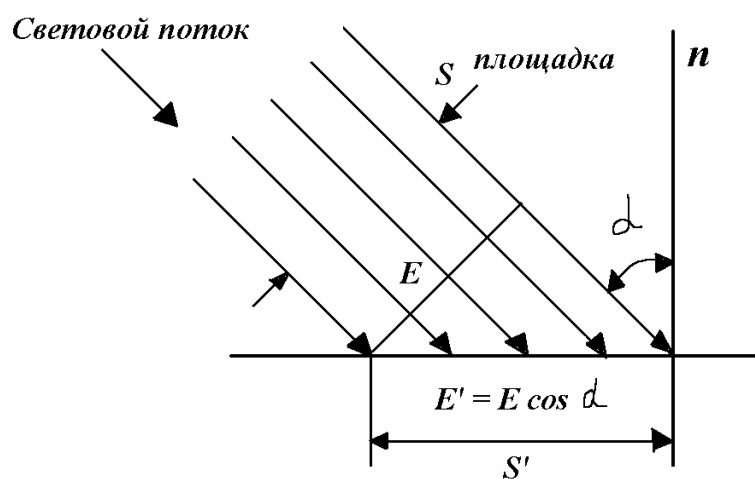


СВЕТОТЕХНИКА



СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	3
ГЛАВА 1. Основные фотометрические величины.....	5
1.1. Лучистая энергия.....	5
1.2. Основные характеристики излучений.....	6
1.3. Видимость излучений. Фотометрические величины.....	12
ГЛАВА 2. Световые величины и единицы.....	21
2.1. Световой поток.....	21
2.2. Освещенность.....	22
2.3. Светимость.....	24
2.4. Сила света.....	24
2.5. Яркость.....	26
2.6. Отражение света поверхностями, вторичная яркость.....	26
ГЛАВА 3. Естественное освещение.....	28
3.1. Освещение днем.....	28
3.2. Освещение в сумерки.....	29
3.3. Освещение ночью.....	30
ГЛАВА 4. Искусственное освещение.....	31
4.1. Основные характеристики источников искусственного освещения.....	31
4.2. Лампы накаливания.....	32
4.3. Газоразрядные источники света.....	37
4.4. Импульсные источники света.....	42
ГЛАВА 5. Источники оптического излучения.....	43
5.1 Основные свойства и назначение.....	43
5.2 Источники света со сплошным спектром излучения.....	48
5.3 Дуговые и искровые источники линейчатого излучения.....	56
5.4 Газоразрядные источники света с неравновесной плазмой.....	62
5.5 Принципы работы оптических квантовых генераторов.....	68
5.6 Источники когерентного оптического излучения.....	76
ЛИТЕРАТУРА.....	83

УДК 628.9

Майорова О.В., Майоров Е.Е., Туркбоев Б.А. Светотехника: Учебное пособие для студентов вузов, обучающихся по направлению подготовки 653700 - Опотехника (спец. 072300 - Лазерная техника и лазерные технологии) СПбГУИТМО. 2005 - 83с.

Изложены основы светотехники, параметры и характеристики источников излучения. Особое внимание уделено газоразрядным источникам света и лампам накаливания.

Учебное пособие предназначено для студентов, аспирантов и разработчиков светотехнических приборов в качестве пособия, помогающего в освоении основных принципов и практических навыков создания фотометрических приборов.

УМО

© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики. 2005.

© Е.Е. Майоров, 2005

© Б.А. Туркбоев, 2005

Введение

Фотометрия как самостоятельная отрасль науки начала создаваться лишь в XVIII веке в связи с потребностью установления основных законов распространения света, а также измерения электромагнитного излучения в видимом спектральном диапазоне.

Создателем начальных основ фотометрии является француз П. Бугер (1698-1758), который впервые ввел понятие силы света, освещенности и яркости.

П. Бугер впервые вывел экспоненциальный закон ослабления излучения при прохождении его через однородную оптическую среду.

Он разработал методику для измерения силы света и на основе экспериментальных данных установил чувствительность глаза к малым световым потокам и пороговые потоки для оценки реакции глаза на световое излучение.

И. Ламберт (1728-1777) развил и усовершенствовал теоретические основы фотометрии. И. Ламбертом были сформулированы понятия световых величин и создана теория фотометрических расчетов для определения освещенности поверхностей световым потоком, падающим на них от точечных излучателей.

К вопросам фотометрии вновь вернулись в начале XX века, когда появилась дисциплина светотехника, анализирующая качественное искусственное освещение в рабочих и бытовых помещениях. В связи с использованием электромагнитного излучения в широком спектральном диапазоне в технике, особое внимание стали уделять количественной фотометрии в диапазоне от долей до 1000мкм.

Современная теоретическая фотометрия развивается и углубляется на базе волновых и квантовых свойств электромагнитного излучения.

Большие заслуги в разработке теории электромагнитного поля принадлежат Д.К. Максвеллу, С.И. Вавилову, П.Н. Лебедеву, М.М. Гуревичу, В.В. Мешкову, создавшим научную базу современной теоретической фотометрии [6].

ГЛАВА 1 . Основные фотометрические величины

1.1. Лучистая энергия

В зависимости от периода электромагнитным волнам дают различные названия. Так волны с периодами от 10^{-4} до 10^{-11} сек называются электрическими или герцевскими волнами, от 10^{-12} до $2,5 \cdot 10^{-15}$ – инфракрасными, от $2,5 \cdot 10^{-15}$ до $1,3 \cdot 10^{-15}$ – световыми, от $1,3 \cdot 10^{-15}$ до $1,3 \cdot 10^{-15}$ – ультрафиолетовыми и от $4 \cdot 10^{-18}$ до $2 \cdot 10^{-20}$ – рентгеновскими. Световые ощущения производятся волнами, периоды которых лежат в крайне узких пределах – от 1,3 до $2,5 \cdot 10^{-15}$ сек. Откладывая вдоль некоторой прямой частоту электромагнитных колебаний в логарифмическом масштабе (рис.1.1), можно получить довольно наглядную картину соотношений электромагнитных в колебаниях, из которых видно, насколько мала область световых колебаний по сравнению со всей областью излучаемых электромагнитных волн [2].

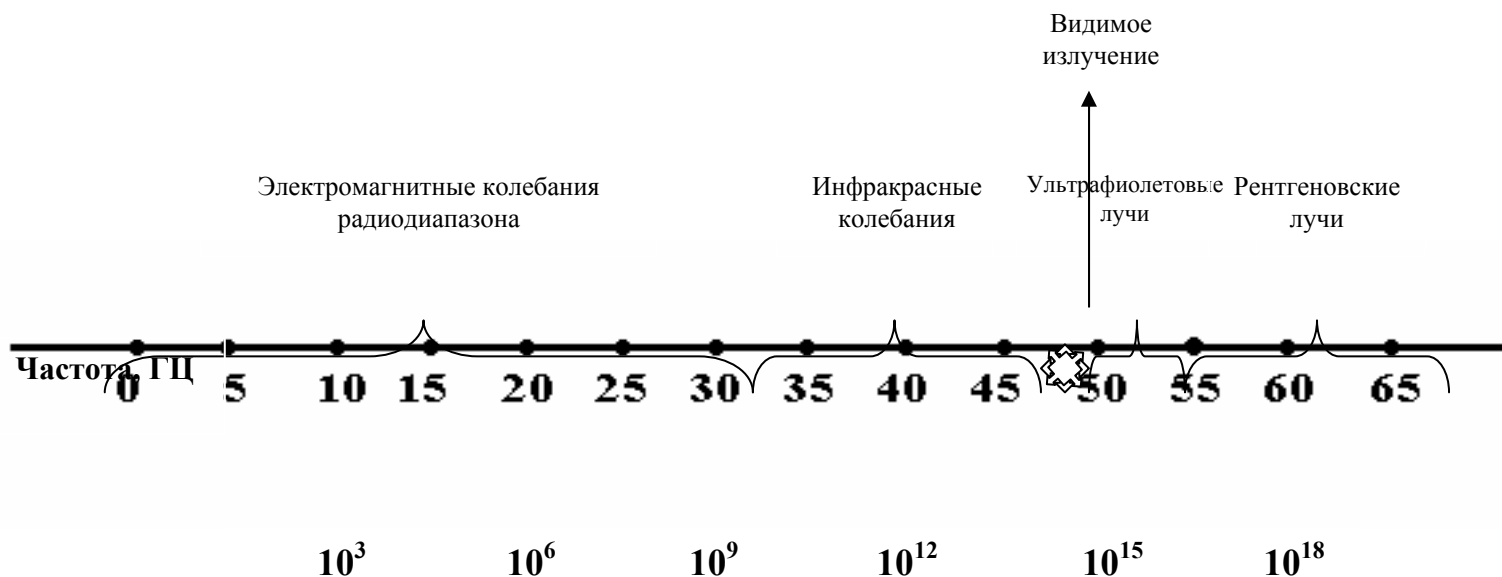


Рис.1.1 Шкала электромагнитных волн

Все, что расположено вне узкой заштрихованной области (рис.1.1.), не оказывает никакого действия на глаз, не воспринимается в качестве света. Только эта область колебаний представляется существенной для зрения. Колебания как световые, так и электромагнитные характеризуются периодом T или обратной ему величиной $\nu = 1/T$ - частотой, а также связанной с этими величинами длиной волны $\lambda = c \cdot T = c/\nu$, где $c = 3 \cdot 10^8$ м/сек – скорость распространения электромагнитной волны в вакууме. Легко убедиться, что длины волн света всех колебаний заключены в пределах 0,4 мкм до 0,75 мкм.

1.2. Основные характеристики электромагнитного поля

Пусть имеется возможность измерить полное количество энергии ΔW_λ , поглощенное телом за время t . Если лучистая энергия падает на поглощающее тело равномерно во времени, то можно написать:

$$\Delta W_\lambda = \Delta P_\lambda t_1$$

где ΔP_λ - поток энергии.

Если лучистая энергия падает на поглощающее тело не равномерно в течение некоторого интервала времени, то поток энергии не постоянен, и для определения его величины следует перейти к бесконечно-малым величинам энергии и времени[2].

$$\Delta P_\lambda = \frac{d(\Delta W_\lambda)}{dt}$$

Пусть на пути движения пучка расположен непрозрачный экран с отверстием dS_1 , сквозь которое проходит свет. На рис.1.2 изображен схематически луч, соединяющей центры двух диафрагм dS_1 и dS_2 ,

где dS_2 – элемент поверхности на некотором расстоянии r от исходной.

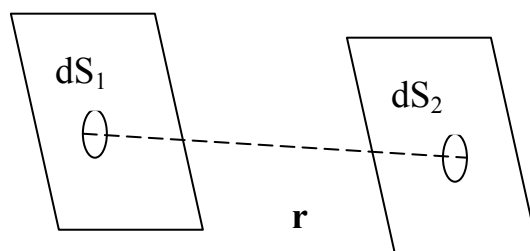


Рис.1.2 К определению светового потока

Поток энергии, падающий из dS_1 на dS_2 , будет, очевидно, пропорционален величинам dS_1 и dS_2 , так как диафрагма dS_1 пропустит через себя поток. Но площадка dS_1 излучает энергию, не только по направлению dS_2 , но и по всем другим направлениям внутри некоторого телесного угла. Доля этого телесного угла, определяемая площадкой dS_2 обратно пропорциональна r^2 . Следовательно, доля проходящего через dS_2 потока, испускаемого площадкой dS_1 будет составлять:

$$d^2(\Delta P_\lambda) = \Delta K_\lambda \frac{dS_1 dS_2}{r^2},$$

где ΔK_λ - яркость площадки dS_1 , которая характеризует величину потока энергии с единичной площадки в единичный телесный угол.

Если нормали к поверхностям dS_1 , dS_2 расположены произвольно в пространстве и составляют углы Θ_1 , Θ_2 , с прямой, соединяющей их центры, то проектируя площадки dS_1 и dS_2 на плоскость, перпендикулярную этой прямой, то их проекции равны $dS_1 \cos \Theta_1$ и $dS_2 \cos \Theta_2$.

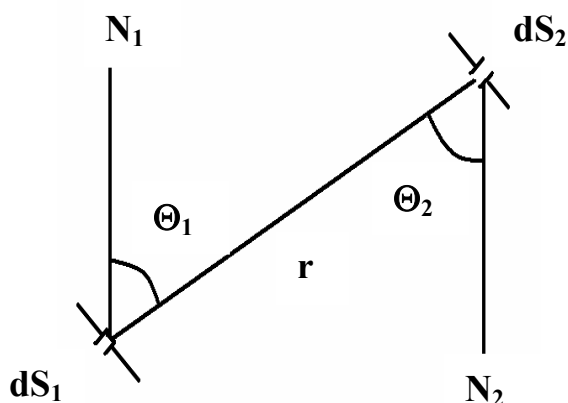


Рис.1.3 К определению телесного угла

А поток энергии, соответственно, составит:

$$d^2(\Delta P_{\lambda\Theta_a}) = \Delta K_{\lambda\Theta_a} \frac{dS_1 dS_2 \cos\Theta_1 \cos\Theta_2}{r^2},$$

где $\Delta K_{\lambda\Theta_a}$ – характеризует яркость излучающей площадки в направлении, определяемом Θ_1

Обозначим величину $\frac{dS_2 \cos\Theta_2}{r^2} = d\omega_2$ – телесный угол, под которым видна площадка dS_2 из центра площадки dS_1 .

Тогда поток будет равен:

$$d^2(\Delta P_{\lambda\Theta_a}) = \Delta K_{\lambda\Theta_a} dS_1 \cos\Theta_1 d\omega_2$$

Отсюда находим, что $\Delta K_{\lambda\Theta_a} = \frac{d^2(\Delta P_{\lambda\Theta_a})}{dS_1 \cos\Theta_1 d\omega_2}$

Если этот же самый поток пронизывает площадку dS_2 , то телесный угол равен[4]

$$d\omega_1 = \frac{dS_1 \cos\Theta_1}{r^2} \Rightarrow$$

$$d^2(\Delta P_{\lambda\Theta_a}) = \Delta K_{\lambda\Theta_a} dS_2 \cos\Theta_2 d\omega_1$$

$$\Rightarrow \Delta K_{\lambda} = \frac{d^2(\Delta P_{\lambda\Theta_a})}{dS_2 \cos\Theta_2 d\omega_1}$$

Для характеристики $\Delta K_{\lambda\Theta_a}$ необходимо задать температуру T излучающего тела, указать вещество, из которого оно состоит, и установить характер его поверхности (коэффициенты отражения, рассеяния и поглощения). Предположим, что тело черное.

Для черного тела $\Delta K_{\lambda\Theta_a}$ зависит только от T и не зависит от вещества и направления, поэтому:

$$d(\Delta P_{\lambda}) = dS_1 \int \Delta K_{\lambda}^s \cos\Theta_1 d\omega_2 = \Delta K_{\lambda}^s dS_1 \int \cos\Theta_1 d\omega_2 \pi \Delta K_{\lambda} dS_1$$

$$\text{отсюда } \Delta K_{\lambda}^s = \frac{d^2(\Delta P_{\lambda})}{dS_1 \cos\Theta_1 d\omega_2} = \frac{d(\Delta P_{\lambda})}{\pi dS_1}$$

Если излучающее тело не черное, то согласно закону Кирхгофа $\Delta K_{\lambda_1\Theta_1a} = A_{\lambda_1\Theta_1a}(\Delta K_{\lambda}^s)$, где $A_{\lambda_1\Theta_1a}$ - коэффициент поглощения. Величина $A_{\lambda\Theta\alpha}$ - зависит от направления луча. Рассмотрим случай, когда $A_{\lambda\Theta\alpha} = \text{const}$, тогда $\Delta K_{\lambda\Theta\alpha}$ одинаково во всех направлениях.

Тогда получается:

$$d(\Delta P_{\lambda}) = dS \int \Delta K_{\lambda} \cos \Theta d\omega_2 = \Delta K_{\lambda} dS_1 \int \cos \Theta_1 d\omega_2 = \pi \cdot (\Delta K_{\lambda}) dS_1 = \pi \cdot A_{\lambda} \Delta K_{\lambda}^s dS_1$$

За меру интенсивности потока энергии всей площадкой dS_1 можно принять:

$$\Delta R_{\lambda} = \pi \Delta K_{\lambda} = \frac{d(\Delta P_{\lambda\Theta a})}{dS_1} \text{ или}$$

$$\Delta K_{\lambda} = \int \Delta K_{\lambda\Theta a} \cos \Theta_1 d\omega_2 = \frac{d(\Delta P_{\lambda\Theta a})}{dS_1}$$

В частности, для черного тела: $\Delta K_{\lambda\Theta a} = \pi \Delta K_{\lambda}^s$

$$\text{для нечерного: } \Delta K_{\lambda\Theta a} = A_{\lambda\Theta a} \Delta K_{\lambda}^s$$

$$\text{Далее } \Delta R_{\lambda} = \Delta K_{\lambda}^s \int A_{\lambda\Theta a} \cos \Theta_1 d\omega_2 = A \Delta K_{\lambda}^s \int \cos \Theta_1 d\omega_2 = A \pi \Delta K_{\lambda}^s$$

Здесь A – среднее значение коэффициента поглощения, которое определяется так:

$$A = \frac{\int A_{\lambda\Theta a} \cos \Theta_1 d\omega_2}{\int \cos \Theta_1 d\omega_2} = \frac{\int A_{\lambda\Theta a} \cos \Theta_1 d\omega_2}{\pi}$$

Точно таким же путем можно рассчитать и поток энергии, падающий на площадку dS_2

$$d(\Delta P_{\lambda\Theta a}) = dS_1 \int \Delta K_{\lambda\Theta a} \cos \Theta_2 d\omega_1 = dS_2 \int \frac{\Delta K_{\lambda\Theta a} \cos \Theta_1 \cos \Theta_2 dS_1}{r^2}$$

Если проинтегрировать по всей площадке dS_1 , то поток энергии на единицу площади dS_2 - освещенность будет иметь значение:

$$\Delta I_{\lambda} = \frac{d(\Delta P_{\lambda})}{dS_2} = \int \frac{\Delta K_{\lambda\Theta a} \cos \Theta_1 \cos \Theta_2 dS_1}{r^2}$$

ΔI_{λ} - поток падающий на единицу площади[2,4].

Рассмотрим оптическую систему, через которую лучистая энергия проникает во внутреннюю его полость (рис.1.4).

Пусть E – плоскость входного и A – выходного зрачков, dS_1 - излучающая площадка, dS_2 - ее изображение.

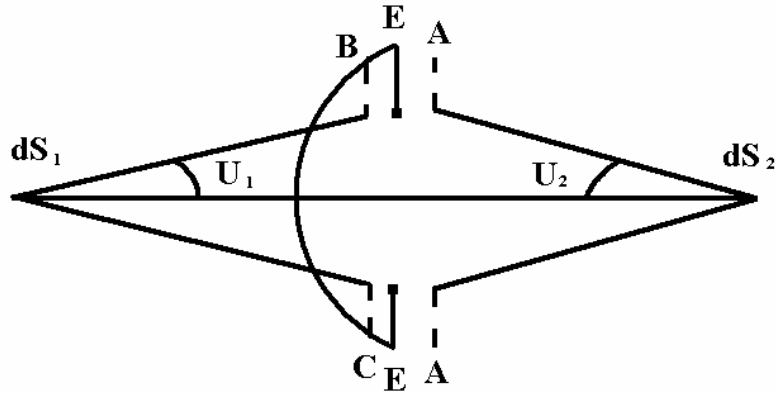


Рис.1.4 Оптическая система

Внутри оптической системы проникает конус лучей ограниченный углом $2U_1$, а в образовании изображения dS_2 участвует конус лучей, ограниченный углом $2U_2$. Проникающий в систему поток энергии равен:

$$d(\Delta P_\lambda) = dS_1 \int \Delta K_\lambda \cos \Theta_1 d\omega_2 = \Delta K_\lambda dS_1 \int \cos \Theta_1 d\omega_2$$

Данная формула справедлива, когда интенсивность падающих лучей одинакова.

Величину $d\omega_2$ можно представить в таком виде:

$$d\omega_2 = \sin \Theta_1 d\Theta_1 d\varphi,$$

где Θ_1 – угол некоторого луча с нормалью к dS_1 , а φ - азимут точки пересечения этого луча с плоскостью входного зрачка E . Начало координат при этом предполагается в центре площадки dS_1 . Тогда

$$d(\Delta P_\lambda) = \Delta K_\lambda dS_1 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{U_1} \sin \Theta_1 \cos \Theta_1 d\Theta_1 = \pi \Delta K_\lambda dS_1 \sin^2 U_1$$

Если пренебречь потерями на отражение, поглощение и рассеяние, то падающий поток на dS_2 будет равен:

$$d(\Delta P_\lambda) = dS_2 \int \Delta K'_\lambda \cos \Theta_2 d\omega_1 = \Delta K'_\lambda dS_2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{U_2} \sin \Theta_2 \cos \Theta_2 d\Theta_2 = \pi \Delta K'_\lambda dS_2 \sin^2 U_2$$

Из геометрической оптики известно, что

$$\frac{dS_2}{dS_1} = \frac{\sin^2 U_1}{n^2 \sin^2 U_2},$$

где n – показатель преломления. Отсюда следует:

$$1) \pi \Delta K_\lambda dS_1 \sin^2 U_1 = \pi \Delta K'_\lambda dS_2 \sin^2 U_2$$

$$2) dS_1 \sin^2 U_1 = n^2 \sin^2 U_2 dS_2$$

$$\text{или } \Delta K'_\lambda = n^2 \Delta K_\lambda$$

Приходящий на единицу площадки изображения поток энергии будет:

$$\Delta I_\lambda = \frac{d(\Delta P_\lambda)}{dS_2} \cdot \pi m^2 \Delta K_\lambda \sin^2 U_2 = \pi \Delta K_\lambda \sin^2 U_1 \frac{dS_1}{dS_2}$$

Если обозначить через R расстояние dS_1 и через S – радиус входного зрачка,

$$\text{то } \sin U_1 = \operatorname{tg} U_1 = \frac{\rho}{R}$$

Так как угол U_1 при достаточно большом расстоянии R очень мал, то

$$\sin U_1 = \operatorname{tg} U_1.$$

$$\frac{dS_1}{dS_2} = \frac{R^2}{f_1^2} = \frac{R^2 n^2}{f_2^2},$$

где f_1 и f_2 – первое и второе фокусные расстояния глазной системы. Поэтому

$$\Delta I_\lambda = \pi \Delta K_\lambda \frac{\rho^2}{R^2} \cdot \frac{R^2 n^2}{f_2^2} = \pi \rho^2 \frac{\Delta K_\lambda n^2}{f_2^2} = \frac{\Delta K_\lambda \sigma \cdot n^2}{f_2^2},$$

где $\sigma = \pi \rho^2$ - площадь входного зрачка.

Если учитывать потери, то вводится коэффициент t , причем $t > 1$. Тогда

$$\Delta I_\lambda = \Delta K_\lambda \cdot \frac{\sigma \cdot n^2}{f_2^2} \cdot t$$

Таким образом, проходящий на единицу площади глаза поток энергии определяется интенсивностью излучения площадки dS_1 в данном направлении.

Вычислим еще одну величину, характеризующую излучающую диафрагму.

Из основного уравнения:

$$d^2(\Delta P_{\lambda\Theta a}) = \Delta K_{\lambda\Theta_1 a} \cos \Theta_1 dS_1 d\omega_2$$

Поделим обе части на $d\omega_2$, тогда получим:

$$d(\Delta i_{\lambda\Theta a}) = \frac{d^2(\Delta P_{\lambda\Theta a})}{d\omega^2} = \Delta K_{\lambda\Theta a} \cos \Theta_1 dS_1$$

Величина i определяет излучаемый площадкой dS_1 в данном направлении поток энергии, рассчитанный на единицу телесного угла.

Подставляя вместо $d\omega_2$ его величину, легко получить:

$$d(\Delta i_{\lambda\Theta a}) = \frac{d^2(\Delta P_{\lambda\Theta a})}{dS^2 \cos \Theta_2} \cdot r^2 = \frac{d^2(\Delta P_{\lambda\Theta a})}{dS_2} \cdot \frac{r^2}{\cos \Theta_2} = d(\Delta l_{\lambda}) \frac{r^2}{\cos \Theta_2}$$

$$\text{Отсюда } \Delta l_{\lambda} = \frac{\Delta i_{\lambda\Theta a} \cos \Theta_2}{r^2}$$

Зная $\Delta i_{\lambda\Theta a}$ а расстояние r и направление падения потока энергии на площадку dS_2 можно вычислить величину Δl_{λ} .

1.3. Видимость излучений. Фотометрические величины

Все колебания, длина волны которых более приблизительно 0,75мкм или менее 0,4мкм, не производят того раздражения сетчатой оболочки, которое преобразуется в мозгу в световое восприятие. Участок спектра 0,4мкм до 0,75мкм вызывает в светочувствительных элементах сетчатки глаза раздражение.

Приходится различать два основных типа реакций: реакцию на очень слабые раздражения (сумеречное зрение) и реакцию на сильные раздражения (дневное зрение).

Так как сумеречное зрение играет как в вопросах светотехники, так и в фотометрии второстепенную роль, то обычно ограничиваются рассмотрением особенностей дневного зрения.

Однако ряд экспериментальных данных из области излучения цветоцветовых ощущений дает основание предполагать, что должны

существовать три рода колбочек, различно реагирующих на падающую на них монохроматическую лучистую энергию (мощность).

Для каждого из этих трех родов имеется определенная длина волны излучения, и которому данный вид светочувствительных элементов полностью чувствителен.

Три типа колбочек, содержащих различные пигменты, по-разному поглощают свет, обладая избирательностью по отношению к определенным длинам волн. Эритролаб лучше всего поглощает свет с длиной волны от 555 до 570 нм, хлоролаб – от 525 до 535 нм, иманолаб – от 445 до 450 нм. Трём пигментам соответствуют три типа колбочек, называемые красно-, зелено- и синечувствительными приемниками. Относительные спектральные чувствительности этих приемников изображены на рис.5, называются кривыми основных возбуждений. Красный, зеленый и синий цвета называются основными физиологическими цветами. При одновременном действии излучения на два или три приемника возникают ощущения всевозможных других цветов.

Пусть на чувствительную площадку приемника падает поток dP_λ монохроматического света.

Реакция dX_λ приемника будет:

$$dX_\lambda = CV_\lambda d^3P_\lambda = Cd^3F_\lambda,$$

где C – коэффициент пропорциональности (чувствительность приемника), V_λ - видимость.

Произведение $d^3F_\lambda = V_\lambda d^3P_\lambda$ - монохроматический световой поток.

Так как падающий на приемник световой поток излучает некоторым источником в определенном направлении, характеризуемом углами Θ_1 и a_1 (Θ_1 – угол направления к площадке dS_1 и a_1 – азимутальный угол), то можно записать:

$$d^3F_{\lambda\Theta a} = V_\lambda \cdot d^3P_{\lambda\Theta a} = V_\lambda dK_{\lambda\Theta a} dS \cos\Theta_1 d\omega_2$$

т.к. $dK_{\lambda\Theta a} = K_{\lambda\Theta a}$,

$$\text{то } d^3 F_{\lambda\Theta a} = V_{\lambda} K_{\lambda\Theta a} d\lambda \cdot dS \cos \Theta_1 d\omega_2$$

$$\text{Далее } V_{\lambda} K_{\lambda\Theta a} d\lambda = \frac{d^3 F_{\lambda\Theta a}}{dS_1 \cos \Theta_1 d\omega_2} = dB_{\lambda\Theta a} ,$$

где $dB_{\lambda\Theta a}$ называется монохроматической яркостью элемента поверхности dS_1 в данном направлении.

$$V_{\lambda} d^2 i_{\lambda\Theta a} = V_{\lambda} K_{\lambda\Theta a} d\lambda \cdot dS_1 \cos \Theta_1 = \frac{d^3 F_{\lambda\Theta a}}{d\omega_2} = d^2 I_{\lambda\Theta a} = dB_{\lambda\Theta a} dS_1 \cos \Theta_1$$

Величина $d^2 I_{\lambda\Theta a}$ носит название монохроматической силы света элемента поверхности dS_1 в данном направлении [2,4].

$$dS_{\lambda} = V_{\lambda} d\lambda \int K_{\lambda\Theta a} \cos \Theta_1 d\omega_2 = \frac{d^2 F_{\lambda}}{dS_1} ,$$

$$\text{следовательно, } dE_{\lambda} = \frac{V_{\lambda} d\lambda \int K_{\lambda\Theta a} dS_1 \cos \Theta_1 d\omega_2}{dS_2} = \frac{d^2 F_{\lambda}}{dS_2} ,$$

где dS_{λ} называется монохроматической светимостью единицы светящейся поверхности, а dE_{λ} - монохроматической освещенностью площадки dS_2 .

Если на приемник падает поток энергии немонахроматический, состоящий из ряда длин волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n$, то реакция приемника равна сумме реакций на каждой длине волны:

$$X = CV_{\lambda_1} d^3 P_{\lambda_1} + CV_{\lambda_2} d^3 P_{\lambda_2} + \dots + CV_{\lambda_n} d^3 P_{\lambda_n} = C \sum_{k=1}^{k=n} V_{\lambda_k} d^3 P_{\lambda_k} ,$$

$$\text{но } V_{\lambda_k} d^3 P_{\lambda_k} = d^3 F_{\lambda_k} ,$$

Следовательно:

$$X = C \sum_{k=1}^{k=n} d^3 F_{\lambda_k}$$

Таким образом, отклик (реакция) приемника пропорциональна сумме составляющих монохроматических потоков.

Если излучение непрерывно изменяющиеся длиной волны (непрерывный спектр) между величинами λ_1 и λ_2 , то

$$X = C \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d^3 F_{\lambda} = Cd^2 F$$

Так как за пределами видимого участка спектра $V_\lambda=0$, то можно раздвинуть пределы интегрирования от 0 до ∞ .

$$d^2 F_{\Theta a} = \int_0^\infty d^3 F_{\lambda \Theta a} = \int_0^\infty V_\lambda K_{\lambda \Theta a} d\lambda dS_1 \cos \Theta_1 d\omega_2$$

В выражении для светового потока, излучаемого площадкой dS_1 внутри телесного угла $d\omega_2$ в направлении, определяемом углами Θ_1 и a , первый множитель содержит под знаком интеграла уже введенную выше величину монохроматической яркости.

$$\text{Итак: } B_{\Theta a} = \int_0^\infty V_\lambda K_{\lambda \Theta a} d\lambda ,$$

где $B_{\Theta a}$ - яркость элементарной площадки в данном направлении.

Таким образом, $d^2 F_{\Theta a} = B_{\Theta a} dS_1 \cos \Theta_1 d\omega_2$

Поток в пределах телесного угла Ω от площадки dS_1 равен:

$$dF = dS_1 \int_{\Omega} B_{\Theta a} \cos \Theta d\omega_2 = dS_1 \int_{\Omega} B_{\Theta a} \cos \Theta \sin \Theta d\Theta da$$

$$\text{или } dF = dS_1 \int_{\Theta_1 a_1}^{\Theta_2 a_2} B_{\Theta a} \cos \Theta \sin \Theta d\Theta da$$

Если излучающая поверхность имеет конечные размеры, то световой поток равен:

$$F = \int_S \int_{\Theta_1 a_1}^{\Theta_2 a_2} B_{\Theta a} \cos \Theta \sin \Theta dS_1 d\Theta da$$

Сила света элементарной площадки dS_1 в направлении, определяемом углами Θ_1 и a , равна:

$$dI_{\Theta_1 a} = \int_0^\infty dB_{\lambda \Theta a} dS_1 \cos \Theta_1 = dS_1 \cos \Theta \int_0^\infty V_\lambda K_{\lambda \Theta a} d\lambda = B_{\Theta a} dS \cos \Theta_1$$

При конечных размерах излучающей поверхности S , и когда dS_2 – освещаемый элемент, который определяет величину телесного угла и направление его оси, должен находиться на бесконечно большом расстоянии от dS_1 :

$$I_{\Theta a} = \int_S B_{\Theta a} dS_1 \cos \Theta_1$$

Отсюда видно, что:

$$B_{\Theta a} = \frac{dI_{\Theta a}}{dS_1 \cos \Theta_1}$$

Таким образом, яркость площадки в данном направлении измеряется силой света ее в том же направлении, отнесенной к единице площади проекции.

Для сложного потока светимость S определяется следующим образом:

$$S = \frac{dF}{dS_1} = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} V_{\lambda} K_{\lambda \Theta a} \cos \Theta_1 d\omega_2 = \int_0^{\infty} V_{\lambda} d\lambda \int_0^{2\pi} K_{\lambda \Theta a} \cos \Theta \sin \Theta d\Theta$$

и освещенность E :

$$E = \frac{dF}{dS_2} = \frac{\int_0^{\infty} V_{\lambda} d\lambda \int K_{\lambda \Theta a} dS_1 \cos \Theta d\omega_2}{dS_2}$$

В том случае, если светящаяся площадка dS_1 представляет участок излучающей поверхности черного тела, $K_{\lambda \Theta a}$ не зависит ни от Θ , ни от a и тогда:

$$S = \int_0^{\infty} V_{\lambda} K_{\lambda} d\lambda \int_0^{2\pi} da \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \Theta \sin \Theta d\Theta = \pi \cdot B$$

Если светящаяся поверхность диффузная, но не является черным телом, то

$$S = \int_0^{\infty} V_{\lambda} K_{\lambda}^S A_{\lambda \Theta a} d\lambda \cdot \int \cos \Theta d\omega_2$$

где $\int_0^{\infty} V_{\lambda} K_{\lambda}^S A_{\lambda \Theta a} d\lambda = \bar{B}$ - среднее значение яркости.

$$S = \pi \cdot \bar{B}$$

Если площадка dS_2 освещается только одной элементарной площадкой dS_1 , то

$$dE = \frac{\int_0^{\infty} V_{\lambda} K_{\lambda \Theta a} d\lambda dS_1 \cos \Theta_1 d\omega_2}{dS_2} = \frac{B_{\Theta a} dS_1 \cos \Theta_1 d\omega_2}{dS_2} \quad \text{или}$$

$$dE = \frac{dI_{\Theta a} d\omega_2}{dS_2} = \frac{dI_{\Theta a}}{dS_2} \cdot \frac{dS_2 \cos \Theta_2}{r^2} = \frac{dI_{\Theta a}}{r^2} \cos \Theta_2$$

Если размеры источника малы по сравнению с расстоянием до освещаемой площадки, то

$$E = \frac{I_{\Theta a}}{r^2} \cos \Theta_2$$

Излучение светового потока может происходить или непосредственно от источника света, или через какую-либо среду. Поэтому приходится иметь дело с отражением, пропусканием и поглощением.

Таким образом, в общем случае должны выполняться следующие условия на основании закона сохранения энергии:

$$F_{\lambda} = F_R^{\lambda} + F_T^{\lambda} + F_A^{\lambda},$$

где F_{λ} - падающий, F_R^{λ} - отраженный, F_T^{λ} - прошедший и F_A^{λ} - поглощенный потоки.

Рассмотрим явление отражения.

Выберем элементарный участок dS_2 поверхности тела, на который падает элементарный световой поток dF_{λ} . Пусть отраженный от этого участка поток равен dF_R , тогда коэффициент отражения для длины волны λ :

$$\rho_{\lambda} = \frac{dF_R^{\lambda}}{dF_{\lambda}}$$

При отражении излучения от объектов можно рассматривать два крайних случая:

- 1) Случай идеально зеркального отражения $\theta_R = \theta_2$
- 2) Случай идеально диффузного отражения $dF_{\lambda \Theta_R a_R} = dF_{\lambda_0} \cos \Theta_R$

При зеркальном отражении падающий на площадку dS_2 световой поток равен:

$$dB_{\lambda \Theta_1 a_1} dS_1 \cos \Theta_1 d\omega_2,$$

а отраженный равен:

$$dB'_{\lambda \Theta_2 a_2} dS_1 \cos \Theta_1 d\omega_2.$$

Отсюда следует, что для зеркального отражения коэффициент отражения является функцией λ и может меняться в пределах:

$$\rho_{\lambda\Theta R} = \frac{dB_{\lambda\Theta_2}}{dB_{\lambda\Theta_1}}$$

При естественном свете коэффициент отражения не зависит от азимута плоскости падения. Однако, при поляризованном свете азимут угла падения может чрезвычайно сильно влиять на величину коэффициент отражения[5]. Если падающий световой поток не монохроматический, то можно написать:

$$\rho_{\Theta_R a_R} = \frac{B_{\Theta_R a_R}}{B_{\Theta_1 a_1}}$$

В случае диффузного отражения телесный угол падающего потока равен 2π (от dS_2 поток распространяется во все стороны).

Итак:

$$dI_{\lambda\Theta_R a_R} = dI_{\lambda_0} \cos \Theta_1$$

$$\text{или } dB_{\lambda\Theta_R a_R} dS_2 \cos \Theta_R = dB_{\lambda\Theta} dS_2 \cos \Theta_{R\lambda}.$$

Таким образом, $dB_{\lambda\Theta_R a_R} = dB_{\lambda\Theta\lambda}$

Яркость идеально диффузной поверхности, таким образом, не зависит от направления наблюдения.

Вторичная яркость идеально диффузной площадки dS_2 , обусловленная падающим на нее потоком, который создает на ней освещенность:

$$dE_{\lambda} = \frac{d^2 F_{\lambda}}{dS_2}$$

$$d^2 F_{\lambda} = dE_{\lambda} dS_2$$

Отраженный площадкой поток равен:

$$d^2 F_R^{\lambda} = \int dB_0^{\lambda} dS_2 \cos \Theta d\omega_R = dB_0^{\lambda} dS_2 \iint \cos \Theta \sin \Theta d\Theta da = \pi \cdot dB_0^{\lambda} dS_2$$

отсюда коэффициент диффузного отражения: $\rho_{\lambda} = \frac{\pi \cdot dB_0^{\lambda}}{dE_{\lambda}}$

При падении сложного по спектральному составу светового потока получим:

$$\rho = \frac{\pi \cdot B_0}{E}$$

При рассмотрении явлений пропускания можно отметить два вида пропускания:

- 1) пропускание с сохранением в выходящем потоке того же телесного угла, какой присущ падающему углу.
- 2) Пропускание с увеличением выходного телесного угла до 2π .

Если извне на элемент поверхности dS_2 границы раздела сред падает световой поток dF_λ , то внутрь ее войдет часть потока:

$$(1 - \rho_\lambda) dF_\lambda$$

На пути от первой пограничной плоскости до второй доля α_λ светового потока будет потеряна на поглощение и рассеяние, следовательно, до второй пограничной плоскости дойдет поток:

$$(1 - \rho_\lambda)(1 - \alpha_\lambda) dF_\lambda = \tau_\lambda (1 - \rho_{\tau\lambda}) dF_\lambda \dots,$$

где $\tau_\lambda = 1 - \alpha_\lambda$ - внутренний коэффициент пропускания.

У второй пограничной плоскости опять часть падающего на него потока отразится назад и из среды выйдет поток:

$$\tau_\lambda (1 - \rho_\lambda)^2 dF_\lambda = dF'_\lambda$$

Следовательно, окончательный выходящий поток должен при бесконечно большом числе отражений равняться:

$$dF'_\lambda = \tau_\lambda (1 - \rho_\lambda)^2 \cdot \frac{1}{1 - \rho_\lambda^2 \tau_\lambda^2} dF_\lambda$$

Принято называть отношение мощности выходящего светового потока dF'_λ к мощности падающего dF_λ - коэффициентом пропускания среды:

$$T_\lambda = \frac{dF'_\lambda}{dF_\lambda}$$

Иначе говоря:

$$T_\lambda = \frac{\tau_\lambda (1 - \rho)^2}{1 - \rho_\lambda^2 \cdot \tau_\lambda^2}$$

В частности, когда ρ_λ и τ_λ малы и расстояние между плоскостями, ограничивающими среду, мало, то

$$T_\lambda = \tau_\lambda (1 - \rho_\lambda)^2$$

Величина τ_λ зависит от толщины среды x . Если обозначить входящий в среду световой поток $d\varphi_\lambda$, а вышедший $d\varphi'_\lambda$, то

$$\frac{d\varphi'_\lambda}{d\varphi_\lambda} = \tau_\lambda = e^{-k_\lambda x},$$

где k_λ - удельное поглощение света – характеризует свойство среды, а τ_λ и T_λ характеризуют свойства всей среды в целом.

Заменяя экспоненту на $10^{\lg_{10} e}$, можно получить

$$\tau_\lambda = 10^{-k_\lambda \lg_{10} e \cdot x} = 10^{-k'_\lambda x},$$

Отсюда

$$\lg_{10} r_\lambda = -k'_\lambda x; \quad k'_\lambda = -\frac{\lg_{10} \tau_\lambda}{x} = -\frac{1}{x} \cdot [\lg_{10} T_\lambda - 2 \lg_{10} (1 - \rho_\lambda)]$$

Так как ρ_λ зависит от угла падения, то и T_λ является функцией угла падения света на границу раздела сред. Поэтому измерять T_λ надо при нормальном падении светового потока на эту границу[2,4].

ГЛАВА 2. Световые величины и единицы

2.1. Световой поток

Фотометрические величины являются объективными характеристиками источников и сред. Человек с помощью органов зрения, как было указано в п.1.1., воспринимает лишь часть лучистого потока. Величина лучистого потока, оцениваемая по его действию на человеческий глаз, называется световым потоком, который измеряется в люменах (лм). Один люмен равен световому потоку, испускаемому точечным источником, имеющим силу света в 1 кд (кандела) внутри телесного угла, равному 1 ср (стерадиану) [1]:

$$1\text{лм} = 1\text{кд}\cdot 1\text{ср}$$

В табл.2.1.1. приведены значения величин светового потока для ряда широко используемых в светотехнике источников. Видно, что технические источники: лампы накаливания, люминесцентные,- создают световой поток, который, как правило, значительно меньше естественного солнечного освещения.

Таблица 2.1.1

Световой поток некоторых источников света

<u>Источник света</u>	<u>лм</u>
Электрическая лампа накаливания осветительная 100 Вт	1275
Электрическая лампа накаливания осветительная 1000 Вт	19000
Электрическая лампа накаливания прожекторная 1000 Вт	22200

Люминесцентная лампа белого цвета 15 Вт	540
Люминесцентная лампа дневного цвета 15 Вт	465
Окно площадью 1 м ² , освещенное солнцем в летний полдень	30000-50000
Окно площадью 1 м ² в пасмурный день	5000-10000

Важной характеристикой всякого источника света является световая отдача, которая выражается отношением создаваемого светового потока к электрической мощности, лм/Вт. В качестве примера можно указать, что светоотдача ламп накаливания лежит в пределах 10-15лм/Вт, а люминесцентных – 35-40лм/Вт.

2.2. Освещенность

Величина светового потока, падающего на единицу площади, называется освещенностью (E). За единицу освещенности принят люкс (лк).

$$1\text{лк} = \frac{1\text{лм}}{1\text{м}^2}$$

Для определения освещенности пользуются формулой

$$E = \frac{\Phi}{S} ,$$

где Φ – величина светового потока и S – освещаемая площадь.

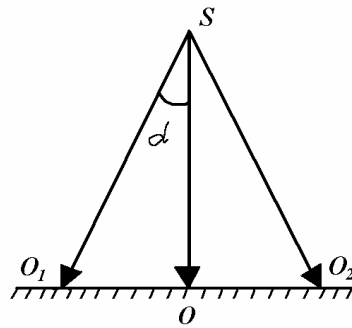


Рис.2.1 Угол падения светового потока

На рис 2.1 показано, что освещенность будет справедлива для точки O, а для точек O₁ и O₂ освещенность будет равна:

$$E = \frac{\Phi}{S} \cdot \cos \alpha .$$

Появление косинуса угла объясняется изменением площади проекции освещаемой поверхности.

В табл.2.1.2. приведены значения освещенности объектов, создаваемой техническими источниками, применяемых в светотехнике.

Таблица 2.1.2

Освещенность поверхности в различных условиях ее освещения

<u>Условия освещения поверхности</u>	<u>Освещенность, лк</u>
Поверхность стола при настольной лампе 100 Вт	80-200
Пол комнаты под лампой накаливания 100 Вт, висящей на высоте 3 м от стола	20-30

Видно, что лампа накаливания обеспечивает очень низкое значение общего освещения (при установке источников у потолка помещения). Для нормальной работы персонала при искусственном освещении обязательно требуется дополнительное местное освещение. Для сравнения: минимальная освещенность футбольного поля, необходимая для проведения телетрансляций, должна составлять 1200-1600лк.

2.3. Светимость

Светимость (M) выражается отношением величины светового потока к площади поверхности источника.

Для определения светимости пользуются формулой:

$$M = \frac{\Phi}{S} ,$$

где S – площадь излучающей поверхности.

Единицей измерения светимости является люмен на квадратный метр ($\text{лм}/\text{м}^2$)[1].

2.4. Сила света

За единицу силы света принята условная величина - кандела, которая определяется силой света, испускаемой с площади $1/600000 \text{ м}^2$ сечения полного излучателя в перпендикулярном этому сечению направлении при температуре излучателя, равной температуре затвердевания платины (2042 К) при давлении 101325 Па[1].

Для источников направленного действия (прожектор и др) указывается максимальная или осевая сила света; для источников с равномерным распределением светового потока в пространстве (лампа накаливания и др) указывается величина силы света средняя по всем направлениям. От силы света источника зависит освещенность, которая создается на некоторой поверхности, находящейся на расстоянии l от источника. Она равна:

$$E = \frac{I}{l^2} ,$$

где I – сила света в данном направлении, l – расстояние от источника до освещаемой поверхности. Это выражение в фотометрии и светотехнике называется законом «обратных квадратов».

Если свет падает на освещаемую поверхность под углом α (рис. 2.2), то его распределение происходит по большей площади. Следовательно, освещенность следует рассчитывать по формуле:

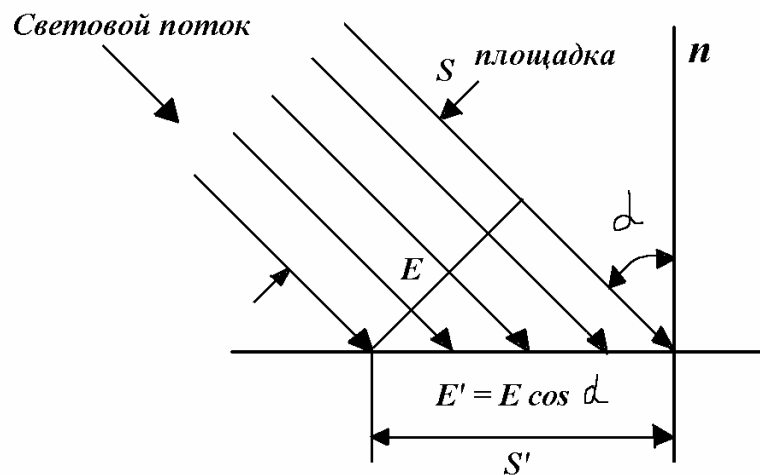
$$E = \frac{I}{l^2} \cdot \cos \alpha$$

В табл.2.1.3. приведены значения силы света от некоторых источников. Раньше одна кандела приравнивалась к силе света свечи.

Таблица 2.1.3

Источники света

<u>Наименование источника</u>	<u>Сила света, кд</u>
Керосиновая лампа	5
Электрическая лампа накаливания осветительная 100 Вт	120
Электрическая лампа зеркальная 500 Вт	5000
Электрическая лампа прожекторная 1000 Вт	2200
Люминесцентная лампа типа ЛД 15 Вт	45
Зенитный дуговой прожектор диаметром 1,5 м	$1,5 \cdot 10^9$



$$S' = \frac{S}{\cos \alpha}$$

Рис.2.2 Диаграмма, иллюстрирующая закон обратных квадратов

2.5. Яркость

Любая поверхность может быть видна только в том случае, если она попадает в поле зрения. Поток лучистой энергии может создаваться самим источником (тепловое, люминесцентное, лазерное излучение) или за счет отражения поверхностью источника света от другого естественного или искусственного источника. В любом случае, яркость характеризуется свечением поверхности, которую дает в направление наблюдателя каждая единица видимой ее площади. Самоизлучающие источники можно назвать первичными, а отражающие свет других – вторичными.

Яркость светящихся поверхностей определяется отношением силы света в рассматриваемом направлении к площади проекции этой поверхности на плоскость, перпендикулярную данному направлению. Яркость выражается в кд/м².

$$B = \frac{T}{S} ,$$

где S – площадь поверхности

Например, яркость дневного безоблачного неба равна 350 мкВт/см²срмкм на длине волны порядка одного мкм, а яркость ночного неба равна $8,5 \cdot 10^{-15}$ Вт/см²ср.

2.6. Отражение света поверхностями, вторичная яркость

Яркость освещенной поверхности зависит от интенсивности источника освещения и характера самой поверхности. Она всегда меньше яркости источника освещения, так как часть света поглощается освещаемой поверхностью, часть рассеивается по разным направлениям и только часть его отражается в том направлении, с которого поверхность рассматривается.

Различают поверхности с зеркальным (а) и диффузным (б) отражением (рис.2.3).

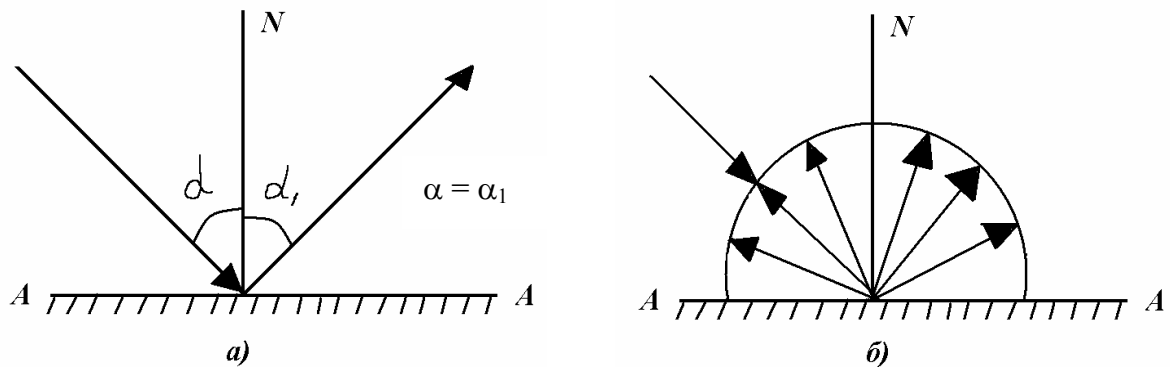


Рис.2.3 Виды отражения света

В случае б), яркость равна освещенности поверхности, умноженной на коэффициент отражения ρ :

$$B = E \cdot \rho$$

Интервал между яркостями самого темного и самого светлого участков называют шириной сюжета. Для характеристики отличия поверхности от идеально диффузной вводится понятие коэффициента яркости, как отношение яркостей реальной и идеальной диффузной поверхностей при одинаковых условиях освещения и наблюдения.

ГЛАВА 3. Естественное освещение

Источником дневного освещения является Солнце. Освещенность объектов определяется наряду с прямым солнечным светом и рассеянным в атмосфере Земли. Рассмотрим, каковы условия освещенности земной поверхности в различное время суток.

3.1. Освещение днем

Участок поверхности получает основное освещение двух типов: свет прямых солнечных лучей и рассеянный свет неба.

Общая освещенность будет равна:

$$E_{\text{общ}} = E_n + E_p ,$$

где E_n – освещенность прямых солнечных лучей, E_p – рассеянных лучей.

Рассмотрим некоторые варианты освещенности.

Допустим, есть тень от отдельно стоящего предмета. Это участок, на который не попадает прямой солнечный свет, он освещается только рассеянным светом неба. Освещенность такого теневого участка $E = E_p$. Чем $E_n \gg E_p$, тем темнее выглядит теневой участок.

Рассмотрим случай, когда $E_n = E_p$ или $E_n < E_p$. Такое явление мы можем наблюдать в пасмурную погоду. В зависимости от толщины облачного слоя происходит ослабление прямых солнечных лучей. При таких условиях предметы не имеют теней, освещение различно расположенных сторон предмета становится примерно одинаковым.

Если рассматривать освещенность участков горной местности, то:

$$E_{\text{общ}} = E_n + E_p + E_z ,$$

где E_z – отраженный свет от земли, либо предметов на участке.

Если сравнить освещенность в пасмурную погоду в зимний период, когда земля покрыта снегом, и в осенний, когда земля насыщена влагой, то увидим, что освещенность в зимний период выше.

Для определения величины освещенности обычно пользуются коэффициентом освещенности K .

Он равен: $K = \frac{E'}{E}$,

где E' – освещенность на закрытом участке, а E – освещенность на открытом участке.

Для $E_{\text{общ}}$ величина K составляет порядка 0,8, а для $E_p = 0,1$

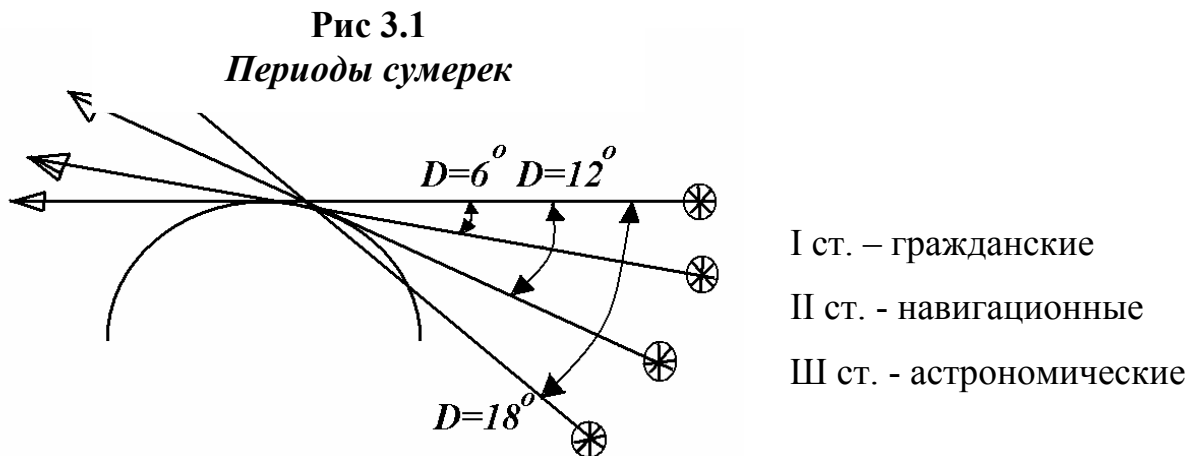
Какова особенность психофизической стороны дневного освещения?

Наилучшим видением мы обладаем днем, следовательно, в отношении физиологии зрения день – это то время, когда глаза работают с наибольшей эффективностью. Причем, острота зрения, контрастная и световая чувствительность достигают своих предельных значений при рассеянном свете. В ясную погоду условия для работы зрения днем ухудшаются от избытка света. Для смягчения яркости солнечного освещения и для лучшего его восприятия применяются очки с нейтрально–серыми (дымчатыми) стеклами. (Подбор очков в солнечную ясную погоду: серые стекла в видимую (зеленую) область спектра).

3.2. Освещение в сумерки

Промежуток времени, когда Земля получает слабое рассеянное освещение, постепенно переходящее в ночь, называется сумерками. Так, если в средних широтах сумерки бывают два раза в сутки – утром и вечером, то в северных широтах летом эти сумерки смыкаются друг с другом, образуя так называемые белые ночи. Если на севере сумерки тянутся очень долго, то на юге темнеет очень быстро. Это объясняется тем, что источником сумеречного освещения является отраженный свет Солнца, ушедшего за горизонт. Общая освещенность во время сумерек определяется углом D погружения Солнца за горизонт (рис. 3.1).

Весь период сумерек разбивают на три ступени:



3.3. Освещение ночью

Ночью общий свет постоянно действующих источников свечения ночного неба (Луна, звезды, свечение разреженных газов, ночные сумерки) сводится к тому, что яркость последнего составляет около 10^{-4} кд/м², 20 % этой яркости приходится на долю звезд, столько же на ночные сумерки, а остальные 60 % составляет люминесценция газов атмосферы. В среднем, земная поверхность горизонтальной плоскости получает ночью при безоблачной погоде 0,0005 – 0,001 лк.

При полнолунии освещенность достигает величины 0,3 лк.

Восприятие окружающих предметов в ночное время зависит от следующих факторов:

- 1) Различие яркостей крупных предметов должно быть 50 % для отчетливого восприятия глазом.
- 2) Угловые размеры объектов должны быть больше – 30' - 60'.
- 3) Цвет предметов не различается, поэтому окружающие предметы представляются сочетанием серых тонов различной яркости.
- 4) Освещенность в ночное время значительно зависит от фазы Луны и облачности [3].
- 5) Адаптация глаза – время приспособления зрения человека к ночным условиям наблюдения.

ГЛАВА 4. Искусственное освещение

По своему характеру освещение можно разделить на светотеневое, светотональное, локальное и силуэтное.

Светотеневое – освещение, когда источник излучения формирует свет из тени, а рассеянный свет подсвечивает тени объекта.

Светотональное – освещение, когда рассеянный свет равномерно заполняет пространство и освещает все точки снимаемого объекта.

Локальное освещение – освещение ограниченной части пространства или части снимаемого объекта.

Силуэтное – освещение, когда предметы на переднем плане затемнены, а свет падает на задний план.

4.1. Основные характеристики источников искусственного света

Искусственные источники света принято разделять на три группы:

- эталонные источники (источники, которые специально сконструированы для формирования пучков света с заданными, стабильными, контролируемыми характеристиками);
- технические источники (источники, которые также специально сконструированы для создания пучков света, но их параметры и характеристики в процессе эксплуатации не контролируются);
- побочные – прочие объекты, отражающие свет других источников.

Например, к первой группе источников следует отнести различные модели черных тел, лампы накаливания (источник типа А, типа Б), стабилизированные одномодовые лазеры [5,6]. К объектам второй группы можно причислить различного рода прожекторы (маяки, светофоры и подобные), лазерные указки, цветомузыкальные установки. Ну, и наконец, в третью группу входят естественные и искусственные объекты, излучающие или/и отражающие свет, но специально не созданные для формирования

световых пучков. Например, это здания, транспортные средства, животные, люди.

Для разработки источников первой и, особенно, второй группы важно знать параметры и характеристики серийно выпускаемых промышленностью первичных источников света, преобразующих электрическую энергию в световую. К таким параметрам относятся:

I. Электротехнические данные:

- 1.1. напряжение питающей сети U_e
- 1.2. напряжение на лампе U_l
- 1.3. сила тока в пусковой период i_n
- 1.4. сила тока в рабочий период i_p
- 1.5. мощность лампы P_l

II. Светотехнические данные:

- 2.1. световой поток Φ
- 2.2. сила света I
- 2.3. световая отдача, лм/Вт
- 2.4. цветовая температура, K_T

III. Геометрические параметры:

- 3.1. габаритные размеры
- 3.2. высота светового центра
- 3.3. форма и размеры светящегося тела, его габаритная яркость.

Рассмотрим подробнее указанные выше параметры применительно к типовым источникам.

4.2. Лампы накаливания

Источником излучения в лампе накаливания является вольфрамовая нить, свитая в спираль и находящаяся в нейтральной атмосфере азота.

Условные обозначения ламп накаливания[3,5]:

В – вакуумные;

Г – газонаполненные с моноспиральным телом накала;

Б - газонаполненные с биспиральным телом накала;

БК – лампы с повышенной светоотдачей с биспиральным телом накала, колба которых заполнена криптоном.

Спектральные характеристики таких ламп имеют значительные отступления от источника белого света: незначительное излучение в синей и фиолетовой частях спектра и избыток в желтой и красной. Средняя продолжительность горения – 1000 ч.

Рассмотрим лампы накаливания, которые применяются для фото- и киносъемок. К ним относятся:

- перекальные
- зеркальные
- йодно–кварцевые
- прожекторные
- кинопрожекторные.

Перекальные лампы имеют такую же конструкцию, как и обычные осветительные, но заключены в матированную колбу и работают с большим перекалом, вследствие чего отличаются значительно повышенной светоотдачей, цветовой температурой и пониженным сроком службы. Особенностью этих ламп является их значительная тепловая и световая инерционность, вследствие которой лампы достигают полного свечения лишь спустя некоторое время после включения – от нескольких десятых до единиц секунд.

В таблице 4.2.1 представлены технические характеристики ламп накаливания.

Зеркальные и перекальные лампы имеют толстостенную колбу, выполненную по специальному параболическому профилю и покрытую изнутри в части, прилегающей к цоколю, зеркальным алюминиевым слоем,

концентрирующим свет в пределах определенного угла. Для смягчения возможных бликов и улучшения равномерности светового пятна, образуемого лампой, выходная куполообразная часть стеклянной колбы матирована.

Таблица 4.2.1

Перекальные лампы

<u>Тип лампы</u>	<u>Напряжение, В</u>	<u>Мощность, В</u>	<u>Световой поток, лм</u>	<u>Световая отдача, лм/Вт</u>	<u>Средняя продолжительность горения, ч</u>
Ф 127-275	127	275	8800	32	4
Ф 127-500	127	500	17000	34	8
Ф 220-275	220	275	8000	29	4
Ф 220-500	220	500	14500	29	8
Ф 220-300	220	300	7400	24,7	6

Такие лампы представляют собой готовый осветительный прибор, дающий концентрированный и равномерный пучок световых лучей.

Характеристики ламп приведены в таблице 4.2.2.

Таблица 4.2.2

Зеркальные перекальные лампы

<u>Тип лампы</u>	<u>Напряжение, В</u>	<u>Мощность, В</u>	<u>Осевая сила света, кд</u>	<u>Срок службы, ч</u>
К 110-250	110	250	2600	50
К 127-250	127	250	3300	5
К 110-500	110	500	7800	100
К 127-500	127	500	10000	6
К 220-250	220	250	3000	5
К 220-500	220	500	7900	6
К 220-700	220	700	18000	5

Йодно-кварцевые лампы (галогенные). Вольфрамовая нить помещена в колбу из кварцевого стекла, наполненную инертным газом с добавлением небольшого количества йода (0,1 мг на 1 см³ газа). Вольфрамовая нить накаляется до температуры 2700-3000°С. В процессе горения лампы испаряющийся с поверхности нити вольфрам на стенках колбы, где вступает в химическую реакцию с парами йода, образуя при температуре стенок стекла более 250°С йодид вольфрама WI₂.

Световой поток лампы сохраняется почти постоянным в течение всего срока службы, снижаясь к концу его на 2-5%. В настоящее время йодные лампы выпускаются мощностью от 100 до 5000 Вт.

Прожекторные и кинопроекторные лампы имеют нить накала, свернутую в несколько цилиндрических спиралей, расположенных в одной или в двух параллельных плоскостях так, чтобы тело накала в целом имело форму плоского прямоугольника. Такая форма дает различные кривые светораспределения в разных сечениях и требует расположения ламп в осветительных приборах в определенном положении по отношению к отражателю. Температура колб этих ламп достигает 300°С и более. В связи с высокой температурой тела накала в процессе горения лампы идет

интенсивное распыление вольфрамовой нити. Колба препятствует ее почернению и для уничтожения налета на стенках колбы в каждую лампу вводится крупнозернистый порошок вольфрама, который при встряхивании стирает налет на внутренней стенке колбы и делает ее снова прозрачной.

Основные технические данные этих ламп приведены в таблице 4.2.3.

Таблица 4.2.3

<u>Тип лампы</u>	<u>Напряжение В</u>	<u>Мощность Вт</u>	<u>Световой поток, лм</u>		<u>Световая отдача, лм/Вт</u>	<u>Средняя продолжительность горения, ч</u>
			<u>тональный</u>	<u>в конце срока службы</u>		
КПЖ-1	110	150	3700	2800	25,0	5
КПЖ-2	110	500	17000	10500	28,0	15
КПЖ-3	110	2000	56000	42000	28,0	25
КПЖ-4	110	3000	84000	63000	28,0	50
КПЖ-5	110	5000	147000	110500	29,5	50
КПЖ-6	110	10000	295000	221000	29,5	75
ПЖК - 220-5000	220	5000	147500	110500	29,5	30
ПЖК - 220-10000	220	10000	295000	221000	29,5	45

При изменении напряжения на $\pm 1\%$ при номинальном напряжении (110-127В) световой поток изменится на $\pm 3,5\%$, световая отдача – на $\pm 1,8\%$, расходуемая мощность – на $\pm 1,5\%$, средняя продолжительность горения – на $\pm 13\%$, сила тока – на $\pm 0,5\%$, сопротивление нити накала – на $\pm 0,4\%$, цветовая температура – на $\pm(10-15\text{К})$ [3,5].

Необходимо учесть, что частые включения и выключения сказываются на сроке службы той или иной лампы. К недостаткам ламп накаливания можно отнести их большую чувствительность к механическим

повреждениям, невозможность наклона лампы на угол больше 45° во время горения, значительную теплоотдачу и сравнительно короткий срок службы.

4.3. Газоразрядные источники света

Газоразрядными называются источники света, колба которых наполнена чистым инертным газом или в смеси с небольшим количеством металла, обладающего большой упругостью паров (ртуть, кадмий, натрий) под определенным давлением. Под действием высокого напряжения в начале возникает электрический разряд, который вызывает свечение газа.

Наибольшее распространение среди газоразрядных источников света получили ртутные лампы.

В зависимости от давления паров внутри колбы различают следующие разновидности ртутных ламп: лампы низкого давления (1,3 – 133 Па), высокого давления (30-300 кПа) и сверхвысокого давления (свыше 300 кПа).

Люминесцентные лампы – это лампы низкого давления с нанесенным на внутренние стенки трубки люминофором.

Электрический ток, проходя между электродами лампы, вызывает электрический разряд в парах ртути и аргона. Невидимые для глаза ультрафиолетовые излучения, возникающие в результате этого разряда, облучают тонкий слой люминофора и вызывают видимое его свечение (фотолюминесценцию).

Благодаря такому преобразованию в люминофорах невидимых ультрафиолетовых излучений в видимые, люминесцентные лампы обладают значительно более высокой экономичностью. Так, например, световая отдача ламп накаливания 220 В мощностью 100-300 Вт составляет 13,2-15 лм/Вт, а для люминесцентных ламп ЛДЦ – 40-50 лм/Вт. Если срок службы ламп накаливания составляет 1000 ч, то для люминесцентных ламп – 12000 ч. Более высокая световая отдача люминесцентной лампы объясняется более

высоким энергетическим КПД и значительно лучшим, чем у ламп накаливания, распределением излучений в видимой зоне спектра.

Люминесцентные лампы бывают 5 типов (различают по цветности):

1. ЛД – лампы дневные;
2. ЛДЦ – лампы дневные с улучшенной цветопередачей;
3. ЛХБ – холодно-белые;
4. ЛБ – белые;
5. ЛТБ – тепло-белые (15, 20, 30, 40, 65 и 80 Вт).

В табл. 4.2.4 и табл. 4.2.5 представлены параметры такого рода источников.

Таблица 4.2.4

Основные размеры прямолинейных люминесцентных ламп низкого давления.

<u>Нормируемая</u> <u>величина</u> <u>лампы</u>	<u>Размеры, мм, для ламп мощностью, Вт</u>					
	15	20	30	40	65	80
<u>Диаметр</u>	27	40	27	40	40	40
<u>Полная</u> <u>длина</u>	451,6	604,0	908,8	1213,6	1514,2	1514,2
<u>Длина без</u> <u>контактных</u> <u>штырьков</u>	437,4	489,8	894,6	1194,4	1500,0	1500,0

Таблица 4.2.5**Световые и электрические характеристики люминесцентных ламп.**

<u>Мощность, Вт</u>	<u>Напряжение на лампе, В</u>	<u>Ток, А</u>	<u>Номинальный световой поток, лм</u>				
			<u>ЛДЦ</u>	<u>ЛД</u>	<u>ЛХБ</u>	<u>ЛТБ</u>	<u>ЛБ</u>
15	54	0,33	500	590	657	700	760
20	59	0,37	820	920	935	975	1180
30	104	0,36	1415	1640	1720	1720	2100
40	103	0,43	2100	2340	3000	3000	3120
65	110	0,67	3050	3570	3820	3980	4650
80	102	0,865	3740	4070	4440	4440	5220

Кроме прямых трубчатых ламп, освоен выпуск кольцевых и U-образных люминесцентных ламп. Характеристики таких люминесцентных ламп приведены в табл. 4.2.6.

Таблица 4.2.6**Технические характеристики U-образных и кольцевых люминесцентных ламп**

<u>Тип лампы</u>	<u>Мощность, Вт</u>	<u>Напряжение, В</u>	<u>Ток, А</u>	<u>Световой поток, лм</u>
ЛБУ - 15	15	58	0,3	630
ЛБУ – 30	30		0,36	1680
ЛБУ - 40	40	108	0,41	2380
ЛБК – 20	20	68	0,33	829
ЛБК – 32	32	82	0,41	1500
ЛБК - 40	40	103	0,44	2100

Средняя продолжительность горения U-образных ламп 7500 ч, кольцевых – 5000 ч.

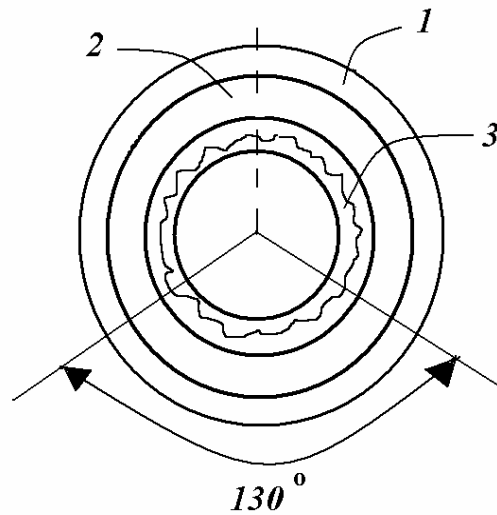


Рис. 4.1 Люминесцентная лампа с внутренним отражающим слоем

В настоящее время выпускают люминесцентные лампы мощностью 40 и 80 Вт с внутренним диффузно - отражающим слоем типа ЛБР (рис. 4.1).

1. стекло лампы
2. отражающий слой
3. слой люминофора

В этих лампах до слоя люминофора на большую часть внутренней поверхности трубки наносится слой порошка, хорошо отражающего свет. Остается непокрытой только узкая полоса вдоль трубки, через которую и направляется весь световой поток, и хотя величина его на 10-15 % ниже, чем у обычных ламп, они удобны тем, что могут использоваться в светильниках без отражателей и имеют лучшую кривую распределения силы света. Для освещения сцен, декоративного оформления, а также для фото- и киносъемок на цветные фото- и киноматериалы получили применение цветные люминесцентные лампы мощностью 40 Вт. Они обладают значительно большим сроком службы и световой отдачей, чем лампы накаливания с цветными фильтрами[3,5].

Их технические характеристики можно найти в табл. 4.2.7.

Таблица 4.2.7

**Технические характеристики цветных люминесцентных ламп
мощностью 40 Вт**

<u>Тип лампы</u>	<u>Напряжение на лампе, В</u>	<u>Ток, А</u>	<u>Световой поток, лм</u>	<u>Срок службы, ч</u>
ЛК 40	103	0,43	310	7500
ЛЗ 40	103	0,43	2100	7500
ЛЖ 40	103	0,43	1380	7500
ЛГ 40	103	0,43	900	7500
ЛР 40	103	0,43	530	7500
ЛК 40 БП	108	0,41	310	3000
ЛЗ 40 БП	108	0,41	2000	3000
ЛЖ 40 БП	108	0,41	1360	3000
ЛГ 40 БП	108	0,41	800	3000
ЛР 40 БП	108	0,41	520	3000

Но наряду со многими достоинствами люминесцентные лампы имеют ряд недостатков. Одним из главных является сложность включения их в сеть, связанная с особенностью газового разряда. Устойчивая работа возможна при наличии устройства, ограничивающего величину тока (дресселя). Лампы чувствительны к изменениям окружающей температуры. Ярче всего они грят при комнатной температуре 20-25°C, понижение и повышение температуры резко снижает светоотдачу, а при понижении температуры до 0°C в обычном конструктивном положении работать практически не могут.

Существуют лампы типа ПРК (прямая ртутно-кварцевая) и РКС (ртутно-кварцевая для светокопировальных аппаратов). Эти лампы получили широкое распространение в технике, а также в театральной практике в специальных приборах «черного» света для облучения декораций, написанных специальными светящимися красками.

4.4. Импульсные источники света

Источники света, предназначенные для создания кратковременных, обычно большой интенсивности, вспышек, получили название импульсных. Энергия вспышки выражается в Джоулях (Ватт-секундах), а эффект освещения – величиной освечивания, равной произведению силы света на время (кд·с).

Импульсные лампы выпускаются двух типов: одноразовые и многоразовые.

Одноразовые – маленький стеклянный баллончик, заполненный специальным составом (алюминиевая или магниевая фольга в атмосфере водорода, химических веществ и тд), способным под действием электрического тока воспламеняться и давать интенсивную вспышку света.

Многоразовые основаны на использовании искрового разряда. Основные типы импульсных ламп имеют трубчатую или шаровую форму. Трубки изготавливают из кварцевого стекла, наполняют газом при низком давлении. Напряжение на трубку поступает от конденсатора, накопившего необходимое количество энергии.

При включении лампы конденсатор, мгновенно разряжаясь, ионизирует газ и вызывает интенсивную световую вспышку. В зависимости от конструкции лампы продолжительность вспышки колеблется от 1/400 до 1/10000с. Число вспышек также зависит от конструкции лампы и может превышать 10000. Между вспышками происходит охлаждение лампы и зарядка конденсатора.

Спектральный состав света ксеноновых и криптоновых импульсных ламп близок к составу дневного света при сильной облачности и характеризуется цветовой температурой в пределах 5500-7000К в зависимости от рода и давления газа и параметров электрической схемы.

ГЛАВА 5. Источники оптического излучения

5.1 Основные свойства и назначение

Источники оптического излучения чрезвычайно разнообразны по назначению, принципу действия, характеру излучаемого светового потока, временным характеристикам, конструктивному оформлению, спектральной области, для которой данный источник предназначен. Всего существуют сотни и тысячи различных типов источников света самого различного применения. Здесь мы не ставим задачу рассмотреть все возможные источники — для этого существуют различные справочники и каталоги. Цель настоящей главы, как и всего материала книги,— подготовить читателя к ознакомлению со специальной и справочной литературой так, чтобы при решении практических задач можно было бы, исходя из современных научно-технических позиций, выбрать оптимальный путь решения [5].

Начнем с наиболее важного для практики категорирования источников света - по назначению, по области применения. Смысл такого рассмотрения становится очевидным даже после простого перечисления областей использования источников света.

В первую очередь, источники света используются для освещения зданий, помещений, улиц, городов и т. д. Достаточно вспомнить знаменитый лозунг середины XX в., что коммунизм - это советская власть плюс электрификация всей страны. Несмотря на то, что в настоящее время иногда глумятся над жизненными позициями наших дедов, смысл этого лозунга остается актуальным до сих пор. Если выразить ту же самую мысль современными словами, то получится что-то вроде утверждения, что благоденствие общества, прежде всего, предусматривает повсеместное тепло и свет в каждом доме. В соответствии с этим, со времен изобретения осветительных ламп до настоящего времени лучшие умы мира работают над усовершенствованием осветительной бытовой аппаратуры.

Первыми успехами в создании источников света для целей освещения можно считать открытие В. В. Петровым электрической дуги в 1802 г. и подобные опыты Г. Дэви в 1810 г. В более поздние времена прообраз современных осветительных ламп был изобретен в 1872 г. Лодыгиным и в 1897 г. Эдисоном, который создал лампу накаливания с угольной нитью достаточно долговечной конструкции и удобную для промышленного изготовления. Лампы Эдисона получили очень широкое распространение. Осветительные лампы применяют в быту, в фотографии, в кинематографии, в военном деле и т. д. К последним достижениям осветительной техники можно отнести люминесцентные лампы, различного рода лазерные осветители, используемые как для практических целей, например, в измерениях загрязнений атмосферы, в светолокации, так и для декоративной подсветки различных объектов [6].

Следующая область применения источников света - это спектральный анализ состава вещества и материалов. До 90% всех анализов ведется методами эмиссионного и атомно-абсорбционного спектрального анализов. В этой области источники света используются либо для возбуждения линейчатых и полосатых спектров излучения атомов и молекул, либо в качестве просвечивающего источника, на фоне излучения которого наблюдаются линии поглощения анализируемого вещества. Современные методы спектрального анализа позволяют измерять содержание практически всех элементов периодической системы, начиная с микроконцентраций и заканчивая измерениями основного компонента в сверхчистых веществах. Последнее является основой так называемых нанотехнологий - методов создания новой техники на основе сверхчистых веществ, которыми принято считать вещества с содержанием примесей на уровне наноконцентраций (10^{-9} от концентрации основного компонента). Важным направлением использования теории и практики создания источников света является астрофизика. Изучение характеристик излучающих свет объектов позволило получить огромное количество информации о звездах, планетах, о Солнце и

вообще, о строении мира. Светотехника, в свою очередь, во многом обязана своим прогрессом астрофизике. Поскольку другого источника информации, кроме оптического излучения, о строении небесных тел у астрофизиков нет, большой вклад в теорию излучения атомов и молекул внесли астрономы.

Для того, чтобы выделить основу всего прогрессивного в создании и внедрении новых источников излучения, нужно обязательно остановиться на источниках света для научных исследований. В конце концов, прогресс в развитии светотехники определяется успехами в исследовании физических процессов. Самые крупные достижения точных наук прошедшего века стали возможными благодаря созданию научной аппаратуры, в том числе и источников излучения. Выход человека в космос стал возможным в результате спектроскопических исследований, создание лазеров целиком базируется на научных исследованиях светоизлучающих объектов. Физика полупроводников, совершившая революцию в электронике, давшая миру современные лазеры, опиралась во многом на спектроскопические исследования. Такое интересное направление, как голография, своим широким распространением обязана созданию источников когерентного излучения.

Все перечисленное стало возможным благодаря тому, что научные работники создали такие экзотические, с точки зрения обывателя, источники излучения, как ударные трубы, газоструйные источники, источники синхротронного излучения, имеющиеся к настоящему моменту во многих странах, в том числе и в России.

К тому же ряду проблем, решаемых светотехниками, следует отнести и диагностику плазмы. Это направление науки и техники особенно бурно развивалось во второй половине XX в. в связи с созданием ракет и спутников Земли. Необходимость конструирования двигателей, систем обнаружения и идентификации ракет различного назначения привела к очень значительным успехам в изучении механизмов излучения и поглощения оптического излучения.

Еще одним крупным достижением XX в. — изобретением лазеров — современная наука обязана светотехникам, которые установили целый ряд закономерностей в излучении атомов и молекул и практически предсказали появление лазеров. Еще в 1939 г., задолго до появления лазеров, В. А. Фабрикант показал возможность усиления света за счет вынужденных переходов в плазме с инверсией заселенности на энергетических уровнях, названную им отрицательным поглощением.

Из крупных достижений последних лет можно назвать создание огромного разнообразия твердотельных излучателей — светодиодов и твердотельных лазеров. В этих источниках света электрическая энергия напрямую трансформируется в оптическое излучение, что позволило устанавливать контактные световые табло и панели, широко используемые в современных приборах и компьютерах. Эти достижения, а также создание лазеров на гетеропереходах позволили устанавливать сверхминиатюрные лазеры для считывающих головок в аппаратуре самого различного назначения. О важности достижений в этой области свидетельствует тот факт, что Нобелевская премия по физике 2000 г. была присуждена за исследования, создание и внедрение в промышленность лазеров на гетеропереходах. Одним из авторов этой работы стал наш соотечественник Ж. И. Алферов.

Источники делятся по различному принципу, мы попытались категорировать различные типы люминесценции, выделив фотолюминесценцию, электролюминесценцию, катодолюминесценцию, хемилюминесценцию, рентгенолюминесценцию и триболюминесценцию. Если сюда добавить методы создания источников термического излучения, то картина определения источников света по принципу действия будет достаточно полной.

По характеру излучаемого спектра источники света можно разделить на источники сплошного спектра и на источники линейчатого спектра. Сплошной спектр - континуум - излучают нагретые тела,

газоразрядные источники на свободно-связанных переходах в молекулах. Сюда же относятся тормозное излучение и синхротронное излучение. Линейчатый спектр испускают все источники, в которых возбуждаются атомы и молекулы, входящие в состав окружающего пространства или в состав электродов, между которыми осуществляется разряд. Среди источников линейчатого спектра следует выделить источники с дуговым, тлеющим, искровым, со сверхвысокочастотным, контактным разрядами. Особенности этих типов источников света будут рассмотрены ниже [6].

По временным характеристикам источники света следует делить на источники постоянного горения и импульсные источники. Источники постоянного горения предназначены для длительного использования, импульсные источники в основном используются в процессах, зависящих от времени - в стробоскопах, в исследованиях плазмохимических реакций, в фото- и кинотехнике и т. д.

По конструктивному оформлению источники света приспособляются к взаимодействию с другими технологическими элементами. У них может быть колба различной формы, может иметь место защитный футляр, может быть специфический цоколь, может иметь место устройство поджига и т. д. Все эти особенности лампы серьезного осмысления не требуют и по этой причине могут быть заимствованы из каталогов, справочников или из проспектов фирм, выпускающих источники света.

По спектральной области разделение источников излучения также в особых комментариях не нуждается. Естественно, например, что рентгеновский или ультрафиолетовый источник излучения радикально отличается от лампы на видимый диапазон, а для инфракрасной области необходимы совсем другие типы источников, другой конструктив, другой принцип действия и т. д. Самым существенным в этой проблеме является выбор оптических материалов, из которых изготавливается колба лампы или выходное окно источника, через которое выводится излучение. Те, кто сталкивался с

инфракрасной техникой, обратили внимание, что большинство стекол в далекой ИК-области являются совершенно черными, т. е. не пропускают излучения. С другой стороны, для этих целей очень хорош германий, имеющий хорошее пропускание в ИК-области, а в видимой области (350-700 нм) выглядящий как совершенно непрозрачная металлическая пластина.

В этой связи нельзя не упомянуть об излучении в области так называемого дальнего вакуумного ультрафиолета, излучения с длинами волн от 110 нм до 50 нм. В этом диапазоне длин волн прозрачные материалы вообще отсутствуют. Тем не менее, ряд практических задач требует создания источников света и разработки методов регистрации именно в этом диапазоне. Среди подобных задач можно назвать такие научные спектроскопические исследования, как астронавигация, космическая локация, материаловедение и ряд других. Для работы в этом диапазоне длин волн используется специфическая техника и специальные методы.

5.2 Источники света со сплошным спектром излучения

Самым распространенным типом источника света является лампа накаливания, представляющая собой тонкую проволоку или штифт из тугоплавкого материала, помещенный в вакуум или в среду инертного газа. В последние десятилетия широкое распространение получили лампы накаливания с галогенным наполнением, в которых реализуется так называемый галогенный цикл, увеличивающий срок службы лампы и позволяющий нагревать тело накала до более высоких температур, чем это можно реализовать в обычной лампе накаливания.

Лампы накаливания являются примером реализации теории температурного излучения в практике создания источников света. Напомним, что излучение нагретых тел принято характеризовать яркостной температурой, радиационной температурой и цветовой температурой. Для наиболее широко используемого материала тела накала температурных ламп,

вольфрама, цветовая, радиационная и яркостная температуры приведены в таблице 5.1. Обращаем внимание, что радиационную температуру принято выражать в градусах Цельсия, а другие температуры - в Кельвинах.

Для целей освещения лампы накаливания изготавливают в большинстве случаев из вольфрама, закрученного в виде спирали или биспирали. В вольфрам для спиралей лампы добавляют присадки для придания формоустойчивости (окись кремния, окись алюминия) или механической прочности (окись кремния, окись тория). Очень удобны для практического использования автомобильные лампы, которые изготавливают из более толстой проволоки, что позволяет допускать значительный перекал и использовать лампу в режиме частых включений и выключений.

Таблица 5.1.1

Цветовая, яркостная и радиационная температуры вольфрама

T, K	1200	1400	1600	1800	2000	2200
$T_{цв}, K$	1210	1414	1619	1825	2033	2242
$Tя, K$ $\lambda=565 \text{ нм}$	1149	1330	1509	1648	1857	2026
$Tр, ^\circ C$	744	868	992	1116	1240	1364

T, K	2400	2600	2800	3000	3200	3400
$T_{цв}, K$	2452	2663	2878	3094	3311	3533
$Tя, K$ $\lambda=565 \text{ нм}$	2192	2356	2416	2673	2827	2978
$Tр, ^\circ C$	1488	1612	1736	1860	1984	2108

Для научно-исследовательских работ лампы накаливания изготавливают из широкой вольфрамовой или молибденовой ленты,

согнутой в виде буквы «П». Такие лампы получили в спектроскопии название «банд-лампы». Специальная конфигурация тела накала в ленточной лампе позволяет добиться постоянной яркости ленты по всему видимому полю, а также при освещении щелевых спектральных приборов максимально использовать световой поток, испускаемый лампой [5]. Ленточные вольфрамовые лампы выпускают с колбами из обычного стекла, а также с окнами из увиолевого стекла и из кварца. Такие лампы позволяют использовать их в приборах, работающих в ультрафиолетовой области. Ленточные вольфрамовые лампы широко используются в различных фотометрических и светотехнических измерениях как эталоны силы света, яркости и температуры. Этому вопросу мы коснемся в главе, посвященной метрологическим аспектам светотехники. Сейчас лишь отметим, что световые характеристики ленточных ламп накаливания хорошо воспроизводятся и могут быть по этой причине аттестованы как носители фотометрических или температурных единиц. Для сохранения характеристик банд-ламп их используют при температурах ниже 1600°C , в то время как у газополных ламп накаливания температура обычно составляет 2850°C .

Лампы накаливания имеют световой КПД от 7 до 13% в зависимости от конструкции. Под этим понятием подразумевается отношение световой энергии, испускаемой лампой в единицу времени, к полной энергии, потребляемой лампой. Самые большие потери мощности связаны с излучением в инфракрасном диапазоне (от 68 до 86%). Потери на armатуре лампы составляют несколько процентов, и от 10 до 20% мощности теряется в газополных лампах на нагревание газа. В качестве последнего используется либо аргон, либо криптон, либо ксенон. Наилучшие результаты по светоотдаче получаются при изготовлении тела накала в виде биспирали и при наполнении колбы криптоном и ксеноном. Однако оба фактора приводят к увеличению стоимости лампы, и по этой причине фирмы-производители ламп не всегда стремятся улучшить светотехнические параметры своей продукции. Наполнение колбы лампы инертным газом дает возможность

повысить температуру тела накала до 2900 К, что существенно увеличивает светоотдачу.

Еще больший световой КПД от лампы накаливания можно получить, если в колбе лампы организовать так называемый галогенный цикл. Такие лампы накаливания в обиходе известны как галогенные. В колбу лампы вводится небольшое количество галогена, обычно брома или йода. Наличие галогена в колбе приводит к соединению галогена с парами вольфрама, которые образуются при нагревании нити накала. В результате образуется газообразное вещество - галогенид вольфрама. Эта реакция наиболее эффективно идет при температуре около 300° С, близкой к температуре колбы. При диффузии галогенида вольфрама к нити накала, имеющей значительно более высокую температуру, происходит диссоциация молекул с образованием свободного галогена и восстановленного вольфрама. В результате возвращения распыленного вольфрама на нить накаливания, последняя как бы постоянно обновляется. В итоге колба лампы вольфрамом не запляется, нить накала не перегорает, а температуру нити можно повышать до 3400 К, что всего на 200 К ниже температуры плавления вольфрама. Поскольку отдаваемая нагретым телом световая энергия растет как T^4 , то световые характеристики галогенной лампы в сравнении с обычной лампой накаливания, работающей при температуре около 2850 К, оказываются в два раза выше. Кроме того, увеличивается срок службы лампы, и повышается временная стабильность ее излучения [5].

Поскольку повышение температуры тела накала лампы не только увеличивает светоотдачу, но и сдвигает спектр излучения в коротковолновую область, появилась возможность создавать на основе галогенных ламп излучатели, имеющие спектр, близкий к солнечному. Колбы галогенных ламп обычно изготавливают из кварца, выдерживающего нагревание до температур в несколько сот градусов и пропускающих излучение в ультрафиолетовой области до 220-190 нм.

Для работы в инфракрасной области спектра используются специфические температурные излучатели: штифт Нернста, глобар, темные излучатели и трубчатые кварцевые излучатели.

Штифт Нернста представляет собой цилиндр, диаметром 1-3 мм и длиной до 3 см, из оксидно-керамической массы, состоящей из окислов циркония и иттрия. К концам цилиндра припаиваются платиновые электроды. Штифт нагревается проходящим через него постоянным электрическим током. Поскольку штифт Нернста при комнатной температуре является диэлектриком, его перед включением необходимо разогреть. Обычно это делается при помощи отдельной спирали, включаемой только на время разогрева. Штифт Нернста работает обычно при токах до 1 А и при напряжении питания 100-220 В.

Глобар является стержнем из карбида кремния, нагреваемым электрическим током. Обычно диаметр глобара составляет 6-8 мм, а длина — около 250 мм. Иногда глобар изготавливают значительно больших размеров — диаметром 25-30 мм и длиной до 1 метра. Рабочая температура глобара равна 1200-1300 К. В ряде случаев поверхность глобара покрывается окисью тория, что позволяет повысить рабочую температуру до 2000 К. При температурах, больших 1500 К, глобар излучает как серое тело. Спектральная область, в которой работают глобары,— от 1 мкм до 50 мкм в шкале длин волн, или от 200 см^{-1} до 1000 см^{-1} в шкале волновых чисел.

Температурными источниками излучения для ИК-области являются и так называемые темные излучатели. Они представляют из себя металлические трубки из хромоникелевой стали, обладающей коэффициентом излучения $\varepsilon = 0,95$. Трубка заполняется керамикой, внутри которой помещается нагреватель в виде спирали. Рабочая температура темного излучателя — около 1000 К. Средняя мощность излучения — около 1 кВт на метр длины трубы.

Еще одной разновидностью температурного излучателя для ИК-области являются трубчатые кварцевые излучатели. На тонкой кварцевый

стержень навивается спираль из хромоникелевой стали. Снаружи надевается еще одна кварцевая трубка, которая нагревается спиралью до 1400 К. Иногда пространство, в котором находится спираль, заполняется инертным газом, а спираль выполняется из вольфрама. При этом температуру можно повысить до 2400 К. Срок службы такой лампы достигает 5000 часов.

Источником сплошного спектра для ультрафиолетовой области является газоразрядная лампа, называемая спектроскопистами водородной лампой. Механизм излучения сплошного спектра водородной лампы существенно отличается от механизмов температурного излучения [6]. Сплошной спектр в этом случае возникает при переходах возбужденных молекул водорода из связанного устойчивого состояния, обозначаемого как $^3\Sigma_g^+$, в неустойчивое нижнее состояние $^3\Sigma_u^+$. Излучение наблюдается как эмиссионный континуум, тянущийся от 500 до 185 нм. От 185 нм до 110 нм в эмиссионном водородном спектре наблюдается многолинейчатый спектр (рис. 5.1).

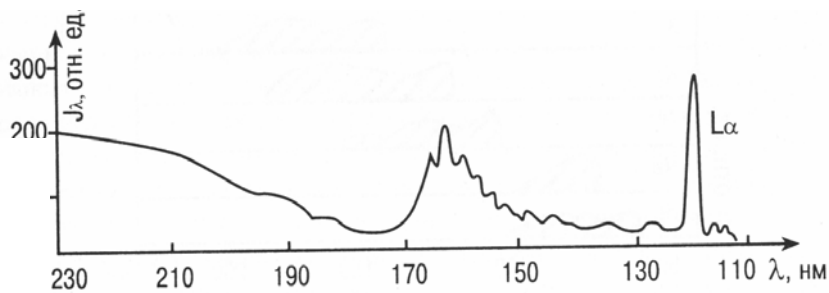
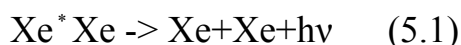


Рис. 5.1. Спектр излучения газоразрядной водородной лампы

Существует довольно большое количество промышленно выпускаемых типов водородных ламп. Среди них существуют лампы с высоковольтным питанием, с низковольтным питанием и с оксидированным катодом. Лампы выпускаются миниатюрные, например, ВЛФ - 0,25, и

мощные, с разрядным током до 3 А. Колбы лампы изготавливаются из увиолевого стекла, из кварца. Существуют конструкции с окнами из фтористого магния. Эти лампы работают в области спектра до 110-115 нм. Для повышения яркости сплошного спектра водорода наполнение лампы дейтерируют, т. е. добавляют в водород дейтерий. Давление водорода в лампах составляет несколько мм рт. ст., плотность тока составляет десятки А/см². Низковольтные водородные лампы могут питаться постоянным или переменным током, напряжением 220 В через балластное сопротивление.

В области ближнего вакуумного ультрафиолета источники сплошного спектра выполняются в виде безэлектродных газоразрядных трубок, наполненных инертными газами до давлений в несколько сотен мм рт. ст. Спектры возбуждаются от СВЧ-генератора, обычно имеющего длину волны либо 10 см, либо 3 см. Механизм образования сплошного спектра в таких источниках определяется образованием в неравновесной плазме СВЧ-разряда эксимерных молекул инертных газов [5]. Под эксимерной молекулой понимается двухатомная молекула, один из атомов которой находится в возбужденном состоянии. Известно, что инертные газы в невозбужденном состоянии молекул не образуют, а вот молекулы, например, Хе* Хе или Аг* Аг, могут существовать в плазме. Диссоциация таких молекул по схеме



приводит к появлению в спектре достаточно протяженных эмиссионных континуумов. Примеры таких спектров, полученные в инертных газах с СВЧ-возбуждением с длиной волны, представлены на рис. 5.2.

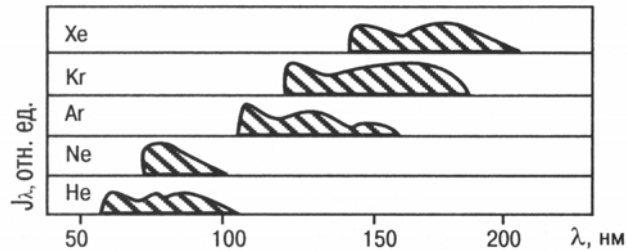


Рис. 5.2. Эмиссионные континуумы инертных газов

Закончить рассмотрение источников сплошного спектра можно импульсными источниками. Для получения сплошного спектра во всей видимой области наиболее исследованным является конденсированный электрический разряд через капилляр из какого-либо диэлектрика. Свечение возникает за счет большого числа линий, уширенных до такой степени, что образуется практически сплошной спектр. На такой многолинейчатый спектр накладывается тормозной спектр электронов и термическое излучение частиц, испаряющихся со стенок капилляра [6]. Время вспышки импульсного источника может регулироваться подбором емкости и индуктивности цепи питания разряда. Исследования показали, что излучение импульсного разряда соответствует температуре излучения черного тела в 40 000 К.

Аналогичные импульсные источники созданы и для работы в ультрафиолетовой и в вакуумной ультрафиолетовой областях. В этом случае самой сложной проблемой является вывод вакуумного ультрафиолетового излучения из зоны разряда. Дело в том, что продукты испарения электродов и капилляры в холодных участках источника света поглощают излучение. В оптике это хорошо известные явления самопоглощения излучения. В вакуумном ультрафиолете поглощают еще и компоненты атмосферы, что в итоге делает задачу создания источника сплошного спектра для ультрафиолетовой и вакуумной ультрафиолетовой области весьма трудноразрешимой проблемой.

5.3 Дуговые и искровые источники линейчатого излучения

Источники линейчатого излучения в большинстве своем представляют собой различные типы газового разряда. Реже применяются источники с оптическим возбуждением (резонансные лампы и твердотельные лазеры) или с возбуждением за счет химических реакций (пламена, хемиллюминесцентные источники).

Прежде чем начать рассмотрение особенностей конструкции реальных источников линейчатого излучения, сформулируем основные понятия, используемые при описании процессов в газовом разряде. Газовый разряд представляет собой специфическое агрегатное состояние вещества — плазму, которая состоит из различных заряженных и нейтральных частиц. Все частицы характеризуются энергией, которая однозначно связана с температурой. Вводится понятие термодинамического равновесия - ситуации, когда температура всех компонентов (электронов, атомов и ионов) одинакова [6]. Существует еще понятие локального термодинамического равновесия, когда равенство электронной, атомной и ионной температур выполняется только в малом элементе объема плазмы.

Состояние термодинамического равновесия, в том числе локального, означает, что можно все компоненты плазмы охарактеризовать единой температурой. Один из законов определяет соотношение между числом нейтральных атомов в основном состоянии и в возбужденном - это закон Больцмана:

$$N_n = N_0 e^{-\frac{E_n}{kT}} \quad (5.2)$$

где E_n - энергия уровня с индексом n , k - постоянная Больцмана, N_0 - общее число атомов, N_n - число возбужденных атомов на уровне n . Второй закон, следующий из теоретических рассуждений термодинамического равновесия

в плазме, задается уравнением Саха, связывающим число нейтральных атомов N_a , число ионов этого атома N_i и число электронов N_e :

$$N_i = \frac{N_a}{N_e} \left(\frac{2\pi mk}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{g_i}{g_a} T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (5.3)$$

Здесь g_a и g_i - статистические веса уровней атома и иона π , m , k , h - константы, E_i - потенциал ионизации атома и T - температура. Формула Саха получена для случая, когда рассматриваются только процессы однократной ионизации атомов одного сорта. Такое рассмотрение, безусловно, является приближением, но оно дает возможность оценить близость ситуации в реальной плазме к состоянию термодинамического равновесия. Формулы Больцмана (5.2) и Саха (5.3) дают возможность рассчитать интенсивность линейчатого излучения атомов или молекул. Для этого нужно вероятность спонтанного перехода A_{nm} (см. глава IV) домножить на число атомов в возбужденном состоянии N_n и на энергию фотона на частоте ν_{nm} :

$$I_{nm} = A_{nm} N_n \frac{g_n}{g_0} h\nu_{nm} e^{-\frac{E_{nm}}{kT}} \quad (5.4)$$

Здесь мы не учитываем индуцированные переходы B_{nm} , поскольку в газоразрядных источниках они значительно менее интенсивны, чем спонтанные переходы. В лазерах ситуация обратная - индуцированные переходы значительно интенсивнее спонтанных.

При наблюдении линейчатого излучения от газоразрядных источников важно знать не только интенсивность излучения спектральной линии каким-либо участком плазмы, но и степень поглощения уже испущенного излучения той средой, через которое оно проходит. Как правило, периферические зоны газового разряда содержат большое число «холодных»,

т. е. невозбужденных, атомов, поглощающих излучение именно на тех частотах, которые соответствуют излучательным переходам. Это приводит к тому, что наблюдается так называемое самопоглощение или самообращение спектральных линий. Рис. 5.3 поясняет ситуацию.

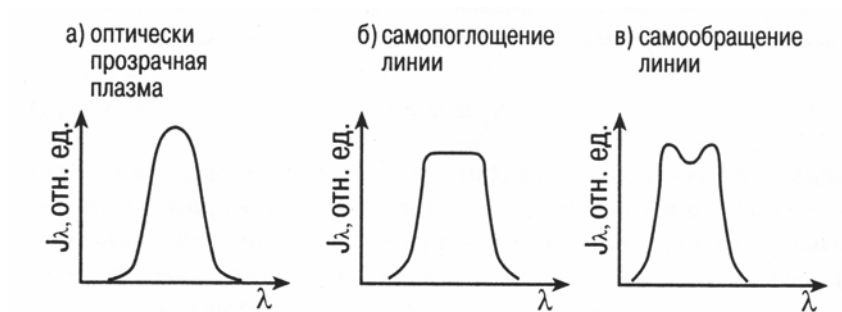


Рис. 5.3. Самопоглощение и самообращение спектральных линий

Если холодные участки плазмы не ослабляют существенно интенсивность линий, такая плазма называется оптически прозрачной, а поглощающие слои - оптически тонкими. При заметном поглощении спектральная линия сначала уменьшается по интенсивности, а при дальнейшем увеличении поглощения вблизи максимума линии наблюдается провал, и линия как бы раздваивается. Эта особенность эмиссионных линий очень важна в светотехнике. В самом деле, увеличивая электрическую мощность, подводимую к источнику света, мы можем столкнуться не с увеличением яркости линии, но и ограничением и даже с уменьшением!

Рассмотрим теперь наиболее характерные типы разрядов в газах, которые реализуются в источниках линейчатого излучения.

Дуговой разряд. Электрической дугой называется форма газового разряда, характеризуемая большой плотностью тока и малым падением потенциала вдоль столба разряда. Стационарный разряд поддерживается благодаря термоэлектронной эмиссии катода. Наряду с положительным столбом разряда, который излучает основное количество световой энергии, несколько отличный по спектральному составу свет испускается

приэлектродными областями. В дуговых источниках света чаще всего реализуется дуга высокого давления. Ее легко получить между твердыми тугоплавкими электродами, к которым приложено напряжение не менее 50-100 В. При повышении напряжения питания можно получить дугу и при меньших токах.

Дуговой разряд отличается от других типов газового разряда тем, что в дуге возбуждаются в основном спектральные линии атомов материала электродов и окружающей электроды среды. В отпаянных дуговых лампах это, в соответствии с законами Больцмана (5.2) и Саха (5.3), означает, что температура светящегося участка дуги соответствует нескольким тысячам градусов Цельсия. Температура центральных осевых зон дугового разряда выше, чем у внешних зон, по этой причине линии в спектрах дуги высокого и сверхвысокого давления наблюдаются часто самопоглощенными и самообращенными. Температуру дуги чаще всего оценивают по относительной интенсивности пар линий, имеющих общий верхний уровень. В этом случае температура определяется в соответствии с законом Больцмана (5.2).

Температура большинства дуговых разрядов не достаточно велика, чтобы возбуждались линии ионов (5.3). Поэтому в теории линейчатого излучения спектры атомов называют дуговыми, в отличие от искровых спектров, в которых наблюдают свечение ионов. Температура искрового разряда составляет десятки тысяч и более градусов Цельсия [5].

Дуговые лампы изготавливают с различным давлением газонаполнителя в колбе. Вакуумная ртутная дуга является очень распространенным источником света. Дуговой разряд в парах ртути используется не только как самостоятельный источник света, но и как источник возбуждения в люминесцентных лампах. Иногда к ртути в лампах добавляют металлы, образующие с ней амальгамы, например, кадмий или цинк. Колбы ртутных вакуумных ламп делают из стекла или из кварца. Последний материал используют, если есть необходимость работы в ультрафиолетовой области. Ртуть имеет две мощные линии с длинами волн

254 нм 149 нм, и их излучение служит самым распространенным первичным излучением в люминесцентных лампах, за счет которого возбуждается свечение люминофора.

Ртутные лампы высокого давления изготавливают с оксидными электродами и с аргоно-ртутным наполнением. Колбы таких ламп изготавливают трубчатыми и в виде шаров. Давление внутри лампы во время разряда составляет несколько атмосфер, и оно дозируется количеством ртути при заполнении лампы. Исходно в таких источниках света разряд зажигается в атмосфере аргона при давлении 5-10 мм рт. ст. Затем при разгорании лампы разряд идет уже в парах ртути, а линии аргона становятся очень слабыми.

Дуговые вакуумные лампы изготавливаются и с наполнением другими металлами, имеющими при комнатных температурах достаточную упругость пара для возникновения разряда. Почти всегда носителем разряда при зажигании является инертный газ. Линии металлов разгораются по мере испарения при разогреве. Промышленность выпускает дуговые лампы с цинковым, кадмиевым, галлиевым, натриевым и цезиевым наполнениями.

Дуговые лампы отличает высокая интенсивность спектральных линий и высокая чистота спектра, т. е. отсутствие линий примесей или линий ионов. Источники света с дуговым разрядом выпускаются и с наполнением инертными газами. В таких лампах наблюдаются не только отдельные линии инертных газов, но и многолинейчатый спектр излучения материалов электродов, испаряющихся во время разряда, а также сплошной тормозной спектр электронов.

Дуговой разряд можно организовать и на переменном токе. Основная проблема здесь состоит в том, что за период изменения разности потенциалов на электродах ($\sim 1/50$ с) дуга успевает погаснуть. Для того, чтобы этого избежать, в цепь питания дуги включается схема поджига, которая заново поджигает разряд. Поджигающий импульс подается либо на один из электродов основного питания, либо на отдельный третий поджигающий электрод.

Одно время были широко распространены дуговые источники света, получившие название плазмотронов. Плазмотроны представляют собой дугу, один из электродов которого выполнен в виде кольца или тора (рис. 5.4). Анод располагается отверстием напротив катода, а в объем плазмотрона напускается инертный газ, обычно аргон. Дуговой разряд выдувается струей аргона за пределы корпуса плазмотрона и горит устойчиво, позволяя использовать его для научных исследований и в практическом применении, например, в газосварочных работах или как плазменный электрод. От дугового факела плазмотрона отходит токовый шнур, который перемещается по внешней поверхности анода, замыкая электрическую цепь. В плазмотроне можно значительно повысить температуру разряда в сравнении с обычной дугой, доведя ее до 5~10 тысяч градусов Цельсия. При этих температурах наблюдаются не только линии атомов, но и линии некоторых ионов. По этой причине плазмотрон можно считать промежуточным типом источника света между дуговым и искровым.

Искровой разряд представляет собой конденсированный электрический разряд при напряжении на разрядном промежутке в несколько тысяч вольт. Соответственно, в искре возбуждаются преимущественно линии ионов. Обычно напряжения на искровом разрядном промежутке составляют не менее 5~10 тысяч вольт. При длине разрядного промежутка в несколько миллиметров температура разряда, определенная по формуле Саха (5.3.), составляет десятки тысяч градусов Цельсия. Управление параметрами искрового разряда осуществляется изменением напряжения на электродах, а также подбором реактивного сопротивления (емкости и индуктивности) цепи питания.

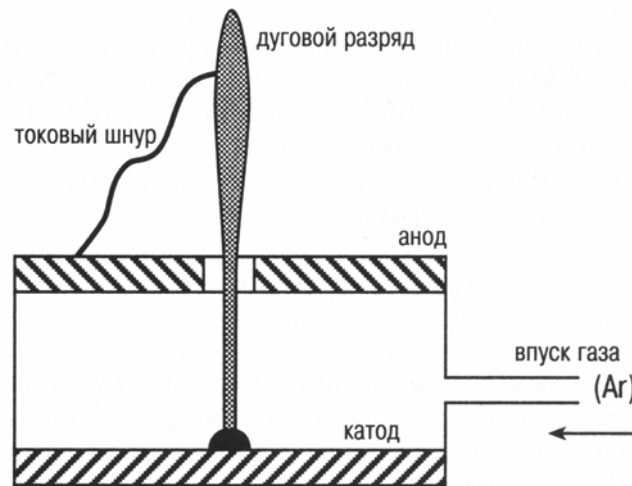


Рис. 5.4 Схема простейшего плазмотрона

По мере увеличения плотности тока, в искре растет температура плазмы. Это приводит к тому, что можно наблюдать излучение ионов различной кратности. Обычно при этом максимум мощности излучения сдвигается в коротковолновую область.

Искровые источники света широко используются в спектральном анализе, поскольку позволяют возбудить излучение ионов практически любого элемента. Большая и полезная информация получена из анализа искровых спектров о строении атомов, об энергиях связи электронов в атомах, о составе небесных объектов и т. д.

5.4 Газоразрядные источники света с неравновесной плазмой

Под источником света специального назначения мы будем понимать газоразрядные лампы, которые по механизмам возбуждения не относятся ни к дуговым, ни к искровым источникам света. По строгому научному толкованию, это излучатели, в которых плазму нельзя считать равновесной и для которых неприменим термин термодинамического равновесия или локального термодинамического равновесия. Таких газовых разрядов можно выделить несколько типов: тлеющий разряд, разряд в полой катодной трубке,

сверхвысокочастотный разряд, газоструйные источники света, лампы с оптическим возбуждением.

Обычно в газовом разряде, при давлении менее 1 мм рт. ст. и концентрации заряженных частиц ниже 10^{15} — 10^{17} см⁻³, не устанавливается термодинамическое равновесие между электронным и атомным газом. При относительно низкой газовой температуре энергия электронов может быть достаточно большой. В этом случае относительные интенсивности линий могут быть вычислены по формуле

$$\frac{I_{nm}}{I_{in}} = \frac{A_{nm} g_n v_{nm}}{A_{ik} g_i v_{ik}} e^{-\frac{E_n - E_i}{kT_e}} \quad (5.5)$$

Здесь символом I обозначены интенсивности линий, A - вероятность спонтанного перехода, g - статистический вес уровней, v - частота, E - энергия, k - постоянная Больцмана, T_e - электронная температура. Символы n , m , i , k относятся к различным уровням энергии, переходы между которыми соответствуют излучаемым спектральным линиям. Во многих случаях для подсчета интенсивностей линий уравнение (5.5) не дает хорошего результата, т. к. при его выводе не учитывается заселение верхних уровней за счет переходов с более высоких уровней (каскадные переходы), а также другие процессы в плазме, влияющие на заселенность уровней [5].

Тлеющий разряд. В газоразрядных трубках, диаметром 0,1-1 см, со впаянными электродами при давлении газа в несколько тор (1 тор = 1 мм рт. ст.) наблюдается стационарный разряд, называемый тлеющим разрядом. Обычно напряжение на трубке составляет 500-100 В. В таком разряде температура газа лишь немного превышает температуру стенок трубки и составляет 400-600 К. Свечение тлеющего разряда распадается на ряд зон, из которых наиболее важны две - катодное свечение и положительный столб. Схема тлеющего разряда представлена на рис. 5.5, где, кроме эскиза трубки с

катодом (К) и анодом (А), приведена зависимость потенциала от длины трубки.

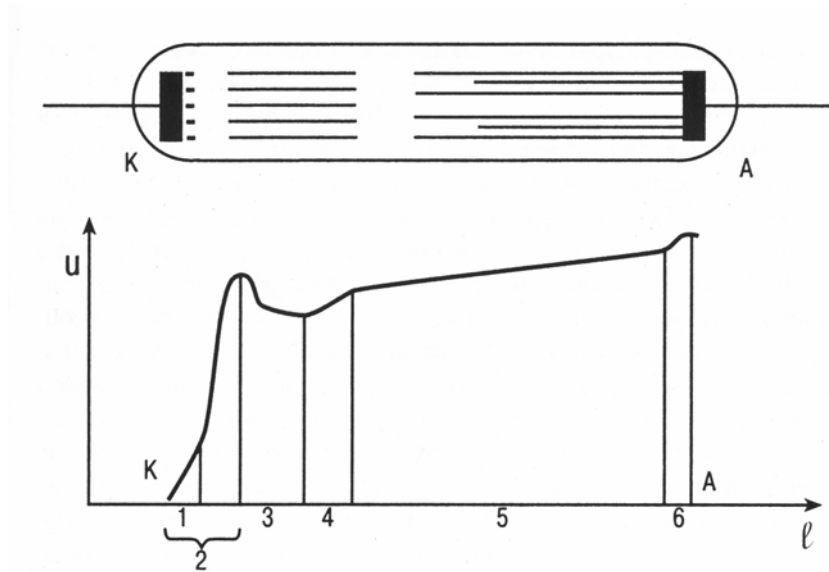


Рис. 5.5. Схема тлеющего разряда

Наибольший градиент потенциала имеет место в области катодного падения. Здесь возбуждаются линии с относительно высокими потенциалами возбуждения, часто светятся линии материала катода. Длина положительного столба определяется размерами трубки. В короткой трубке положительный столб вообще может отсутствовать. Энергия электронов в положительном столбе значительно меньше, чем в области катодного падения. В соответствии с этим, светят линии с низкими потенциалами возбуждения. В положительном столбе возбуждаются линии и молекулярные полосы газов, заполняющих трубку. Чаще всего это водород, инертные газы, пары ртути [6].

Полый катод. Этот специфический тип разряда обнаружен немецким спектроскопистом Пашеном в 1916 г. Если катод газоразрядной трубки выполнить в виде небольшого цилиндра, то при определенных соотношениях между его длиной, диаметром и давлением газа свечение сосредоточивается внутри этого цилиндра и обладает целым рядом характерных свойств. Особенностью свечения в полем катоде является возбуждение ионных линий и линий с высокими энергиями возбуждения. Это обусловлено характерными функциями распределения электронов по энергиям.

Электронная концентрация в разряде с полым катодом обычно невелика и составляет 10^{10} - 10^{12} см⁻³. Благодаря высоким скоростям ионов, в полном катоде наблюдается интенсивное катодное распыление металла, и даже при низких температурах линии материала катода интенсивно светятся. При определенных условиях их яркость превосходит яркость линий инертного газа, служащего носителем заряда. Трубки с полым катодом часто выполняются в виде разборных металлических устройств, допускающих глубокое охлаждение. В настоящее время лампы с полым катодом, излучающие спектры многих металлов, выпускаются промышленностью. Они используются главным образом в атомно-абсорбционном анализе, когда для измерения содержания какого-либо металла в пробе пары пробы прощевиваются линиями испускания того же металла. В этом случае нет необходимости в использовании громоздкой и дорогой спектральной аппаратуры. При анализе нескольких элементов атомно-абсорбционные приборы комплектуются набором из нескольких ламп. Например, для некоторых приборов число ламп с полым катодом насчитывает несколько десятков, что позволяет анализировать не только содержание металлов, но и таких элементов, как сурьма, мышьяк, бор и кремний. В зависимости от характера спектра, лампы с полым катодом изготавливают со стеклянными, увиолевыми или кварцевыми окнами. Существуют лампы с окнами из фтористого магния, что в совокупности с заполнением прибора азотом или аргоном позволяет работать в области ближнего вакуумного ультрафиолета (220-110 нм).

Высокочастотный разряд. Наличие металлических электродов вызывает существенные осложнения в работе с газоразрядными лампами. Это связано с сорбционными и химическими взаимодействиями электродов с газами, заполняющими трубку. Поэтому во многих случаях разрядные трубки с электродами стараются заменить безэлектродными лампами. Здесь пользуются тем, что на частотах питающего напряжения от 0,1 до 100 МГц ($10^5 \sim 10^9$ Гц) газовый разряд возникает при наложении электродов на трубку с

газом с внешней стороны (рис. 5.6). Можно также зажечь разряд в трубке с газом, поместив ее внутрь волновода или резонатора, к которым подводится энергия с частотой $(1-3) \cdot 10^{10}$ Гц.

При высокочастотном возбуждении $10^5—10^8$ Гц наблюдается разряд, близкий к положительному столбу на постоянном токе. При частотах $10^9—10^{10}$ Гц возникает неравновесная плазма, в которой идут специфические процессы [5]. Например, молекулярные континуумы эксимерных молекул инертного газа, изображенные на рис. 5.2, наиболее эффективно возбуждаются именно в СВЧ-разряде на частотах $10^9—10^{10}$ Гц.

СВЧ-разряд используют для получения узких спектральных линий металлов, помещая их в кварцевые шарики, диаметром около 1 см. Такие лампы содержат небольшие количества металла, спектр которого собирают, а инертный газ напускается до давления $\sim 1 - 5$ тор. Шарик помещается внутрь индуктивной катушки СВЧ-генератора, работающего на частоте около 10^8 Гц. Такие генераторы достаточно просты и выпускаются промышленностью.

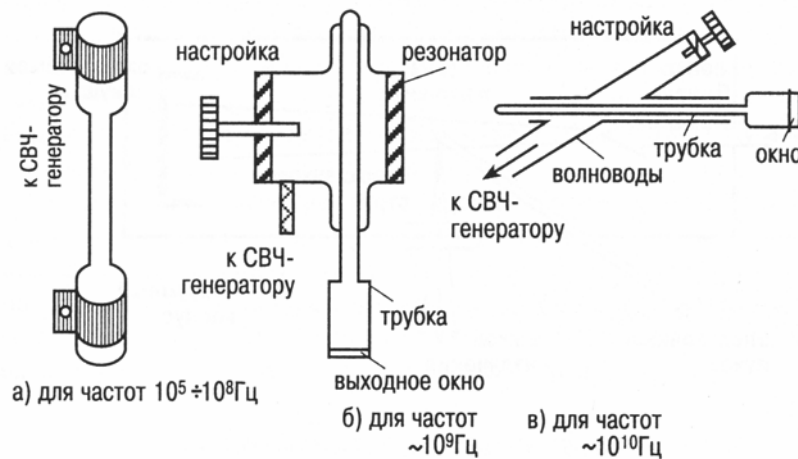


Рис. 5.6. Разрядные трубки с СВЧ-возбуждением

Для возбуждения линейчатых спектров СВЧ-генераторами на частотах $10^9—10^{10}$ Гц разрядную трубку, помещаемую в волновод, наполняют инертным газом с небольшим количеством галоидной соли того металла, спектр которого собирают и возбуждают.

В ряде случаев специфика использования источника света требует, чтобы между излучающим объемом и наблюдателем было бы как можно меньше холодных или посторонних атомов, которые могут поглотить излучение разряда. В этом случае используют так называемые газоструйные источники света или источники света с атомным пучком. Сущность работы такого источника заключается в том, что исходно создается либо сверхзвуковая струя газа, либо сколламированный атомный пучок [6]. Сверхзвуковую струю можно организовать с использованием специального инжектора газа, называемого соплом Лавалья. Суть такого подхода состоит в том, что сверхзвуковая струя имеет резкие границы между газом, истекающим из сопла, и вакуумом, в который эта струя выпускается. Напротив сопла устанавливается медная ловушка, охлаждаемая жидким азотом или жидким гелием так, что весь газ этой ловушкой эффективно вымораживается и вакуум не нарушается. На рис. 5.7 представлена схема, поясняющая действие газоструйного источника.

Сверхзвуковая струя пересекается электронным пучком, который заставляет газ светиться. Условия возбуждения в сверхзвуковой струе настолько специфичны, что позволяют получить излучение со спектральным составом, который в других типах источников получить невозможно.



Рис. 5.7. Схема газоструйного источника

Если вместо газовой струи использовать атомный пучок, то можно организовать газоструйный источник и на парах, например, металлов или солей металлов. Атомные пучки получают с использованием термического разогрева вещества. Когда оно начинает интенсивно испаряться, его коллимируют пропусканием через несколько последовательно установленных диафрагм. После этого атомный пучок также возбуждают электронным пучком.

Резонансные лампы. Наряду с различного рода источниками света, возбуждаемыми электрически, применяются лампы с возбуждением оптическим путем. К ним относятся резонансные лампы, которые представляют собой стеклянный или кварцевый сосуд, заполненный парами металла при низком давлении. При освещении сосуда светом газоразрядной лампы, содержащей пары того же металла, что и резонансная лампа, последняя реэмитирует поглощенное резонансное излучение и другие линии с возбужденного уровня. Резонансные лампы испускают свет при очень низких температурах, что делает их излучение более монохроматичным и менее засоренным линиями примесей. В ряде случаев, особенно в научных исследованиях, такие возможности оказываются очень ценными.

5.5 Принципы работы оптических квантовых генераторов

Рассматривая основы квантовой теории линейчатого излучения атомами и молекулами, мы останавливались на том, что, согласно квантовой модели излучения, возможно не только самопроизвольное (спонтанное) излучение, но и излучение вынужденное, вероятность которого зависит от плотности электромагнитного излучения [5]. Эта гипотеза была выдвинута Эйнштейном еще в 1916 г. и окончательно как теория излучения Эйнштейна-Дирака была опубликована в 1927 г.

В нашей стране отечественным физиком Фабрикантом в 1939 г. было обращено внимание на то, что, в принципе, возможно так называемое отрицательное поглощение, т. е. усиление интенсивности электромагнитной волны на частоте дискретного перехода в сравнении с падающим на среду излучением. При этом рассматривалось равновесие между поглощением и излучением на частоте резонансного перехода ν_{nm} .

$$(A_{mn} + B_{mn} \cdot u_\nu) N_m = B_{nm} \cdot u_\nu \cdot N_n \quad (5.6)$$

где A_{nm} - вероятность спонтанного излучения, B_{nm} - вероятность вынужденного излучения, B_{mn} - вероятность поглощения, u_ν - плотность излучения на частоте ν_{nm} , N_m - концентрация атомов на верхнем уровне, N_n - концентрация атомов на нижнем уровне. Учитывая закон Больцмана распределения числа атомов по уровням энергии при термодинамическом равновесии

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{E_m - E_n}{kT}} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{h\nu_{mn}}{kT}} \quad (5.7)$$

где g_m , g_n - статистические веса уровней m и n , т. е. число разрешенных энергетических состояний E_m и E_n , уравнение (5.6) можно переписать в виде

$$A_{mn} = u_\nu \left(\frac{N_n}{N_m} B_{nm} - B_{mn} \right) \quad (5.8)$$

Это выражение можно трактовать как наличие некоего отрицательного поглощения резонансного излучения атомов, возбужденных за счет поглощения энергии на частоте ν_{nm} . В случае термодинамического равновесия, когда справедлив закон Больцмана (5.7), имеем

$$A_{nm} = u_\nu \left(\frac{g_m}{g_n} B_{nm} e^{\frac{h\nu_{nm}}{kT}} - B_{mn} \right) \quad (5.9)$$

В равновесной плазме экспонента в формуле (5.9) во много раз больше члена с B_{mn} , т. к. заселенность верхнего уровня m много меньше заселенности нижнего уровня n .

До появления лазеров отрицательное поглощение трактовалось как одно из курьезных следствий квантовой теории излучения Эйнштейна-Дирака. Изобретение лазеров и последующее вслед за этим развитие нелинейной оптики превратили гипотезу об отрицательном поглощении в прекрасно работающий механизм. Сущность следующего шага в развитии квантовой теории излучения состояла в расчетах ситуаций, когда имеется возможность создания так называемой инверсной заселенности уровней. Под этим понятием подразумевают создание условий в газах, в жидкостях, в твердых телах, когда концентрации частиц в верхнем энергетическом состоянии оказываются не только сравнимы с концентрациями атомов на нижних уровнях, но и превосходят их на много порядков.

В условиях квантовых переходов в каком-либо одном веществе инверсную заселенность создают с использованием трехуровневой или четырехуровневой схемы. На рис. 5.8. изображены эти схемы.

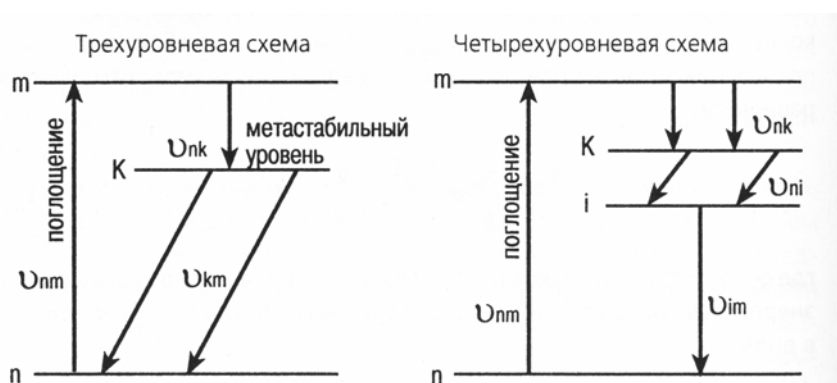


Рис. 5.8. Создание инверсной заселенности уровней энергии атомов

Представим себе, что атомы освещаются излучением с частотой ν_{mn} . При этом заселяется верхний уровень m , с которого разрешены переходы на нижележащие уровни k и n . Если строение атома таково, что время жизни уровня k много больше, чем время жизни уровня n , создается инверсная заселенность. В четырехуровневой схеме инверсная заселенность создается не по отношению к основному уровню n , а по отношению к четвертому уровню i , который не является метастабильным.

Инверсную заселенность легко можно создать в смеси газов, для которых существуют близкие по энергии возбуждения уровни. Рассмотрим схему уровней гелия и неона, смесь которых является самой распространенной в газовых лазерах. На рис. 5.9 изображена эта схема.

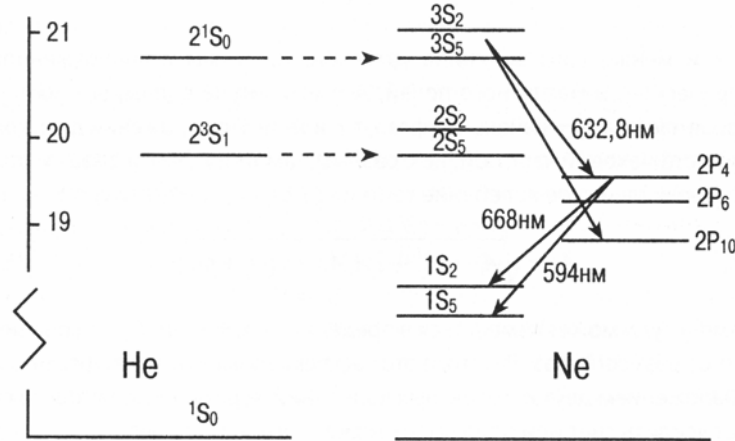


Рис. 5.9. Схема уровней атомов гелия и неона

Механизм создания инверсной заселенности состоит в том, что в тлеющем разряде возбуждаются уровни 2^1S_0 и 2^3S_1 гелия. Далее, за счет соударений, энергия возбужденных уровней передается атомам неона. Энергии состояний 2^1S_0 и 2^3S_1 гелия отличаются от энергии уровней $3s_2$ и $2s_2$ неона очень незначительно, поэтому энергетический обмен гелия и неона идет очень эффективно. В результате в атоме неона создается инверсная заселенность уровней $3s_2$ и $2s_2$ относительно группы уровней $3p, 3p_{10}$ и $2p_1 \sim 2p_{10}$ и уровня $2p_4$ относительно уровней $1s_2$ и $1s_5$.

Наличие инверсной заселенности означает, что реально можно не только наблюдать ослабление поглощения, но и усиление света, входящего в оптическую среду. Именно этот процесс реализуется в источниках света,

которые вошли в обиход под названием лазеров. Слово «лазер» образовано как аббревиатура от английского LASER («Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation») - усиление света вынужденным излучением).

Вынужденное излучение принципиально отличается от спонтанного тем, что не только сохраняется частота излучения, но вынужденное излучение различные атомы испускают согласованно [6]. Выполняется основное условие когерентности колебаний, испускаемых различными атомами, состоящее в том, что разность фаз колебаний должна быть постоянной или должна изменяться закономерно. Само понятие когерентности происходит от латинского «coherence» - находящийся в связи. Запишем гармоническое колебание в виде

$$P(t) = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (5.10)$$

где P - изменяющаяся величина, для световой волны это напряженность электрического и магнитного полей, A - амплитуда волны, $\omega = 2\pi\nu_{\max}$ - круговая частота, φ - начальная фаза, t - время. При сложении двух колебаний с одинаковой частотой, но с разными амплитудами и фазами образуется гармоническое колебание той же частоты ν_{mn} с амплитудой

$$A_p = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos(\varphi_1 + \varphi_2)} \quad (5.11)$$

Эта амплитуда может изменяться в пределах от $A_1 + A_2$ до $A_1 - A_2$ в зависимости от разности фаз. В оптике этот эффект называют интерференцией, т. е. наложением двух когерентных колебаний, в результате которого свет может усилить свет или одна волна может погасить другую.

Свойство когерентности вынужденного излучения ансамбля атомов означает не только возможность наблюдения интерференции луча лазера, но и сохранения направления излучения. Вынужденное излучение по этой причине формируется в виде узкого пучка, совпадающего по направлению с

лучом, входящим в оптическую среду. Следовательно, излучение лазера или, как его принято называть, оптического квантового генератора, характеризуется узкой направленностью и когерентностью излучения.

В любом реальном лазере гармоническое колебание в чистом виде не реализуется, т. к. процесс, выражаемый формулой (5.10), должен длиться бесконечно долго. Реальные процессы ограничены во времени и представляют собой, как уже указывалось, цуг колебаний (волновой пакет). Колебание перестает быть гармоничным, и суммарная интенсивность может меняться во времени. Если разность фаз колебаний меняется очень медленно, то в этом случае можно говорить о том, что колебания остаются когерентными лишь в течение некоторого времени, пока их разность фаз не успела измениться на величину, сравнимую с π . Такая когерентность носит название временной [5]. Существует еще понятие пространственной когерентности, суть которого состоит в том, что, если расстояние между двумя излучающими атомами становится порядка

$$l = c\tau \quad (5.12)$$

где c - скорость света, τ - время когерентности, а l - длина когерентности, то разность фаз колебаний сравнима или такие колебания интерферировать не будут.

Реальные оптические квантовые генераторы характеризуют временной и пространственной когерентностями. Временная когерентность определяет монохроматичность излучения лазера. Пространственная когерентность определяет размер или радиус, на котором излучение когерентно.

Лазер содержит три основные компонента: активную среду (активный элемент), в которой создают инверсную заселенность, устройство для создания инверсии в активной среде (систему накачки), устройство для обеспечения положительной обратной связи (оптический резонатор). В опти-

ческом резонаторе может существовать множество собственных стоячих волн. Такие типы колебаний называются модами.

Оптический резонатор представляет собой систему зеркал, в простейшем случае - два параллельных зеркала. Если между этими зеркалами распространяется плоская волна, то в результате отражения ее от зеркал в пространстве между ними образуются стоячие волны. Условие резонанса имеет вид

$$L = q \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (5.13)$$

q - целое число, называемое продольным индексом колебания (продольные моды). Размеры резонатора выбирают таким образом, чтобы условие резонанса (5.13) выполнялось бы для длины волны излучения активной среды:

$$\lambda = \frac{c}{\nu_{ik}} \quad (5.14)$$

Зеркала резонатора могут быть сферическими так, чтобы каждое зеркало находилось бы в фокусе другого (конфокальный резонатор). Некоторые типы лазеров, например, полупроводниковые лазеры, не имеют резонаторов, и генерация реализуется на свертлюминесценции, когда для реализации усиления света достаточно одного прохода излучения через резонатор. Для достижения наибольшей эффективности работы резонатора на какой-либо одной длине волны вместо одного зеркала устанавливают дифракционную решетку. В этом случае лазер генерирует излучение только на одной длине волны, реализуя одномодовый режим работы.

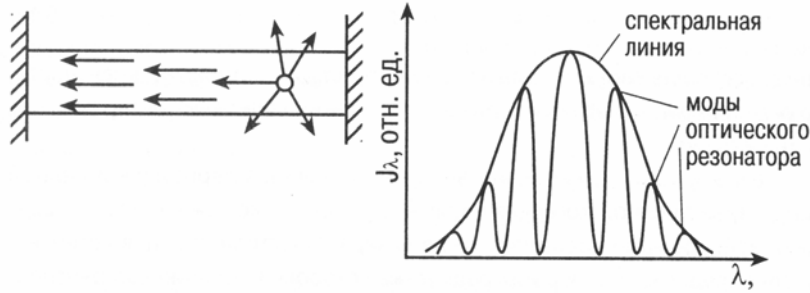


Рис. 5.10. Расположение активной среды в оптическом резонаторе и формирование линии генерации лазера резонатором

После того, как в активном элементе, расположенном внутри резонатора, достигнуто состояние инверсии, в нем возникают многочисленные акты люминесценции. Фотоны, испущенные спонтанно вдоль оси резонатора, многократно отражаются от его зеркал, вновь и вновь проходя через активный элемент, и вызывают в нем акты вынужденного испускания. Генерация начинается в том случае, когда увеличение энергии волны за счет усиления превосходит потери энергии за каждый проход резонатора. На рис. 5.10 изображена схема прохождения излучения в активной среде, помещенной в резонатор, и пояснен механизм выделения моды оптического резонатора из контура спектральной линии активной среды.

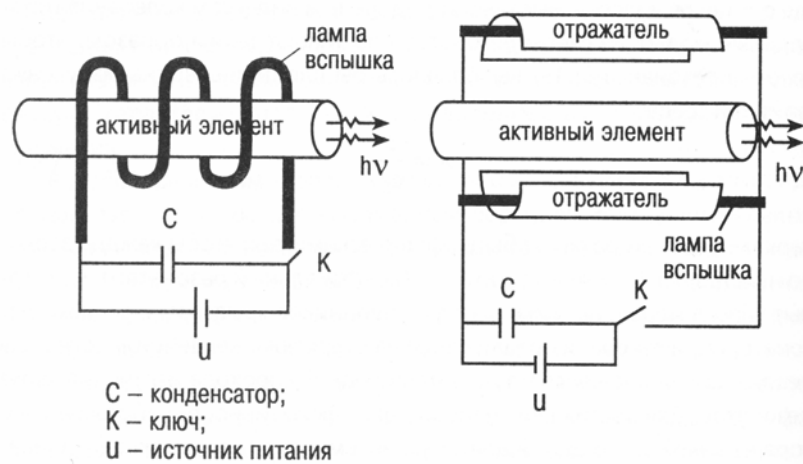


Рис. 5.11. Возможные варианты оптической накачки лазера

Источником энергии накачки в лазерах может быть любой тип электрического разряда: в газе - конденсированный разряд, тлеющий разряд. Возможна оптическая накачка, когда активная среда возбуждается светом мощной лампы. Особенно часто оптическая накачка используется в твердотельных лазерах. На рис. 5.11 изображены импульсные лампы накачки в лазерах, когда тело накала лампы накачки окружает активный элемент или излучение лампы накачки фокусируется в объем активного элемента лазера.

5.6 Источники когерентного оптического излучения

По типу активных элементов лазеры можно разделить на газовые лазеры, твердотельные, жидкостные и полупроводниковые.

Для возбуждения генерации газовых лазеров оптическая накачка применяется редко. Существуют более эффективные методы: электрический разряд, газодинамическое истечение, химические реакции. В газовых лазерах оптическая среда, как правило, помещается в оптический резонатор. Семейство газовых лазеров многочисленно. Они охватывают диапазон длин волн от УФ-области до субмиллиметровых волн. Большинство газовых лазеров работают в непрерывном режиме, хотя существуют импульсные газовые лазеры, позволяющие получить большие входные мощности при высокой направленности излучения. Высокая направленность излучения газового лазера обусловлена большой однородностью активной среды. Расходимость пучка в газовом лазере достигает 10^{-4} - 10^{-5} радиан [6]. С другой стороны, в газовом лазере плотность возбужденных частиц много меньше, чем в жидкостных и твердотельных лазерах, что сказывается на таких характеристиках, как КПД, мощность и т. п.

Газовые лазеры, в свою очередь, можно разделить на лазеры на нейтральных атомах, ионные лазеры, лазеры на парах металлов и молекулярные лазеры. Лазеры на нейтральных атомах исторически послужили началом всей лазерной техники после того, как в 1961 г. американским физиком

А. Джаваном был создан гелий — неоновый лазер, остающийся до сих пор наиболее распространенным оптическим квантовым генератором. Многообразные процессы в атомах позволяют использовать в конструкциях самые разнообразные источники накачки.

Ионные лазеры, принципиально не отличающиеся от лазеров на нейтральных атомах, позволяют получить большую выходную мощность. Впервые генерация на ионизированных атомах была получена американским физиком У. Б. Бриджесом в 1964 г.

Лазеры на парах металлов выделяют в особую группу в связи с тем, что в этих типах газовых лазеров можно получить высокий КПД. Для этого необходимо, чтобы опустошение нижнего уровня происходило не за счет спонтанных переходов, а в результате столкновений с атомами и молекулами. Атомы некоторых металлов обладают благоприятной для этого структурой уровней. Для них квантовый выход может достигать 0,7. На некоторых металлах, например, на парах меди, можно создать лазер на супризлучении, т. е. без использования резонатора. Лазер на парах меди генерирует излучение на длинах волн $\lambda = 510,5$ нм и $\lambda = 578,2$ нм с КПД около 1%. Средняя мощность лазера на парах меди может достигать до 100 ватт.

Молекулярные лазеры являются наиболее мощными и обладают высоким КПД. Молекулы, в отличие от атомов, кроме электронных уровней, имеют колебательные и вращательные уровни энергии. Расстояния между уровнями колебательной структуры составляет доли электрон-вольт, что дает возможность возбудить колебательные уровни, не затрагивая электронную структуру. Высокая эффективность возбуждения колебательных уровней, большой квантовый выход и селективность резонансной передачи энергии позволяют достичь в молекулярных газовых лазерах КПД до 20-25%. Кроме того, молекулярные газовые лазеры позволяют получать большое количество лазерных линий, не изменяя конструкцию оптического квантового генератора. Наиболее интересны молекулярные лазеры на двуокиси углерода ($\lambda = 9,4$ мкм, $\lambda = 10,6$ мкм). Для повышения эффективности CO₂-лазеров в газ

активной среды добавляют N_2 , гелий He или пары воды. Это компоненты эффективно опустошают нижние уровни. Молекулы CO_2 за счет эффективных столкновений молекул CO_2 с примесями. Накачка в CO_2 -лазерах чаще всего осуществляется с использованием тлеющего или импульсного конденсированного разрядов.

На молекулярных электронных переходах осуществляют лазеры в коротковолновой (ультрафиолетовой) области. В этом случае генерация происходит на электронных переходах, а также на переходах молекул из устойчивого состояния в неустойчивые, отталкивательные. Такой механизм генерации реализуется в так называемых эксимерных лазерах, т. е. в лазерах на молекулах димеров - молекулах, в которых один из атомов находится в возбужденном состоянии.

Жидкостные лазеры позволяют получать большие мощности в непрерывном и в импульсном режимах за счет того, что активная среда - жидкость - может постоянно прокачиваться через рабочую кювету. Возможны два типа жидкостных лазеров. В одном типе через резонатор осуществляют прокачку активной среды, например, растворы редкоземельных хелатов - комплексных соединений, в которых активными являются ионы редкоземельных элементов. У этих ионов свет поглощается широкими полосами. Хелаты, тем не менее, не нашли широкого применения, и на смену им пришли жидкостные лазеры другого типа - лазеры на красителях. Жидкостные лазеры этого типа, так называемые dye-лазеры, представляют собой газовый или твердотельный лазер, в резонаторе которого устанавливается кювета с красителем [5]. Одно из зеркал резонатора заменяют дифракционной решеткой, что позволяет изменять частоту генерации в достаточно широких пределах полосы люминесценции красителя. Обычно ширина полосы генерации dye-лазера составляет десятки нанометров. Схема перестраиваемого лазера на красителе (dye-лазера) показана на рис. 5.12.

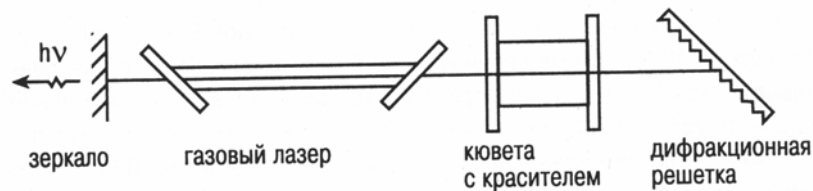


Рис. 5.12. Схема перестраиваемого лазера на красителе

Несмотря на то, что лазеры на красителях имеют небольшой КПД и сравнительно невысокий квантовый выход, они нашли применение в тех случаях, когда необходимо получить лазерный пучок с возможностью непрерывного изменения частоты генерации. В схеме лазера, изображенной на рис. 5.12, это легко достигается поворотом дифракционной решетки. Если кроме этого сделать кюветы с красителем сменными, можно создать лазерную установку, работающую во всем видимом диапазоне длин волн.

В твердотельных лазерах активным элементом служат стекла или кристаллы, содержащие ионы редкоземельных или переходных металлов, энергетические уровни которых используются для создания инверсной заселенности. Полупроводниковые лазеры, являясь также твердотельными, выделяются в отдельную группу в связи со спецификой процессов генерации когерентного излучения. Принцип работы твердотельного лазера можно проследить на примере рубинового лазера - одного из первых лазеров, созданных в 1960 г. Т. Мейманом в США. Рубин представляет собой кристалл корунда Al_2O_3 с примесью $\sim 0,05\%$ ионов хрома Cr^{3+} , замещающих в кристаллической решетке корунда атомы Al. Поглощение света в синей и зеленой областях переводит ионы Cr^{3+} с основного уровня E_1 , на группу возбужденных уровней E_3 (рис. 5.13).

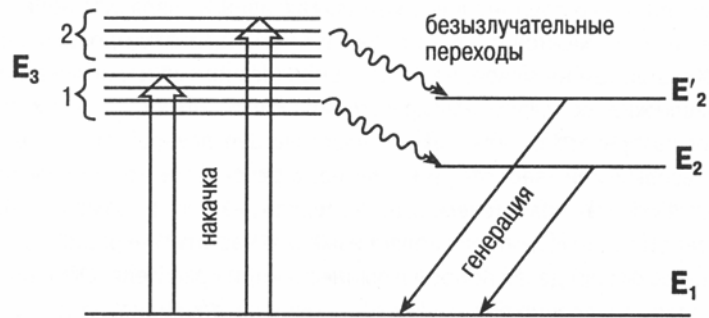


Рис. 5.13. Уровни энергии иона хрома Cr^{3+} в кристалле рубина

Постоянная времени безызлучательных переходов $E_3 \rightarrow E'_2$ и $E_3 \rightarrow E_2$ составляют $\sim 10^8$ с, а время жизни уровней E'_2 и E_2 — порядка 10^{-3} с, следовательно, создается инверсная заселенность уровней E'_2 и E_2 относительно основного уровня E_1 . Источником накачки в рубиновом лазере служат импульсные мощные лампы с длительностью импульса около 10^{-3} с. За это время в каждом кубическом сантиметре кристалла рубина накапливается энергия в несколько джоулей. Рубиновый лазер генерирует излучение с длиной волны $\lambda = 0,7$ мкм.

В настоящее время созданы твердотельные лазеры более чем на 300 различных типах кристаллов и стекол. Среди них можно выделить группу оксидных лазерных кристаллов, иттриево-алюминиевый гранат, активированный ионами неодима, ниобатникеля, группу фторидных кристаллов и т. д. Большинство твердотельных лазеров излучают в ближней инфракрасной области λ от 1 до 3 мкм.

В полупроводниковых лазерах, в отличие от лазеров другого типа, используются переходы между разрешенными энергетическими зонами, а не дискретными уровнями энергии. В полупроводниковой активной среде может достигаться очень большой показатель оптического усиления, благодаря чему размеры активного элемента полупроводникового лазера исключительно малы. Длина резонатора полупроводникового лазера составляет 50 мкм — 1 мм. Помимо компактности, полупроводниковые лазеры отличаются малой инертностью, высоким КПД (до 50%), возможностью спек-

тральной перестройки и большой выбор веществ для генерации в широком спектральном диапазоне от 0,3 мкм до 30 мкм. Важнейшим способом накачки в полупроводниковом лазере является инжекция носителей зарядов через гетеропереход — контакт двух типов полупроводников с различным типом проводимости. При этом электрическая энергия непосредственно преобразуется в когерентное излучение (инжекционный лазер). В полупроводниковых лазерах используется также электронная и оптическая накачки [6].

Инжекционный полупроводниковый лазер представляет собой полупроводниковый диод, две параллельные грани которого, перпендикулярные плоскости р-п-перехода, служат зеркалами оптического резонатора (рис.5.14).

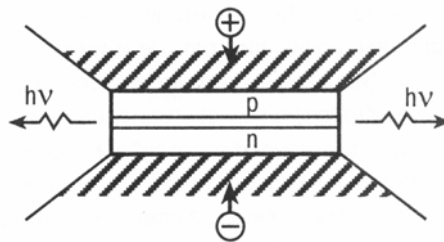


Рис.5.14 Инжекционный лазер на р-п-переходе

В настоящее время широкое распространение получили полупроводниковые лазеры на основе гетероструктур. Гетеролазер содержит два гетероперехода, один, типа р-п, инжектирующий электроны (эммитер), и другой, типа р-р, ограничивающий диффузное растекание носителей заряда из активного слоя. Активная область заключается между гетеропереходами. В так называемых полосковых лазерах активная область в форме узкой полоски, шириной 1-20 мкм, протягивается вдоль оси резонатора от одного зеркала к другому. Благодаря малым размерам активной области пороговый ток полосковых гетеролазеров достаточно мал (5-150 мА).

Полупроводниковые лазеры на гетеропереходах позволили создать надежные, стабильные, сверхминиатюрные лазеры с большим сроком

службы. Это дает возможность использовать их в качестве записывающих и считывающих элементов в современной аудиотехнике и компьютерах.

По принципу действия и по конструкции на полупроводниковые лазеры похожи светоизлучающие диоды. Разница между ними состоит в том, что излучение светодиода некогерентно и не обладает другими особенностями лазерного излучения, например, узкой направленностью и поляризацией. Тем не менее, механизм излучения в светодиоде практически тот же, что в лазере на гетеропереходе - свободные заряды, проходя через p-n контакт полупроводника, вызывают свечение за счет того, что появляется инжекционная электролюминесценция в полупроводниковом кристалле с электронно-дырочном переходом или гетеропереходом, либо в контакте металл-полупроводник. Излучение возникает в результате рекомбинации дырка - электрон. Светодиоды испускают излучение с узким спектром, длина волны которого зависит от полупроводникового материала и от способа его легирования. Яркость излучения большинства светодиодов находится на уровне 10^3 — 10^5 кд/м². КПД видимого излучения светодиода составляет от 0,01% до нескольких процентов. Иногда для улучшения светотехнических характеристик светодиодов для кристаллов выбирают полусферическую форму и снабжают излучатель параболическим или коническим отражателем. Такие светодиоды имеют КПД до 40%.

Промышленность выпускает дискретные и интегральные (многоэлементные) светодиоды. Дискретные светодиоды используют в качестве сигнальных индикаторов. Интегральные светодиоды - цифро-знаковые или многоцветные панели - применяют в различных системах отображения информации. Светодиоды широко применяются в оптической локации (ИК-светодиоды), в оптической связи, в светодиальномерах и т. п. В ряде областей применения светодиоды конкурируют с полупроводниковыми лазерами, которые генерируют когерентное излучение.

ЛИТЕРАТУРА

1. ГОСТ 7601-78. Фотометрия.
2. Гуревич М.М. Фотометрия 2^е изд., Л. : Энергоатомиздат, 1983, 272с.
3. Гутуров М.М. Основы светотехники и источники света. М.: Энергоатомиздат, 1983, 384с.
4. Мешков В.В. Основы светотехники. М.: «Энергия», 1979, 360с.
5. Козлов М.Г., Томский К.А. Светотехнические измерения. – СПб.: изд. «Петербургский ин-т печати», 2004, 320с.
6. Ишанин Г.Г., Козлов М.Г., Томский К.А. Основы светотехники. – СПб.: Береста, 2004. – 292с.

О.В. Майорова, Е.Е.Майоров, Б.А. Туркбоев

СВЕТОТЕХНИКА

Учебное пособие

В авторской редакции

Компьютерная верстка и дизайн

Е.Е. Майоров

Редакционно-издательский отдел Санкт-Петербургского

Государственного Университета Информационных Технологий,

Механики и Оптики

Зав. редакционно-издательским отделом

Н.Ф. Гусарова

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99

Подписано к печати. 10-05.2005

Отпечатано на ризографе. Тираж 100 экз.

Заказ № 844

Редакционно-издательский отдел
Санкт-Петербургского государственного
университета информационных
технологий, механики и оптики
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

