

т между ними мал по сравнению с τ_0 , то может быть получена чёткая интерференц. картина. В противоположном случае $\tau \gg \tau_0$ интерференция наблюдаться не будет. Величина τ_0 также ограничивает время измерения интерференц. картины, о к-ром говорилось выше. Величина $l_0 = c\tau_0$, где c — скорость распространения волны рассматриваемого типа, наз. продольным радиусом когерентности (длинной когерентности).

Если рассмотреть волновой пучок с чётко выделенным направлением распространения, то при разнесении точек наблюдения поперёк этого направления ф-ция $|\gamma|$ также будет убывать. Характерный масштаб спада $|\gamma|$ в этом случае наз. поперечным радиусом когерентности r_0 . Эта величина характеризует размер тех участков волнового фронта, от к-рых может быть получена чёткая интерференц. картина. По мере распространения волны в однородной среде величина r_0 возрастает за счёт дифракции (см. Ван-Циттерта—Цернике теорема). Произведение $l_0 r_0^2 = V_0$ характеризует объём когерентности, в пределах к-рого случайная фаза волны меняется на величину, не превосходящую π .

К. волновых полей можно исследовать и косвенным путём, изучая корреляцию флуктуаций мгновенной интенсивности I . При этом время измерения должно быть малым по сравнению с τ_0 , а поперечный размер детектора — малым по сравнению с r_0 . Корреляц. ф-цию флуктуаций интенсивности $\overline{I(r, t) I(r', t')} - \overline{I(r, t)} \overline{I(r', t')} = B_I(r, t; r', t')$ можно найти, если наряду с Γ_2 известна и ф-ция К. четвёртого порядка:

$$\Gamma_4(r_1, t_1; \dots; r_4, t_4) =$$

$$= u(r_1, t_1) u(r_2, t_2) u^*(r_3, t_3) u^*(r_4, t_4).$$

Если случайное поле $u(r, t)$ является гауссовым (напр., создаётся тепловым источником), причём $\overline{u} = 0$, $\overline{u_1 u_2} = 0$ (но, разумеется, $u_1 u_2^* \neq 0$), то Γ_4 можно выразить через Γ_2 по ф-лам, справедливым для гауссовых случайных полей:

$$\frac{B_I(r, t; r', t')}{\overline{I(r, t)} \overline{I(r', t')}} = |\gamma(r, t; r', t')|^2.$$

Поэтому для гауссовых волновых полей измерения величин B_I могут дать сведения о модуле степени К. $|\gamma|$ (см. Интерферометр интенсивности).

В общем случае измерений интенсивности волнового поля в n точках для описания результатов опыта достаточно знать ф-цию К. порядка $2n$:

$$\Gamma_{2n} = u(r_1, t_1) u^*(r'_1, t'_1) \dots u(r_n, t_n) u^*(r'_n, t'_n).$$

Эти же ф-ции описывают результаты экспериментов по статистике фотоотсчётов, когда измеряются корреляции чисел фотонов, зарегистрированных в разл. точках r_1, \dots, r_n .

Квантовые шумы могут существенно исказить результаты интерференц. опыта, если полное число фотонов, зарегистрированных в максимуме интерференц. картины, невелико. Т. к. при осуществлении интерференц. опыта можно собрать излучение с площади, имеющей порядок величины r_0^2 , и проводить измерения в течение времени τ_0 , то при этом будут использованы все фотоны из объёма $c\tau_0 r_0^2 = V_0$, т. е. из объёма когерентности. Если ср. число N фотонов в объёме К., называемое параметром вырождения, велико, то квантовые флуктуации числа зарегистрированных фотонов относительно невелики ($\sim N^{-1/2}$) и не оказывают существенного влияния на результат измерений. Если же N невелико, то эти флуктуации будут препятствовать измерениям.

Термин «К.» употребляется и в более широком смысле. Так, в квантовой механике состояния, для к-рых реализуется минимум в неопределённости соотношении, наз. когерентными состояниями. В разл. областях

физики термин «К.» применяется для описания коррелиров. поведения большого числа частиц (как это имеет место, напр., при сверхтекучести). Термин «когерентные структуры» в разл. областях науки применяется для обозначения спонтанно возникающих устойчивых образований, сохраняющих некоторые закономерные свойства на фоне хаотич. флуктуаций.

Лит.: Вольф Э., Манделъ Л., Когерентные свойства оптических полей, пер. с англ., «УФН», 1965, т. 87, с. 491; 1966, т. 88, с. 347, 619; О'Нейл Э., Введение в статистическую оптику, пер. с англ., М., 1966; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Клаудер Д. Ж., Сударшан Э., Основы квантовой оптики, пер. с англ., М., 1970; Перина Я., Когерентность света, пер. с англ., М., 1974.

В. И. Татарский.

КОГЕРЕНТНОСТЬ СВЕТА — взаимная согласованность протекания во времени световых колебаний в разных точках пространства и (или) времени, характеризующая их способность к интерференции. В общем случае световые колебания частично когерентны и количественно их когерентность измеряется степенью взаимной когерентности (с. в. к.), к-рая определяет контраст интерференционной картины (и. к.) в том или ином интерференц. эксперименте. Напр., в классич. опыте Юнга протяжённый источник света σ освещает экран А (рис. 1). Выделяя малыми отверстиями 1 и 2 два участка светового поля, можно исследовать распределение освещённости на удалённом экране В. Интенсивность света I в нек-рой точке Q экрана В в типичном случае квазимонохроматич. источника (ширина спектра $\Delta\nu$ мала по сравнению со ср. частотой ν) даётся выражением

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)| \cos(2\pi\nu\tau + \phi). \quad (1)$$

Здесь I_1 и I_2 — ср. интенсивности в точке Q при освещении экрана В порознь через отверстия 1 и 2; $|\gamma_{12}(\tau)|$ — с. в. к., являющаяся ф-цией расстояния между отверстиями 1 и 2 и разности времени τ распространения света от точек 1 и 2 до точки Q; ϕ — постоянная фаза, зависящая от положения отверстий 1 и 2 относительно источника. В частном случае $I_1 = I_2$ с. в. к. определяется через макс. и соседнее мин. значение интенсивностей в и. к.:

$$|\gamma_{12}(\tau)| = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (2)$$

С. в. к. колебаний в двух точках поля может быть вычислена аналитически, если известны спектр излучения, распределение интенсивностей и относит. фазы элементарных излучателей источника света. Это эквивалентно знанию ф-ции корреляции $G_{12}(\tau) = \langle V_1(t) \cdot V_2^*(t+\tau) \rangle$ полей $V_i(t)$ в точках 1 и 2, взятых в соответствующие моменты времени. Угл. скобки означают усреднение по времени, звёздочка отмечает сопряжение амплитуды V поля, представленной в комплексной форме. При этом

$$|\gamma_{12}(\tau)| = \frac{|G_{12}(\tau)|}{\langle |V_1(t)| \rangle \langle |V_2(t)| \rangle}. \quad (3)$$

При пространственно-временном сближении точек 1 и 2 случайные световые поля $V_1(t)$ и $V_2(t)$, образованные наложением полей множества элементов источника σ (в общем случае независимых), становятся всё более подобными и в пределе тождественными, чему соответствует полная взаимная когерентность, т. е. $|\gamma_{12}(0)| = 1$. По мере взаимного удаления точек 1 и 2 корреляция между процессами V_1 и V_2 падает, т. к. поля элементарных излучателей для точек 1 и 2 суммируются теперь с разл. амплитудами и фазами из-за разности расстояний до этих точек. Различие во временах τ также приводит к снижению корреляции ввиду конечной ширины спектра излучения. При этом конкретные механизмы потери корреляции могут быть различными. Напр., если излучателями служат идентич-

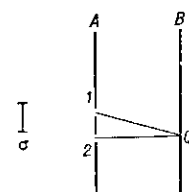


Рис. 1. Схема опыта Юнга.