направлением фазора $\alpha = \langle a \rangle$ может изменяться вариацией угла ξ . Среднее число фотонов

$$\langle n \rangle = |\alpha|^2 + \text{sh}^2 r \quad (14)$$

имеет как когерентную часть $|\alpha|^2$, так и часть, обусловленную сжатием, $\text{sh}^2 r$. Его дисперсия определяется выражением

$$\sigma_n^2 = \langle n \rangle (e^{2r} \cos^2 \theta + e^{-2r} \sin^2 \theta), \quad |\alpha|^2 \gg e^{2r}. \quad (15)$$

Сжатое когерентное состояние может иметь либо суперпуассоновскую, либо субпуассоновскую фотонную статистику в зависимости от угла θ , как показано на рис. 11 для случая $r = 1/2$. Дисперсия максимальна, когда θ кратно π . Возвращаясь к рис. 10, мы видим, что в этом случае главная ось эллипса совпадает с направлением фазора. Это приводит к большой неопределенности в радиальном направлении, что и является причиной увеличения дисперсии числа квантов. Напротив, дисперсия числа фотонов минимальна, когда θ есть $\pi/2$, умноженное на нечетное число. В этом положении неопределенность в радиальном направлении определяется меньшей осью эллипса и потому минимальна дисперсия числа фотонов.

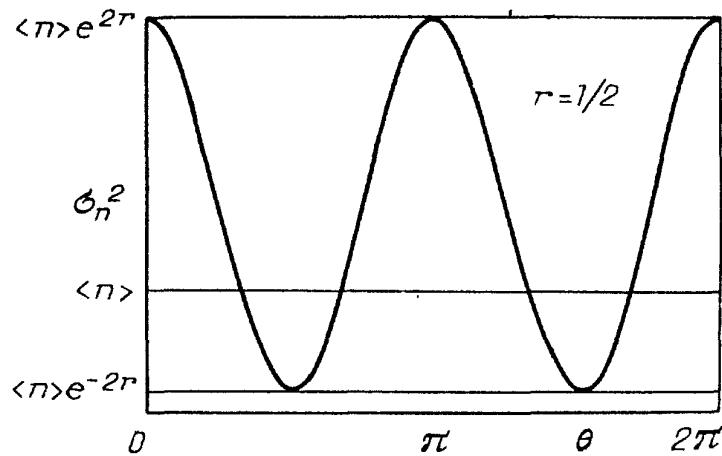


Рис. 11. Зависимость дисперсии числа фотонов сжатого когерентного состояния от угла θ . Свет является либо супер-, либо субпуассоновским в зависимости от величины угла θ

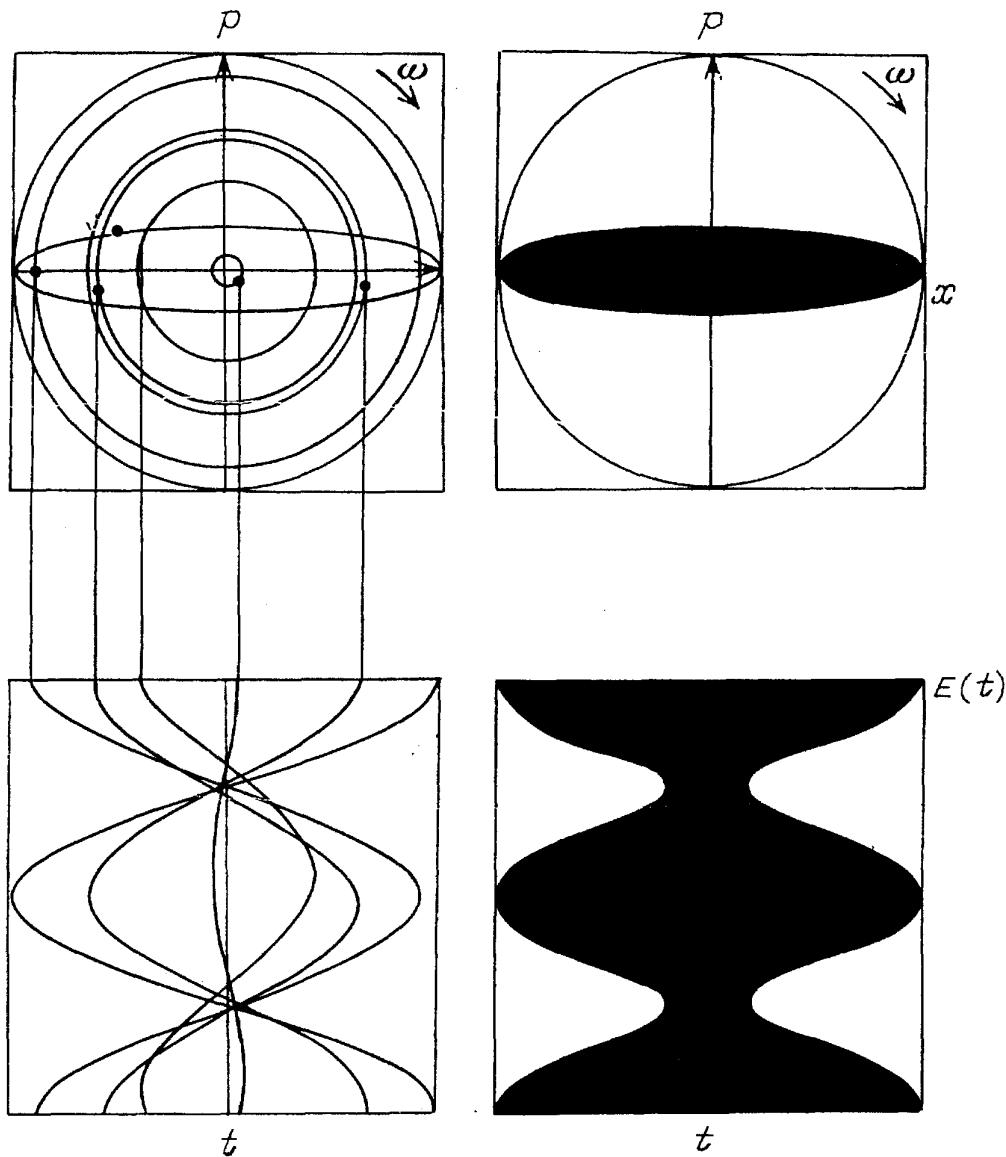


Рис. 12. Временная зависимость напряженности электрического поля для сжатого вакуумного состояния

Временные зависимости напряженности электрического поля для сжатого состояния вакуума и сжатого когерентного состояния показаны на рис. 12 и 13 соответственно. Диаграммы этого типа были впервые введены Кэвисом [17]. На этих рисунках сжатыми являются p -компоненты, в то время как на рис. 9 и 10 был представлен случай, когда сжатыми были x -компоненты. Первый случай связывается иногда с фазовым сжатием, второй — с амплитудным. Видно, что неопределенность амплитуды электрического поля достигает минимума периодически; шум принимает значения, меньшие его величины для когерентного состояния при определенных значениях фазы. Этот выигрыш достигается, конечно, за счет роста шума при других значениях фазы. Напротив, для таких несжатых состояний, как вакуумное состояние (см. рис. 7) или когерентное состояние (см. рис. 6), уровень шума имеет одно и тоже значение при всех значениях фазы.

В качестве последнего примера мы рассмотрим суперпозицию вакуумного поля a_v и когерентного поля a_c , полученную смешением с помощью полу-

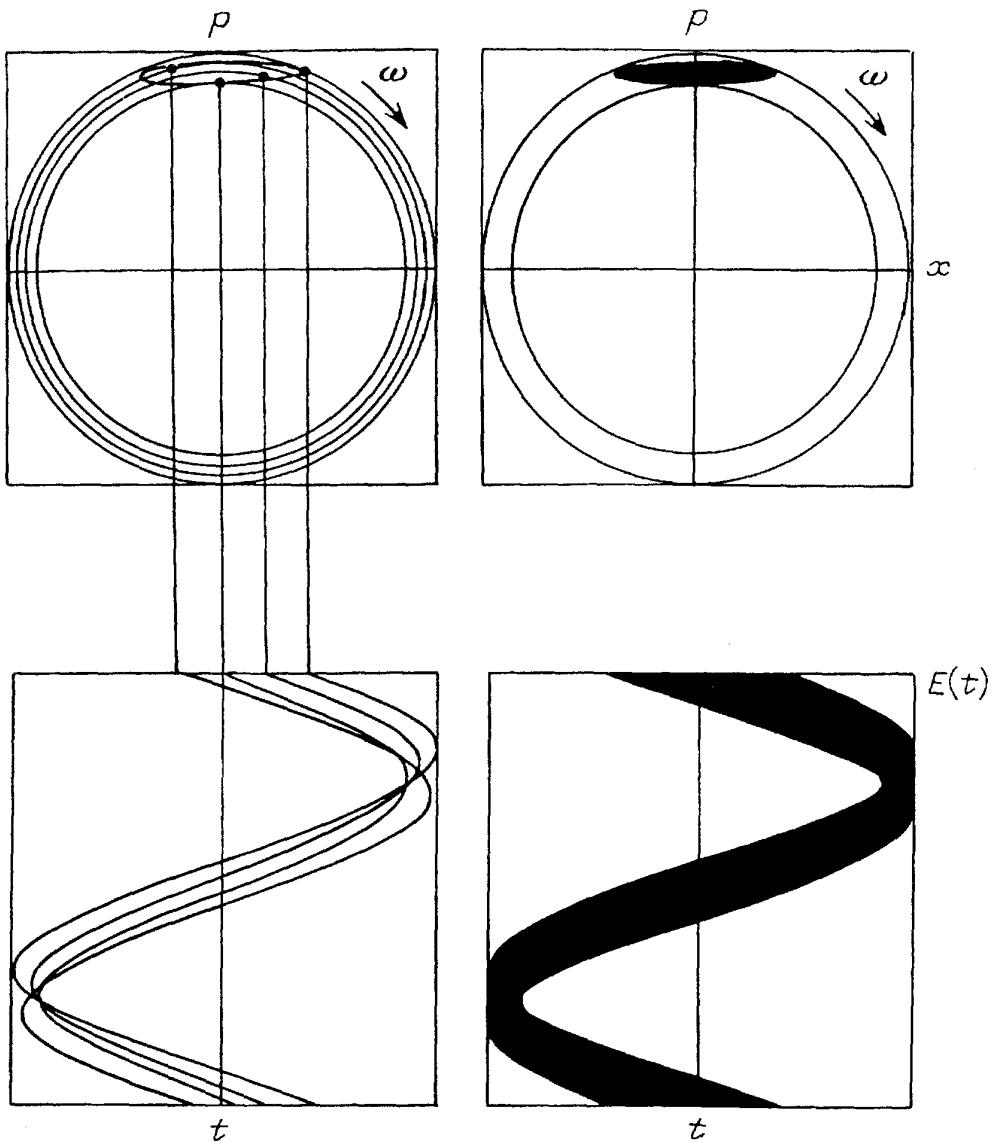


Рис. 13. Временная зависимость напряженности электрического поля для сжатого когерентного состояния

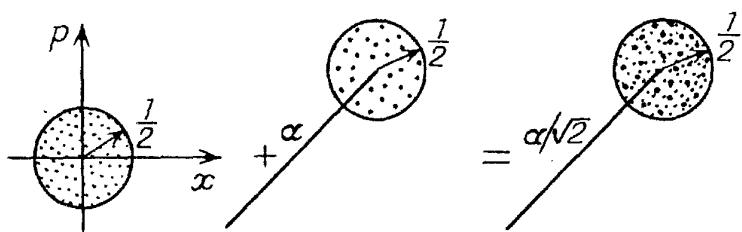
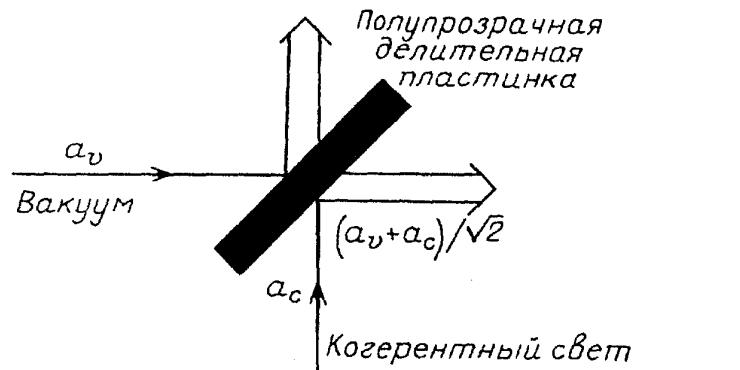
прозрачной делительной пластиинки (рис. 14). Это устройство имеет коэффициент пропускания $\eta = 1/2$ и амплитудный коэффициент пропускания $\sqrt{\eta} = 1/\sqrt{2}$. Средние и дисперсии суперпозиционных квадратур полей представляются в виде сумм индивидуальных вкладов на выходе устройства:

$$\langle x \rangle = \frac{\langle x_c \rangle}{\sqrt{2}} + 0, \quad (16)$$

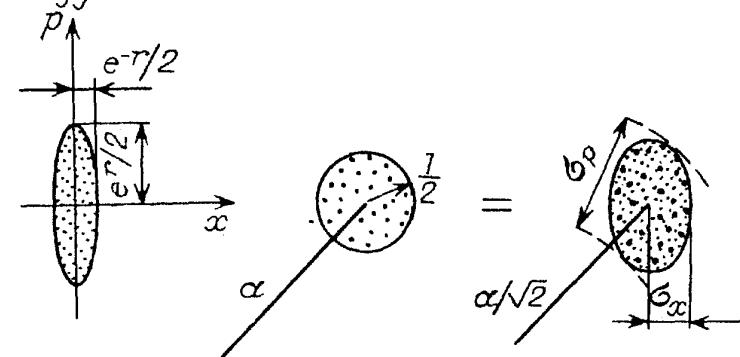
$$\langle p \rangle = \frac{\langle p_c \rangle}{2} + 0, \quad (17)$$

$$\sigma_x^2 = \frac{\sigma_{xc}^2}{2} + \frac{\sigma_{xv}^2}{2}, \quad (18)$$

$$\sigma_p^2 = \frac{\sigma_{pc}^2}{2} + \frac{\sigma_{pv}^2}{2}. \quad (19)$$



Несжатый + Когерентный = Когерентный



Сжатый вакуум + Когерентный = Сжатый когерентный

Рис. 14. Неопределенности квадратурных компонент для суперпозиции когерентного поля с несжатым и сжатым вакуумными полями, полученной смещением на полупрозрачной пластинке

В соответствии с этим правилом несжатое вакуумное поле, складываясь с когерентным светом, образует когерентный свет с уменьшенным средним. Это ожидаемый результат, так как открытый вход дает в нашем случае несжатый вакуум. С другой стороны, суперпозиция сжатого вакуума с когерентным световым полем приводит к появлению сжатого поля со свойствами, промежуточными между свойствами сжатого вакуума и несжатого когерентного поля:

$$\sigma_x = \frac{1}{2} \left(\frac{1 + e^{-2r}}{2} \right)^{1/2} < \frac{1}{2}, \quad (20)$$

$$\sigma_p = \frac{1}{2} \left(\frac{1 + e^{2r}}{2} \right)^{1/2} > \frac{1}{2}. \quad (21)$$

Степень сжатости суперпозиционного поля может быть увеличена использованием несимметричной делительной пластиинки ($\eta > 1/2$). Тогда мы получим для поля на выходе

$$a = \eta^{1/2} a_v + (1 - \eta)^{1/2} a_c. \quad (22)$$

По мере того как $\eta \rightarrow 1$ ($1 - \eta \rightarrow 0$) и при этом $(1 - \eta)|\alpha|^2 \gg 1/2$, суперпозиционное поле становится настолько сжатым, насколько сжат вакуум. Однако это требует, чтобы $|\alpha|^2 \rightarrow \infty$, т.е. чтобы когерентное поле было сколь угодно интенсивным.

5. Детектирование квадратурно-сжатого света. Можно рассмотреть несколько возможностей детектирования квадратурно-сжатого света — прямое детектирование, гомодинное детектирование и балансное гомодинное детектирование. При прямом детектировании регистрируется число фотонов. Среднее число фотонов и дисперсия числа фотонов для сжатого вакуума определяются уравнениями (12) и (13). Это состояние имеет удвоенную бозе-Эйнштейновскую дисперсию, т.е. является существенно суперпуассоновским и потому сильношумящим. Прямое детектирование в общем случае не подходит для детектирования квадратурно-сжатого света потому, что невозможно избавиться от сильношумящей квадратуры. Однако поскольку дисперсия электрического поля становится минимальной при определенных значениях фазы, мы можем обратиться к фазочувствительному методу детектирования, а именно к гомодинному [4].

Итак, для выделения квадратуры поля с подавленными флуктуациями может быть использовано гомодинирование. В устройстве, представленном на рис. 14, сжатый вакуум перемешивается с помощью несимметричной делительной пластинки с когерентным светом a_c от лазера-гетеродина (ЛГ). Если $\eta \rightarrow 1$ и ЛГ достаточно интенсивен, то суперпозиционное поле принимает характеристики сжатого когерентного состояния. Если фаза излучения ЛГ выбрана соответствующим образом, т.е. так, что θ представляет собой $\pi/2$, умноженное на нечетное число (см. рис. 10 и 11), то суперпозиционное поле будет сжато по числу квантов, что проявляется в субпуассоновской статистике фотоотсчетов, или, что то же самое, его спектр становится ниже уровня дробового шума.

Сложность такого варианта гомодинного детектирования состоит в том, что для получения оптимальных условий необходимо иметь ЛГ очень высокой интенсивности. Кроме того, нежелательные (но часто неизбежные) флуктуации мощности лазера-гетеродина (избыточные шумы) приводят к росту шума в суперпозиционном пучке и, следовательно, маскируют сжатие. Несколько лет назад Йен и Чан [18] предложили модификацию простой гомодинной схемы, основанную на баланском детектировании в микроволновых смесителях и оптических системах [19]. Этот метод дает возможности устранения как квантового шума когерентного гетеродина, так и избыточного шума ЛГ (рис. 15). На полупрозрачную делительную пластинку падают волна излучения, находящегося в сжатом вакуумном состоянии, и волна от когерентного гетеродина. Свет в обоих выходных плечах устройства детектируется без потерь энергии. Из-за сдвига фаз на делительной пластинке вакуумное поле в разных плечах прибора отличается по знаку. После детектирования сигналы вычитаются друг из друга, что обеспечивает компенсацию коррелированных шумов на выходе устройства. Этот процесс может быть проиллюстрирован графически, как это показано на нижней части рис. 15. Линии и круги относятся к когерентному состоянию, эллипсы — к сжатому вакуумному. Флук-

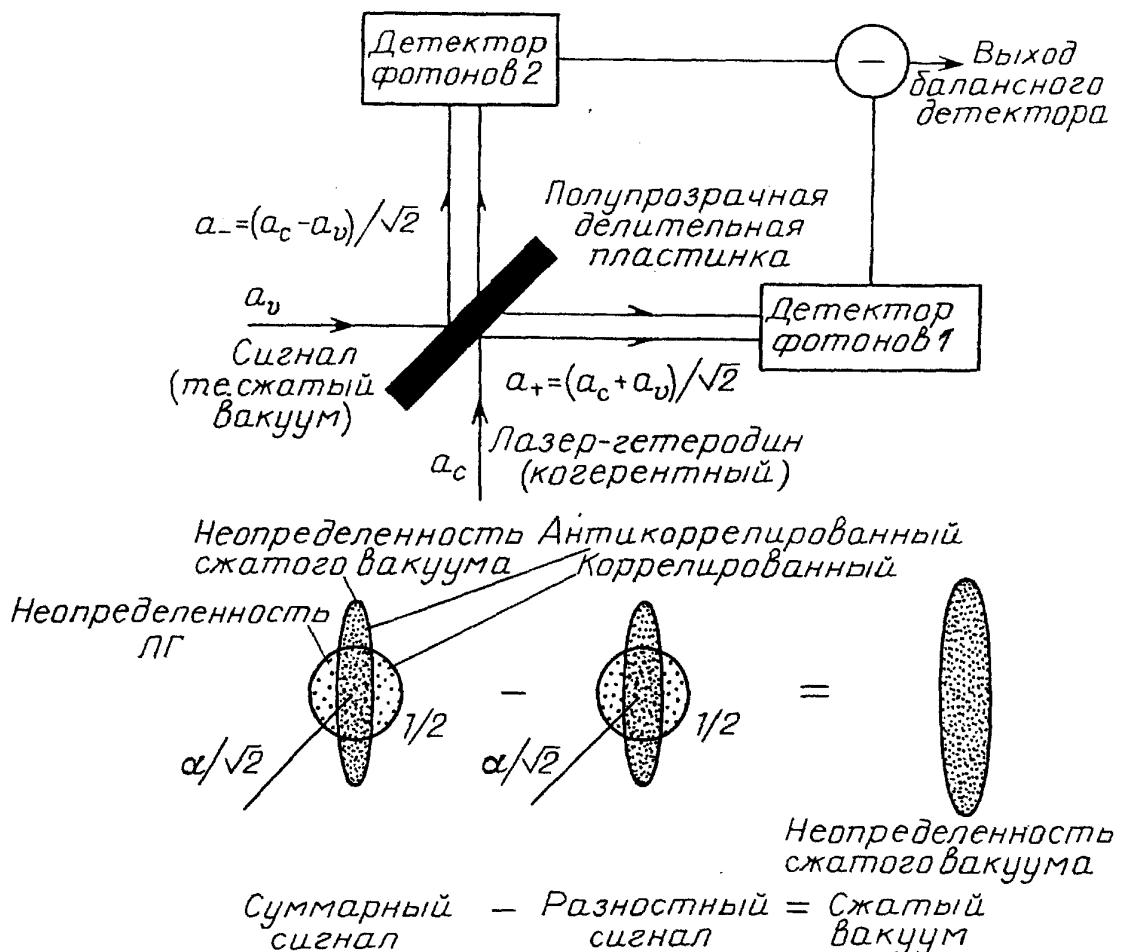


Рис. 15. Балансное гомодинное детектирование сжатого вакуумного поля

туации когерентного состояния поля гетеродина появляются на обоих выходах устройства, но, поскольку они коррелированы, они будут вычитаться. Напротив, флюктуации, связанные со сжатым вакуумным полем, антикоррелированы, и потому они складываются при вычитании сигналов из двух плеч. В конечном итоге флюктуации исходного сжатого вакуума не перекрываются квантами или избыточными шумами гетеродина. Это важный результат, поскольку он показывает, что балансный смеситель может быть эффективно использован для идеального гомодинного детектирования.

6. Генерация квадратурно-сжатого света. Квадратурно-сжатый свет может быть получен разложением поля на x - и r -компоненты с последующим растяжением одной из них и сжатием другой. Для этого нужно ввести фазовый сдвиг между этими компонентами, что может быть, например, сделано с помощью нелинейной оптической среды, в которой при распространении волны возникает волна, являющаяся комплексно-сопряженной к данной (рис. 16). Умножим амплитуду волны на $\mu = \text{ch } r$, а амплитуду комплексно сопряженной волны на $\nu = \text{sh } r$. Если сложить эти две волны, то мы получим на выходе квадратурно-сжатую волну с параметром сжатия r . Благодаря геометрической связи $\text{ch } r$ и $\text{sh } r$:

$$\mu^2 - \nu^2 = 1 \quad (23)$$

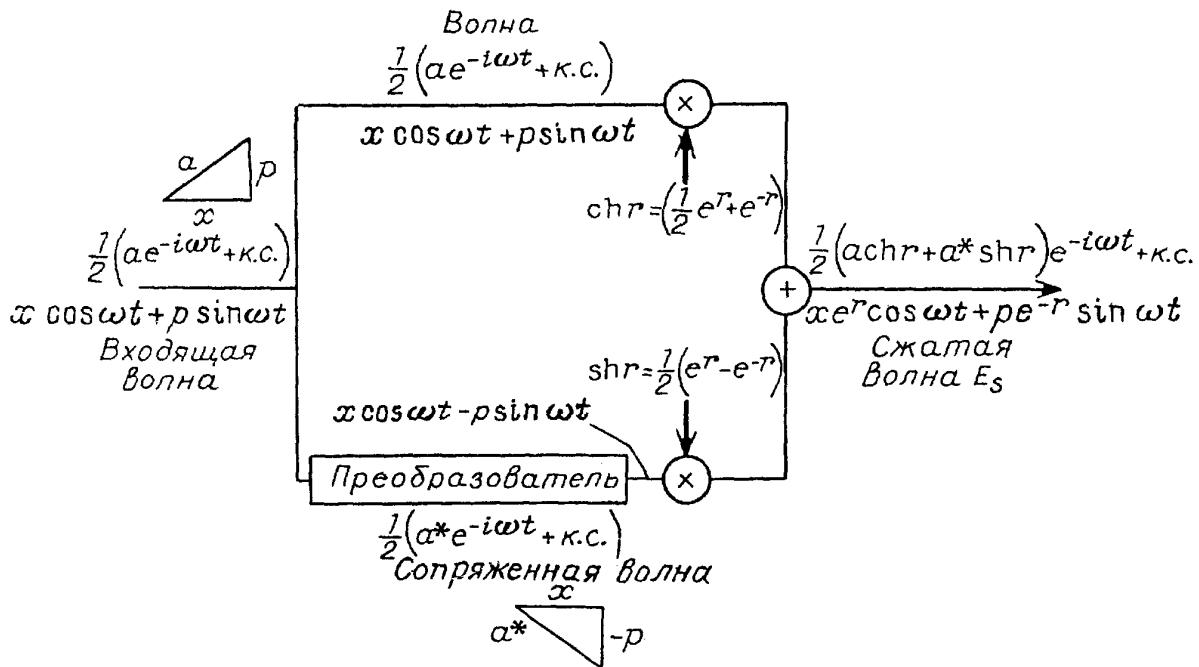


Рис. 16. Генерация квадратурно-сжатого света с помощью нелинейной среды, обеспечивающей фазовое сопряжение $\text{ch } r = (1/2)(e^r + e^{-r})$

суперпозицию этих волн можно представить в виде, изображенном на рис. 17, так как волна растягивается умножением на $\text{ch } r$, а сопряженная ей волна — умножением на $\text{sh } r$.

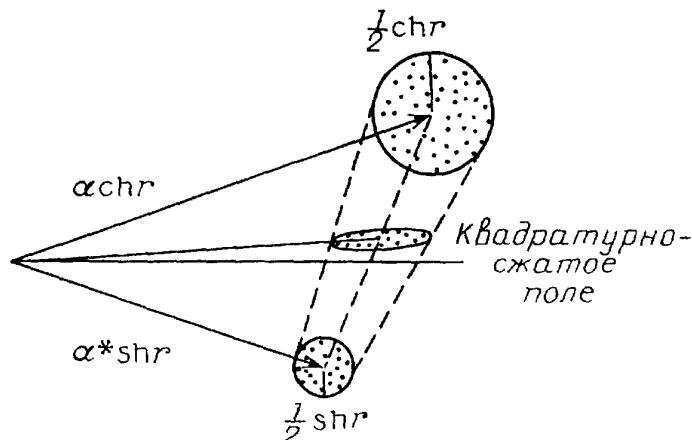


Рис. 17. Схематическая иллюстрация генерации квадратурно-сжатого света с использованием фазового сопряжения

Йен и Шапиро [20] были первыми, кто рассмотрел генерацию квадратурно-сжатого поля с помощью фазово-сопряженного зеркала. Они предложили использовать вырожденное четырехвольновое взаимодействие, как это показано на рис. 18. Фазово-сопряженное зеркало этого типа превращает отраженную от него волну в сопряженную волну, умноженную на константу ($a \rightarrow \nu a^+$), а проходящую волну просто умножает на константу ($a \rightarrow \mu a$). Любой открытый вход такой системы подвержен флуктуациям вакуума, что может привести к уменьшению сжатия. В фазово-сопряженном зеркале, однако, флуктуации вакуума превращаются в сжатые вакуумные флуктуации, не изменяющие свойств сжатости результирующего поля, которое является сжатым когерентным состоянием.

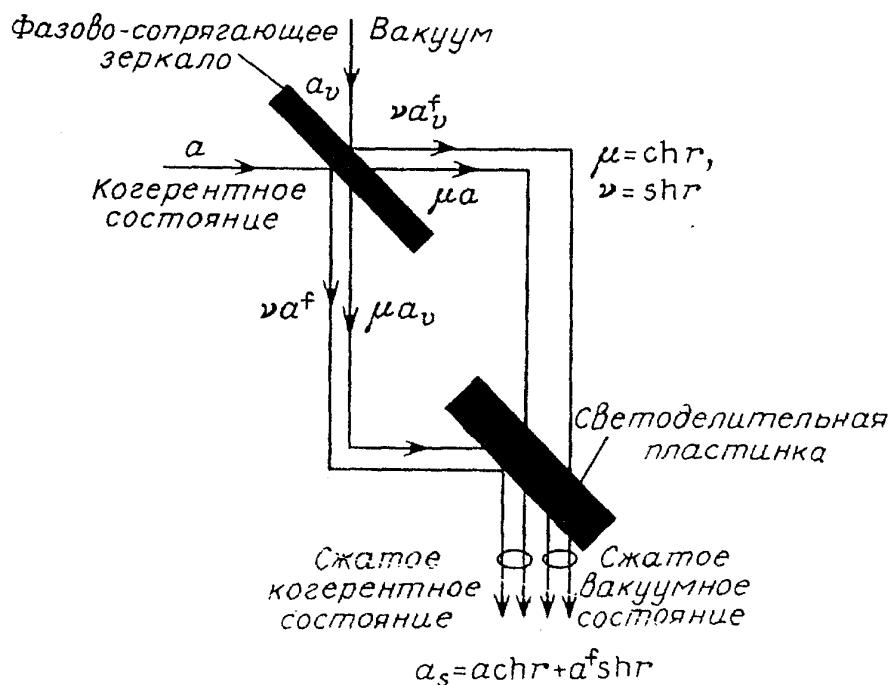
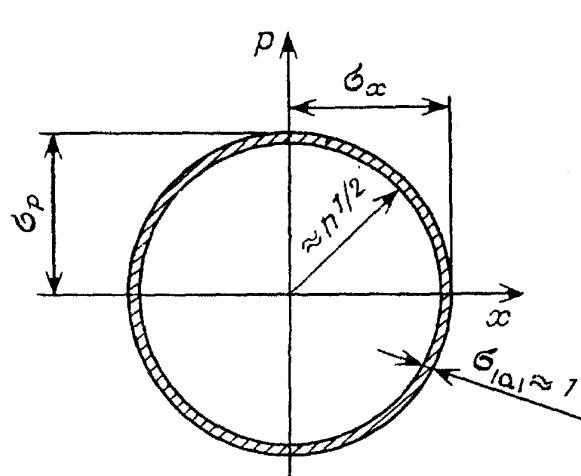


Рис. 18. Генерация квадратурно-сжатого света с использованием фазово-сопряженного зеркала (основанного на вырожденном четырехвольновом смешении)

Квадратурно-сжатый свет был получен почти одновременно Слашером с соавторами [21] и в ряде других лабораторий с использованием разнообразных схем трех- и четырехвольнового смешения [22 — 25]. Было достигнуто существенное снижение шума (ниже уровня дробового шума), наиболее значительное — в экспериментах Кимбла и его сотрудников [23, 26].

7. Свет, сжатый по флюктуациям числа фотонов. Обратимся теперь к сжатию по флюктуациям числа фотонов. Центральным примером здесь могут служить фоковские состояния поля (состояние чисел заполнения), изображенные на рис. 19 [27]. Они имеют следующие свойства:



$$\sigma_x = \left(\frac{n}{2} + \frac{1}{4} \right)^{1/2}, \quad (24)$$

$$\sigma_p = \left(\frac{n}{2} + \frac{1}{4} \right)^{1/2}, \quad (25)$$

$$\sigma_{|a|} \approx 1, \quad \sigma_\varphi = \infty, \quad (26)$$

$$\frac{\sigma_{|a|}}{\langle a \rangle} = \langle n \rangle^{-1/2}, \quad (27)$$

$$\sigma_n = 0. \quad (28)$$

Рис. 19. Соотношение неопределенностей квадратурных компонент или числа квантов и фазы в представлении чисел заполнения

Неопределенности его квадратур симметричны и велики. Это состояние не является состоянием с минимумом неопределенности. В полярных коорди-

натах фаза этого состояния полностью неопределенна, хотя его амплитуда (радиальная неопределенность) достаточно сильно ограничена. В соответствии с квантовой механикой, однако, среднее число фотонов $\langle n \rangle$ имеет вариацию σ_n , которая в точности равна нулю для состояния чисел заполнения. Это состояние, таким образом, является сжатым по числу фотонов, так как $\sigma_n < \langle n \rangle^{1/2}$ (см. раздел 3), а не по квадратурам x или p . Состояние чисел заполнения описывает, таким образом, неклассическое поле, но не по его фазовым свойствам, а скорее по амплитудным.

Временная зависимость напряженности электрического поля для состояния чисел заполнения показана на рис. 20. Фазоры внутри области неопределенности вычерчивают электрическое поле, постоянное по амплитуде, но с равномерно распределенной фазой. Однако число фотонов детерминировано, Для $n \neq 0$ состояние чисел заполнения нужно отличать от вакуумного состояния (см. рис. 7), для которого амплитуда фазора произвольна. Состояние с $n = 0$ является состоянием вакуума, тогда как если $\alpha = 0$, то это когерентное состояние.

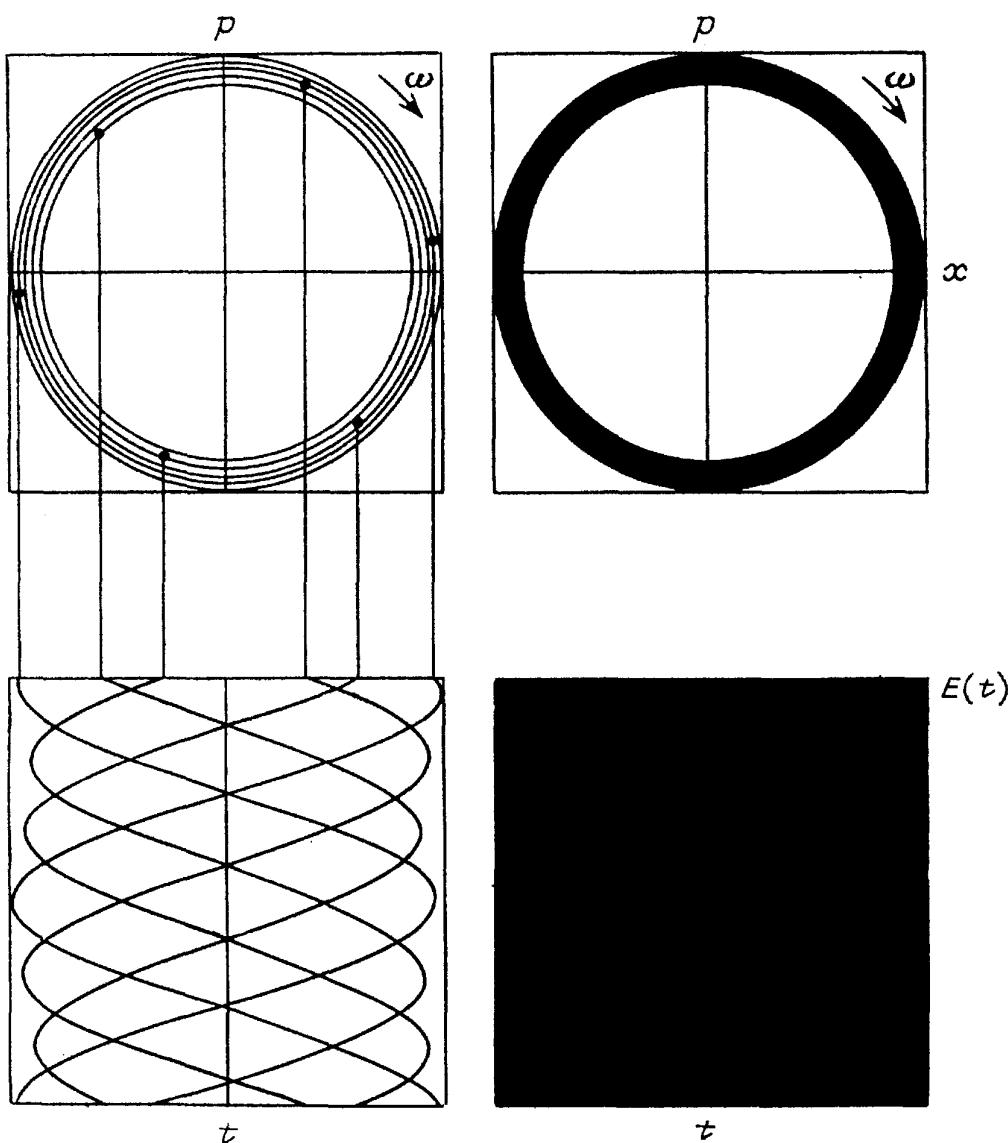


Рис. 20. Временная зависимость напряженности электрического поля для состояния чисел заполнения

8. Детектирование света, сжатого по флюктуациям числа фотонов. В противоположность квадратурно-сжатому свету, когда для детектирования нужно гомодинирование, свет, сжатый по флюктуациям числа фотонов, может наблюдаться с помощью прямого детектирования [15]. Два возможных способа счета фотонов при прямом детектировании показаны на рис. 21. Фотоэлект-

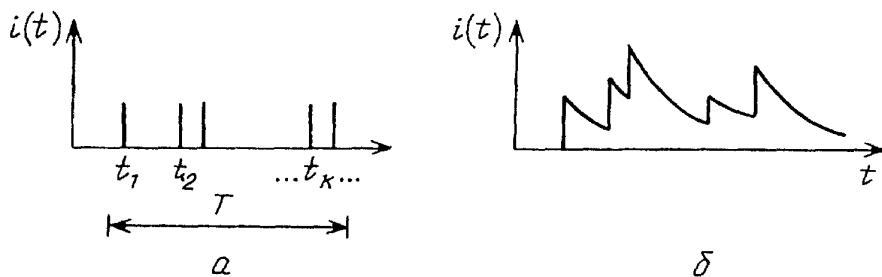


Рис. 21. Прямое детектирование света, сжатого по флюктуациям числа фотонов. *а* — Фотоэлектронный дискретный процесс. *б* — Отфильтрованный фотоэлектронный дискретный процесс

ронный дискретный процесс (рис. 21, *а*) представляет собой запись моментов времени регистрации фотонов. Этот процесс в случае сжатого по флюктуациям числа фотонов света носит особый характер; **на временному** интервале T дисперсия σ_n^2 числа фотонов меньше их среднего значения $\langle n \rangle$. Счет фотонов подчиняется субпуассоновской статистике. Фактор Фано

$$F_n = \sigma_n^2 / \langle n \rangle, \quad (28)$$

т.е. дисперсия, деленная на среднее значение, таким образом, меньше единицы. Когерентный свет, подчиняющийся распределению Пуассона, имеет дисперсию, всегда точно равную среднему значению и, следовательно, для него фактор Фано равен единице. Суперпуассоновское распределение по определению имеет фактор Фано, превышающий единицу.

Если используется интегральный вариант счета фотонов, то регистрируемый процесс показан на рис. 21, *б*. В этом случае интересующей переменной является средний ток

$$\langle i \rangle = \frac{e\langle n \rangle}{T} = 2eB\langle n \rangle, \quad (29)$$

где e — заряд электрона, дисперсия тока

$$\sigma_i^2 = (2eB)^2 \sigma_n^2, \quad (30)$$

а $B = 1/2T$ — ширина полосы фильтра детектора. Роль фактора Фано играет величина $\sigma_i^2 / 2e\langle i \rangle B$. Таким образом, сжатый по флюктуациям числа фотонов свет приводит к появлению фототока с уровнем шума ниже уровня дробового шума

$$\frac{\sigma_i^2}{2e\langle i \rangle B} < 1 \quad (31)$$

или, если дискретный процесс наблюдается без фильтра, к субпуассоновской статистике фотоотсчетов ($F_n < 1$).

9. Генерация света, сжатого по флуктуациям числа фотонов. Генерация света, сжатого по флуктуациям числа фотонов, осуществляется введением анткорреляций в процессе появления очередных фотонов [15]. Один из путей визуализации этого процесса — использование аналога "фотонного ружья", как показано на рис. 22. Фотонное ружье в обычном режиме генерирует хаотические (пуассоновские) потоки фотонов (рис. 22,а). Свет, сжатый по числу фотонов, может быть получен тремя способами — упорядочением моментов выстрелов ружья, регулированием процессов в запускающем механизме и(или) селективным удалением некоторых из пуассоновских пуль после их появления. Каждый из этих способов подразумевает введение анткорреляций, что приводит к более предсказуемому, регулярному течению событий. Анткорреляции сами по себе вводятся с помощью того или иного вида обратной связи.

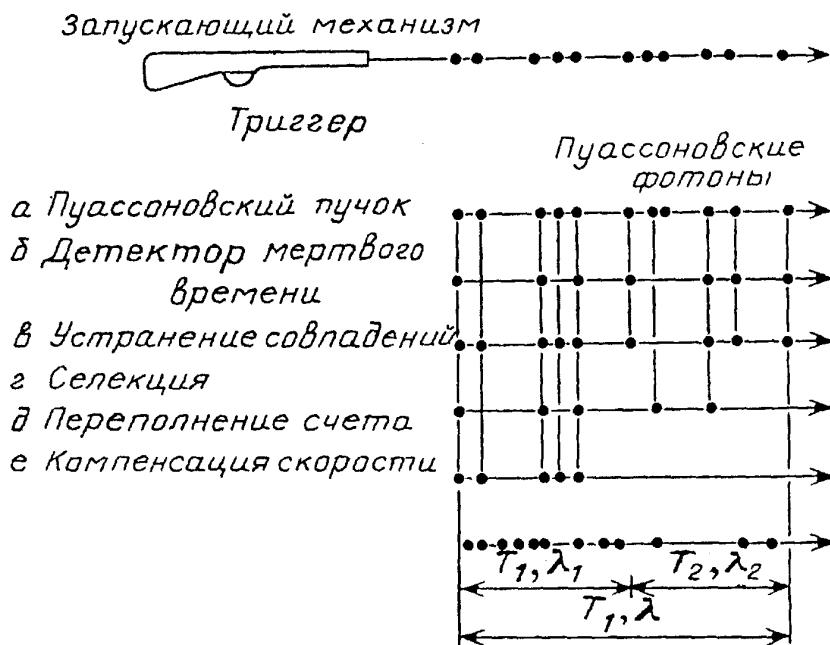


Рис. 22. Схематическая иллюстрация трех основных компонент простого устройства для генерации фотонов. Триггер запускает излучатель фотонов (выстреливающий механизм), который в свою очередь испускает пуассоновские фотоны ("пули"). Анткорреляции могут быть введены в любой из этих трех элементов. ([15]; воспроизведено с разрешения North-Holland Publ. Co.) (а — е относятся соответственно к шести уровням справа)

Ряд схем введения анткорреляций фотонов показан на рис. 22. Введение мертвого времени запрещает фотонам следовать друг за другом через произвольно малые промежутки времени (рис. 22,б). Этот эффект может быть реализован возвращением триггера или запускающего механизма в исходное состояние между двумя последовательными выстрелами. Именно так ведут себя атомы в процессе резонансной флуоресценции [11, 28, 29]. При подходящих условиях введение мертвого времени может быть осуществлено селек-

тивным удалением частиц из пучка уже после их появления. Введение мертвого времени приводит к регуляризации событий, как видно из рисунка, таким образом уменьшая хаотичность числа событий, регистрируемых за фиксированное время счета T .

Антикорреляция фотонов может быть также введена с помощью процедуры устранения совпадений, представляющей собой процесс, в котором близкорасположенные (совпадающие) пары фотонов удаляются из пучка (рис. 22,*в*). Например, генерация второй оптической гармоники (ГВГ) является нелинейным процессом, в котором два фотона заменяются одним удвоенной частоты. Для того чтобы нелинейное взаимодействие произошло, необходимо, чтобы фотоны взаимодействовали в течение времени, равного времени жизни промежуточного состояния процесса ГВГ. Как и в предыдущем случае, удаление совпадающих пар упорядочивает фотонный поток.

Процесс селекции фотонов организуется таким образом, чтобы из первоначально пуассоновского потока фотонов проходил лишь каждый N -й фотон, а все промежуточные фотоны удалялись. Случай селекции каждого второго фотона ($N = 2$) показан на рис. 22,*г*. Регуляризация фотонов происходит аналогично тому, как это имеет место при удалении фотонов в результате введения мертвого времени. Этот процесс может быть использован, когда используется последовательность коррелированных фотонных пар; один фотон из пары может быть зарегистрирован и использован для управления воротами, селективно пропускающими каждый N -й фотон-напарник.

Удаление с переполнением счета — другой механизм обратной связи, приводящий к появлению антикорреляций (рис. 22,*д*). Счет фотонов производится на последовательности предварительно выбранных временных интервалов $[0, T]$, $[T, 2T]$, ...; первые n_0 фотонов каждого интервала пропускаются, остальные удаляются. Даже если среднее число фотонов на интервале $[0, T]$ в начальном пучке существенно превышает n_0 , то в сформированном пучке на выбранном временном интервале почти всегда будет находиться n_0 фотонов.

Наконец, метод компенсации скорости фотоотсчетов показан на рис. 22,*е*. В этом случае подсчитывается число частиц (случайно распределенных) на коротком временном интервале T_1 , и эта информация используется для запуска обратной связи контроля частоты последующих запусков триггера. Если случайное число фотонов за время T_1 оказалось ниже среднего уровня, частота запуска триггера увеличивается, и наоборот. В более общем случае каждый фотон из гипотетического пуассоновского фотонного процесса, зарегистрированный в момент времени t_i , преобразует скорость фотоотсчетов δ_0 таким образом, что скорость трансформированного процесса модулируется с коэффициентом модуляции $h(t - t_i)$ (обращающимся в нуль при $t < t_i$). В случае линейной отрицательной обратной связи скорость фотоотсчета трансформированного процесса принимает вид

$$\mu_t = \lambda_0 - \sum_i h(t - t_i). \quad (32)$$

Для компенсации скорости фотоотсчетов могут быть использованы такие разнообразные методы, как метод квантовых невозмущающих (КНВ) измерений или метод коррелированных фотонных пар. Метод, основанный на введении мертвого времени, рассматривается как частный случай метода компенсации скорости фотоотсчетов, в котором регистрация каждого события снижает скорость счета до нуля в течение заданного промежутка времени (мертвое время) после регистрации.

Рассмотрим вначале генерацию условно сжатого по флюктуациям числа фотонов света (рис. 23). Для наблюдения указанного эффекта нужно, чтобы

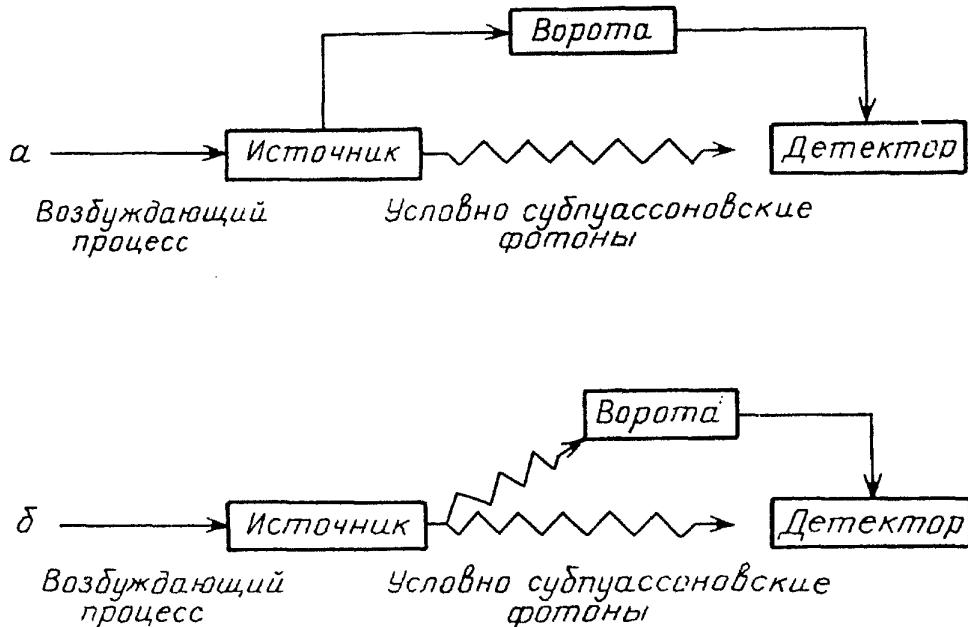


Рис. 23. Схематическая диаграмма, иллюстрирующая генерацию условно сжатого по числу фотонов света. *a* — Конфигурация для случая резонансной флуоресценции атомов, где детектор открывается на короткое время, когда частица входит в область поля, видимого через ворота. *б* — Конфигурация для случая коррелированных фотонных пар (т.е. спонтанной параметрической даун-конверсии, или излучения коррелированных фотонных пар в ^{40}Ca), где один из фотонов пары открывает детектор на короткое время. ([15]; с разрешения North-Holland Publ. Co.)

датчик был открыт лишь в течение заранее определенного промежутка времени, чтобы быть уверенным, что счет фотонов будет происходить в то время, когда датчика должен достигнуть поток антикоррелированных фотонов. Поэтому необходимо знать, когда это произойдет. Нелинейные оптические процессы (резонансная флуоресценция атомов [11, 28] и параметрическое преобразование частоты вниз) могут давать небольшие сгустки таких фотонов, содержащих два или три фотона при резонансной флуоресценции изолированного атома в типичной схеме (рис. 24) или один фотон при параметрическом преобразовании частоты вниз. К сожалению, условное сжатие по флюктуациям числа фотонов не реализуется в отсутствие стробирования счетчика в результате стохастичности процесса возбуждения, что иллюстрирует рис. 25.

Безусловное сжатие света по флюктуациям числа фотонов может быть получено с использованием либо обратной связи по фотонам, либо обратной связи возбуждения, необходимой для введения антикоррелированности мо-

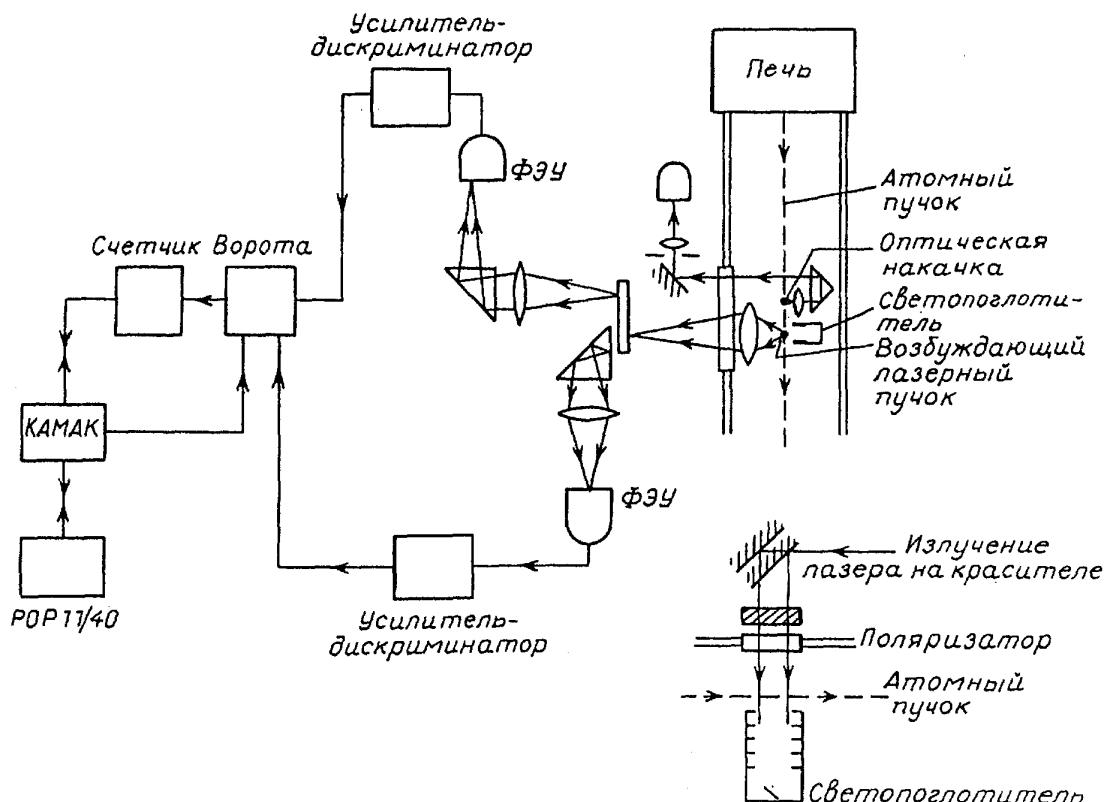


Рис. 24. Экспериментальная аппаратура для генерации условно сжатого по числу фотонов света при резонансной флуоресценции фотонных кластеров изолированными атомами. ([28]; с разрешения Plenum Press)

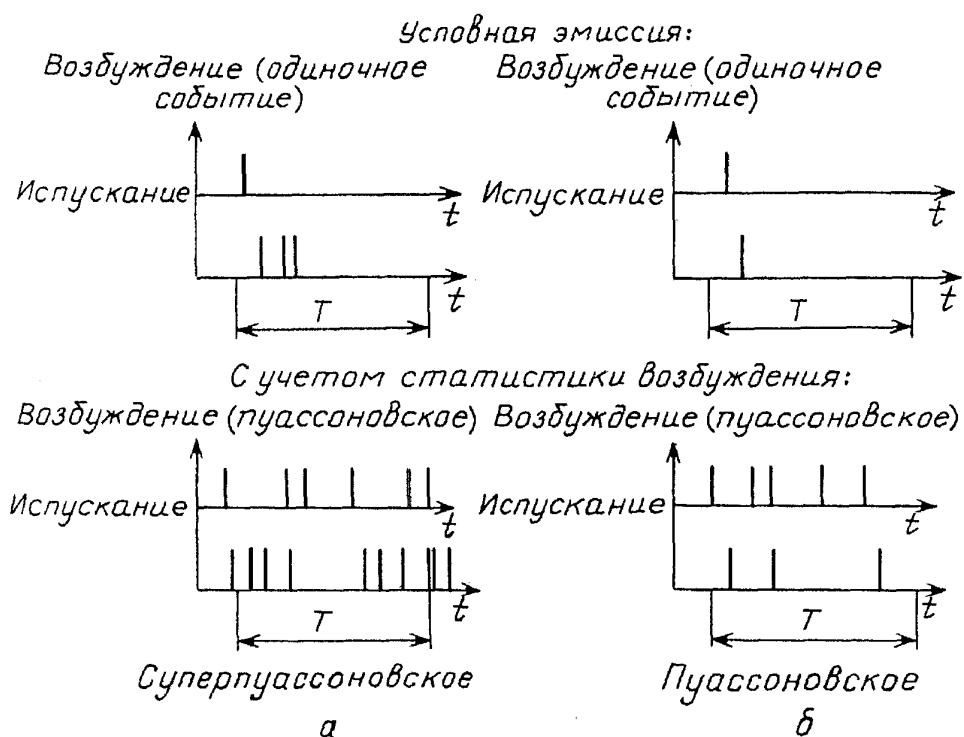


Рис. 25. Условное сжатие по числу фотонов разрушается статистикой возбуждения. *а* — Вверху: пример функции для условно сжатой по числу фотонов резонансной флуоресценции фотонных кластеров; внизу: пуассоновское распределение моментов влета атомов и несинхронизированное перекрытие детектора приводит к тому, что изучение резонансной флуоресценции будет иметь безусловное суперпуассоновское распределение. *б*—Вверху: пример функции для условно сжатого по флюктуациям числа фотонов фиолетового излучения атомов ^{40}Ca ; внизу: пуассоновское распределение моментов влета атомов ^{40}Ca и несинхронизированное перекрытие детектора приводят к тому, что и зеленое, и фиолетовое излучение будет иметь безусловное пуассоновское распределение. ([15]; с разрешения North-Holland Publ. Co.)

ментов появления фотонов. Детектор при этом не стробируется. Сначала обсудим первый способ. Фотоны, родившиеся в каком-либо процессе, используются для обратного воздействия на него; это может быть достигнуто с помощью разнообразных нелинейно-оптических методов. Методы, использующие введение обратной связи в физический процесс (рис. 26,*a*), если говорить

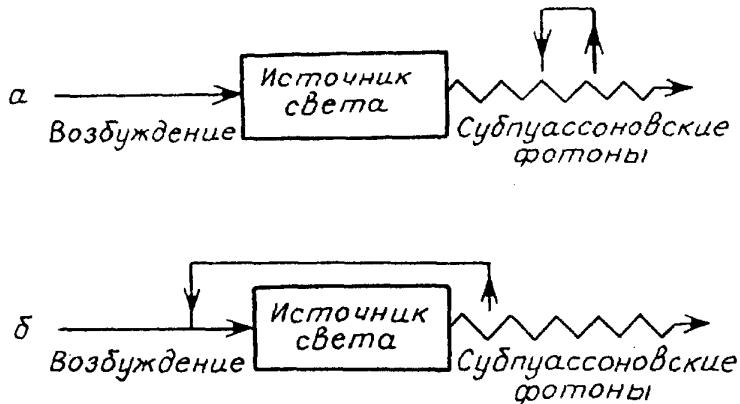


Рис. 26. Схематическая диаграмма, иллюстрирующая генерацию безусловно сжатого по флюктуациям числа фотонов света с помощью фотонной обратной связи. *а* — Обратная связь, внутренне присущая физическому механизму генерации света. *б* — Обратная связь, основанная на передаче информации через внешнюю цепь либо в виде электрического сигнала, либо в виде оптического сигнала. ([15]; с разрешения North-Holland Publ. Co.)

просто, состоят в удалении выбранных фотонных кластеров из пучка накачки и оставлении антигруппированной части (как это показано на рис. 22,*б*). Для достижения этого может также использоваться внешняя обратная связь (рис. 26,*б*).

Простым примером является случай, когда фотоны рождаются парами и один из квантов используется для управления его двойником (рис. 27). Для этого могут использоваться такие механизмы управления, как селекция фотонов, введение мертвого времени, компенсация скорости. Две возможные схемы такого управления показаны на рис. 28 и 29. В первом случае (см. рис. 28) предполагается использование каскадных переходов атомов [30]. Фотон первого, зеленого перехода, зарегистрированный соответствующим образом, используется для формирования сигнала обратной связи. Полученный сигнал используется для селективного пропускания фотонов второго, фиолетового перехода через оптические ворота (например, с помощью процесса селекции, показанного на рис. 22,*а*). Так как фотоны всегда испускаются коррелированными парами, то фотон-двойник всегда выживет и даст вклад в пучок на выходе. Эта схема относится к случаю, представленному на рис. 27,*а*. Вторая схема, экспериментально реализованная в [31, 32], использует параметрическое преобразование частоты вниз (см. рис. 29). Этот эффект может рассматриваться как процесс преобразования фотона в два коррелированных фотона низшей частоты. В эксперименте использовался электрооптический модулятор для обеспечения компенсации интенсивности накачки (см. рис. 22,*е*) с помощью контрольного пучка. Таким образом, этот эксперимент относится к случаю, представленному на рис. 27,*в*. Следует отметить также использование двухмодового оптического параметрического генератора, ра-

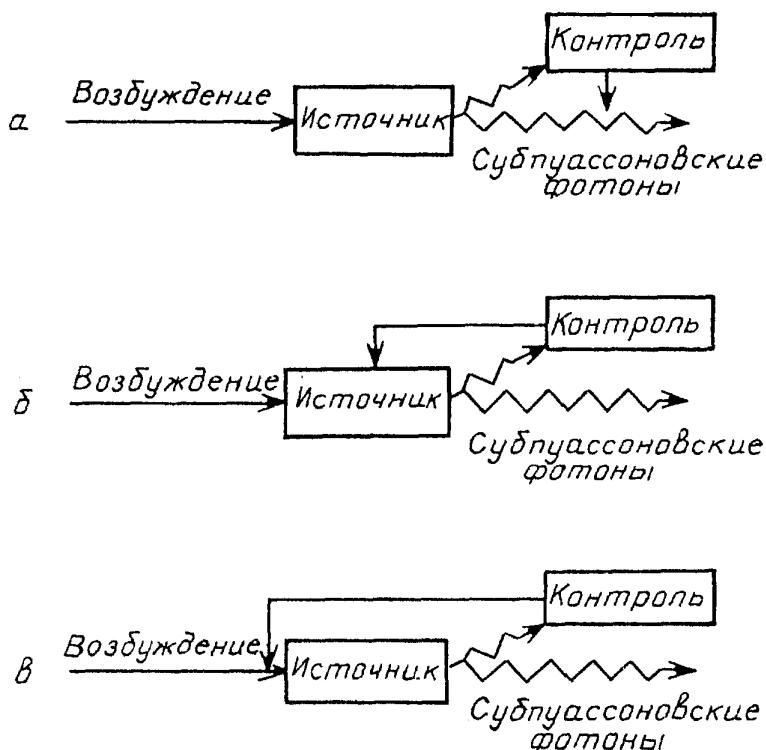


Рис. 27. Схематическая диаграмма, иллюстрирующая генерацию безусловно сжатого по флюктуациям числа фотонов света с помощью метода коррелированных фотонных пар и внешней обратной связи. В результате аннигиляции одного из фотонов пары генерируется управляющий сигнал. *а* — Оптическое управление пучком с помощью его двойника. *б* — Управление источником фотонов. *в* — Управление возбуждением. ([15]; с разрешения North-Holland Publ. Co.)

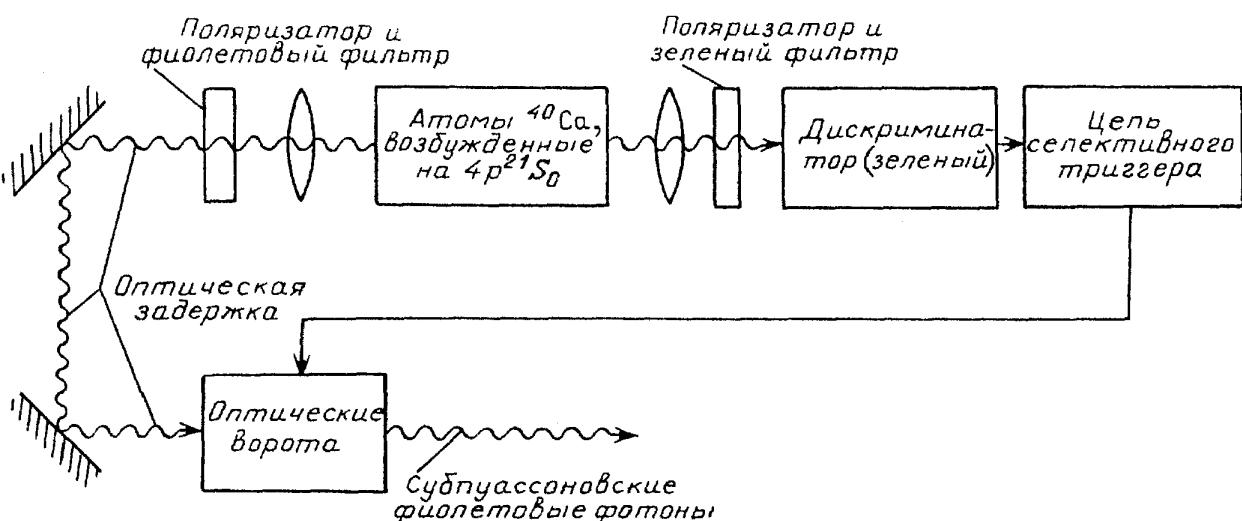


Рис. 28. Предложенная схема генерации безусловно сжатого по флюктуациям числа фотонов света, использующая коррелированные фотонные пары — в данном случае каскадные фотонны при изучении атомов ^{40}Ca . ([30]; с разрешения North-Holland Publ. Co.)

ботающего выше порога, для генерации высокоинтенсивных пучков фотонных пар, обладающих сильной квантовой корреляцией [33].

Наконец, в контексте фотонной обратной связи следует отметить схемы генерации света, сжатого по флюктуациям числа фотонов, использующие методику квантовых невозмущенных (КНВ) измерений, с помощью которой не-

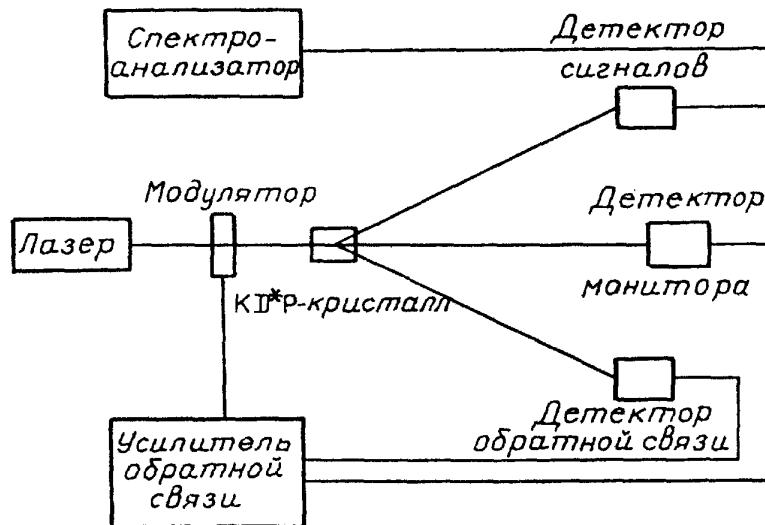


Рис. 29. Блок-схема генерации света сжатого по флюктуациям числа фотонов, использующая коррелированные фотонные пары — в данном случае параметрическая даун-конверсия. ([32] ; с разрешения American Physical Society)

кая наблюдаемая величина может быть определена без возмущения процесса свободного движения, который она описывает. Как было отмечено Ямамото и соавторами [34], в результате КНВ измерения интенсивности на выходе полупроводникового инжекционного лазера можно образовать отрицательную обратную связь, управляющую скоростью возбуждения лазера (рис. 30), что дает возможность получения света, сжатого по флюктуациям числа фотонов,

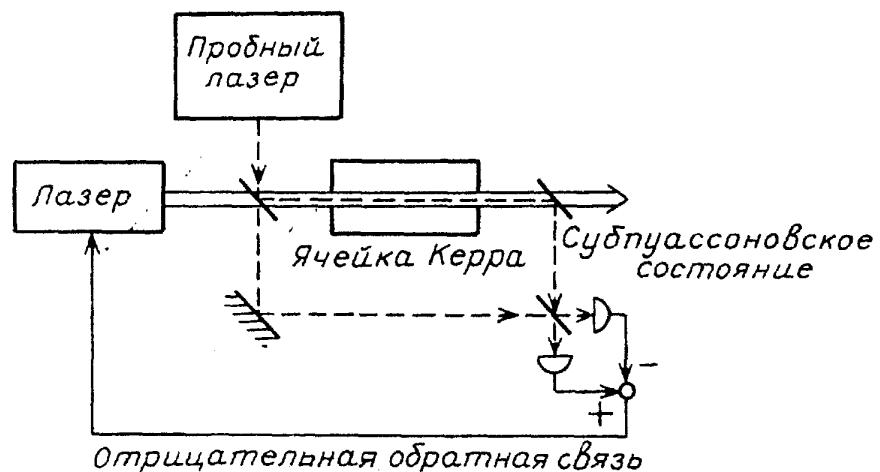
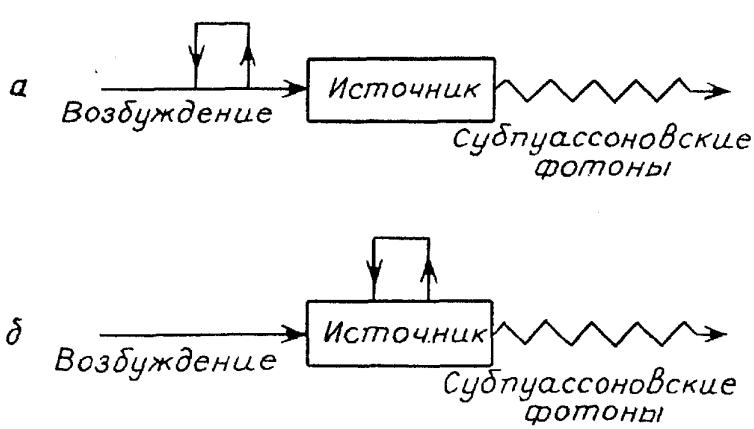


Рис. 30. Предложенная схема генерации сжатого по флюктуациям числа фотонов света, использующая квантовое невозмущающие измерения числа фотонов на выходе лазера с целью управления скоростью его возбуждения.([34]; с разрешения American Physical Society)

с помощью метода компенсации скорости, показанного на рис. 22,e. В принципе сигнал обратной связи может быть получен с помощью пробного лазера и керровского нелинейного интерферометра, как это показано на рис. 30. Принципы КНВ действительно были использованы в экспериментах, однако несколько в иной конфигурации [35].

Теперь мы перейдем к обсуждению методики возбуждения с обратной связью для получения света, сжатого по флюктуациям числа фотонов. В этом

случае в результате использования обратной связи становится субпуассоновским сам процесс возбуждения, как это схематически показано на рис. 31



(ср. рис. 26, иллюстрирующий принцип фотонной обратной связи). Механизм обратной связи может быть как внутренне присущим протекающим физическим процессам, так и быть внешним. В методе возбуждения с обратной связью можно избежать некоторых ограничений, присущих механизму фотонной обратной связи. Метод возбуждения с обратной связью имеет наибольшие перспективы для получения источников с низким фактором Фано, большими значениями потоков фотонов, высокой суммарной эффективностью, малым размером и способностью к высокой скорости модуляции. Методы возбуждения с обратной связью называются также "методами прямой генерации".

При действии этих методов субпуассоновское число возбуждений (т.е. электронов) генерирует субпуассоновское число фотонов; электроны могут рассматриваться как осуществляющие невозмущающее измерение числа электронов. Эту методику нужно отличать от методик квантовых невозмущающих измерений, обсуждавшихся выше, в которых субпуассоновское число фотонов приводит к тому, что в результате измерения фазы появляется электрический ток, который в свою очередь дает информацию о числе фотонов (не меняя его). Гораздо легче измерить число электронов благодаря их прочности, чем число фотонов. В отличие от фотонов они не разрушаются измерительной оптической аппаратурой.

Несколько методов возбуждения с обратной связью использовали естественную субпуассоновскую природу электрического тока. Кулоновское отталкивание, лежащее в основе процесса обратной связи в случае тока, ограниченного пространственным зарядом, проявляется всегда, когда возбуждение осуществляется электронами. Однофотонная эмиссия (идеальный случай — один фотон на один электрон) может быть получена различными путями. Один из примеров — спонтанная флуоресценция в парах Hg — показан на рис. 32. Первым прямым (не условным) источником света сжатого по флуктуациям числа фотонов стал прибор, основанный на эффекте Франка—Герца с ограниченным пространственным зарядом [14]; его схема показана на рис. 32. Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 33.

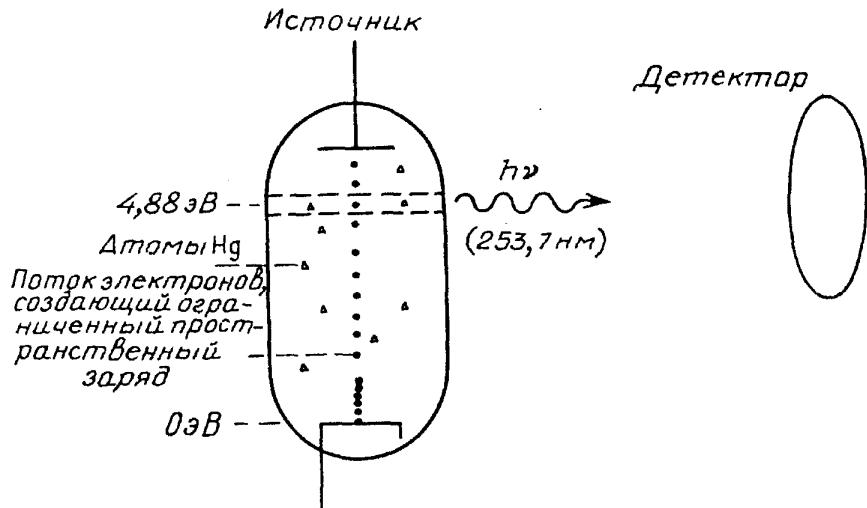


Рис. 32. Схематическая диаграмма генерации безусловно сжатого по флуктуациям числа фотонов света, использующей эффект Франка—Герца с ограниченным пространственным зарядом в парах Hg. ([13]; с разрешения Optical Society of America)

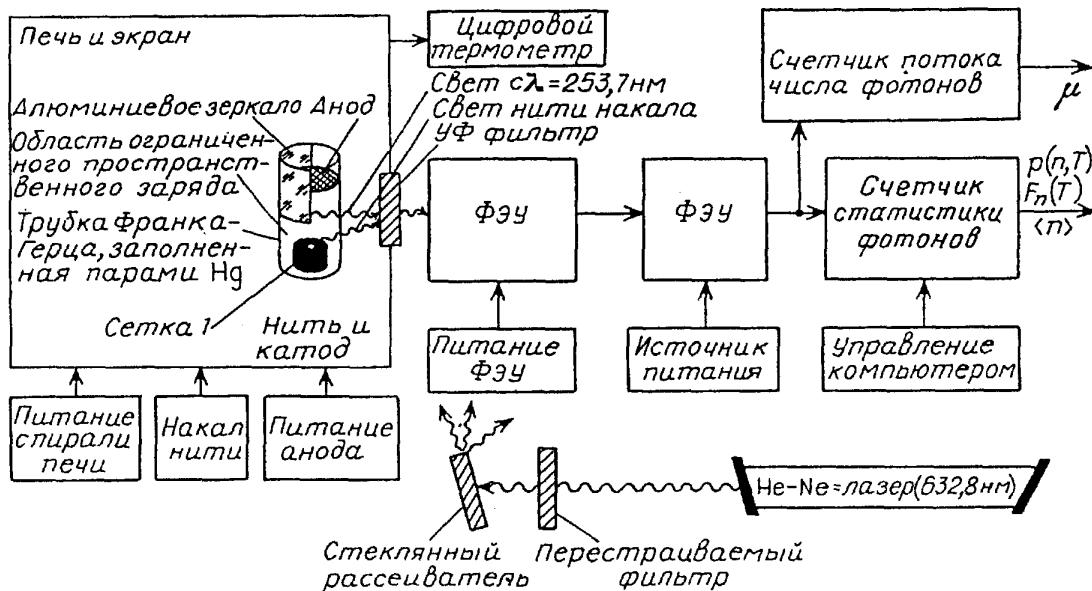


Рис. 33. Блок-диаграмма экспериментальной установки по наблюдению эффекта Франка—Герца с ограниченным пространственным зарядом, с помощью которой был получен первый источник безусловно сжатого по флуктуациям числа фотонов света с длиной волны 253,7 нм, лежащей в ультрафиолетовом диапазоне. ([14]; с разрешения OSA). (справа от ФЭУ — электроника ФЭУ)

К сожалению, потеря фотонов в результате несовершенства процессов генерации, сбора и детектирования фотонов приводит к хаотизации статистических свойств антикоррелированных возбуждений, как показано на рис. 34. Если потери очень велики, то генерируемые фотоны будут хаотичны (с пуассоновским распределением). Поглощение и рассеяние фотонов, а также наличие фона уменьшают степень сжатия, и поэтому их нужно стремиться исключить.

Для этого был разработан ряд широкоапертурных твердотельных конфигураций с обратной связью по возбуждению. Ток от источника постоянного

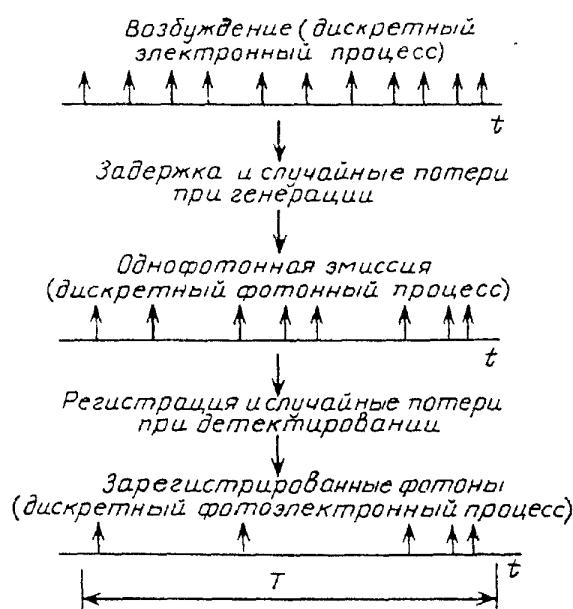


Рис. 34. Схематическая иллюстрация генерации сжатого по флюктуациям числа фотонов света, использующей обратную связь возбуждения. Потери фотонов приводят к подавлению степени сжатия

напряжения такого, например, как батарея, является естественно субпуассоновским в результате кулоновского отталкивания электронов (основным источником шума является джонсоновский шум). В таких случаях бывает достаточно использовать такой режим работы источника света, чтобы он работал в режиме однофотонных переходов при заданном токе. Таким образом, обычный светодиод (LED), управляемый источником постоянного тока, должен испускать свет, сжатый по флюктуациям числа фотонов. Авторы работы [36] показали, что это действительно так. Их эксперимент, схематически показанный на рис. 35, является твердоательным аналогом экспериментов Франка—Герца с ограниченным

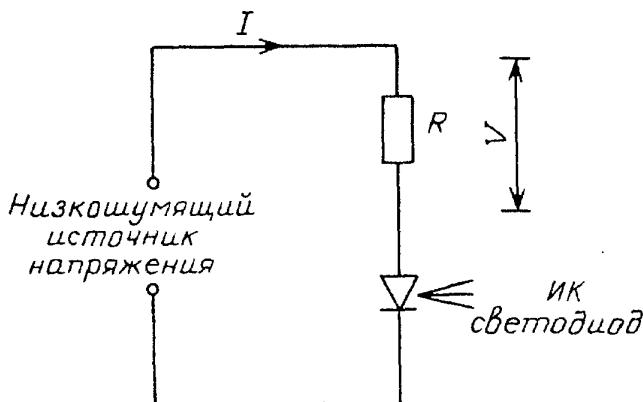


Рис. 35. Блок-схема содержащей светоизлучающий диод с постоянным током управления установки, использованной для генерации безусловно сжатого по флюктуациям числа фотонов света. ([36]; с разрешения European Physical Society)

пространственным зарядом. Добавочное сопротивление используется для того, чтобы гарантировать постоянство управляющего тока на светодиоде. Аналогично действует и инжекционный полупроводниковый лазер с постоянным управляющим током (рис. 36), являющийся аналогом экспериментов Франка—Герца с ограниченным пространственным зарядом [37], но в варианте стимулированной эмиссии [38].

Быстрый отклик (малое время антикорреляций электронов) есть одна из наиболее желательных характеристик сжатия. Характерное время антикорреляций τ_f во внешней цепи обратной связи может быть больше его значения при возбуждении электронов из ограниченного пространственного заряда (τ_e). Для получения оптимального сжатия время наблюдения (счета) T и площадь A должны быть достаточно велики по сравнению с соответствующими

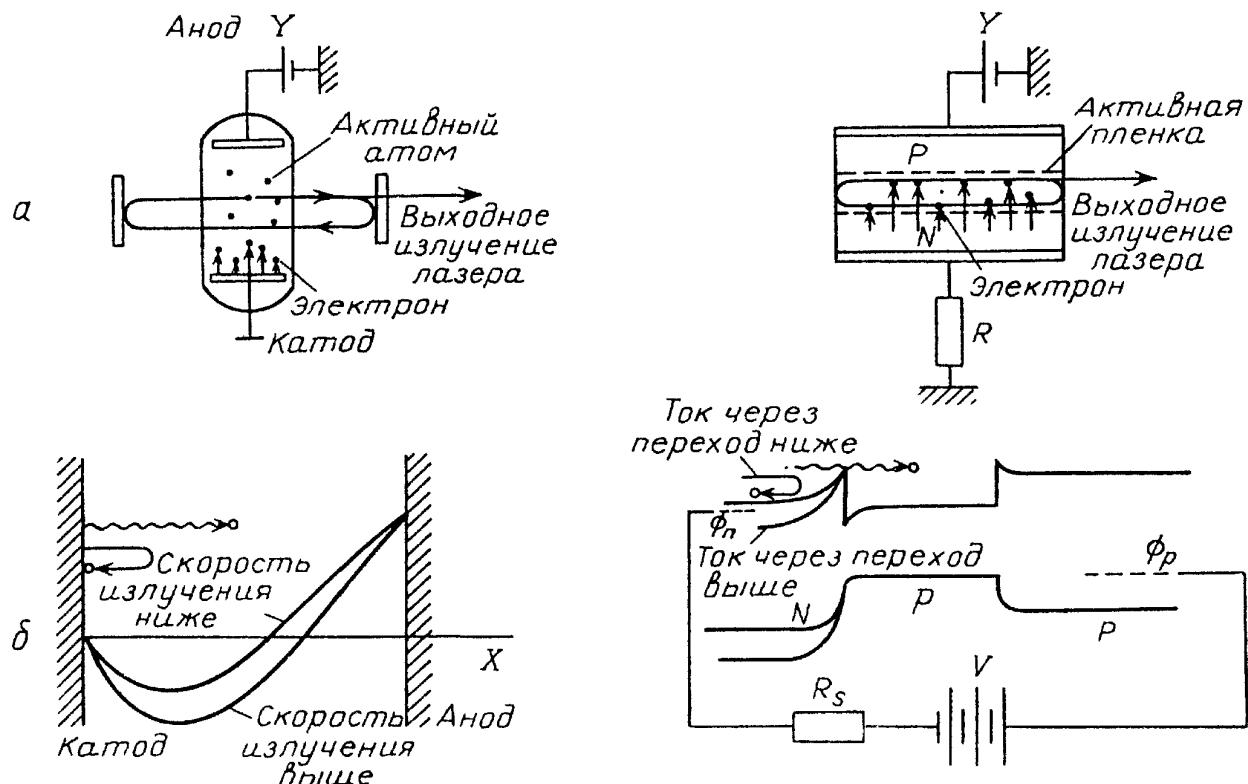
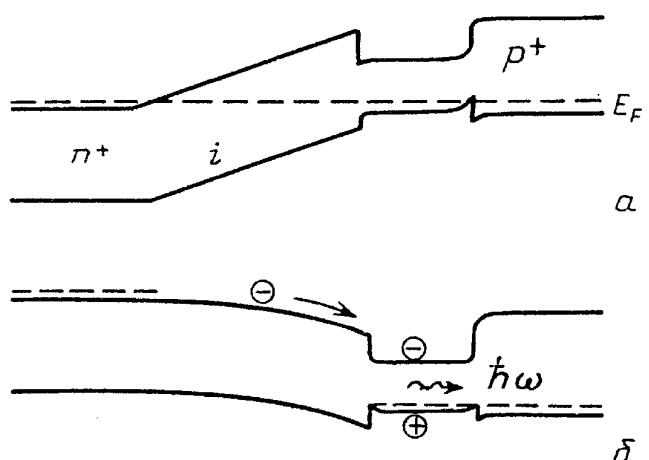


Рис. 36. Слева (*a*, *б*): принцип подавления флуктуаций числа активных атомов в лазере на эффекте Франка—Герца с ограниченным пространственным зарядом. Справа: генерация сжатого по флуктуациям числа фотонов света с помощью подавления флуктуаций электронов накачки в полупроводниковом инжекционном лазере с постоянным током управления. ([37]; с разрешения American Physical Society)

характеристическими временами и пространственной протяженностью соответственно, а эффективность генерации (коэффициент преобразования) должны быть как можно более близки к единице.

Эти соображения привели нас к разработке полупроводниковых структур, в которых субпуассоновское возбуждение электронов достигается в результате прохождения тока ограниченного пространственного заряда, а однофотонная эмиссия достигается с помощью рекомбинационного излучения. Одна из возможных диаграмм энергетических зон для таких светоизлучающих структур с ограниченным пространственным зарядом (SCL—LED) показана на рис. 37. Субпуассоновские электроны непосредственно превращаются в субпуассонов-

Рис. 37. Возможная диаграмма энергетических уровней твердотельного светоизлучающего прибора с ограниченным пространственным зарядом (светодиод или лазер) при равновесных условиях (*a*) и при сильном прямом смещающем напряжении (*б*). Изгиб внутренних областей при прямом смещающем напряжении указывает на наличие пространственного заряда. ([39]; с разрешения Optical Society of America)



ские фотоны, как в экспериментах Франка—Герца, однако здесь процесс рекомбинации происходит в полупроводнике. Свойства света, генерируемого SCL—LED-структурой, могут быть усилены, если включить в игру процессы стимулированного излучения. Это приведет к увеличению направленности пучка, скорости переключений, улучшению спектральных свойств и коэффициента связи с оптическим волокном.

10. Первые эксперименты с неклассическим светом. Список первых экспериментов по генерации неклассического света представлен в таблице.

Первые эксперименты с неклассическим светом

Год	Эффект	Эксперимент	Литература
1977	Антигруппировка фотонов	Резонансная флуоресценция одиночного атома	[29]
1983	Условное сжатие по флуктуациям числа фотонов	То же	[11]
1985	Сжатие флуктуаций числа фотонов	Эффект Франка—Герца с ограниченным пространственным зарядом	[14]
1985	Квадратурное сжатие вакуума	Невырожденное четырехволновое смешение в атомах Na	[21]
1986	То же	Невырожденное четырехволновое смешение в оптическом волокне	[22]
1986	» »	Параметрическое преобразование частоты вниз в MgO:LiNbO ₃	[23]
1987	» »	Почти вырожденное четырехволновое смешение в парах Na	[24]
1987	» »	Индукционное связью расщепление мод в атомах Na	[25]
1987	Сжатие флуктуаций числа фотонов	Полупроводниковый лазер с постоянным током управления	[38]
1987	То же	Параметрическое преобразование частоты вниз в KDP	[31]
1987	» »	Светоизлучающий диод с постоянным током управления	[36]

Экспериментальные исследования были инициированы в 1977 г. наблюдением антигруппировки фотонов при резонансной флуоресценции одиночных атомов [29]. Условное сжатие флуктуаций числа фотонов было наблюдено в 1983 г. также в экспериментах по резонансной флуоресценции одиночных атомов [11]. Первый источник прямого (безусловного) сжатия света по флуктуациям числа фотонов получен в 1985 г. в экспериментах типа Франка—Герца с ограниченным пространственным зарядом. Вскоре после этого было получено квадратурное сжатие вакуума с помощью четырех- и трехволнового смешения [21 — 25]. В 1987 г. сжатый по флуктуациям числа квантов свет был получен прямым методом с помощью специально изготовленных полупроводниковых инжекционных лазеров с постоянным током управления [38], с помощью параметрического преобразования частоты вниз [31] и светоизлучающих диодов с постоянным током управления [36].

11. Применения сжатого света. Помимо естественного удобства его применения в фундаментальных экспериментах оптической физики существует ряд обширных областей, где использование квадратурно сжатого света или сжатого по флуктуациям числа квантов света может иметь значительные преимущества. Среди них можно отметить: спектроскопию [40], интерферометрию [41], прецизионные измерения [17, 42], оптическую связь [15, 43, 44] и визуализацию изображений [45]. Квантовые флуктуации могут ограничивать чувствительность приборов во всех этих областях. Мы кратко обсудим три примера, где использование сжатого по флуктуациям числа квантов света может оказаться решающим. Эти примеры будут из области оптической связи и визуализации изображений.

Некая идеализированная система оптической связи с прямой оптической регистрацией представлена на рис. 38. Ошибки в ней (пропуски и ложные

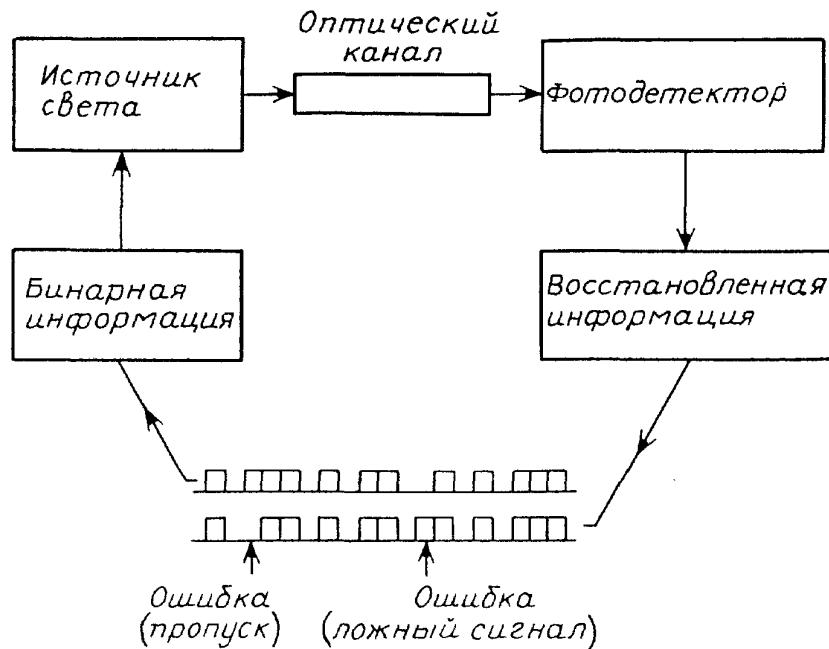


Рис. 38. Идеализированная система оптической связи с прямым детектированием и "да—нет"-ключом. Потенциальные источники шума включают: фотонный шум, фоновую засветку, черенковское излучение космических лучей, шум связывающих перегородок, темновой шум фотодетектора, лавинный шум фотодетектора и электронный (джонсоновский) шум

сигналы) могут вызваться шумами различной природы, включая флуктуации числа фотонов, внутренне присущие источникам света. Использование сжатого по флуктуациям числа квантов света вместо когерентного света может привести к уменьшению шума, а следовательно, и вероятности ошибок, как это схематически показано на рис. 39. В случае когерентного источника число фотонов в импульсе определяется распределением Пуассона, так что стандартное отклонение $\sigma_n = \langle n \rangle^{1/2}$. Для сжатого по флуктуациям числа квантов света число фотонов в импульсе определяется субпуассоновским распределением, так что $\sigma_n < \langle n \rangle^{1/2}$. Такое уменьшение шума приводит к уменьшению вероятности ошибок. Среднее число фотонов на 1 бит $\langle n \rangle$, необходимое для достижения вероятности ошибки $\sim 10^{-9}$, в случае простой "да—нет"-системы, единственным источником шума которой являются биномиальные отсчеты фотонов (фактор Фано F_n), представлено на рис. 40. По мере уменьшения

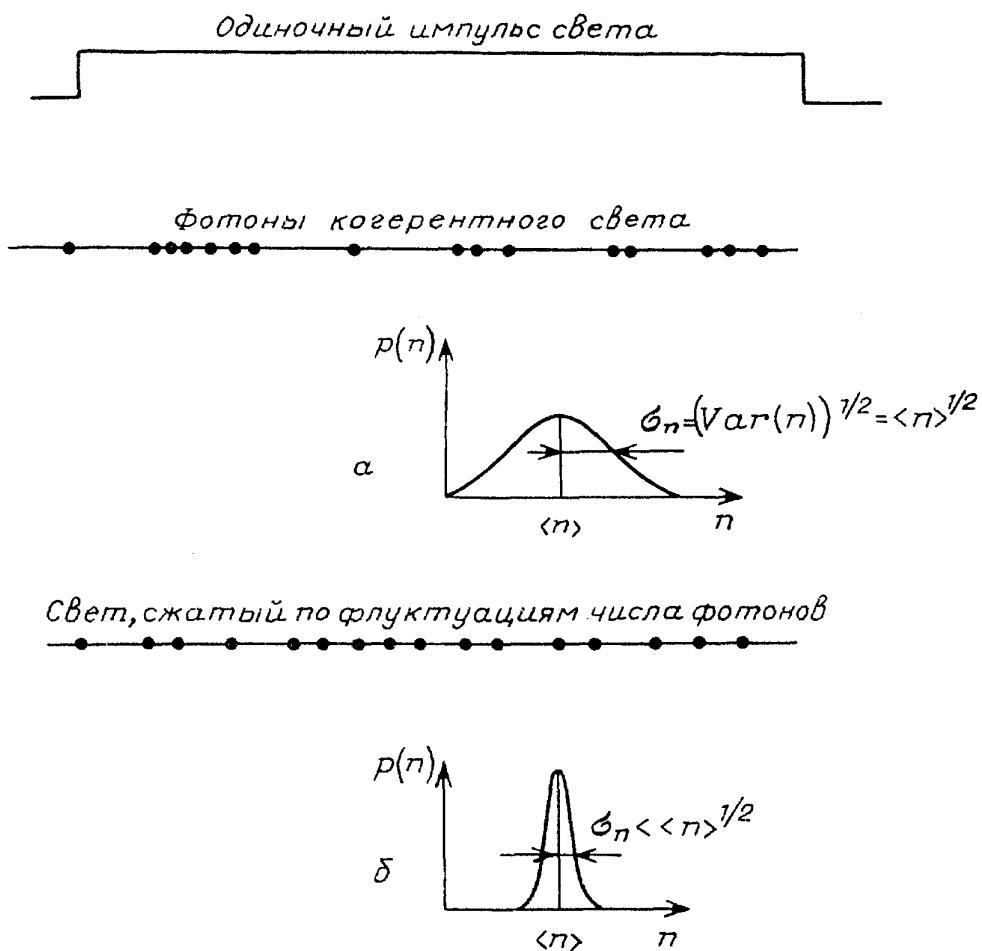


Рис. 39. Оптическая система связи с прямым детектированием, использующая когерентный (а) и сжатый по флуктуациям числа фотонов (б) свет. Схематически показано расположение фотонов в пределах одного импульса

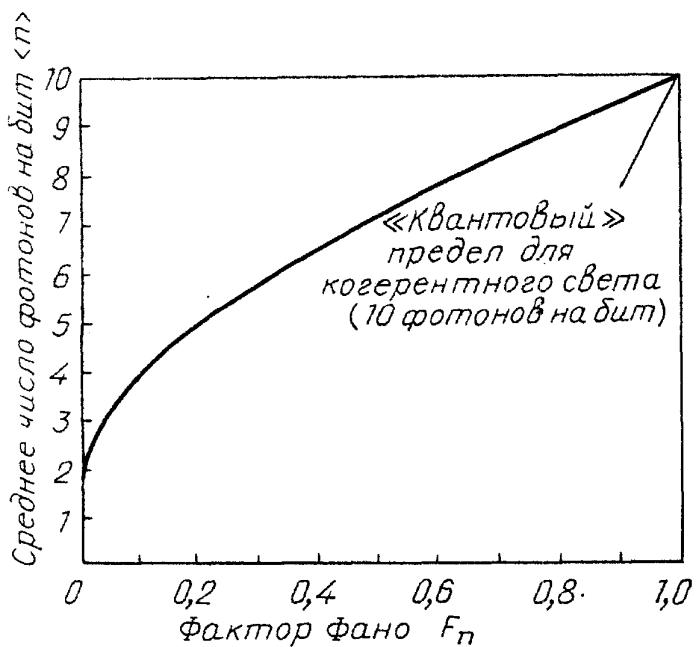


Рис. 40. Чувствительность системы счета фотонов с прямым детектированием и бинарным "да—нет"-ключом, использующей сжатый по флуктуациям числа фотонов свет. Предполагается, что имеется биномиальное распределение по числу фотонов, что единственным источником шума является фотонный шум и что вероятность ошибки на 1 бит равна 10^{-9}

фактора Фано ниже единицы $\langle n \rangle$ становится меньше его "квантового предела" для когерентного света, равного 10 фотонам на бит.

Сжатый по флуктуациям числа квантов свет также может оказаться весьма полезным инструментом при визуализации изображений. Использование

такого света смогло, например, помочь прояснить принцип действия клетки нервного узла сетчатки млекопитающих (рис. 41). Эта клетка посыпает сигналы высшим визуальным центрам мозга через оптические нервы. В ответ

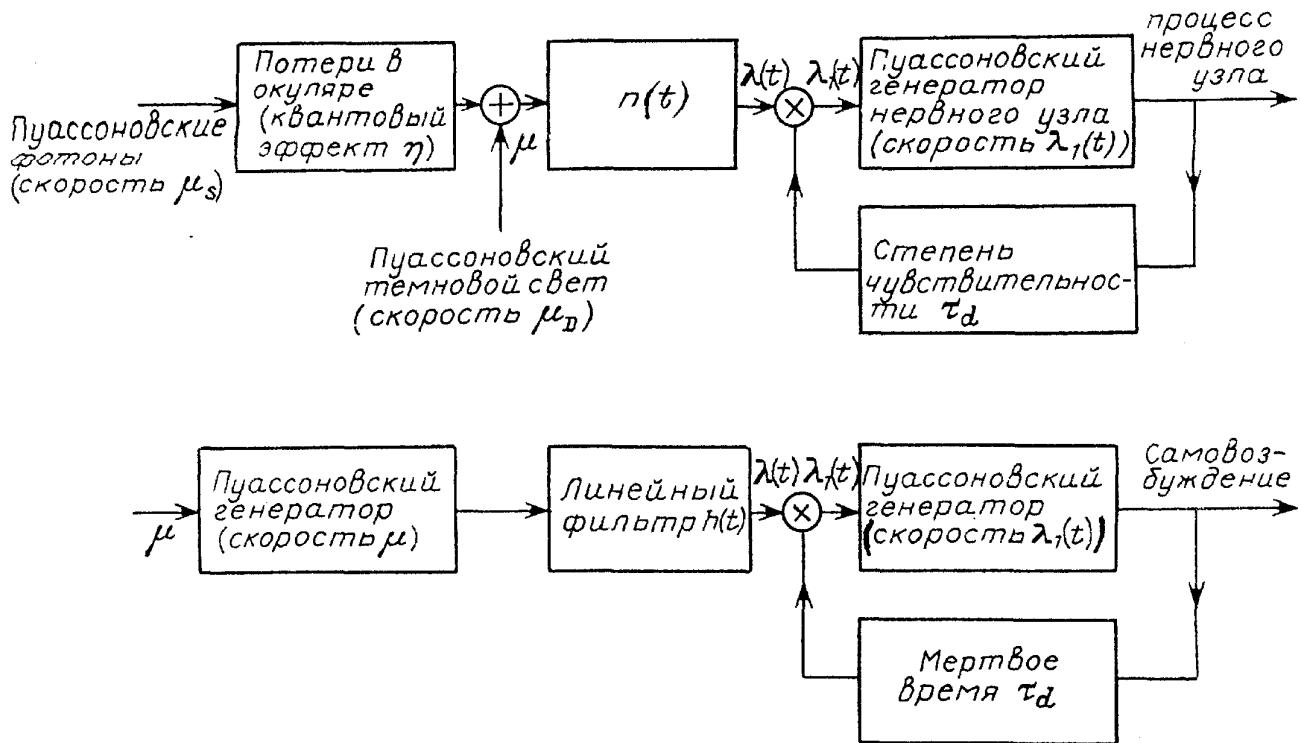


Рис. 41. Возможности использования сжатого по флуктуациям числа квантов света для изучения поведения нервного узла сетчатки млекопитающих. ([46]; с разрешения Springer-Verlag) (η —квантовая эффективность; $n(t)$ относится к палочкам и колбочкам)

на свет нервный узел генерирует нервный разряд, который состоит из цепи почти идентичных электрических сигналов во времени (процесс точечных разрядов нервного узла). Считается, что статистическая природа этого разряда определяется двумя причинами — стохастичностью падающих фотонов (которые имеют пуассоновское распределение во всех до сих пор выполненных экспериментах) и хаотичностью, внутренне присущей клетке (которая, как иногда считается, имеет пуассоновское распределение модифицированного мертвого времени) [46]. Если статистические флуктуации фотонов могли бы контролироваться возбуждением сетчатки сжатым по флуктуациям числа фотонов светом, то могла бы быть определена однозначно природа хаотичности, внутренне присущей клетке. Результатом экспериментов в зрительной психофизике является отклик всего организма, а не электрический отклик одной клетки. Часто предполагается, что пуассоновское распределение фотонов задает неопределенности, свойственные человеческому зрительному отклику вблизи порога видимости [47], однако безусловно также присутствуют шумы сетчатой оболочки и центральной нервной системы (рис. 42) [45]. Использование сжатого по флуктуациям числа квантов света как возбудителя могло бы прояснить роль очевидных источников шума.

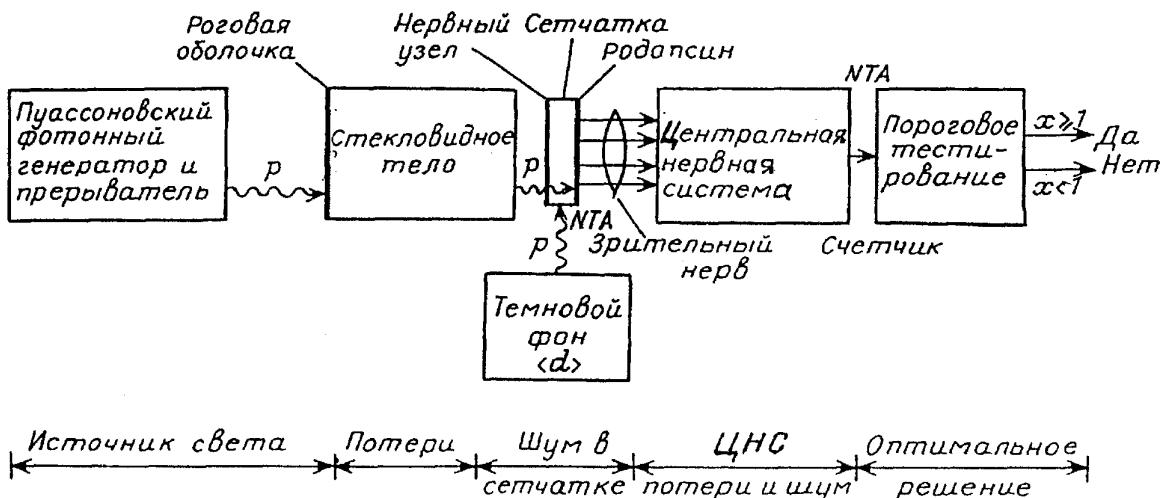


Рис. 42. Возможности использования сжатого по флуктуациям числа фотонов света в определении относительной роли фотонного шума, шума сетчатки и шума нейронной системы в визуальном отклике на пороге видимости. ([45]; с разрешения Springer-Verlag) (Родопсин — палочки; потери — в окуляре; потери и шум — в центральной системе)

12. Доступная общая литература. Список литературы общего характера в области сжатых состояний света приведен в конце списка литературы. Два недавних специальных журнальных выпуска были посвящены исключительно этой проблеме. Имеется также ряд обзорных статей. Первые шесть работ в списке посвящены квадратурно-сжатому свету, последние — обзору исследований сжатого по флуктуациям числа квантов света.

Благодарности. Эта работа была поддержанна Объединенной службой программ по электронике через посредство Колумбийской радиационной лаборатории и Национальным научным фондом. Статья написана на основе лекций, прочитанных на Ежегодной сессии Американского оптического общества (1987, Рочестер, Нью-Йорк, США) и Тематической конференции по фотокорреляционной технике и ее приложениям (1988, Вашингтон, США).

(Перевод с англ. А.В. Андреева)

ПРИМЕЧАНИЕ

¹ Термин "фазор" не является общепринятым ни в советской, ни в англоязычной научной литературе. Обычно говорят о положительно- и отрицательно-частотных частях сигнала, хотя иногда эти величины называют также аналитическим сигналом. Мы сохранили в переводе термин "фазор", предполагая, что в силу его кратности он имеет шанс прижиться. (Примеч. ред.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Glauber R.J. // Phys. Rev. 1963. V. 130. P. 2529; V. 131. P. 2766.
2. Takahasi H.// Advances in Communications Systems: Theory and Applications. V. 1/Ed. A.V. Balakrishnan. — New York: Academic Press, 1965.
Robinson D.R.//Commun. Math. Phys. 1965 V. 1. P. 159.
- Stoter D.//Phys. Rev. Ser. D. 1970. V. 1. P. 3217; 1971. V. 4. P. 1925.
Lu F.Y.C.//Len. Nuovo Cimento. 1971. V. 2. P. 1241; 1972. V. 3. P. 585.
- Yuen H.P.// Phys. Lett. Ser. A. 1975. V. 51. P. 1; Phys. Rev. Ser. A. 1976. V. 13. P. 2226.
Hollenhorst J.N.//Ibidem. Ser. D. 1979. V. 19. P. 1669.
3. Walls D.F.//Nature, London. 1983. V. 306. P. 141.
4. Shapiro J.H.//IEEE J. Quantum Electron. 1985. V. QE-21. P. 237.

5. *Caves C.M.*// Coherence, Cooperation and Fluctuations/Eds. F. Haake, L.M. Narducci, D.F. Walls. — Cambridge: Cambridge Univ. Press. 1986.
6. *London R., Knight P.L.*// J Mod. Opt. 1987. V. 34. P. 709.
7. Special issue of J. Mod. Opt. June/July 1987. V. 34.
8. Special issue of J. Opt. Soc. Am. Ser. B. October 1987. V. 4.
9. *Slusher R.E., Yurke B.*//Sci. Am. 1988. V. 258, No. 5. P. 50.
10. *Henry R.W., Glotzer S.C.*//Am. J. Phys. 1988. V. 56. P. 318.
- [11] *Short R., Mandel L.*//Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 384.
12. *Teich M.C., Saleh B.E.A., Staler D.*//Opt. Commun. 1983. V. 46. P. 244.
13. *Teich M.C., Saleh B.E.A., Perina J.*//J. Opt. Soc. Am. Ser. B. 1984. V. 1. P. 366.
14. *Teich M.C., Saleh B.E.A.*//Ibidem. 1985. V. 2. P. 275.
15. *Teich M.C., Saleh B.E.A.*//Prog. Opt. 1988. V. 26. P. 1.
16. *Yamamoto Y., Machida S., Imoto N., Kitagawa M., Bjork G.*//J. Opt. Soc. Am. Ser. B. 1987. V. 4. P. 1645.
17. *Caves C.M.*//Phys. Rev. Ser. D. 1981. V. 23. P. 1693.
18. *Yuen H.P., Chan V.W.S.*//Opt. Lett. 1983. V. 8. Pp. 177, 345.
19. *Van de Stadt H.*//Astron. and Astrophys. 1974. V. 36. P. 341.
20. *Yuen H.P., Shapiro J.H.*//Opt. Lett. 1979. V. 4. P. 334.
- [21] *Slusher R.E., Hollberg L.W., Yurke B., Mertz J.C., Valley J.F.*//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2409.
22. *Stielby R.M., Levenson M.D., Perlmutter S.H., De Voe R.G., Walls D.F.*//Ibidem. 1986. V. 57. P. 691.
23. *Wu L.A., Kimble H.J., Hall J.L., Wu H.*//Ibidem. P. 2520.
24. *Maeda M.W., Kumar H.J., Hall P., Shapiro J.H.*//Opt. Lett. 1987. V. 12. P. 161.
25. *Raizen M.G., Orozco L.A., Xiao M., Boyd T.L., Kimble H.J.*//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 198.
26. *Wu L.A., Xiao M., Kimble H.J.*//J. Opt. Soc. Am. Ser. B. 1987. V. 4. P. 1465.
27. *Perina J.* Coherence of Light. — 2nd ed. — Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1985; Quantum Statistics of Linear and Nonlinear Optical Phenomena. — Dordrecht, Holland: D. "Reidel, 1984.
28. *Short R., Mandel L.*//Coherence and Quantum Optics/Eds. L. Mandel, E. Wolf. — New York: Plenum Press, 1984. — P. 671.
29. *Kimble H.J., Dagenais M., Mandel L.*//Phys. Rey. Lett. 1977. V. 39. P. 691.
30. *Saleh B.E.A., Teich M.C.*//Opt. Commun. 1985. V. 52. P. 429.
- [31] *Rarity J.G., Tapster P.R., Jakeman E.*//Ibidem. 1987. V. 62. P. 201.
32. *Tapster P.R., Rarity J.G., Satchell J.S.*//Phys. Rev. Ser. A. 1988. V. 37. P. 2963.
33. *Heidmann A., Horovitz R.J. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 2555.
34. *Yamamoto Y., Imoto N., Machida S.*//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 33. P. 2473.
35. *Levenson M.D., Shelby R.M., Reid M., Walls D.F.*//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 2473.
36. *Tapster P.R., Rarity J.G., Satchell J.S.*//Europhys. Lett. 1987. V. 4. P. 293.
37. *Yamamoto Y., Machida S., Nilsson O.*//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 34. P. 4025.
38. *Machida S., Yamamoto Y., Itaya Y.*//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1000.
Machida S., Yamamoto Y.//Ibidem. 1988. V. 60. P. 792.
39. *Teich M.C., Capasso F., Saleh B.E.A.*//J. Opt. Soc. Am. Ser. B. 1987. V. 4. P. 1663.
40. *Yurke B., Whittaker E.A.*//Opt. Lett. 1987. V. 12. P. 236.
Carmichael H.J., Lane A.S., Walls D.F.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2539.
41. *Xiao M., Wu L.A., Kimble H.J.*//Ibidem. V. 59. P. 278.
Grangier P., Slusher R.E., Yuen B., La Porta A.//Ibidem. P. 2153.
42. *Gea-Banacloche J., Leuchs G.*//J. Mod. Opt. 1987. V. 34. P. 793.
43. *Yuen H.P., Shapiro J.H.*//IEEE Trans. Inform. Theory. 1978. V. IT-24. P. 657; 1980. V. IT-26. P. 78.
Shapiro J.H., Yuen H.P., Mactiado Mato J.A.//Ibidem. 1979. V. IT-25. P. 179.
44. *Saleh B.E.A., Teich M.C.*//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2656.
Yamazaki K., Hirota O., Nakagawa M.//Trans. IEICE, Japan. 1988. V. 71. P. 775.
45. *Teich M.C., Prucnal P.R. et al.*//Biol. Cybern. 1982. V. 44. P. 157.
46. *Saleh B.E.A., Teich M.C.*//Ibidem. 1985. V. 52. P. 101.
47. *Hecht S., Shlaer S., Pirenne M.H.*//J. Gen. Physiol. 1972. V. 25. P. 819.

ОБЩАЯ ЛИТЕРАТУРА ПО СЖАТЫМ СОСТОЯНИЯМ СВЕТА

Специальные выпуски журналов,
посвященные сжатым состояниям

Journal of Modern Optics. June/July 1987. V. 34.

Journal at Optical Society of America. Ser. B. October 1987. V. 4.

Обзорные статьи

Walls D.F.//*Nature*, London. 1983. V. 306. P. 141.

Shapiro J.H.//*IEEE J. Quantum Electron.* 1989. V. QE-21. P. 237.

Coves C.M.//*Coherence, Cooperation and Fluctuations. — A Symposium in Honour of Roy J. Glauber.* Harvard University, 1985/Eds. F. Haake, L.M. Narducci, D.F. Walls. — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1986.

Loudon R., Knight P.L.//*J. Mod. Opt.* 1987. V. 34. P. 709.

Slusher R.E., Yurke B.//*Sci. Am.* 1988. V. 258, No. 5. P. 50.

Henry R.W., Glotzer S.C.//*Am. J. Phys.* 1988. V. 56. P. 318.

Teich M.C., Saleh B.E.A.//*Prog. Optic.* 1988. V. 26. P. 1.

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА НА РУССКОМ ЯЗЫКЕ (*Доп.пер.*)

Боголюбов Н.Н. (мл.), *Козеровский М.*, *Чанг Куанг*, *Шумовский А.С.*//*Физ. ЭЧАЯ.* 1988. Т. 19. С. 831.

Килин С.Я. Квантовая оптика: Поля и их детектирование. — Минск: Навука і тэхніка, 1990.

Статья поступила 17.08.89 г.,
после переработки 18.09.89 г.