

в к-рой P_n — вероятность реализации моды поля в состоянии с n фотонами. Для теплового излучения вероятность P_n задана Бозе — Эйнштейна статистикой:

$$P_n = \frac{\bar{n}^n}{(1 + \bar{n})^{n+1}},$$

где ср. число фотонов в моде

$$\bar{n} = (e^{\hbar\omega/kT} - 1)^{-1}.$$

Это сильно флуктуирующее поле, для к-рого $g=2$. Оно характеризуется положит. корреляцией $g-1 > 0$ в одновременной регистрации двух фотонов. Такие случаи флуктуации интенсивности, когда $g > 1$, наз. в К. о. группировкой фотонов.

Пример полей с нулевой корреляцией $g-1=0$ представляют собой, находящиеся в т. н. когерентных состояниях, у к-рых

$$P_n = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}.$$

Этот специально выделенный в К. о. класс полей с нефлуктуирующей интенсивностью генерируется, напр., движущимися классически электрическими зарядами. Когерентные поля наиб. просто описываются в т. п. $P(\alpha)$ -представлении Глаубера (см. *Квантовая когерентность*). В этом представлении

$$x = 1 + \frac{\int P(\alpha) (|\alpha|^2 - \langle |\alpha|^2 \rangle)^2 d^2\alpha}{\int P(\alpha) |\alpha|^2 d^2\alpha}, \quad (**)$$

где

$$d^2\alpha = d(\text{Re } \alpha) d(\text{Im } \alpha) \quad \text{и} \quad \langle |\alpha|^2 \rangle = \int |\alpha|^2 P(\alpha) d^2\alpha = \bar{n}.$$

Выражение (**) может рассматриваться как соответствующее классич. выражение для g , в к-ром $P(\alpha)$ считается ф-цией распределения комплексных амплитуд α классич. поля и для к-рого всегда $P(\alpha) > 0$. Последнее приводит к условию $g > 1$, т. е. к возможности в классич. полях только группировки. Это объясняется тем, что флуктуации интенсивности классич. поля вызывают одновременно одинаковое изменение фотоотсчетов в обоих фотодетекторах.

Когерентные поля, как классические, так и квантовые, задаются плотностью вероятности

$$P(\alpha) = \delta^2(\alpha - \alpha_0) = \delta[\text{Re}(\alpha - \alpha_0)] \delta[\text{Im}(\alpha - \alpha_0)] -$$

двумерной δ -ф-цией в комплексной плоскости α . Тепловые классич. поля характеризуются положит. ф-цией

$P(\alpha) = (\pi\bar{n})^{-1} e^{-|\alpha|^2/\bar{n}} > 0$ (что и описывает группировку в них). Для квантовых полей $P(\alpha)$ — ф-ция вещественная, но в конечной области аргумента α она может принимать отрицат. значение, тогда она представляет т. н. плотность квазивероятности.

Статистика фотоотсчетов у полей с точно заданным числом $N > 1$ фотонов в моде $P_n = \delta_{nN}(\delta_{nN} - \text{Кронекера символ})$ является существенно неклассической. Для этого состояния $g=1-1/N$, что соответствует отрицат. корреляции: $g-1 < 0$. Такие случаи наз. в К. о. антигруппировкой фотонов, к-рую можно объяснить тем, что поглощение фотона одним из детекторов уменьшает вероятность фотоотсчета в другом. Эффект антигруппировки наблюдается и в свете, резонансно рассеянном одним атомом. В этом случае регистрируемые кванты спонтанно рождаются в среднем через определ. интервалы времени и вероятность одно-врем. рождения двух квантов равна нулю, что и даёт нулевую вероятность их одно-врем. регистрации.

Группировка и антигруппировка фотонов могут быть совместным свойством одного поля и могут проявиться как то или другое в зависимости от времени задержки между регистрацией фотоотсчетов двумя детекторами в эксперименте счёта совпадений.

Группировка и антигруппировка фотонов проявляются и в виде отличия формы распределения числа от-

счетов от распределения Пуассона (*), свойственного когерентным полям. Группировка проявляется в тенденции к сгущению фотоотсчетов, антигруппировка — в более равномерном, чем пуассоновское, распределении во времени.

Исследование статистич. квантовых свойств излучения, таких, как, напр., группировка и антигруппировка, представляет не только самостоят. интерес, но и позволяет определить особенности физ. процессов в веществе, взаимодействующем с излучением. В К. о. наиб. широко исследуется статистика рассеянного света; изучается влияние состояния поля на нелинейные, в частности *многофотонные процессы*.

К. о. находит всё более широкую область применения. Так, напр., в связи с проектированием оптич. системы для регистрации гравитац. волн и постановкой т. н. невозмущающих оптич. экспериментов, в к-рых уровень флуктуаций, в т. ч. квантовых, сводится к минимуму, внимание исследователей привлекают такие состояния поля, наз. «сжатыми», в к-рых флуктуации интересующей величины (подобной интенсивности или фазе идеально стабилизированного лазера) могут быть в принципе сведены до нуля.

Лит.: Глаубер Р., Оптическая когерентность и статистика фотонов, в кн.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика, пер. с англ. и франц., М., 1966; Клаудер Дж., Сударшан Э., Основы квантовой оптики, пер. с англ., М., 1970; Перина Я., Когерентность света, пер. с англ., М., 1974; Спектроскопия оптического смещения и корреляция фотонов, под ред. Г. Камминса, Э. Пайка, пер. с англ., М., 1978; Клышко Д. Н., Фотоны и нелинейная оптика, М., 1980; Кросиньяни Б., Ди Порто П., Бертолотти М., Статистические свойства рассеянного света, пер. с англ., М., 1980. С. Г. Пржибельский.

КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА — то же, что *квантовая электроника*.

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ — квантово-полевая теория *гравитационного взаимодействия*. Поскольку гравитац. взаимодействие универсально (в нём одинаково участвуют все виды материи, независимо от их конкретных свойств), то считается, что построение полной, законченной К. т. г. неотделимо от построения единой квантовой теории всех физ. полей. Такая единая теория ещё не создана, и в настоящее время под общим термином «К. т. г.» объединяют несколько более частных и относительно самостоят. направлений: квантовую теорию собственно гравитации, теорию негравитац. квантовых полей в искривлённом пространстве-времени, квантовую космологию и квантовую теорию *чёрных дыр*, квантовую *супергравитацию* и многомерные *единые* теории поля. Предполагается, что эти направления в будущем сольются и станут частями полной К. т. г. Особенностью развития К. т. г. является то, что она носит пока чисто теоретич. характер и не опирается на лаб. эксперименты или астр. данные. Это обусловлено тем, что в наблюдаемых процессах во Вселенной и в лаб. условиях квантовые эффекты, связанные с гравитацией, чрезвычайно малы. К. т. г. строится по образу квантовой теории др. полей материи, в особенности *Янга — Миллса полей*, и исходя из условия согласованности с ними.

Квантовая теория собственно гравитации (обычно наз. К. т. г.) основана на квантовании классич. теории гравитац. взаимодействия — *общей теории относительности* Эйнштейна (ОТО). Наиб. ясность достигнута в случае, когда гравитац. поле слабое. При этом метрич. тензор искривлённого пространства-времени, определяющий все его геом. свойства, имеет вид

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (1)$$

где $\mu, \nu=0, 1, 2, 3$; $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ — метрич. тензор *Минковского пространства-времени*, $|h_{\mu\nu}| \ll 1$. Тогда в первом приближении ОТО сводится к релятивистской теории свободного безмассового поперечного тензорного поля $h_{\mu\nu}$ — *гравитационных волн* — в плоском пространстве-времени. В квантовой теории величины $g_{\mu\nu}$ и $h_{\mu\nu}$ становятся операторами.