

Министерство общего и профессионального образования России
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Физический Факультет
Кафедра общей Физики

Методическое пособие по лабораторной работе 2.3
СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕТА

Практикум по физической оптике

Новосибирск
2003

Целью работы является углубление знаний о природе когерентности света и ознакомление с принципами квантовой теории излучения. Используемый в работе квазитепловой источник света позволяет получить наглядное изображение мгновенной картины поля спонтанно излучающего источника, а также изучить статистические закономерности поведения интенсивности поля во времени и пространстве. В результате выполнения работы формируется представление о механизме формирования интерференционной картины в классических интерференционных опытах.

Составитель: Н. Ю. Мучной

Рецензент: Д. К. Топорков

©Новосибирский государственный университет, 2009

Содержание

Введение	4
1. Краткая теория	5
§ 1.1. Временная и пространственная когерентность . . .	5
§ 1.2. Вырожденность излучения	7
§ 1.3. Регистрация световых сигналов	9
§ 1.4. Статистика фотоотсчётов	11
§ 1.5. Квазитепловые источники света	14
2. Описание лабораторной работы	17
§ 2.1. Общая схема установки	17
§ 2.2. Аппаратура	17
§ 2.3. Программное обеспечение	18
§ 2.4. Порядок выполнения работы	21
§ 2.5. Контрольные вопросы	23
Библиографический список	24

Введение

По представлениям классической физики, движение частиц и распространение волн в пространстве — принципиально разные физические процессы. Однако, такие явления, как фотоэффект или рассеяние света на электроне (эффект Комптона), убедительно показали, что свет, имеющий в классической оптике волновую природу, обнаруживает сходство с потоком частиц — фотонов. С другой стороны, пучок электронов, падающих на кристалл, даёт дифракционную картину, которую можно объяснить лишь на основе волновых представлений. Такой дуализм корпускулярных и волновых свойств не может быть понят в рамках классической физики и является основой квантовой теории. Для регистрации светового сигнала в современной экспериментальной физике используются различные фотодетекторы, преобразующие световой сигнал в электрический ток. В случае достаточно большой интенсивности света, на выходе фотодетектора появляется фототок, пропорциональный световому потоку. Однако, при понижении интенсивности света, непрерывный фототок превращается в отдельные импульсы тока, соответствующие регистрации отдельных фотонов. Можно сказать, что фототок возникает в результате наложения отдельных импульсов, если при увеличении интенсивности света время между импульсами становится меньше длительности каждого из них. Для интерпретации результатов опытов, выполненных на основе регистрации отдельных фотонов, необходимо учитывать вероятностный характер излучения и поглощения света, тесно связанный с квантовым определением процесса измерения и соотношением неопределённостей Гейзенберга.

1. Краткая теория

§ 1.1. Временная и пространственная когерентность

Понятие когерентности световых пучков возникло при описании классических опытов по интерференции. Его можно сформулировать следующим образом: *два световых пучка считаются когерентными, если их суперпозиция образует стационарную в пространстве интерференционную картину.* Из классических интерференционных опытов [1] можно заключить, что контрастность интерференционной картины зависит от разности длин оптических путей интерферирующих лучей и углового размера источника света. В опыте Юнга, например, количество наблюдаемых интерференционных полос определяется длиной когерентности, а контрастность интерференционной картины – шириной одиночной щели.

Поскольку пучок света состоит из фотонов, для каждого из них, согласно соотношению неопределённостей, мы можем написать следующее:

$$\Delta x \Delta p_x \gtrsim \hbar , \quad (1a)$$

$$\Delta y \Delta p_y \gtrsim \hbar , \quad (1b)$$

$$\Delta z \Delta p_z \gtrsim \hbar . \quad (1c)$$

В шестимерном пространстве координат и импульсов (фазовое пространство) фотон занимает фазовый объём $V = \hbar^3$, где \hbar — постоянная Планка. В силу целочисленности момента импульса фотона (спин фотона равен единице), фотонный газ подчиняется статистике Бозе: в элементарной ячейке фазового пространства с объемом V может находиться произвольное число фотонов. Такую ячейку фазового пространства мы назовём *модой колебаний электромагнитного поля*. Для моды колебаний, распространяющейся в направлении оси z , соотношения (1a, 1b) легко переписать, исходя из линейных размеров источника света Δx , Δy и

угловых расходимостей моды $2\theta_x, 2\theta_y$. Используя $\sin \theta_x = \Delta p_x/|p|$, $\sin \theta_y = \Delta p_y/|p|$ и $\hbar/|p| = \lambda/2\pi$ имеем:

$$\Delta x \sin \theta_x \gtrsim \lambda/2\pi \quad , \quad (2a)$$

$$\Delta y \sin \theta_y \gtrsim \lambda/2\pi \quad . \quad (2b)$$

В направлении распространения моды $\Delta p_z = 2\pi\hbar\Delta\nu/c$ и $\Delta z = c\Delta t$, где $\Delta\nu$ — ширина спектра излучения, а Δt — время наблюдения. Следовательно,

$$\Delta\nu\Delta t \gtrsim 1/2\pi \quad . \quad (2c)$$

Величины углов $2\theta_x, 2\theta_y$, удовлетворяющие условиям (2a, 2b), называются углами когерентности, а значение Δt , удовлетворяющее (2c), — временем когерентности. Отсюда можно сделать вывод о невозможности получения светового пучка с угловой расходимостью $2\alpha < 2\theta$ и длительностью $\tau < \Delta t$. Однако мы можем выделить область пучка, для которой выполняются временные и пространственные условия

$$\alpha_x \ll \theta_x \quad , \quad (3a)$$

$$\alpha_y \ll \theta_y \quad , \quad (3b)$$

$$\tau \ll \Delta t \quad . \quad (3c)$$

Здесь (3a, 3b) — это условия *пространственной* когерентности, а (3c) — *временной* когерентности. Эти выражения количественно совпадают с условиями когерентности в классических интерференционных опытах, поэтому мы можем по-новому сформулировать условие получения стационарной интерференционной картины: «*Каждая мода колебаний интерферирует только сама с собой*» [2].

В большинстве источников света фотоны появляются в результате *спонтанного* излучения атомов, ионов или молекул, в отличие от лазеров, где существенную роль играет *вынужденное* излучение. В таких источниках различные области излучающего

тела никак не связаны между собой, и интенсивность света меняется случайным образом во времени и пространстве из-за статистической природы процесса излучения. Тем не менее, в пределах одной моды излучения флуктуации интенсивности отсутствуют. Поэтому пространственно когерентная область светового пучка стационарна в пространстве, но флуктуирует во времени, если время наблюдения $\tau \gg \Delta t$. С другой стороны, если мы наблюдаем когерентный во времени пучок света $\tau \ll \Delta t$, флуктуации интенсивности во времени отсутствуют, зато при достаточно большой площади наблюдения интенсивность света будет случайно распределена в пространстве.

§ 1.2. Вырожденность излучения

Вырожденностью излучения мы будем называть среднее количество фотонов в одной моде колебаний электромагнитного поля. Общее количество фотонов, излучаемых источником света в единицу времени, можно определить, зная мощность излучателя и энергию одного фотона. Например, мощность излучения 100-ваттной лампы накаливания в видимом диапазоне спектра оценим как $P = 1$ Вт, т. к. основная мощность выделяется в инфракрасной области. Энергия фотона $E = h\nu = hc/\lambda$, где $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ Дж · с — постоянная Планка, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с — скорость света, $\lambda = 550 \cdot 10^{-9}$ м — средняя длина волны света для видимого диапазона спектра. Число фотонов, излучаемых источником за одну секунду $N = P/E \simeq 3 \cdot 10^{18}$. Эта простая оценка показывает, что поле излучения источника можно рассматривать как фотонный газ, используя законы статистической физики.

Статистическое распределение ансамбля монохроматических фотонов с энергией $h\nu$ по квантовым ячейкам (модам колебания

поля) описывается распределением [4, 5]:

$$W(n) = \left(1 - \exp \left[\frac{-h\nu}{kT} \right] \right) \cdot \exp \left[\frac{-nh\nu}{kT} \right] , \quad (4)$$

где k — постоянная Больцмана ($k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К), T — температура системы (фотонный газ и излучатель находятся в тепловом равновесии). Из (4) определим среднее значение количества фотонов $\langle n \rangle$ в одном квантовом состоянии: ¹

$$\langle n \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} nW(n) = \frac{1}{\exp \left[\frac{h\nu}{kT} \right] - 1} . \quad (5)$$

Выражение (5) — так называемая формула Планка, полученная им в для объяснения спектра теплового излучения. Доклад Планка на Берлинском коллоквиуме Физического общества 14-го декабря 1900 г. считается днем рождения квантовой теории, ибо в нём впервые публично была высказана идея существования конечных квантов энергии электромагнитного поля. Выражение (4) называется распределением Бозе-Эйнштейна для газа невзаимодействующих бозонов.

Зависимость среднего числа фотонов $\langle n \rangle$ видимого спектра в одном квантовом состоянии от температуры источника излучения представлена на рис. 1. Заметим, что температура вольфрамовой нити в лампе накаливания 2000–3000 °К, температура на поверхности солнца – 5800 °К, температура электронов в газоразрядной лампе может достигать 10^6 °К. В 1801 году английский физик, врач и астроном Томас Юнг сформулировал принцип суперпозиции волн и объяснил интерференцию света, наблюдавшуюся в поставленном им опыте, где источником света являлся солнечный свет. Из рис. 1 видно, что для солнечного света $\langle n \rangle \simeq 0.01$,

¹справочник по суммам: $\sum_{k=0}^{\infty} kx^k = x/(1-x)^2$ для $x < 1$

следовательно Юнг наблюдал интерференцию одиночных фотонов, каждый из которых проходил через обе щели.

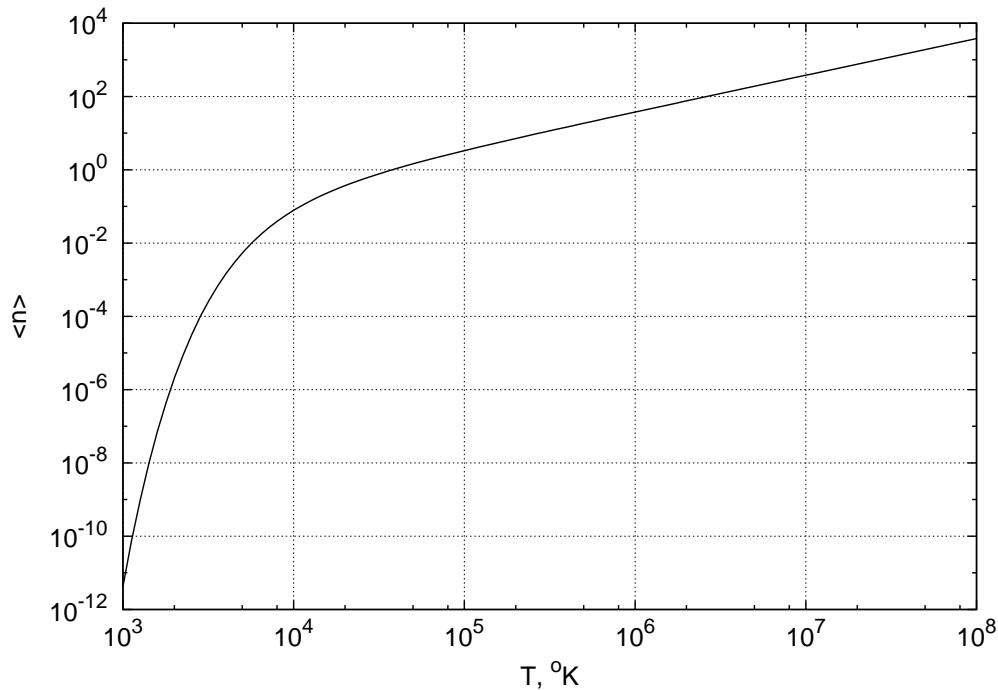


Рис. 1. Зависимость среднего числа фотонов $\langle n \rangle$ видимого спектра ($\lambda = 550$ нм) в одном квантовом состоянии от температуры источника излучения

Нетрудно показать, что формула (4), с учетом (5), может быть записана следующим образом:

$$W(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{(1 + \langle n \rangle)^{1+n}} . \quad (6)$$

§ 1.3. Регистрация световых сигналов

Зададимся вопросом: можно ли экспериментально подтвердить существование фотонов как частиц и измерить их распределения по элементарным ячейкам фазового пространства? При низких энергиях фотонов основным процессом их взаимодействия с веществом является фотоэффект, т. е. выбивание атомного электрона с поверхности детектора в вакуум (внешний фотоэффект) или рождение электрон-дырочных пар в полупроводнике (внутренний фотоэффект). В любом случае, фотоэффект приводит к

появлению свободного электрического заряда. Фотоэффект был объяснён в 1905 году Альбертом Эйнштейном на основе гипотезы Макса Планка о квантовой природе света. Из закона сохранения энергии, при представлении света в виде частиц (фотонов), следует формула Эйнштейна для фотоэффекта:

$$h\nu = A_{out} + \frac{mv^2}{2}, \quad (7)$$

где A_{out} - т.н. работа выхода (минимальная энергия, необходимая для удаления электрона из вещества), $\frac{mv^2}{2}$ — кинетическая энергия вылетающего электрона, ν — частота падающего фотона, h — постоянная Планка.

В лабораторной работе в качестве детектора света используется ПЗС-матрица. Прибор с зарядовой связью (ПЗС) был изобретен в 1969 году Уиллардом Бойлом (Willard Boyle) и Джорджем Смитом (George E. Smith) в Лабораториях Белла (AT&T Bell Labs). Идея заключалась в реализации возможности перемещения заряда по поверхности полупроводника. Так как приборы с зарядовой связью начали свою жизнь как устройства памяти, можно было только поместить заряд во входной регистр устройства. Но вскоре стало ясно, что прибор способен получать заряд благодаря фотоэффекту, и в 1970 году исследователи Bell Labs научились фиксировать изображения с помощью ПЗС-линеек (в них воспринимающие свет элементы расположены в одну или несколько линий). Таким образом впервые был создан фотоэлектрический прибор с зарядовой связью. Впоследствии под руководством Кадзуо Ивама (Kazuo Iwama) компания Sony стала активно заниматься ПЗС и сумела наладить массовое производство ПЗС для своих видеокамер. С 1975 года начинается активное внедрение телевизионных ПЗС-матриц, а в 1989 году они применялись уже в 97% всех телекамер.

В приборах с зарядовой связью преобразование фотона в элек-

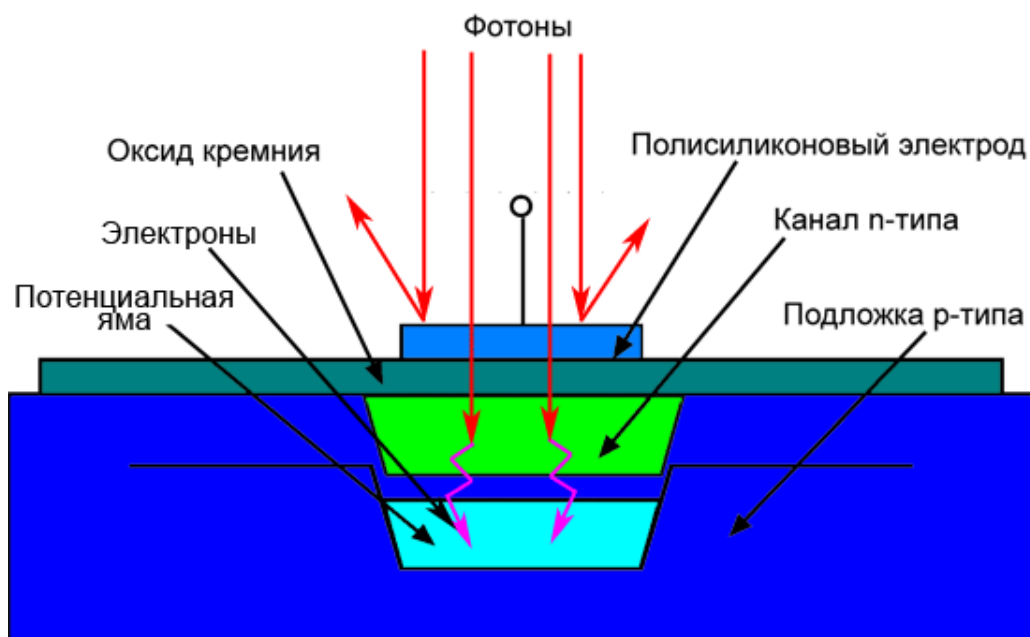


Рис. 2. Сечение одного пикселя ПЗС-матрицы

трон производится в результате внутреннего фотоэффекта: поглощения светового кванта кристаллической решёткой полупроводника с выделением носителей заряда. Очевидно, что образовавшиеся носители заряда до момента считывания необходимо как-то сохранить. Для этого основной материал ПЗС-матрицы – кремниевая подложка р-типа – оснащается каналами из полупроводника n-типа, над которыми из поликристаллического кремния изготавливаются прозрачные для фотонов электроды. После подачи на такой электрод электрического потенциала в обеднённой зоне под каналом n-типа создаётся потенциальная яма, назначение которой – хранить заряд, «добываемый» посредством внутреннего фотоэффекта. Чем больше фотонов упадёт на ПЗС-элемент (пиксель) и превратится в электроны, тем выше будет заряд, накопленный ямой.

§ 1.4. Статистика фотоотсчётов

Простейший эксперимент по статистике фотонов состоит в измерении числа n фотоотсчётов в заданном временном интервале

ле τ [3]. Явление фотоэффекта не может быть объяснено классической теорией, и, как любой квантовый процесс, описывается на языке вероятностей. В случае постоянной интенсивности ($I = \text{const}$) света, падающего на фотоприёмник площадью A , вероятность получить n фотоотсчётов за время τ определяется распределением Пуассона [6]:

$$P(n) = \frac{\langle n \rangle^n e^{-\langle n \rangle}}{n!} , \quad (8)$$

где $\langle n \rangle = \eta I A \tau / h\nu$ — среднее по многим измерениям количество фотоотсчётов, η — эффективность регистрации фотоприёмника. Введя обозначение $\alpha = \eta A \tau / h\nu$, из (8) получим:

$$P(n) = \frac{(\alpha I)^n e^{-\alpha I}}{n!} . \quad (9)$$

Обобщим это выражение на случай, когда интенсивность света I не является константой. Введём функцию интегральной интенсивности

$$W(t, \tau) = \frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} I(t') dt' , \quad (10)$$

которая подчиняется произвольному распределению вероятностей $P(W)$. Умножим (9) на $P(W)$ и проинтегрируем по dW :

$$P(n, t, \tau) = \int_0^{\infty} P(W) \frac{(\alpha W)^n e^{-\alpha W}}{n!} dW . \quad (11)$$

Выражение (11) называется соотношением фотодетектирования и было выведено Манделем в конце 1950-х годов. Интенсивность светового потока I можно считать константой, когда время накопления числа фотоотсчётов гораздо больше времени когерентности: $\tau \gg \tau_c$. В этом случае все флуктуации потока усредняются. Рассмотрим другой предельный случай: $\tau \ll \tau_c$.

Поскольку интенсивность света $I(t)$ практически не меняется за время τ_c , интегральная интенсивность $W = I$ и формула Манделя (11) принимает вид:

$$P(n, \tau \ll \tau_c) = \int_0^{\infty} P(I) \frac{(\alpha I)^n e^{-\alpha I}}{n!} dI . \quad (12)$$

Такие измерения статистики фотоотсчётов в случае малых временных интервалов дают более глубокое представление о физике явления, поскольку интенсивность I имеет простой физический смысл, в отличие от интегральной интенсивности W . Распределение мгновенной интенсивности $P(I)$ для хаотического светового поля получим из выражения (6), считая что $\langle n \rangle \gg 1$, площадь детектора меньше площади когерентности и $I \sim n$:

$$P(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp \left[-\frac{I}{\langle I \rangle} \right] . \quad (13)$$

Подставив (13) в (12), можно получить распределение фотоотсчётов ² для хаотического источника в случае $\tau \ll \tau_c$:

$$P(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{(1 + \langle n \rangle)^{1+n}} . \quad (14)$$

Нетрудно заметить, что выражение (14) точно совпадает с (6). Получив экспериментально такое распределение фотоотсчётов, можно было бы подтвердить справедливость выводов теории относительно распределения фотонов по модам колебаний поля. В принципе, возможно напрямую наблюдать флуктуации потока фотонов в пространстве или во времени. Но здесь существуют две основные экспериментальные проблемы: во-первых, время когерентности обычных источников света очень мало, оно не превышает 10^{-8} с даже в случае очень узкой спектральной линии.

²Справочник по интегралам: $\int_0^{\infty} x^K \exp(-\beta x) dx = (\frac{1}{\beta})^{K+1} K!$.

Во-вторых, среднее число фотонов в одной моде колебаний для обычных источников много меньше 1 (см. рис. 1).

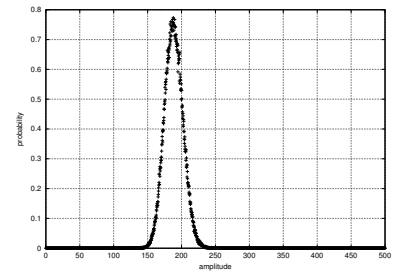
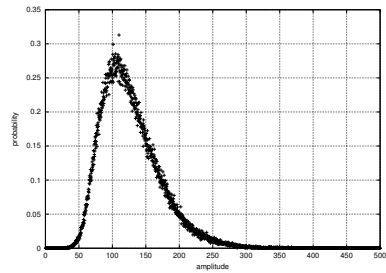
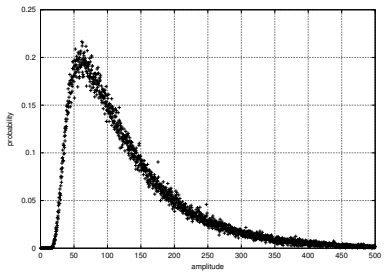
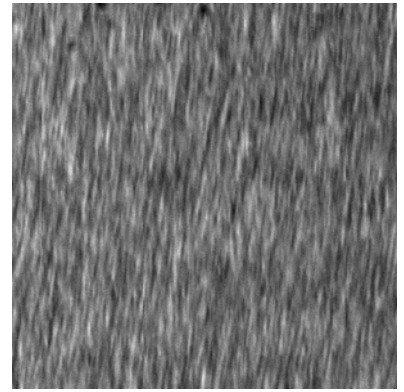
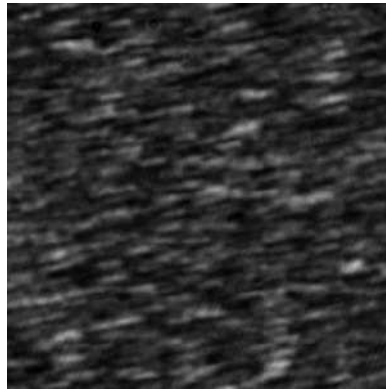
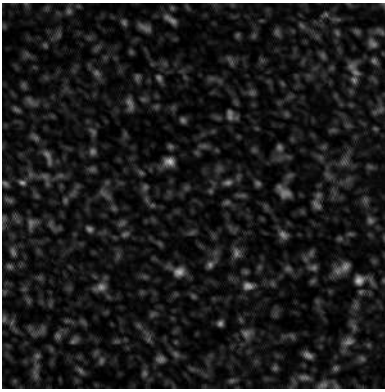
В произвольный момент времени электромагнитное поле спонтанно излучающего источника в какой-либо точке пространства является результатом интерференции волн от огромного количества независимо друг от друга излучающих атомов среды. Таким образом, зарегистрированный фотодетектором «отдельный» фотон в принципе не может быть связан с актом излучения определенного атома, а является суперпозицией большого количества волн (волновых функций).

§ 1.5. Квазитепловые источники света

Важным шагом в изучении статистического поведения хаотически излучающих источников явилось создание так называемых *квазитепловых источников света*. Квазитепловой источник позволяет преодолеть обе экспериментальные проблемы, обозначенные в конце предыдущего параграфа, и делают доступным прямое наблюдение флуктуаций в световых пучках. Для получения квазитеплого излучения выделяется пространственно когерентная область излучения любого источника света, которая рассеивается на матовом диске. Матовый диск представляет собой случайное распределение рассеивающих центров, поскольку набег фазы случайно распределён по поверхности диска в соответствии со случайной модуляцией его толщины. В результате на экране, расположенном за диском, появляется стационарная интерференционная картина, состоящая из спеклов (от англ. speckle — пятно), полностью аналогичная мгновенному пространственному распределению интенсивности света хаотически излучающего источника. Временные флуктуации интенсивности при этом не исчезают, однако, они могут быть усреднены при использовании детектора излучения с достаточно большим временем отклика.

В действительности, как уже отмечалось выше, любой реальный детектор удовлетворяет этому требованию. Флуктуации интенсивности с большим временем когерентности могут быть получены, если мы будем вращать матовый диск — интерференционная картина перестанет быть стационарной, и в каждой точке экрана флуктуации интенсивности будут происходить с временем когерентности, определяемым скоростью вращения диска. Таким образом, мы получили источник излучения, время когерентности которого может легко изменяться в широких пределах (от микро-секунд до секунд) изменением скорости вращения диска. Число фотонов в объеме когерентности может быть огромным и определяется интенсивностью источника света и, опять же, скоростью вращения диска. В качестве источника исходного излучения при создании квазитеплого источника очень удобно использовать лазер, мощность пространственно когерентной моды которого на много порядков превосходит мощность разнообразных ламп.

Для иллюстрации работы квазитеплого источника излучения на рис. 3 приведены цифровые фотографии картины спеклов, получающиеся при рассеянии излучения He-Ne лазера на диске из матированного стекла, снятые при фиксированной выдержке и различных скоростях вращения диска. Внизу, под фотографиями, для каждого случая приведён амплитудный спектр, полученный путем считывания амплитуды сигнала в каждом пикселе (ячейке) цифровой фотокамеры. Этот сигнал пропорционален интенсивности света, или количеству фотонов, зарегистрированных в каждом пикселе.



a

b

c

Рис. 3. Пространственное распределение интенсивности и амплитудный спектр квазитеплового источника света при фиксированной выдержке: *a* — неподвижный диск; *b* — медленно вращающийся диск; *c* — быстро вращающийся диск

2. Описание лабораторной работы

§ 2.1. Общая схема установки

Общая схема установки представлена на Рис. 4:

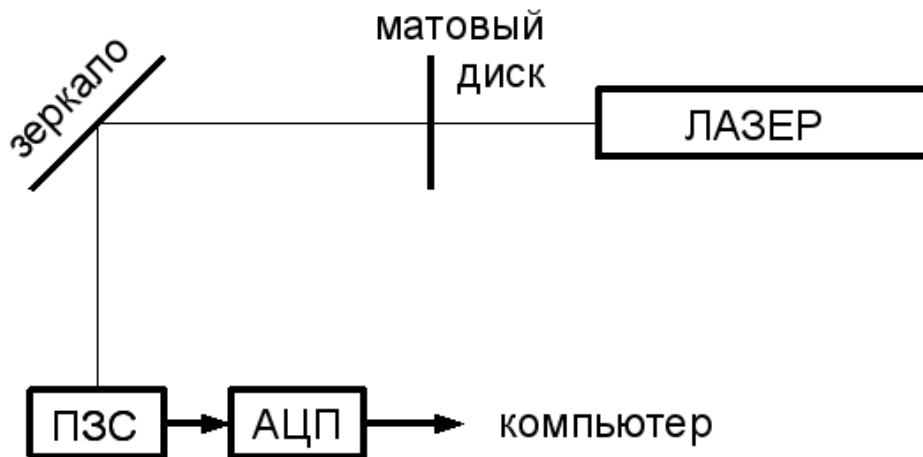


Рис. 4. Схема экспериментальной установки

Лазерный луч He-Ne лазера ослабляется при необходимости поляризатором и фокусируется короткофокусной линзой на вращаемый электродвигателем с редуктором диск из матового стекла, формируя картинку из спеклов на входной диафрагме ФЭУ.

§ 2.2. Аппаратура

Аналоговый сигнал с ФЭУ поступает на вход дискриминатора (Д-8) и на кабельную линию задержки (КЛЗ). КЛЗ представляет собой 15 метров кабеля РК-50, который обеспечивают задержку сигнала приблизительно на 80 нс. Дискриминатор Д-8 выдает короткий логический импульс только в том случае, когда амплитуда входного сигнала превышает порог дискриминации. Выходной сигнал с дискриминатора поступает на вход формирователя импульсов, который формирует логический импульс длительностью приблизительно 1 мкс. Этот импульс, в свою очередь, подается

на вход «ВОРОТА» зарядо-цифрового преобразователя, а на его аналоговый вход подается импульс с КЛЗ. Заряд, накопленный на внутренней емкости в ЗЦП в течение длительности импульса «ВОРОТА», оцифровывается внутри блока и цифровой код считывается в компьютер.

Для измерения распределений фотоотсчетов в работе используются электронные блоки таймера и счетчика логических импульсов, выполненных в стандарте КАМАК. С помощью программы устанавливается длительность вырабатываемых таймером логических импульсов (1–1000 мс), которые генерируются таймером и подаются на вход «БЛОКИРОВКА» счетчика импульсов. При появлении такого импульса запускается подсчет импульсов, приходящих с выхода дискриминатора на один из входов счетчика. По окончании импульса от таймера подсчет останавливается, показания счетчика считываются в компьютер и регистр счетчика сбрасывается в 0.

§ 2.3. Программное обеспечение

Автоматизация экспериментальной установки реализована на базе операционной системы Linux, являющейся популярной свободно распространяемой разновидностью системы UNIX [7]. После включения питания компьютера происходит загрузка операционной системы после чего на экране появляется графическое окно входа в систему, где нужно набрать *login* (student) и *password* (ngu). Далее запускается графический интерфейс X-Window и программа управления установкой (запустить программу можно вручную через меню), общий вид панели управления которой представлен на рис. ??:

Поясним назначение кнопок и полей панели управления.

- Секция **Измерения**

«*Интенсиметр*» — после нажатия этой кнопки в графическом окне выводится среднее значение и среднеквадратичный разброс числа зарегистрированных фотоотсчётов за время, соответствующее выбранной длительности импульса таймера (усреднение производится по 10-ти измерениям).

«*Спектр*» — при нажатии этой кнопки начинается процесс измерения спектра амплитуд импульсов с ФЭУ.

«*Статистика*» — нажатие этой кнопки начинает процесс измерения распределения статистики фотоотсчётов.

«*Стоп*» — при нажатии этой кнопки любые измерения принудительно останавливаются.

- Секция **КАМАК**

«*Порог*» — используется для ввода порога дискриминации в милливольтках. Используемый в работе дискриминатор позволяет менять порог дискриминации от 10 мВ до 1285 мВ с шагом 5 мВ.

«*Интервал*» — используется для ввода длительности генерируемых таймером импульсов в миллисекундах (от 1 мс до 2^{16} мс с шагом 1 мс).

«*Статистика*» — поле предназначено для ввода числа событий, по достижению которого заполнение гистограмм спектра или числа фотоотсчётов будет остановлено автоматически.

«*Записать*» — кнопка осуществляет запись выбранных параметров в аппаратуру.

- Секция **Теория**

«*Пуассон*» — нарисовать распределение Пуассона.

«*Гаусс*» — нарисовать распределение Гаусса.

«*Бозе*» — нарисовать распределение Бозе-Эйнштейна.

«*Выход*» — выход из программы.

Результаты измерений в виде гистограмм энергетического спектра или распределения количества фотоотсчётов выводятся в графическом окне (см. рис. ??). Для построения теоретических распределений используется экспериментальное значение $\langle n \rangle$ и нормировочный множитель, равный полной статистике экспериментальной гистограммы. Переключение между окнами осуществляется комбинацией клавиш $\langle \text{Alt} + \text{Tab} \rangle$. Гистограммы могут быть сохранены на диске через меню $\langle \text{File} \rangle$ (графическое окно) в формате Postscript. С помощью программы GhostView, доступной в меню запуска программ, гистограммы могут быть просмотрены и напечатаны на принтере.

После завершения работы необходимо выключить компьютер правильным образом:

- выйти из X-window
- в окне *login — password* в меню <System> выбрать опцию <Halt>
- дождаться остановки системы
- выключить питание системного блока и монитора.

§ 2.4. Порядок выполнения работы

1. Включить питание аппаратуры, компьютер и источник питания лазера согласно памятке на рабочем месте или указаниям преподавателя. В кейте КАМАК установлен модуль контроля питания, на котором имеется шесть пар красных и зелёных светодиодов. Признаком наличия питания в кейте является свечение всех зелёных фотодиодов.
2. Наблюдать картинку спеклов, получающуюся при прохождении лазерного излучения через неподвижный матовый диск. При необходимости можно изменить яркость картинки и размер спеклов путем поперечного и продольного смещения линзы.
3. Включить источник питания электродвигателя, вращающего матовый диск. Наблюдать картину движения спеклов.
4. Запустить программу «ЛАВ-2.3». Запустить «*Интенсиметр*»: на экран монитора выводятся результаты измерений числа импульсов с ФЭУ в единицу времени, которую можно изменять в поле «*Интервал*». Проверить, как влияет на среднее число зарегистрированных импульсов выключение внешнего освещения в лаборатории, перекрывание лазерного луча с помощью экрана. При необходимости выключить свет в лаборатории. С помощью изменения порога дискриминации до-

биться наилучшего подавления фона и шумовых сигналов. Измерить среднее количество фотоотсчётов ФЭУ в секунду при открытом и закрытом (экраном) ФЭУ и записать результаты.

5. Измерить и распечатать амплитудные спектры сигналов с ФЭУ при двух значениях порога дискриминации (например, 10 мВ и 50 мВ).
6. Установить минимальную длительность импульса таймера ($T=1$ мс) и минимально возможную скорость вращения матового диска (напряжение на двигателе около 2–3 В). Измерить распределение фотоотсчётов, сравнить его с распределениями Бозе-Эйнштейна и Пуассона, выбрать, на что оно больше похоже, распечатать картинку.
7. Увеличить скорость вращения диска (повысив напряжение на двигателе до 15 В). Измерить распределение фотоотсчётов, сравнить его с распределениями Бозе-Эйнштейна и Пуассона, выбрать, на что оно больше похоже, распечатать картинку.
8. Остановить диск, выключив питание двигателя. Измерить распределение фотоотсчётов, сравнить его с распределениями Пуассона и Бозе-Эйнштейна, выбрать, на что оно больше похоже, распечатать картинку.

В качестве результатов работы необходимо представить измеренные распределения числа фотоотсчётов (минимум 3 распечатанные картинки), амплитудные спектры сигналов с ФЭУ (две картинки), измеренное соотношение скорости счета ФЭУ в единицах фотоотсчёт/с для выбранного порога дискриминатора при открытом/закрытом ФЭУ. Необходимо объяснить полученные результаты.

§ 2.5. Контрольные вопросы

1. Как оценить (измерить) время когерентности квазитеплого источника, использующегося в данной работе?
2. Широкий амплитудный спектр импульсов с ФЭУ говорит о том, что амплитуды сигналов с ФЭУ могут быть существенно разными. Почему?
3. Распределение фотоотсчётов, измеренное при неподвижном диске, очень напоминает распределение Пуассона. Почему?
4. Можно ли сказать, что описанный выше квазитепловой источник излучения и результаты проведённых опытов являются *доказательством* того, что распределение фотонов по модам колебаний поля подчиняется статистике Бозе? Или же сходство распределения фотоотсчётов при медленно вращающемся диске с распределением Бозе-Эйнштейна случайно и не имеет такой фундаментальной основы?

Библиографический список

- [1] В. Ф. Климкин. Интерференция света: сборник работ по физической оптике. Ч. I. Новосибирск, НГУ, 2002.
- [2] W. Martienssen, E. Spiller. Coherence and Fluctuations in Light Beams. // American Journal of Physics 1964 v. 32 N. 12. p. 919.
(ксерокопия статьи имеется в практикуме и может быть получена для ознакомления)
- [3] Ян Перина. Когерентность света. Москва: МИР, 1974.
- [4] Л. Д. Ландау Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. Ч. 1. Москва: Наука, 1995.
- [5] Ю.Б. Румер М.Ш. Рывкин. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. Москва: Наука, 1977.
- [6] Д. Худсон. Статистика для физиков. Москва: МИР, 1970.
- [7] Б. В. Керниган, Р. Пайк. UNIX — универсальная среда программирования. Москва: Финансы и Статистика, 1992.