

С.И. Вавилов

Микроструктура света

Исследования и очерки

Москва
«Книга по Требованию»

УДК 53
ББК 22.3
С11

С11 **С.И. Вавилов**
Микроструктура света: Исследования и очерки / С.И. Вавилов – М.: Книга
по Требованию, 2013. – 194 с.

ISBN 978-5-458-32552-3

ISBN 978-5-458-32552-3

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2013

© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2013

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первоизданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.



Серия Книжный Ренессанс

www.samizday.ru/reprint

оптики, но до сих пор в оптике стоит особняком и имеет только крайне абстрактное формальное толкование. Ждет своего преодоления формализм и остающаяся доселе «несводимость» самого классического учения об электромагнитном поле. Прогресс в этой области теоретической физики, надо надеяться, решительно поможет дальнейшему развитию микрооптики.

Приношу искреннюю благодарность моим товарищам и сотрудникам — В. Л. Левшину, Е. М. Брумбергу, П. П. Теофилову, Б. Я. Свешникову, А. Н. Севченко, П. А. Черенкову, Ф. М. Пекерман, Т. В. Тимофеевой, М. Д. Галанину. Их научные результаты во многом облегчили решение стоявших перед нами задач.

С. Вавилов

Мозжинка
Август 1950 г.



ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ
СВЕТОВЫХ КВАНТОВЫХ
ФЛУКТУАЦИЙ
ВИЗУАЛЬНЫМ МЕТОДОМ**



Глава первая

ВИЗУАЛЬНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ КВАНТОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ

§ 1. «Классические» и квантовые флуктуации света

Существование беспорядочной микроструктуры в световом потоке непосредственно должно обнаружиться статистическими отклонениями от средних значений (флуктуациями) в различных оптических свойствах потока. Для наблюдения таких флуктуаций необходимо экспериментировать с очень слабыми источниками света или световыми потоками. Два этих условия не равносильны для классического (волнового) и квантового рассмотрения вопроса.

Обычный источник света состоит из множества излучающих движущихся частиц, взаимодействующих одна с другой, соударяющихся, получающих новые импульсы к излучению или, наоборот, прекращающих излучать при ударах. Учитывая статистический хаос этих процессов, легко понять, что и в классическом рассмотрении задачи при относительно малом числе светящихся частиц и при наблюдении их коллектива за очень короткие промежутки времени необходимо ожидать статистических отклонений от среднего значения в световом потоке. Такие флуктуации будут выражением беспорядочности молекулярных движений светящейся среды. Важно, впрочем, отметить следующие особенности этих «классических» световых флуктуаций: прежде всего они определяются только процессами, происходящими внутри источника света, и не должны зависеть от мощности светового потока, попадающего в прибор. Можно, например, изучать свет на любом расстоянии от очень слабого точечного источника, но флуктуации должны остаться прежними, так как они определяются только молекулярным движением в самом источнике света. С другой стороны, с классической точки зрения возможно осуществить источник света,

лишенный флуктуаций. Представим себе, например, молекулы, растворенные в очень вязком веществе и флуоресцирующие под действием внешнего источника, свободного (или практически свободного) от флуктуаций. С классической точки зрения флуоресцирующие молекулы, не подверженные возбуждающему или тушащему действию вязкой среды (в соответствии с опытом), должны излучать свет непрерывно и постоянно, без флуктуаций.

Очевидно, что «классические» световые флуктуации должны в очень большой степени зависеть от физического состояния источника света, и только для условий равновесного температурного излучения абсолютно черного тела эти флуктуации могут быть определены, независимо от состава и строения этого тела, как функция его температуры.

Квантовая природа излучения в корне меняет характер флуктуационных явлений. Даже в только что рассмотренном случае, когда с классической точки зрения световые флуктуации могут отсутствовать, должны в полной мере проявляться квантовые флуктуации, определяемые так называемой «спонтанной» независимостью актов излучения отдельных молекул. В общем случае, однако, на эти квантовые флуктуации должны накладываться статистические колебания, вызываемые молекулярными движениями и взаимными возмущениями частиц. Например, при вынужденном возвращении возбужденной молекулы из метастабильного состояния в лабильное с последующим излучением должны проявляться «классические» флуктуации, отражающие статистический беспорядок молекулярных вынуждающих возмущений, и вместе с тем будут иметь место квантовые отклонения, отвечающие спонтанному характеру возвращения из обычных возбужденных состояний в нормальные.

Для энергии излучения в замкнутой полости нагретого черного тела средний квадрат общих флуктуаций (классических и квантовых) выражается двучленной формулой Эйнштейна, показывающей аддитивный характер обоих родов флуктуаций [1]:

$$\overline{(\Delta E_0)^2} = h\nu E_0 + \frac{c^3}{8\pi\nu^2\Delta\nu} \frac{E_0^2}{\nu_0}, \quad (4)$$

где (по формуле Планка)

$$E_0 = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{\Delta\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \nu_0;$$

ν_0 — объем полости;

ν — частота излучения;

$\Delta\nu$ — рассматриваемый спектральный интервал.

Пользуясь написанным значением E_0 , удобно формулу Эйнштейна переписать в таком виде:

$$\overline{(\Delta E_0)^2} = h\nu E_0 \left(1 + \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \right). \quad (2)$$

Для видимого света, например с длиной волны в 5000 Å, и для температуры $T \approx 3000^\circ$

$$\overline{(\Delta E_0)^2} \approx h\nu E_0, \quad (2')$$

но, например, для $T \approx 30000^\circ$ в выражении флуктуаций должен сказываться и второй член, флуктуации будут измеримой функцией температуры. Таким образом, флуктуации могут быть, по крайней мере принципиально, применены, например, для измерения температуры очень горячих звезд, если, конечно, возможно предполагать постоянной среднюю интенсивность излучения звезды во время опыта.

Основное свойство квантовых флуктуаций света, глубоко отличающее их от «классических» флуктуаций, состоит в том, что эти флуктуации должны наблюдаться при любом состоянии постоянного источника света, если только достаточно велико разрежение н а б л ю д а е м о г о светового потока. Источник может быть самосветящимся, рассеивающим посторонний свет, накаленным или люминесцирующим телом,— во всех случаях должны иметь место квантовые флуктуации, наблюдаемые при достаточном ослаблении светового пучка. Как уже сказано, эти квантовые флуктуации могут при некоторых условиях осложняться «классическими», молекулярными флуктуациями, отражающими природу излучателя.

§ 2. Возможность визуального наблюдения квантовых флуктуаций

Теоретическое исследование квантовых флуктуаций ограничивалось до сего времени равновесным температурным излучением абсолютно черного тела. Экспериментально уже давно доступны измерению флуктуации жестких световых радиаций лучей Рентгена и γ -лучей при помощи чувствительных ионизационных камер и счетчиков типа Гейгера — Мюллера. Современные фотоэлементы и счетчики фотонов не доведены, однако, до чувствительности и устойчивости, необходимых при исследовании флуктуаций в видимой части спектра. Между тем систематическое изучение флуктуационных явлений в этой области имеет особый интерес, поскольку основные сведения

о других оптических свойствах вещества особенно многочисленны именно для видимого света.

При отсутствии объективных приборов исследование, естественно, должно было снова обратиться к помощи глаза, уже оказавшего в развитии оптики неоценимые услуги. В 1932 г. Барнес и Черни [3] высказали предположение о возможности наблюдения квантовых флуктуаций света при помощи глаза, адаптированного на темноту. Хорошо известна высокая чувствительность глаза, достаточное время (около 1 часа) пребывавшего в полной темноте. Эта чувствительность несколько (иногда во много раз) колеблется для разных наблюдателей и для одного и того же наблюдателя в разное время. Она зависит от места сетчатки глаза, на которое падает изображение, и от длины волны применяемого света. Для длин световых волн около 525 μ порог зрительного ощущения, т. е. минимальная зрительно воспринимаемая энергия при наблюдении светового пятна диаметром около 6', отбрасывающего изображение на расстоянии 8° от центрального углубления на дне глаза (fovea centralis), составляет, по нашим измерениям, описываемым ниже [41], около 200 фотонов в 1 сек. с относительными колебаниями для четырех разных наблюдателей в два раза. По измерениям Гехта и его сотрудников [42], для $\lambda = 510 \mu$, для светящегося пятна с угловыми размерами 10' и при наблюдении областью сетчатки, расположенной в 20° от fovea, минимальное среднее значение световой энергии, вызывающее зрительное ощущение, соответствует приблизительно 100 фотонам с колебаниями значений примерно в три раза. Указанные числа относятся к энергии, падающей на глаз. Несомненно, что на пути к сетчатке часть энергии теряется вследствие отражений и поглощения в глазных средах. Наконец, в самой сетчатке происходит неполное поглощение света; поэтому действительное число фотонов, вызывающее минимальное зрительное ощущение в сетчатке, гораздо меньше указанных цифр и должно измеряться немногими десятками. При таких условиях по законам статистики флуктуации должны быть очень значительными.

Соображения о неизбежности квантовых флуктуаций в условиях наблюдения глазом на пороге и были положены в основу работы Барнеса и Черни. Конкретные опыты, поставленные ими, были, однако, совершенно недоказательными и просто ошибочными. Опыты производились в условиях, при которых никак нельзя было избежать многочисленных и очень сильных физиологических флуктуаций, хорошо известных физиологам и психологам [2] и гораздо более заметных и резких, чем ожидаемые квантовые флуктуации. Один из таких опытов Барнеса и Черни состоял, например, в том, что круглая поверхность

диаметром 15 см с пятьюдесятью маленькими беспорядочно расположенными на ней зелеными светящимися пятнами наблюдалась на расстоянии 0,5 м простым глазом. Вся картина была видна только в течение 0,1 сек.; 0,9 сек. она закрывалась от наблюдателя вращающимся сектором. Таким образом, адаптированный наблюдатель, чрезвычайно подвижный глаз большую часть времени не имел никакой точки опоры («фиксационной точки» физиологической оптики) и, разумеется, не мог оставаться в неизменном положении. Непроизвольное движение глазного яблока во время темновой паузы между вспышками при отсутствии фиксационной точки неизбежно должно было привести к резким колебаниям наблюдаемой яркости, в частности, потому, что довольно большое поле зрения (около 18°) соответствовало разным местам сетчатки с весьма сильно отличающейся сумеречной чувствительностью.

Другой опыт Барнеса и Черни описан ими следующим образом: «Можно воспользоваться лампой для темной комнаты с зеленым фильтром, применяемой для проявления панхроматических пластинок. На светофильтр накладывается сначала толстый слой белой бумаги, а затем черная бумага с соответствующими дырами. Яркость дыр можно регулировать ламповым реостатом с ползунком или изменением расстояния головы. Флуктуации можно наблюдать только через несколько минут после пребывания в темноте». Если, однако, попробовать повторить этот простой опыт, то легко убедиться, что «флуктуации» вполне заметны не только в условиях зрительного порога, но и при яркостях, в сотни раз превосходящих порожные. Иначе говоря, квантовые флуктуации здесь не причем, и явление полностью объясняется физиологическими причинами.

Помимо этого можно утверждать, что если бы все физиологические эффекты были исключены (кроме одного, а именно: свойства глаза в течение долей секунды сохранять зрительное впечатление), то всё же квантовые флуктуации в только что описанном опыте не могли бы наблюдаться. Вследствие длительности зрительного впечатления физические флуктуации должны бы в описанных условиях размываться и усредняться так же, как они усредняются при наблюдении порожных яркостей от большой светящейся поверхности. Поверхность, покрытая отдельными светящимися пятнами, не имеет больших преимуществ в этом отношении перед равномерно светящейся поверхностью тех же размеров. Трудно понять этот опыт Барнеса и Черни, тем более, что те же авторы в других упомянутых опытах применяли метод коротких вспышек.

Из энергетических измерений, проведенных Барнесом и Черни, следует, что их окончательные опыты производились

при таких интенсивностях, при которых квантовые флуктуации теоретически должны быть вполне заметными. Условия опытов были, однако, таковы, что физиологические флуктуации также непременно должны были иметь место и притом в больших размерах, маскирующих квантовые флуктуации. Таким образом, Барнес и Черни, правильно указывая на возможность зрительного наблюдения квантовых флуктуаций, не доказали их существования на опыте ни качественно, ни тем более количественно.

§ 3. Основы визуального метода измерений квантовых флуктуаций

Исходное соображение Барнеса и Черни о необходимости заметных флуктуаций в световых потоках, соответствующих зрительному порогу, послужило поводом для серии наших экспериментальных работ 1932—1941 гг., излагаемых ниже [4—11]¹.

Из сказанного в § 2 по поводу опытов Барнеса и Черни следует, что наблюдение квантовых флуктуаций при непрерывном световом потоке невозможно вследствие конечной длительности зрительного впечатления и вытекающего отсюда усреднения флуктуаций. Невозможно также наблюдение флуктуаций при больших угловых размерах светящейся поверхности. Далее, для наблюдения квантовых флуктуаций необходимо фиксировать глаз. Наоборот, при наблюдении трех условий:

- 1) кратковременность вспышек,
- 2) небольшие размеры изображения на сетчатке и
- 3) фиксация глаза,

физические флуктуации при порожных световых потоках обязательно должны наблюдаться, если только верны квантовые представления об излучении и поглощении света.

Важно подчеркнуть, что визуальное наблюдение и измерение чрезвычайно облегчаются наличием резкого порога зрительного ощущения. Зрительный эффект в области порога изменяется прерывно, он очень быстро падает до нуля при некотором «порожном» значении световой энергии. Если бы темного порога не было и зрительное ощущение только постепенно ослаблялось, то о наличии флуктуаций можно было бы судить только по трудно измеряемым быстрым колебаниям яркости вспышек. Вследствие наличия порога те вспышки, энергия которых меньше некоторой предельной величины, вообще не видны. Имеется, следовательно, очень резкий каче-

¹ Работы проводились Е. М. Брумбергом, К. Б. Паншиным, З. М. Свердловым, Т. В. Тимофеевой и автором.

ственный признак флуктуаций: вспышки либо видны, либо нет. Незначительные же изменения яркости вспышек в области порога практически не заметны [4].

Обозначим через n — среднее число монохроматических фотонов с частотой ν , поглощаемых в сетчатке за одну кратковременную вспышку, а через z — действительное число фотонов, поглощенных за время данной вспышки. Вследствие наличия резкого порога будут ощущаться только вспышки, для которых

$$z \geq n_0. \quad (3)$$

В дальнейшем предполагается, что n_0 — величина постоянная. Если n_0 на самом деле беспорядочно колеблется от вспышки к вспышке около некоторой средней величины (по физиологическим причинам), то в окончательных формулах (как будет в дальнейшем видно из вывода) n_0 эквивалентно этой средней величине. Возможны также медленные изменения n_0 от одной группы наблюдений к другой также по физиологическим причинам. Эти последние вариации n_0 должны вызывать отклонения определяемых вероятностей от теоретических и могут вызывать рассеяние экспериментальных точек.

В любом оптическом опыте свойства света могут определяться только по его действиям. Экспериментируя с флуктуациями, мы всегда фактически оперируем в окончательной стадии только с флуктуациями поглощенной энергии. Лишь при условии полного поглощения, когда число вошедших в среду и поглощенных в ней фотонов одинаково, флуктуации в световом потоке и в поглощающей среде должны совпадать. При неполном поглощении характер флуктуаций (в классической статистике, которую мы здесь применяем) должен зависеть только от флуктуаций поглощения. Ясно, например, что если бы падающий поток был вполне регулярен в своей структуре и флуктуаций в нем не было, а существовали только флуктуации поглощения, то окончательный результат определялся бы флуктуациями поглощения. Наоборот, при отсутствии флуктуаций в поглощении окончательные флуктуации определяются таковыми в падающем световом потоке.

В дальнейшем, в соответствии с опытом (§ 2), мы принимаем, что

$$n_0 \gg 1. \quad (4)$$

Для вероятности числа z при среднем n по формуле Пуассона имеем

$$p(z) = \frac{n^z}{e^n z!}. \quad (5)$$

В соответствии с только что сказанным n в этой формуле обозначает среднее число поглощаемых в сетчатке фотонов.

На основании ограничения (4) вероятность P , что z имеет любую величину между n_0 и ∞ , можно выразить интегралом

$$P = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}} \int_{n_0}^{\infty} e^{-\frac{(z-n)^2}{2n}} dz. \quad (6)$$

Введем обозначение

$$y = \frac{z-n}{\sqrt{2n}}. \quad (7)$$

Пользуясь им, можем переписать (6) в таком виде:

$$P = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{y_0}^{\infty} e^{-y^2} dy = \frac{1}{2} - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{y_0} e^{-y^2} dy = \frac{1}{2} - \frac{\varphi}{2} \quad (8)$$

через

$$\varphi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{y_0} e^{-y^2} dy. \quad (9)$$

Здесь обозначен табличный интеграл Гаусса (функция ошибок) и

$$y_0 = \frac{n_0 - n}{\sqrt{2n}}. \quad (10)$$

При обработке наших измерений мы ввели упрощение формулы (8), основанное на том, что наиболее важный и практически интересный интервал изменения вероятностей лежит в пределах приблизительно от 0,0 до 0,8. В этом интервале в пределах ошибок опытов φ почти не отличается от y_0 , как видно из табл. 1.

Таблица 1

φ	0,00	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80
y_0	0,00	0,09	0,18	0,28	0,38	0,48	0,60	0,74	0,91

На этом основании можно приближенно выразить вероятность P (8) таким образом:

$$P \approx \frac{1}{2} - \frac{y_0}{2} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \frac{(n_0 - n)}{\sqrt{n}}. \quad (11)$$