

# КОГЕРЕНТНЫЙ И НЕКОГЕРЕНТНЫЙ СВЕТ

С. А. КОЗЛОВ

Санкт-Петербургский государственный институт точной механики и оптики

## COHERENT AND INCOHERENT LIGHT

S. A. KOZLOV

*Partially coherent light is explained by means of the results of numerical simulations. The basic parameters of time and spatial coherence are discussed.*

*Оптическое излучение с частичной когерентностью наглядно иллюстрировано результатами численного моделирования. Обсуждены основные характеристики временной и пространственной когерентности.*

## ВВЕДЕНИЕ

Можно прогнозировать, что в XXI веке из областей физических знаний, которые в наибольшей степени будут определять появление и развитие прогрессивных технологий, особо выделится оптика. Поэтому нынешнему школьнику, который завтра станет творцом таких технологий или по крайней мере потребителем продукции, созданной на их основе, полезно знать многое о природе света и его важнейшие свойства. В статье мы обсудим когерентность оптического излучения.

## ВРЕМЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ СВЕТА

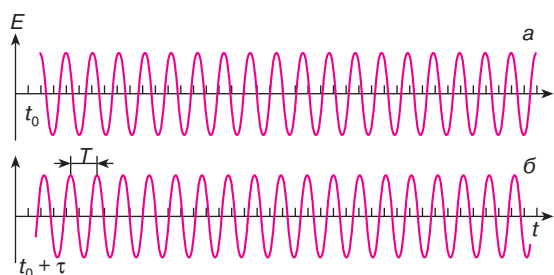
С позиций классической физики свет — это волны электромагнитной природы. Простейшим объектом анализа теории волн является плоская монохроматическая волна вида

$$E(z, t) = E_0 \sin(kz - \omega t), \quad (1)$$

где  $z$  — координата декартовой оси, вдоль которой распространяется волна,  $t$  — время,  $k$  — волновое число,  $\omega$  — частота волны,  $E_0$  — ее амплитуда. В оптике при анализе распространения световых волн в качестве поля  $E$  в (1) обычно рассматривают напряженность электрического поля излучения.

В любой точке пространства колебания величины поля  $E$  в соответствии с (1) являются гармоническими. Дадим этому факту трактовку, которая позволит ввести понятие когерентности световой волны. Проведем следующий мысленный эксперимент: понаблюдаем за колебаниями  $E$  в произвольно выбранной точке пространства с координатой  $z_0$  начиная с некоторого момента  $t_0$ . Это гармонические колебания с начальной фазой  $\varphi_{t_0} = kz_0 - \omega t_0$  (рис. 1, а). Отвлечемся на некоторое время от эксперимента. После промежутка времени  $\tau$ , отсчитанного от момента  $t_0$ , вновь приступим к наблюдению колебаний в той же точке пространства. Разумеется, эти колебания по-прежнему будут гармоническими с тем же периодом  $T = 2\pi/\omega$ . Изменится, как видно на рис. 1, б, лишь начальная фаза колебаний  $\varphi_{t_0+\tau} = kz_0 - \omega(t_0 + \tau)$ . Колебания, которые мы наблюдали в

[www.issep.rssi.ru](http://www.issep.rssi.ru)



**Рис. 1.** Когерентные колебания напряженности  $E$  электрического поля электромагнитной световой волны в произвольно выбранной точке пространства, сопоставляемые в разные промежутки времени:  $a$  – при  $t > t_0$ ,  $b$  – при  $t > t_0 + \tau$ .  $T$  – период колебаний

точке  $z_0$  в окрестности времени  $t_0$  и в окрестности времени  $t_0 + \tau$ , согласованы. Они характеризуются неизменной с течением времени разностью фаз  $\varphi_{t_0} - \varphi_{t_0 + \tau} = \omega\tau$ . Колебания, удовлетворяющие такому условию, называют *когерентными*. Для монохроматической волны (1) приведенные выводы о согласованности колебаний в произвольно выбранной точке пространства в окрестности времен, разделенных временным промежутком  $\tau$ , справедливы, разумеется, и для случая сколь угодно большого  $\tau$ . Поэтому говорят, что волна (1) характеризуется *полной временной когерентностью*.

Физически реализуемое оптическое излучение – объект более сложный, чем волна (1), которая описывает абстрактный бесконечный в пространстве и времени процесс. В реальных световых волнах согласованность колебаний в точках пространства, через которые проходит излучение, сохраняется лишь некоторое небесконечное время  $\tau_{\text{кор}}$ . При этом говорят, что волна характеризуется *частичной временной когерентностью*. Параметр  $\tau_{\text{кор}}$ , численно описывающий это свойство излучения, называется *временем когерентности*.

## ПРИРОДА ЧАСТИЧНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ СВЕТА

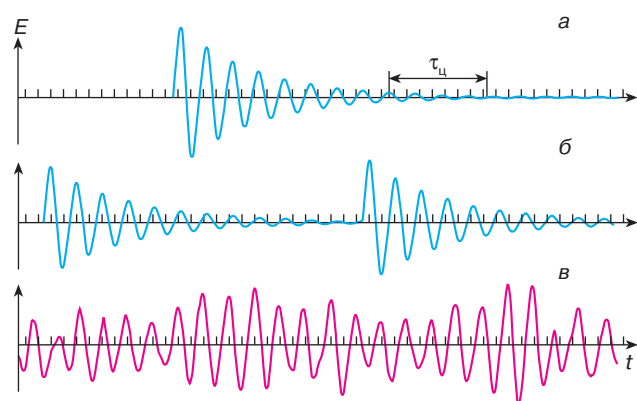
Чтобы выяснить, чем определяется  $\tau_{\text{кор}}$ , обратимся к фундаментальной проблеме возникновения оптического излучения. С точки зрения классической физики излучение электромагнитных волн происходит при ускоренном движении электрических зарядов. Свечение тел объясняется испусканием света атомами или молекулами вещества, поскольку последние могут быть промоделированы как системы ускоренно движущихся друг относительно друга положительных и отрицательных зарядов. Движение зарядов предполагается колебательным. В его процессе энергия атома переходит в энергию излучения, поэтому колебания являются затухающими, и поле сферической волны, испускаемой отдельным атомом, имеет вид волнового цуга

$$E = E_0 e^{-t/\tau_{\text{ц}}} \sin(\varphi_0 - \omega t), \quad (2)$$

иллюстрированного на рис. 2,  $a$ . В выражении (2)  $E$  – световое поле вблизи атома,  $E_0$  и  $\varphi_0$  – амплитуда и начальная фаза колебаний поля,  $\tau_{\text{ц}}$  – длительность цуга.

Параметры  $\omega$  и  $\tau_{\text{ц}}$  волнового цуга или, как его еще называют, волнового пакета определяются типом атома. Каждому сорту атомов соответствует индивидуальный набор частот, с которыми эти атомы могут излучать. Феномен, заключающийся в том, что атом может испускать излучение не любой частоты, а лишь некоторой из дискретного и фиксированного для него набора, в рамках классической физики не объясняется (его осмысление привело в начале прошлого века к развитию квантовых концепций). Длительность  $\tau_{\text{ц}}$  цуга, кроме того, что определяется типом атома, может существенно зависеть и от взаимодействия излучающего атома с окружающими его атомами и молекулами. Характерная оценка величины  $\tau_{\text{ц}}$ , справедливая для атомов, например, газа в газоразрядных лампах, имеет порядок  $10^{-8}$  с. То есть в волновом цуге излучения видимого диапазона содержится очень большое (порядка  $10^7$ ) число периодов колебаний светового поля. На рис. 2,  $a$  эти пропорции для наглядности и компактного представления временной структуры волнового цуга не соблюдены. Максимальная амплитуда волнового пакета  $E_0$  с классической точки зрения может быть любой и определяется начальным возбуждением атома.

За счет внешнего источника атом или молекула после испускания волнового пакета может получить новую порцию энергии. Например, в упомянутых выше газоразрядных лампах такое возбуждение атомов

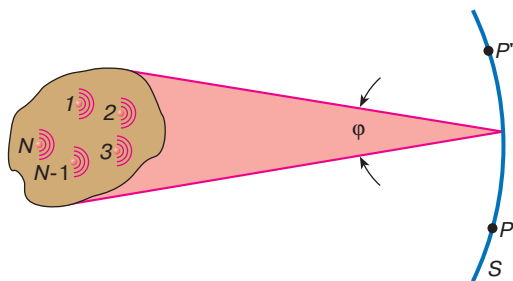


**Рис. 2.** Волновые цуги, испускаемые отдельными атомами ( $a$  и  $b$ ), и колебания в произвольно выбранной точке пространства поля  $E$  частично когерентной волны ( $v$ ).  $\tau_{\text{ц}}$  – длительность отдельного цуга

возникает при их столкновениях с электронами разряда. Приобретенная порция энергии вновь высветится в виде излучения. На рис. 2, б представлены два волновых цуга, последовательно высветившиеся одним атомом.

Таким образом, источником реального оптического излучения, как иллюстрирует рис. 3, является некоторое макроскопическое тело (например, газоразрядная лампа), состоящее из колоссального числа испускающих сферические волны атомов (в  $1 \text{ см}^3$  газа число элементарных излучателей  $N \approx 10^{19} - 10^{20}$ ). В произвольно выбранной точке пространства  $P$  поле излучения  $E_P$  складывается из полей необозримого множества волновых цугов, распространившихся до этой точки от каждого испускающего электромагнитную волну атома тела. Суммарное поле не будет, разумеется, подобно представленному на рис. 1, гармоническим. На рис. 2, в приведена одна из реализаций численного расчета временной зависимости поля  $E_P$ , являющегося суммой  $N$  волновых цугов, приходящих за время  $\tau_u$  (время свечения тела) в точку  $P$  в случайном порядке и отличающихся случайным образом величинами  $E_0$ ,  $\tau_u$  и  $\omega$ . Различия в значениях последних двух параметров предполагались малыми. То есть на рисунке промоделирована ситуация, когда из линейчатого атомарного спектра выделяется (например, светофильтром) линия, соответствующая одной частоте из возможного для данных атомов набора. Такое излучение называют *квазимонохроматическим* и именно к нему обычно относят термин “частично когерентное излучение”. Представленной на рис. 2, в реализации расчета соответствовало  $N = 1000$ ,  $\tau_u : \tau_{\text{ц}} : T = 50 : 3 : 1$ . Приведенная зависимость динамики случайного поля является типичной и качественно не меняется при увеличении  $N$ .

Рассмотрим важнейшие особенности временной зависимости поля частично когерентного излучения. Хотя  $E_P$  представляет собой случайным образом просуммированные поля огромного количества волновых пакетов, его временная структура в значительной степени сохраняет информацию о параметрах отдельных цугов.



**Рис. 3.** Иллюстрация светящегося тела, состоящего из  $N$  элементарных излучателей

Из рис. 2, в видно, что среднее значение мгновенного периода волны  $\langle T_{\text{мгн}} \rangle$  квазимонохроматической волны, определяемого временными расстояниями между нулями поля, примерно то же, что и величина периода  $T = 2\pi/\omega$  волновых цугов от отдельных атомов. Как показывают численные расчеты, разброс значений этого “мгновенного” периода  $\Delta T_{\text{мгн}}$  тем больше, чем меньше длительности цугов  $\tau_{\text{ц}}$ , и справедлива пропорция

$$\Delta T_{\text{мгн}} \sim \frac{1}{\tau_{\text{ц}}}.$$

Для описания частично когерентного оптического излучения часто употребляют “спектральный язык”. Световое поле представляется в виде

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (3)$$

то есть интерпретируется как сумма (непрерывная) большого числа монохроматических компонент с амплитудами  $G(\omega)$  и частотами  $\omega$ , заполняющими некоторый континуум значений. Тогда выводы о параметрах частично когерентного излучения, приведенные выше на “временном языке”, прозвучат следующим образом.

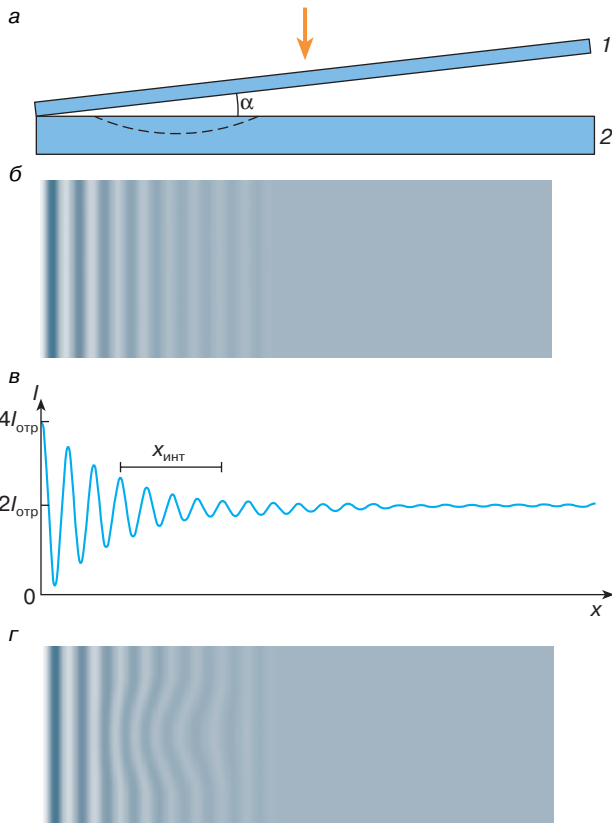
Среднее значение частоты излучения  $\langle \omega \rangle = \frac{2\pi}{\langle T_{\text{мгн}} \rangle}$  определяется частотой испускаемых атомами волновых пакетов. Ширина спектра излучения (ширина распределения  $G(\omega)$ )

$$\Delta \omega = \Delta T_{\text{мгн}} \frac{\langle \omega \rangle}{\langle T_{\text{мгн}} \rangle}$$

определяется длительностью отдельных волновых пакетов. Причем  $\Delta \omega \approx 1/\tau_{\text{ц}}$ , что можно показать не только численным моделированием, но и доказать аналитически (см., например, [1]). Поскольку обычно выполняется  $\tau_{\text{ц}}/T \gg 1$ , то  $\Delta \omega/\langle \omega \rangle \ll 1$ . Эти неравенства являются количественными критериями определения излучения как квазимонохроматического.

## КАК ИЗМЕРИТЬ ВРЕМЯ КОГЕРЕНТНОСТИ

Чтобы определить промежуток времени, через который колебания частично когерентного света перестают быть согласованными, поставим следующий эксперимент. Направим это излучение на воздушный клин, как показано на рис. 4, а, и будем наблюдать интерференцию в отраженном свете [1]. То есть для определения  $\tau_{\text{ког}}$  света, испускаемого макроскопическим телом, состоящим из огромного числа элементарных излучателей, поместим воздушный клин перпендикулярно направлению распространения излучения в окрестности точки  $P$  (см. рис. 3). Сфокусировав микроскоп или



**Рис. 4.** Интерференция в воздушном клине в отраженном свете: *а* – воздушный клин, *б* – интерференционная картина, *в* – зависимость интенсивности  $I_{отр}$  отраженного излучения от поперечной по отношению к ребру клина координаты  $x$ , *г* – интерференционная картина при наличии на поверхности 2 выемки

саккомодировав глаз на поверхности клина  $I$ , мы увидим перераспределение интенсивности излучения в виде чередующихся светлых и темных полос, параллельных его ребру. На рис. 4, *б* и *в* представлены фотография картины интерференционных полос и зависимость интенсивности в интерференционной картине от поперечной координаты  $x$ , которые численно рассчитаны для случая света, иллюстрированного на рис. 2, *в*.

Обсуждая интерференционную модуляцию излучения, напомним, что в оптике интенсивностью называют величину, пропорциональную квадрату поля, усредненного за промежуток времени, много больший периода световых колебаний. Такое определение обусловлено усреднением квадрата поля излучения реальными фотоприемниками (например, глазом) вследствие их инерционности.

Интерференционная картина, наблюдаемая в воздушном клине в отраженном свете, объясняется сложением на поверхности  $I$  полей двух волн: одной – отра-

женной от границы раздела сред  $I$ , другой – от границы раздела  $2$ . Это означает, что в рассматриваемом эксперименте в точке  $P$  и ее окрестности по сути суммируются (и квадратично усредняются) поле падающей световой волны с момента начала наблюдения  $t_0$  и поле этой же волны в той же области пространства с момента времени  $t_0 + \tau$ . Здесь  $\tau$  – время, необходимое той части излучения, которая отражается от границы  $2$ , чтобы пройти дополнительное по сравнению с волной, отраженной от границы  $I$ , расстояние, равное двойной толщине воздушного клина  $\Delta l = 2\alpha x$ , где  $\alpha$  – угол клина (см. рис. 4, *а*). Там, где разность фаз складываемых полей

$$\Delta\phi = k\Delta l + \frac{\pi}{2} \quad (4)$$

кратна  $2\pi$  и неизменна в течение наблюдения, регистрируется максимум интенсивности (светлая полоса), а там, где она равна  $\pi$ ,  $3\pi$ ,  $5\pi$  и т.д., – минимум интенсивности (темная полоса). Слагаемое  $\pi/2$  в (4) обусловлено скачком фазы волны при отражении ее от оптически более плотной среды [1] на границе раздела  $2$ .

На рис. 4, *б* и *в* видно, что при малом  $x$  наблюдается высококонтрастная интерференционная картина. Максимальное значение интенсивности в центре светлой полосы, практически равное  $4I_{отр}$ , через расстояние  $\lambda/(4\alpha)$  сменяется почти нулем в центре темной полосы. Здесь  $I_{отр}$  – интенсивность волн, отраженных от границ раздела сред  $I$  и  $2$ . Такая пространственная зависимость интенсивности в интерференционной картине характерна для монохроматического излучения, что несложно проверить, суммируя и квадратично усредняя поля вида (1), отличающиеся разностью фаз (4), и учитывая, что  $\Delta l = 2\alpha x$ . Наличие глубокой модуляции интенсивности на поверхности клина, где он имеет малую толщину, говорит о том, что разность фаз колебаний суммируемых полей за время усреднения фотоприемником не меняется. Эти колебания когерентны. Если толщина клина большая и промежуток времени  $\tau = \Delta l/c$ , где  $c$  – скорость света, становится больше времени когерентности  $\tau_{кор}$ , то разность фаз колебаний суммируемых полей с течением времени хаотически изменяется. Усреднение по времени квадрата поля фотоприемником приводит при большом  $x$  к равномерности засветки поверхности клина с интенсивностью, которая равна простой сумме интенсивностей волн, отраженных от границ  $I$  и  $2$ .

Исчезновение интерференционной модуляции излучения при увеличении разности хода в воздушном клине несложно качественно объяснить с помощью обсужденной модели квазимонохроматического света. Каждый из волновых цугов, формирующих излучение, на границе  $I$  делится на два. Один из этих цугов проходит дополнительное расстояние  $\Delta l$ . Если  $\Delta l < c\tau_{ц}$ , то в

точке наблюдения интерференционной картины для любого из необъятного множества цугов наблюдается перекрытие его временного начала (часть падающего цуга, отраженная от границы 1) и конца (другая часть этого же цуга, прошедшая через поверхность 1 и отраженная от границы 2, то есть прошедшая дополнительное расстояние  $\Delta l$ ). Поскольку колебания внутри отдельного волнового пакета согласованы, то реализуется интерференционная картина. Если  $\Delta l < c\tau_{\text{ц}}$ , то в плоскости наблюдения суммируются цуги, порожденные разными исходными цугами падающего на клин излучения. То есть за время усреднения инерционным фотоприемником складывается огромное число волновых пакетов, фазы колебаний которых никак не связаны друг с другом. Интерференционная модуляция исчезает.

Размер области пространства  $x_{\text{инт}}$ , в которой регистрируется интерференционная модуляция излучения, может быть охарактеризован, например, как расстояние, на котором отклонение значения интенсивности в центре светлой полосы от интенсивности равномерной засветки уменьшается от максимального отклонения для первой полосы в  $e$  раз (см. рис. 4, в). Тогда время когерентности естественно оценить по формуле  $\tau_{\text{ког}} = l_{\text{ког}}/c$ , где  $l_{\text{ког}} = 2\alpha x_{\text{инт}}$  — *длина когерентности*.

Из изложенного выше понятны оценки  $\tau_{\text{ког}} \approx \tau_{\text{ц}}$  и  $l_{\text{ког}} \approx c\tau_{\text{ц}}$ . Они подтверждаются и результатами численных экспериментов, приведенных на рис. 4. Ранее было отмечено, что  $\tau_{\text{ц}} \approx 1/\Delta\omega$ , поэтому  $\tau_{\text{ког}} \approx 1/\Delta\omega$ . Последнее соотношение позволяет оценивать время когерентности излучения по ширине его спектра. Соответственно для длины когерентности справедливо  $l_{\text{ког}} \approx c/\Delta\omega$ . Время и длина когерентности являются важнейшими характеристиками частично когерентного излучения. Их смысл понятен.  $\tau_{\text{ког}}$  — это промежуток времени, через который колебания поля излучения в данной точке пространства перестают быть согласованными.  $l_{\text{ког}}$  — это максимальное расстояние, на которое в интерференционных устройствах можно развести волны, формируемые из данной волны с частичной временной когерентностью, чтобы еще наблюдалась интерференционная картина.

Длина когерентности лазерного излучения с высокой временной когерентностью может составлять десятки и даже сотни метров. Длина когерентности характеризуемого широким спектром солнечного излучения всего единицы микрометров. То есть для солнечного излучения выполняется неравенство  $\lambda/l_{\text{ког}} \leq 1$ , где  $\lambda$  — длина волны центральной линии в спектре Солнца. Это неравенство эквивалентно неравенству

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \leq 1, \quad (5)$$

где  $\omega$  — центральная частота в спектре, а  $\Delta\omega$  — ширина этого спектра. Свет, характеризуемый соотношением (5), обычно называют *некогерентным*. Некогерентное излучение формируется множеством волновых цугов, значительно различающихся частотами. Это различие может быть обусловлено, например, тем, что цуги испускаются атомами светящегося тела разного сорта, а если атомами одного сорта, то на разных частотах из их собственного набора. Временную динамику поля некогерентного излучения можно представить, вновь обратившись к рис. 2, в. Однако, предполагая на этот раз, что разброс расстояний между нулями поля в его временной зависимости становится существенно большим,  $\Delta T_{\text{мгн}}/\langle T_{\text{мгн}} \rangle \leq 1$ .

В конце раздела отметим, что современные лазеры могут генерировать импульсы длительностью, равной обратной ширине их спектра  $\tau_{\text{ц}} \approx 1/\Delta\omega$ . Это означает, что  $\tau_{\text{ког}} \approx \tau_{\text{ц}}$  и на всем временном протяжении импульса колебания светового поля можно считать согласованными. Такие импульсы называют *спектрально ограниченными*. Разумеется, интерференционная картина с этими импульсами, например в рассмотренном нами клине, будет той же, что и для излучения с той же величиной  $\tau_{\text{ког}}$ , но для которого  $\tau_{\text{ц}} \gg \tau_{\text{ког}}$ . Объяснение отсутствия интерференционной модуляции при  $x > x_{\text{инт}}$  (см. рис. 4) оказывается на этот раз очевидным: после разделения импульса на границе 1 на два импульса один из них, проходящий дополнительное расстояние  $\Delta l$ , попросту не встретится с другим, отраженным от границы 1, так как  $\Delta l > c\tau_{\text{ц}}$ .

## ПРАКТИЧЕСКОЕ ЗНАЧЕНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ СВЕТА

Почему временная когерентность — важное свойство света и зачем в интерференционных экспериментах необходимо иметь высококогерентное излучение? Ответы на эти вопросы дадим, вновь обратившись к рассмотренному примеру интерференции в воздушном клине. На рис. 4, г приведена картина искривления интерференционных полос при наличии на поверхности 2 клина впадины. Из рисунка понятно, что оптическим методом можно легко диагностировать качество поверхности 2, в частности обнаруживая на ней царапины с шириной и глубиной порядка всего одной-двух длин волн (то есть порядка одного микрометра в поле излучения видимого диапазона). Именно в когерентном излучении реализуется интерференционная картина, представленная на рис. 4, г. Из рисунка видно, что, чем больше  $\tau_{\text{ког}}$  излучения, тем большую поверхность в одном эксперименте можно диагностировать. Явление интерференции в когерентном свете применяется, разумеется, не только для прецизионной диагностики качества



поверхностей, но и в спектроскопии, метрологии, экологических исследованиях и т.п.

## ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ СВЕТА

Кроме временной когерентности важным свойством излучения является и его пространственная когерентность. Характеризуя временную когерентность излучения, мы обсуждали согласованность колебаний светового поля в некоторой точке пространства во временных интервалах, разделенных промежутком времени  $\tau$ . При рассмотрении пространственной когерентности анализируют согласованность колебаний светового поля в некотором интервале времени в разных точках пространства. То есть оценивается согласованность колебаний светового поля в точках  $P$  и  $P'$  поверхности  $S$  (см. рис. 3), перпендикулярной направлению распространения волны. Характеристикой пространственной когерентности считают половину максимального расстояния  $r_{\text{ког}}$  между  $P$  и  $P'$ , для которого колебания в этих точках еще можно считать согласованными. Этот размер называют радиусом когерентности.

Согласованы колебания в  $P$  и  $P'$  или нет, экспериментально можно определить по наличию (или отсутствию) интерференционной картины в области пересечения сферических световых волн, вторичными источниками которых являются точки  $P$  и  $P'$ . Такую интерференцию можно реализовать, например, закрыв поверхность  $S$  непрозрачным тонким экраном с малыми отверстиями в  $P$  и  $P'$  (схема Юнга [1]). Наличие светлых и темных полос на другом экране, размещенном для их наблюдения за отверстиями, говорит о согласованности колебаний поля излучения в точках  $P$  и  $P'$ . Напомним, что незакрытые непрозрачным экраном участки волновой поверхности  $S$  могут рассматриваться как вторичные источники света в соответствии с эвристическим принципом Гюйгенса–Френеля, обоснованным в рамках строгой теории дифракции Кирхгофом [2].

Можно показать, что  $r_{\text{ког}} \approx \lambda/\phi$ , где  $\phi$  — угловой размер светящегося тела (см. рис. 3). Эту оценку несложно получить (см., например, [1, 2]), учитывая, что элементарные излучатели с одного края светящегося объекта испускают свет несогласованно с элементарными излучателями другой части этого объекта. Радиус когерентности лазерного излучения может быть равным всему радиусу сечения лазерного пучка, а для солнечного света вблизи поверхности Земли он составляет всего десятки микрон. Измеряя  $r_{\text{ког}}$  далеких звезд, Майкельсон смог впервые определить их угловые размеры и оценить диаметры звезд (см. [2]).

Если угловые размеры светящегося тела настолько малы, что в данном эксперименте его можно считать материальной точкой, то излучение тела характеризуется *полной пространственной когерентностью*. Хотя временная когерентность при этом может быть лишь частичной. Именно такое предположение о большой величине  $r_{\text{ког}}$  мы сделали моделируя интерференцию в клине при обсуждении характеристик света с частичной временной когерентностью. Поэтому подчеркнем, что параметры пространственной и временной когерентности характеризуют разные возможности для использования излучения в интерференционных экспериментах. Интегральной характеристикой когерентности света является *объем когерентности*  $V_{\text{ког}} = l_{\text{ког}} r_{\text{ког}}^2$ , то есть объем пространства, внутри которого колебания светового поля волны являются согласованными.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей статье мы рассмотрели важные свойства света — его временную и пространственную когерентность. Обсудили параметры, характеризующие эти свойства. Выяснили практическую значимость высококогерентного света. Такой свет получают в лазерах. В основе высокой когерентности лазерного излучения лежит его вынужденный характер. Более подробно о природе и свойствах вынужденного излучения в лазерах можно посмотреть, например, в [3]. При этом отметим, что когерентным излучение может быть не только в оптическом диапазоне, но и в других диапазонах частот.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бутиков Е.И. Оптика. М.: Высш. шк., 1986. 512 с.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
3. Сэм М.Ф. Лазеры и их применение // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 6. С. 92–98.

*Рецензент статьи* Н.Б. Делоне

\* \* \*

Сергей Аркадьевич Козлов, доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики Санкт-Петербургского государственного института точной механики и оптики. Лауреат премии Ленинского комсомола по науке и технике. Область научных интересов – проблемы нелинейной оптики сверхкоротких импульсов. Автор и соавтор более 70 статей и авторских свидетельств.