

свойств оптич. диапазона эл.-магн. излучения, связанное с рядом причин. Во-первых, создание лазеров открыло возможность формирования световых полей с разл. статистич. свойствами — принципиально новых физ. объектов. (Длазерные источники света по своим статистич. свойствам подобны генераторам шума, имеющим гауссово распределение.) Далее, квантовый процесс спонтанного рождения фотонов является неустрашимым источником существенных флуктуаций полей, изучаемых К. о.; наконец, сама регистрация света фотоприёмниками — фотоотсчёты — представляет собой дискретный квантовый случайный процесс.

Кроме этих неустрашимых и специфич. для К. о. квантовых причин стохастичность световых полей могут обусловить разл. другие, напр. техн. шумы генераторов излучения, рассеяние света в среде и т. п.

Ещё одна особенность К. о. состоит в её взаимосвязи с *нелинейной оптикой*: с одной стороны, в нелинейных оптич. процессах происходит изменение статистич. свойств светового поля, с другой — статистика поля влияет на протекание нелинейных процессов.

Одна из осн. задач К. о. — определение состояния светового поля. Её решение практически возможно только в огранич. форме даже для монохроматич. поля, т. к. даже оно имеет бесконечное число степеней свободы, напр. состояний с произвольным числом фотонов. По этой причине реально исследуются частные характеристики светового поля, подобные тем, какие изучаются в статистич. физике.

В К. о. состояние поля и картина его флуктуаций описываются *корреляционными функциями*, или полевыми корреляторами. Они определяются как квантовомеханич. средние от операторов поля (см. также *Квантовая теория поля*).

Простейшими характеристиками поля являются его спектр и ср. интенсивность. Эти характеристики находят из опытов, напр. интенсивность света — по измерениям скорости фотоэмиссии электронов в ФЭУ. Теоретически эти величины описываются (без учёта поляризации поля) полевым коррелятором

$$G^{1,1}(x_1, x_2) = \langle \hat{E}^+(x_1) \hat{E}^-(x_2) \rangle,$$

в к-ром $\hat{E}^+(x)$ и $\hat{E}^-(x)$ — эрмитово сопряжённые составляющие оператора электрич. поля $\hat{E}(x) = \hat{E}^+(x) + \hat{E}^-(x)$ в пространственно-временной точке $x \equiv (r, t)$. Оператор \hat{E}^- выражается через \hat{a}_k — оператор уничтожения (см. *Вторичное квантование*) фотона « k »-й моды поля $U_k(r)$:

$$\hat{E}^-(r, t) = i \sum_k V \sqrt{\hbar \omega_k / 2} U_k(r) \hat{a}_k e^{-i\omega_k t}.$$

Соответственно этому \hat{E}^+ выражается через оператор рождения \hat{a}_k^+ . Знак $\langle \dots \rangle$ обозначает квантовое усреднение по состояниям поля, а если рассматривается его взаимодействие с веществом, то и по состояниям вещества.

Только в частных случаях (напр., в гауссовых полях) полная информация о состоянии поля содержится в корреляторе $G^{1,1}(x_1, x_2)$. В общем случае детальное определение состояния поля требует знания корреляц. ф-ций более высоких порядков (рангов). Стандартной формой корреляторов, обусловленной её связью с регистрацией поглощения фотонов, принята нормальноупорядоченная:

$$G^{n,m}(x_1, \dots, x_n; y_1, \dots, y_m) = \langle \hat{E}^+(x_1) \dots \hat{E}^+(x_n) \hat{E}^-(y_1) \dots \hat{E}^-(y_m) \rangle,$$

в к-рой все n операторов рождения \hat{E}^+ стоят левее всех m операторов уничтожения \hat{E}^- . Порядок коррелятора равен сумме $n+m$.

Практически удаётся исследовать корреляторы невысоких порядков. Чаще всего это коррелятор

$G^{2,2}(x_1, x_2; x_2, x_1)$, к-рый характеризует флуктуации интенсивности излучения, его находят из экспериментов по совместному счёту фотонов двумя детекторами. Подобно этому определяется коррелятор $G^{n,n}(x_1, \dots, x_n; x_n, \dots, x_1)$ из регистрации отсчётов фотонов n приёмниками или из данных n -фотонного поглощения.

Определение $G^{n,m}$ с $n \neq m$ возможно только в нелинейных оптич. экспериментах. В стационарных измерениях условие неизменности коррелятора $G^{n,m}$ во времени требует выполнения закона сохранения энергии:

$$\sum_{j=1}^n \hbar \omega_j^+ = \sum_{j=1}^m \hbar \omega_j^-,$$

где ω^\pm частоты гармоник операторов $\hat{E}^\pm(x)$ соответственно. В частности, $G^{2,1}$ находят из пространственной картины интерференции трёхволнового взаимодействия в процессе уничтожения одного и рождения двух квантов (см. *Взаимодействие световых волн*).

Из нестационарных корреляторов особый интерес представляет $G^{0,1}(x)$, определяющий напряжённость квантового поля. Величина $|G^{0,1}(x)|^2$ даёт значение интенсивности поля только в спец. случаях, в частности для когерентных полей.

Одной из наиб. полных характеристик поля, определяемых экспериментально, является функция пространственно-временного распределения числа отсчётов $p(n, T)$ — вероятность реализации точно n фотоотсчётов в интервале времени T . Эта характеристика содержит в себе скрытую информацию о корреляторах произвольно высоких порядков. Выявление скрытой информации, в частности определение ф-ции распределения интенсивности излучения источником, составляет предмет т. н. обратной задачи счёта фотонов в К. о. Счёт фотонов — эксперимент, имеющий принципиально квантовую природу, что отчётливо проявляется, когда интенсивность I регистрируемого поля не флуктуирует. Даже в этом случае его действие вызывает случайную во времени последовательность фотоотсчётов с *Пуассона распределением*

$$p(n, T) = \frac{(\beta IT)^n}{n!} e^{-\beta IT}, \quad (*)$$

где β — характеристика чувствительности фотодетектора, т. н. его эффективность.

Т. к. реально невозможно полно определить состояние поля, то обычно считается, что результаты экспериментов свидетельствуют в пользу к.-л. из моделей поля. Наиб. распространёнными среди них в К. о. являются модели когерентного излучения, теплового излучения, их суперпозиции и нек-рые др. Характерные различия между полями проявляются часто уже во флуктуациях их интенсивности, определяемых нормированным коррелятором:

$$g(x_1, x_2) = \frac{G^{2,2}(x_1, x_2; x_2, x_1)}{G^{1,1}(x_1, x_1) G^{1,1}(x_2, x_2)}.$$

Значение $g(x_1, x_2)$ стремится к 1 по мере разнесения пространственно-временных точек x_1 и x_2 , что соответствует статистич. независимости фотоотсчётов в них. При совмещении точек $x_1 = x_2 = x$ отличие $g(x, x)$ от единицы ($g=1$) характеризует уровень флуктуаций интенсивности излучения и проявляется в различии чисел совпадений фотоотсчётов, полученных при одновременной и независимой их регистрации двумя детекторами. Флуктуации интенсивности одномодового поля характеризуются величиной

$$g = \frac{\langle \hat{a}^+ \hat{a} + \hat{a} \hat{a}^+ \rangle}{\langle \hat{a} + \hat{a}^+ \rangle^2},$$

где усреднение удобно проводить по состояниям $|n\rangle$ (см. *Вектор состояния*) с матрицей плотности

$$\hat{\rho} = \sum_n P_n |n\rangle \langle n|,$$