

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Кафедра молекулярной физики

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕЩЕСТВА ПО ЕГО ИЗЛУЧАТЕЛЬНО-
ПОГЛОЩАТЕЛЬНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ.
ТЕПЛОВЫЕ И ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ
ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Учебно-методическое пособие

Составители *С.И. Ткаченко*

Ю.Г. Калинин

МОСКВА

МФТИ

2013

УДК 535.33

Рецензент

Доктор физико-математических наук А.В. Максимычев

Исследование вещества по его излучательно-поглощательным характеристикам. Тепловые и газоразрядные источники излучения. Учебно-методическое пособие/ Сост. С.И. Ткаченко, Ю.Г. Калинин. – М.: МФТИ, 2013. 44 с .

Цель пособия – познакомить студентов с методами исследования вещества в разных состояниях по его излучательно-поглощательным характеристикам. В нем кратко изложены научно-теоретические основы этих методов с упором на физический смысл и наглядность моделей, используемых для описания процессов, происходящих в исследуемом веществе и диагностическом оборудовании. Как правило, авторы избегали подробных выводов, предполагая, что они должны быть знакомы студентам из курсов общей и теоретической физики.

Пособие предназначено для студентов 3–4 курсов факультетов молекулярной и химической физики и биологической и медицинской физики, изучающих курс «Физические методы исследований».

УДК 535.33

© Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», 2013

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	3
6. Равновесное излучение.....	4
6.1 Формула Планка.....	4
6.2 Закон Кирхгофа.....	8
7. Плазма как излучатель.....	10
7.1 Модель локального термодинамического равновесия.....	12
7.2 Стационарная и нестационарные корональные модели.....	15
7.3 Реабсорбция излучения.....	18
7.4 Расщепление и изменение формы спектральных линий в электрических и магнитных полях.....	20
8. Источники излучения.....	32
8.1. Тепловые источники излучения.....	32
8.2. Газоразрядные/плазменные источники излучения.....	36
Литература.....	44

Введение

Данное учебно-методическое пособие является продолжением пособий “Исследование вещества по его излучательно-поглощательным характеристикам. Основные положения и Молекулярные спектры”.

В пособии кратко изложены научно-теоретическое описание различных моделей источников излучения, а также основы технической реализации некоторых излучателей для различных спектральных диапазонов. Здесь и далее термином “источник” обозначена как среда, свойства которой исследуются по ее излучению, так и действительно источник, излучение которого является средством исследования других объектов. В некоторых случаях (в зависимости от постановки задачи) один и тот же объект может выполнять обе эти функции. Особенное внимание уделено излучению плазменных объектов ввиду их широкого использования в качестве лабораторных излучателей, а также в плазменных технологиях в биологии и медицине, получающих все большее применение.

6. Равновесное излучение

Тепловое движение электрических зарядов в любом теле создает электромагнитное излучение, интенсивность которого зависит от температуры и оптических свойств тела. Происхождение этого излучения

можно представить на основе модели тела в виде системы осцилляторов, излучающих электромагнитные волны во внешнее пространство, заполненное полем электромагнитного излучения, и, наоборот, поглощающих энергию из него. Если в среднем мощность излучения равна поглощенной мощности, то система тело–поле находится в равновесии, и излучение тела называется равновесным.

Условие равновесия выполняется в замкнутой изотермической полости. Сделав в ней небольшое отверстие (см. рис. 6.1), можно выпустить равновесное тепловое излучение во внешнее пространство. Такая полость ведет себя как абсолютно черное тело (АЧТ), так как луч, проникающий в полость извне, будет полностью поглощен при многократных отражениях и рассеяниях на стенках полости.

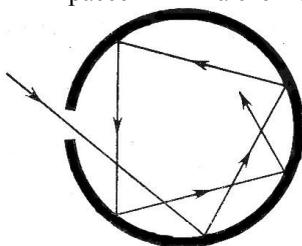


Рис. 6.1. Модель черного тела

6.1. Формула Планка

Энергетическая светимость (мощность излучения с единицы поверхности) или интегральная излучательная способность единицы поверхности абсолютно черного тела является функцией только температуры, она описывается формулой Планка. Эту формулу можно получить только с учетом квантовых свойств излучения. Если ввести объемную спектральную плотность излучения u_ω (энергия излучения, отнесенная к единице объема и к единичному интервалу частоты), формулу Планка можно записать следующим образом:

$$u_\omega d\omega = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{d\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}. \quad (6.1)$$

Формулу Планка часто записывают через спектральную плотность излучения, отнесенную не к единичному интервалу частоты, а к единичному интервалу длин волн:

$$u_\lambda d\lambda = 16\pi^2 \frac{\hbar c}{\exp(2\pi\hbar c/\lambda kT) - 1} \frac{d\lambda}{\lambda^5}. \quad (6.2)$$

На рис. 6.2 изображены функции u_λ для разных температур.

Полную плотность энергии равновесного излучения при температуре T можно найти, проинтегрировав формулу (6.1) по ω :

$$u(T) = \int_0^\infty u_\omega d\omega = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \int_0^\infty \frac{\omega^3 d\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}.$$

Преобразуя интеграл к переменной $x = \hbar\omega/kT$, найдем

$$u(T) = \frac{kT^4}{\pi^2 c^3 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^2 k^4}{15c^3 \hbar^3} T^4 = \sigma' T^4. \quad (6.3)$$

Полную мощность излучения, испускаемого с единицы поверхности АЧТ можно записать как

$$R_\circ^* = \sigma T^4. \quad (6.4)$$

Соотношения (6.4) так же, как и (6.3) носит название закона Стефана–Больцмана, а входящая в него константа σ называется постоянной Стефана–Больцмана:

$$\sigma = \frac{\pi^2}{60} \frac{k^4}{\hbar^3 c^2} = \frac{c}{4} \sigma', \quad (6.5)$$

$\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К}^4)$. Заметим, что с хорошей точностью 1 мм² черного тела при температуре 1 эВ излучает в телесный угол 2π мощность 1 кВт. Заметим также, что у черного тела мощности излучения, испускаемые единичной площадкой в единицу телесного угла по направлению нормали к поверхности излучателя (R_\perp) и под углом θ к ней (R_θ) связаны соотношением $R_\theta = R_\perp \cdot \cos(\theta)$. Такой **источник** называется **ламбертовым**.

В области низких частот, т.е. при $\hbar\omega \ll kT$, (6.1) преобразуется к виду

$$u_\omega d\omega = \frac{\omega^2 d\omega}{\pi^2 c^3} kT. \quad (6.6)$$

Это выражение, полученное задолго до появления квантовых представлений в рамках классической физики, носит название формулы

Рэля–Джинса. Если бы формула (6.6) была применима не только к малым, но и ко всем частотам, то полная энергия электромагнитного излучения оказалась бы бесконечной, т.к. интеграл от (6.6) расходится при больших частотах, т.е. энергия стала бы бесконечной. Этот парадокс получил название “ультрафиолетовой катастрофы”.

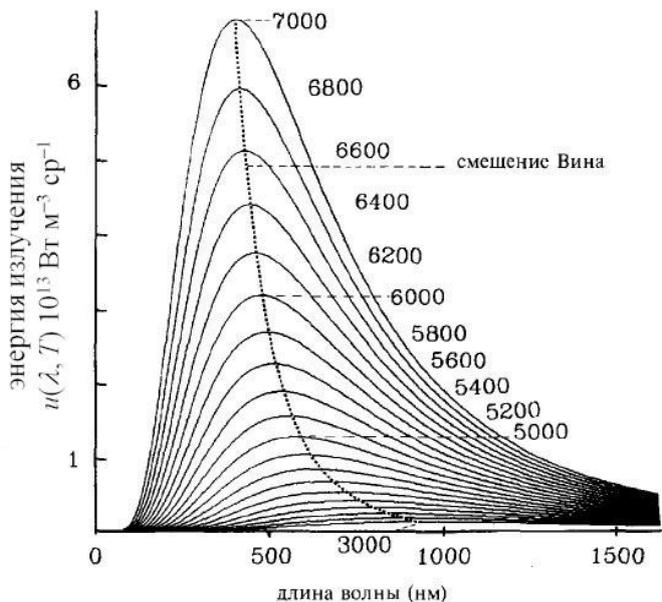


Рис. 6.2. Плотность потока излучения черного тела (u_λ) в зависимости от абсолютной температуры (К), рассчитанная по уравнению Планка. Закон Стефана–Больцмана описывает уменьшение площади под кривыми Планка с уменьшением температуры, а Закон Вина – происходящее при этом красное смещение максимума

В квантовой физике никаких “катастроф” не возникает. Формула (6.6) получается из формулы Планка лишь при $\hbar\omega \ll kT$; при больших частотах она оказывается несправедливой. В противоположном приближении, когда $\hbar\omega \gg kT$, справедливо выражение Вина:

$$u_\omega d\omega = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \exp(-\hbar\omega/kT) d\omega. \quad (6.7)$$

Частота ω_{\max} и длина волны λ_{\max} , при которых (для данной температуры) излучательная способность абсолютно черного тела максимальна, могут быть записаны как

$$\omega_{\max} = 2.8kT/\hbar, \quad \lambda_{\max} = 0.29/T, \quad (6.8)$$

в (6.8) температура выражена в кельвинах, а длина волны – в сантиметрах. Эти выражения носят название “закон смещения Вина”. На рис. 6.2 он в форме (6.8) продемонстрирован пунктирной линией.

Функции u_{ω} и u_{λ} имеют максимумы при разных частотах (и соответственно при разных длинах волн). Так, при $T = 6000$ К, приблизительно соответствующей температуре фотосферы Солнца, спектральная плотность излучения u_{λ} имеет максимум при $\lambda = 483$ нм, а спектральная плотность u_{ω} при этой температуре максимальна при $\omega = 2.2 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Этой частоте соответствует длина волны $2\pi c/\omega = 856$ нм.

Зависимость $\lambda_{\max} \sim T^{-1}$, выражаемая законом Вина, хорошо известна из повседневного опыта. При комнатных температурах излучение тел сконцентрировано в далекой инфракрасной области, которое не регистрируется человеческим глазом. Это излучение мы воспринимаем как тепло, испускаемое нагретыми предметами; в видимой же области (380–740 нм) тела не испускают достаточного количества света для регистрации его глазом. При повышении их температуры пик интенсивности сдвигается в видимую область, и мы наблюдаем сначала вишнево-красное, затем розовое, желтое и, наконец, белое свечение.

На рис. 6.3 показано отношение интенсивности чернотельного излучения I_{ω} , сосредоточенного в интервале частот от 0 до ω , к интегральной интенсивности I_b в зависимости от отношения энергии гранничного кванта к температуре в энергетических единицах:

$$I_{\omega}/I_b = \int_0^{\hbar\omega/kT} u_{\omega} d\omega \bigg/ \int_0^{\infty} u_{\omega} d\omega.$$

Интересно отметить, что при $\hbar\omega = kT$ – $I_{\omega}/I_b \approx 3.5\%$, $\hbar\omega = 2.7kT$ – $I_{\omega}/I_b \approx 32.7\%$, а при $\hbar\omega = 7kT$ – $I_{\omega}/I_b \approx 90\%$. Отсюда следует, что для того, чтобы узнать полную мощность или энергию излучения с точностью до 10%, необходимо использовать при-

емник излучения, чувствительный к квантам с энергией от $\sim kT$ до $7kT$. Распределение интенсивности по спектральным диапазонам важно знать и в том случае, если необходимо обеспечить радиационную защиту объектов при воздействии на них сверхмощного чернотельного излучения.

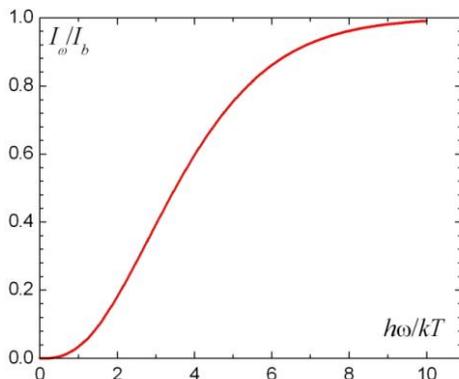


Рис. 6.3. Изменение интегральной интенсивности излучения абсолютно черного тела в зависимости от предела интегрирования по частоте (в безразмерных переменных)

6.2 Закон Кирхгофа

Согласно закону Кирхгофа, отношение спектральной излучательной способности любого тела E_ω (выраженной в единицах мощности с единицы площади) к излучательной способности АЧТ E_ω^* , равно его поглощательной способности α_ω :

$$\alpha_\omega = E_\omega / E_\omega^* . \quad (6.9)$$

Поглощательная способность АЧТ: $\alpha_\omega^* = 1$, т.е. оно *обладает максимальной спектральной излучательной способностью*. Если коэффициент поглощения не зависит от частоты, то в этом случае $R_\omega = \alpha R_\omega^*$, где R_ω^* – интегральная излучательная способность абсолютно черного тела; R_ω – интегральная излучательная способность, связана со спектральными очевидным соотношением:

$$R_3 = \int_0^{\infty} E_{\omega} d\omega = \int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda . \quad (6.10)$$

Так как излучательная способность АЧТ не зависит ни от каких параметров, кроме температуры, его можно использовать в качестве эталонного излучателя, находящего широкое применение в фотометрии и метрологии приемников излучения. Моделью АЧТ служит, например, электрическая печь с малым отверстием, конструкция которой обеспечивает изотермичность всей внутренней поверхности. Размер отверстия для выхода равновесного теплового излучения не очень критичен. Важно только, чтобы его площадь была много меньше площади внутренней поверхности. Существуют модели АЧТ с конической полостью, которые в достаточно широком частотном диапазоне дают излучение, очень мало отличающееся от равновесного.

Тела, у которых коэффициент поглощения меньше 1, но не зависит от частоты (в достаточно широком частотном диапазоне), называются “серыми”, а значение *коэффициента поглощения* – *коэффициентом серости*. Примером такого тела может служить вольфрамовая лампа накаливания, излучение спирали которой при температуре накаливания 2400 К в оптическом диапазоне имеет спектр, близкий к чернотельному с коэффициентом серости 0.4.

При определении температуры тел, которые по своим излучательным способностям близки к чернотельным (по крайней мере, на некотором участке спектра), пользуются методами оптической пирометрии. Принцип действия этих методов основан на том, что температура тела (яркостная или цветовая) определяется по мощности теплового излучения объекта в предположении, что это излучение – чернотельное. Точность измерений оказывается невысокой из-за того, что исследуемое излучение редко является равновесным и плохо описывается формулами Планка, законами Стефана–Больцмана и Вина. Степень “нечерноты” этих тел, как правило, неизвестна и зависит от частоты излучения. Поэтому различают *цветовую температуру* тела – температуру, определяемую по формулам (6.2), его *яркостную температуру*, определяемую по формуле (6.4), и его *истинную температуру*. С помощью таких методов можно определять температуру сильно нагретых и удаленных тел. Так, в частности, бы-

ла определена температура фотосферы Солнца, оказавшаяся равной 6000 К.

7. Плазма как излучатель

Рассмотрим электромагнитное излучение плазмы, возникающее в результате перехода, совершаемого свободными или связанными электронами в поле атома или иона. Наблюдаемая в опытах *интенсивность излучения*, испускаемого при таком переходе, зависит от:

- а) вероятности нахождения электрона на верхнем уровне перехода;
- б) вероятности перехода в атоме;
- в) вероятности того, что фотон, возникший в результате перехода, выйдет из объема, занятого плазмой, не поглотившись.

Модель плазмы как излучателя значительно упрощается, если взаимодействие излучения с плазмой (процесс “в”) рассматривается независимо от двух других процессов. *В том случае, если взаимодействием излучения с плазмой можно пренебречь*, плазма называется *оптически тонкой*. (В противном случае, когда *вероятность взаимодействия фотона с плазменными частицами существенно отличается от нуля, плазма называется оптически плотной/толстой*.) Вычисление вероятности перехода (процесс “б”) является предметом квантовой теории атома. Распределение электронов по энергетическим уровням (процесс “а”) определяется столкновениями с другими частицами и взаимодействием с излучением, а это определяется термодинамическим состоянием плазмы и протекающими в ней элементарными процессами. Большая часть лабораторных плазменных излучателей не является термодинамически равновесными. Действительно, для того, чтобы плазменный излучатель находился в равновесии, необходимо одновременное выполнение следующих условий:

- а) скорости всех частиц в плазме – свободных электронов, нейтралов и ионов различной кратности ионизации – должны иметь максвелловское распределение;
- б) температуры всех упомянутых выше плазменных компонент должны быть равными между собой;
- с) все элементарные процессы в плазме (см. ниже) должны быть уравновешены обратными.

Детальное описание состояния неравновесной плазмы и соответствующего ему излучения является крайне сложной и громоздкой

задачей, поэтому были разработаны приближенные модели, которые с достаточной точностью описывают состояние плазмы и свойства ее излучения в различных диапазонах её параметров (электронная и ионная температуры, плотности, ионный состав и т.д). Далее будут рассмотрены два крайних приближения в описании плазмы – модель локального термодинамического равновесия (ЛТР) и корональная модель. Как мы увидим, первая хорошо описывает плазму высокой концентрации, а вторая – низкой.

Основные элементарные процессы в плазме следующие:

- 1) столкновительная (ударная) ионизация: $e + N(z) \rightarrow N(z+1) + e + e$;
- 2) трехчастичная рекомбинация: $N(z+1) + e + e \rightarrow e + N(z)$;
- 3) фотоионизация: $N(z) + h\nu \rightarrow e + N(z+1)$;
- 4) излучательная рекомбинация: $e + N(z+1) \rightarrow N(z) + h\nu$;
- 5) возбуждение электронным ударом: $N(z, p) + e \rightarrow N(z, q) + e$;
- 6) гашение электронным ударом: $N(z, q) + e \rightarrow N(z, p) + e$;
- 7) спонтанное излучение: $N(z, q) \rightarrow N(z, p) + h\nu$;
- 8) поглощение: $N(z, p) + h\nu \rightarrow N(z, q)$;

здесь $N(z)$ – ион с кратностью ионизации z ; z – заряд иона, q и p – главные квантовые числа, причем энергия уровня q больше энергии уровня p .

Таким образом, при описании оптических свойств плазмы необходимо учитывать много процессов, скорости которых зависят от концентрации и температуры. Это является сложной задачей, особенно если учитывать самопоглощение излучения в плазме. В этом случае ее оптические свойства приходится описывать в рамках различных столкновительно-излучательных моделей, в каждой из которых доминируют те или иные элементарные процессы. Далее рассмотрим два крайних приближения в описании плазмы – модель локального термодинамического равновесия (ЛТР) и корональную модель (см. рис. 7.1).

7.1 Модель локального термодинамического равновесия

В модели *локального термодинамического равновесия* предполагается, что распределение ионов по кратностям ионизации и электро-

нов по энергетическим уровням целиком определяется столкновениями между частицами, а процессы столкновений происходят настолько часто, что при любом изменении условий в плазме соответствующее распределение устанавливается мгновенно. В этом случае каждому процессу можно поставить в соответствие обратный ему процесс, причем в соответствии с принципом детального равновесия оба процесса протекают с одинаковой скоростью, т.е. процесс ударной ионизации (1) уравнивается процессом трехчастичной рекомбинации (2), процесс фотоионизации (3) – излучательной рекомбинацией (4), а возбуждение электронным ударом (5) – гашением (6). В том случае, если рассматривается оптически тонкая плазма, фотоионизация пренебрежимо мала и процессы (3) и (4) не влияют на заселенность уровней.

В результате распределение электронов по энергетическим уровням будет таким же, каким оно было бы в системе, находящейся в полном термодинамическом равновесии. Распределение электронов по уровням описывается законами классической статистической механики, и при расчетах заселенностей нет необходимости знать эффективные сечения атомных процессов. Поэтому, хотя температура и плотность плазмы могут меняться в пространстве и времени, *распределение электронов по энергетическим уровням* в некоторый момент времени в данной точке пространства всецело *зависит от температуры, плотности и химического (ионного) состава плазмы в данном месте.*

Если плотность свободных электронов невелика, так что вырождение отсутствует (т.е. энергия электронов ниже энергии Ферми) и их поведение описывается законами классической статистической механики, то распределение скоростей электронов задается *формулой Максвелла*. Таким образом, число электронов с массой m и скоростями между v и $v + dv$ равно

$$dn_e = n_e 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} e^{-mv^2/2kT_e} v^2 dv, \quad (7.1)$$

где n_e – полная плотность свободных электронов, а T_e – электронная температура.

Для связанных состояний распределения электронов по энергетическим уровням атомов и ионов выражаются *уравнением Больцмана*

$$\frac{n(p)}{n(q)} = \frac{\omega(p)}{\omega(q)} e^{\chi(p,q)/kT_e}, \quad (7.2)$$

а распределение атомов и ионов в основном состоянии по кратности ионизации – **уравнением Саха**:

$$\frac{n(z+1, g)n_e}{n(z, g)} = \frac{\omega(z+1, g)}{\omega(z, g)} 2 \left(\frac{2\pi m k T_e}{h^2} \right)^{3/2} e^{\chi(z, g)/kT_e}. \quad (7.3)$$

Здесь $n(p)$, $n(q)$, $n(z+1, g)$ и $n(z, g)$ – населенности энергетических уровней, которые характеризуются значениями главных квантовых чисел p , q или g (символ g соответствует основному состоянию); $z+1$ и z – заряды ионов; $\omega(z, g)$ – статистический вес соответствующего уровня; $\chi(p, q)$ – разность энергий уровней p и q ; и $\chi(z, g)$ – потенциал ионизации иона с зарядом z , находящегося на основном уровне g . Под термином населенность подразумевается концентрация частиц на данном уровне. В модели ЛТР состояние электронов в плазме полностью описывается формулами (7.1) – (7.3).

В реальном эксперименте регистрируется излучение ансамбля атомов или ионов, находящихся на различных расстояниях от поверхности плазменного источника. Напишем выражение для яркости излучения спектральной линии плазменного объекта, соответствующей энергии перехода между связанными уровнями p и q . **Яркость излучения** измеряется в единицах мощности, излучаемой с единичной площади в единичный телесный угол. Для оптически тонкой плазмы она равна

$$I(p, q) = \frac{1}{4\pi} \int n(p) A(p, q) h\nu(p, q) ds, \quad (7.4)$$

где $A(p, q)$ – атомная вероятность перехода с уровня p на q , а $h\nu(p, q)$ – энергия фотона; интегрирование производится до той глубины плазмы s , излучение с которой еще не поглощается в плазме, а значит, попадает на детектор.

Непрерывный спектр (континуум) возникает из-за взаимодействия первоначально свободных электронов с положительно заряженными ионами или атомами плазмы (см. рис. 7.1). При этом могут происходить **свободно-свободные** переходы (**тормозное излучение**) либо

свободно-связанные переходы (**рекомбинационное излучение**). Полная яркость излучения на некоторой выделенной частоте $I(\nu)$ представляет собой сумму вкладов от всех подобных процессов:

$$I(\nu)d\nu = \frac{1}{4\pi} \int n_e \sum_i n(i) \left\{ \gamma(i, T_e, \nu) + \sum_p \alpha(i, p, T_e, \nu) \right\} h\nu ds d\nu, \quad (7.5)$$

где $\gamma(i, T_e, \nu)$ – атомная вероятность излучения фотона с частотой ν в поле атома или иона (обозначаемого индексом i) при свободно-свободном переходе электрона, если средняя кинетическая температура электронов равна T_e ; $\alpha(i, p, T_e, \nu)$ – соответствующая вероятность свободно-связанного перехода электрона на уровень p . Интегрирование производится до глубины плазмы s .

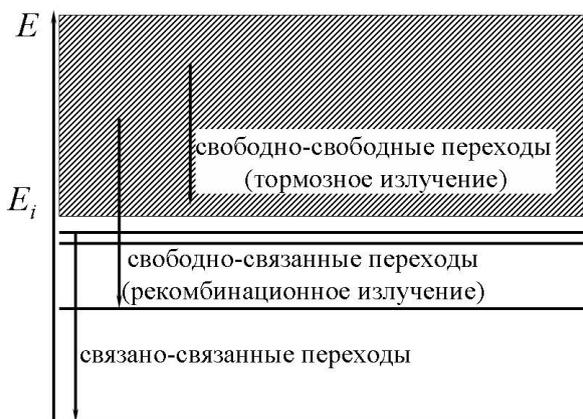


Рис. 7.1. Схема излучательных переходов; E_i – энергия ионизации

Необходимо отметить, что в плазме с достаточно малой плотностью вероятность спонтанного перехода может стать сравнимой или даже превысить вероятность соответствующего перехода, вызываемого столкновениями. Поскольку в оптически тонкой плазме испускание фотона является процессом, который не сбалансирован обратным ему процессом, то распределение населенностей уровней будет отличаться от распределения, описываемого формулой Больцмана. Достаточно,

чтобы только один переход в атомах или ионах одного сорта был не сбалансирован, и предположение о ЛТР становится несправедливым.

7.2 Стационарная и нестационарная корональные модели

Как мы уже говорили, необходимым условием справедливости модели ЛТР является выполнение условия равновесия прямого и обратного процессов, в частности, распределение ионов по кратности ионизации определяется балансом между процессами 1 и 2. (Следует заметить, что время установления равновесия по кратности ионизации ионов всегда больше времени установления равновесного распределения заселенности уровней в ионе.) Это означает, что рост числа ионов с кратностью ионизации $z + 1$ за счет ударной ионизации $dN(z + 1)/dt = N(z)n_e S(T_e, z, g)$ должен быть равен его уменьшению за счет трехчастичной рекомбинации: $dN(z + 1)/dt = N(z + 1)n_e^2 R(T_e, z + 1, g)$. Однако в плазме существует еще один канал рекомбинации – излучательной (4): $dN(z+1)/dt = N(z+1)n_e \alpha(T_e, z+1, g)$, где $S(T_e, z, g)$, $R(T_e, z+1, g)$ и $\alpha(T_e, z + 1, g)$ – скорости ударной ионизации, трехчастичной и излучательной рекомбинаций соответственно. Так как скорость по каналу (2) пропорциональна квадрату электронной плотности, а по каналу (4) – её первой степени, то при малых электронных плотностях скорость трехчастичной рекомбинации станет меньше скорости излучательной рекомбинации, и именно последняя уравнивает процесс ионизации. Это и есть основное условие применимости **корональной модели**, которая впервые была применена для объяснения некоторых особенностей спектра солнечной короны (откуда и название); она применяется также при рассмотрении плазмы с низкой плотностью, создаваемой в лабораторных условиях. Таким образом, в корональной модели предполагается наличие баланса по кратностям ионизации между ударной ионизацией (процесс 1) и излучательной рекомбинацией (процесс 4), предполагается также, что выполняется баланс по заселенности электронных уровней между ударным возбуждением (процесс 5) и спонтанным распадом (процесс 7). То есть процесс 1 уравнивается процессом 4, а процесс 5 – процессом 7. Кроме того, предполагается, что излучение выходит из плазмы, не взаимодействуя с ней (приближение оптически тонкой плазмы).

В рамках **стационарной корональной модели** предполагается, что электроны имеют максвелловское распределение по скоростям,

т.е. к свободным электронам применима формула (7.1). Нет необходимости делать специальное предположение о распределении по скоростям тяжелых частиц, за исключением того, что их средняя энергия должна быть одного порядка или меньше, чем энергия электронов, иначе существенную роль могут играть ион-ионные столкновения (при скоростях ионов, сравнимых со скоростями электронов, вероятности ион-ионных столкновений того же порядка, что и вероятности столкновений электронов с ионами).

В корональной модели предполагается, что возбуждена пренебрежимо малая часть ионов, т.е. практически все ионы находятся в основном состоянии. Таким образом, уравнение, выражающее условие равновесия процессов ионизации и рекомбинации, можно записать в виде

$$n_e n(z, g) S(T_e, z, g) = n_e n(z+1, g) \alpha(T_e, z+1, g). \quad (7.6)$$

Распределение ионов по ионизационным состояниям в корональной модели не зависит от плотности электронов.

Населенности возбужденных уровней определяются равновесием между ударным возбуждением из основного состояния и спонтанным распадом:

$$n_e n(z, g) X(T_e, z, g) = n(z, g) \sum_{q < p} A(p, q), \quad (7.7)$$

так что в случае оптически тонкой плазмы для всех линий данного иона яркость линии равна

$$I(p, q) = \frac{1}{4\pi} \int n_e n(z, g) X(T_e, z, g) \frac{A(p, q)}{\sum_{r < p} A(p, r)} ds, \quad (7.8)$$

здесь $X(T_e, z, g)$ – функция возбуждения; как и в равенстве (7.4) интегрирование производится до той глубины плазмы, излучение из которой попадает на детектор.

При рассмотрении стационарной корональной модели предполагалось, что изменение населенностей энергетических уровней, обусловленное изменениями электронной температуры или плотности, происходят достаточно медленно по сравнению со временами релаксации, присущими атомным процессам. Однако не всегда можно пренебречь тем, что процессы ионизации и рекомбинации имеют конечные скорости.

Для того чтобы понять, можно ли пользоваться той или иной моделью при изучении излучения нестационарной плазмы, необходимо сопоставить время установления стационарного ионизационного состояния с характерными временами изменения параметров плазмы (температура, концентрация и т. д.). Предположим, что в плазме, описываемой корональной моделью, внезапно меняются условия (например, внезапно изменяется температура электронов). Поскольку для протекания атомных процессов требуется определенное время, то у связанных электронов будет конечное время релаксации для установления нового распределения населенностей уровней. Это время релаксации определяется самыми медленными процессами из числа процессов, оказывающих влияние на населенность уровней. В случае плазмы, в которой идет процесс ионизации (рекомбинации), наибольшее время требуется для образования ионов с максимальным (минимальным) зарядом.

Рассмотрим плазму, очень близкую к стационарному состоянию. Изменение плотности ионов с наибольшим зарядом z_s определяется разностью между скоростью ионизации ионов с зарядом, на единицу меньшим $z_s - S(z_s - 1)$, и скоростью рекомбинации ионов с зарядом $z_s - \alpha(z_s)$. Таким образом, в нестационарных условиях выполняются уравнения

$$\frac{dn(z_s)}{dt} = n_e n(z_s - 1) S(z_s - 1) - n_e n(z_s) \alpha(z_s), \quad (7.9)$$

причем $n(z_s - 1) + n(z_s) = \text{const}$. Решения этих уравнений имеют вид

$$n(z_s) = \frac{[n(z_s - 1) + n(z_s)] S(z_s - 1)}{S(z_s - 1) + \alpha(z_s)} (1 - \exp\{-n_e [S(z_s - 1)] + \alpha(z_s)\} t),$$

так что соответствующее **время τ установления стационарного ионизационного состояния** выражается формулой

$$n_e \tau = 1 / [S(z_s - 1) + \alpha(z_s)]. \quad (7.10)$$

Как водородоподобные, так и не водородоподобные ионы в стационарных условиях имеют сходные значения величин констант скоростей ионизации и рекомбинации, написанных в знаменателе выражения (7.10), эти величины примерно равны $10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. В результате для любой плазмы в рамках корональной модели **время установления ионизационного состояния** по порядку величины равно

$$\tau[\text{c}] \approx 10^{12}/n_e [\text{cm}^{-3}] \quad (7.11)$$

В нестационарной корональной модели плазмы спектр больше не является функцией мгновенных значений параметров плазмы, а зависит также от предшествующих значений плотности, температуры и состояния ионизации плазмы.

7.3 Реабсорбция излучения

В общем случае излучение, возникающее внутри объема, занятого плазмой, взаимодействует с плазмой на своем пути к границе. Это двояким образом влияет на модели излучающей плазмы. Во-первых, *поглощение приводит к изменению относительной населенности энергетических уровней*. Во-вторых, наблюдаемая *интенсивность излучения в этом случае уже не будет равна простой сумме интенсивностей от элементарных объемов плазмы*, расположенных вдоль луча наблюдения. Доля лучистой энергии, поглощенной в данном бесконечно малом элементе плазменного объема, зависит от значения коэффициента поглощения плазмы в этой точке. Коэффициент поглощения сильно меняется на протяжении ширины спектральной линии. Вследствие этого необходимо принимать во внимание форму спектральной линии, а также зависимость от частоты коэффициентов $J(\nu)$ (коэффициент лучеиспускания, т.е. мощность, излучаемая единицей массы в единичном интервале частот в единицу телесного угла) и $\chi(\nu)$ (массовый коэффициент поглощения).

Приведем пример такой сильно нелинейной ситуации: предположим, что плотность плазмы настолько мала, что среднее время между столкновениями ионов значительно превышает время жизни ионов в возбужденных состояниях. Предположим также, что основным механизмом уширения спектральных линий является доплеровское уширение. Ион, поглотивший фотон с частотой ν , испускает фотон с частотой $\nu + \Delta\nu$, где $\Delta\nu$ зависит от разности углов, под которыми двигались поглощенный и испущенный фотоны по отношению к направлению движения иона. Таким образом, форма линии излучения связана с формой линии поглощения нелинейным образом.

С увеличением концентрации ионов тяжелых элементов с большим количеством близко лежащих линий в спектре излучения, из-за своего уширения они начинают сливаться, так что даже *в оптически*

прозрачной плазме спектр в результате может стать непрерывным. При переходе к оптически плотной плазме, когда поглощение в линиях становится существенным, относительное уширение линии становится еще больше, а *наблюдаемая интенсивность линии ограничивается интенсивностью чернотельного излучения* (см. рис. 7.2).

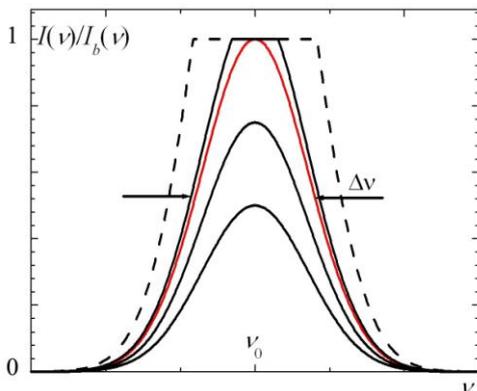


Рис. 7.2. Увеличение уширения спектральных линий при переходе от оптически тонкой к оптически плотной плазме $I_b(\nu)$ – интенсивность чернотельного излучения

На рис. 7.3 приведены расчетные спектры плазмы алюминия, полученные в предположении однородного распределения плотности и температуры. Данные приведены для трех различных значений ионной концентрации (указаны на рисунке); электронная температура равна 398 эВ. Видно, как *по мере повышения концентрации плазмы до значений, соответствующих твердому телу ($\sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$), ее спектр из неравновесного* (с отчетливо представленными водородо-, гелие- и литиеподобными линейчатыми участками) *превращается в равновесный, приближаясь к чернотельному.*

7.4 Расщепление и изменение формы спектральных линий в электрических и магнитных полях

Поскольку *в газоплазменных источниках излучения всегда присутствуют электромагнитные поля* (электрические поля электронов и

ионов и наведенные магнитные поля токов – движущихся зарядов и др.), необходимо кратко упомянуть об *изменении формы спектральных линий при наложении электрических (эффект Штарка) или магнитных (эффект Зеемана) полей на излучающий объект.*

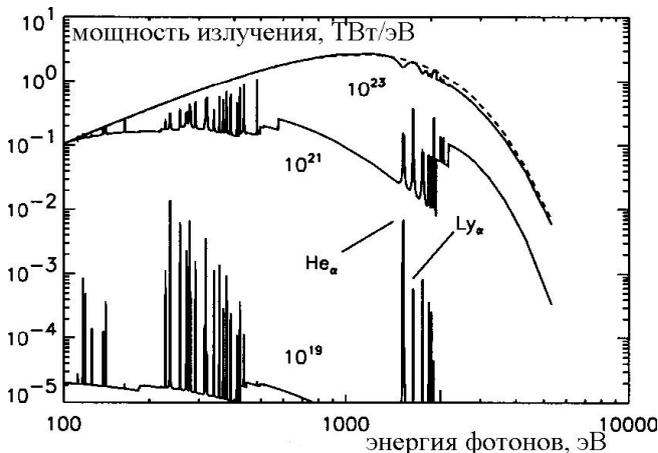


Рис. 7.3. Расчетные спектры, излучаемые цилиндром (длиной 2 см, диаметром 3 мм), состоящим из плазмы алюминия при постоянной концентрации ионов (на рисунке указана цифрами в см^{-3}) и температуре. Штриховой линией показан спектр излучения черного тела для таких же размеров и температуры (рисунок взят из статьи J.P. Apruzese et.al. // Physics of Plasmas. – 2002. – V. 9. – P. 2411)

Заметим, что в лабораторных плазменных источниках, как правило, магнитные поля создаются внешними источниками, и зеемановское уширение служит скорее диагностическим методом исследования их распределения в плазме. Совершенно другая ситуация с электрическими полями *в плазме*. В ней, кроме возможных неравновесных электрических полей разной частоты, возбуждаемых из-за развития тех или иных неустойчивостей, *всегда присутствуют переменные электрические поля, создаваемые ионами и электронами*. Характерный радиус действия таких полей порядка радиуса Дебая,

$r_D = \left\{ kT_e T_i / (4\pi n_e e^2 [T_e + T_i]) \right\}^{1/2}$, здесь T_e и T_i – температуры электронов и ионов соответственно, n_e – концентрация электронов;

эти поля часто называют микрополями. В плазме они присутствуют всегда, и уже при концентрации ионов 10^{15} см^{-3} и более могут сыграть решающую роль в формировании контуров спектральных линий.

Оптический спектр источника, помещенного в магнитное поле, оказывается более сложным, чем спектр этого же источника в отсутствие поля: каждой линии спектра, снятого в отсутствие поля, соответствует в магнитном поле мультиплет, состоящий из нескольких линий. Различают *простой (нормальный) эффект Зеемана*, когда каждая линия расщепляется на три компоненты, и *сложный (аномальный) эффект Зеемана*, когда каждая из линий расщепляется на много компонент. Названия “нормальный” и “аномальный” возникли по той причине, что расщепление линий на три компоненты удалось рассчитать классическими методами, а сложный эффект в рамках классической физики не объясняется.

Расчет энергии уровней атома, помещенного в магнитное поле, требует решения соответствующего уравнения Шредингера. Входящий в уравнение оператор энергии содержит в этом случае несколько членов:

$$\hat{E} = \hat{T} + \hat{U}_k + \hat{U}_{SL} + \hat{U}_{SB} + \hat{U}_{LB}. \quad (7.12)$$

В этой формуле первый член \hat{T} учитывает кинетическую энергию электронов; \hat{U}_k определяет потенциальную (кулоновскую) энергию притяжения электронов к ядру и отталкивания их друг от друга; слагаемое \hat{U}_{SL} зависит от спин-орбитального взаимодействия и определяет обычную тонкую структуру уровней. Эти три члена не связаны с внешним магнитным полем. Последние два члена возникают из-за взаимодействия спинового и орбитального моментов электронов с внешним магнитным полем. При написании формулы (7.12) были опущены квадратичные по полю \vec{B} члены.

Решить уравнение Шредингера с оператором энергии в виде (7.12) в общем виде не удастся, поэтому рассмотрим крайние приближения: слабые магнитные поля и сильные магнитные поля.

Сложный эффект Зеемана возникает в слабых магнитных полях, когда последние два члена (7.12) малы по сравнению с членом \hat{U}_{SL} . В этом случае в основном сохраняется картина уровней, возникаю-

щих без внешнего магнитного поля, и происходит лишь незначительное расщепление этих уровней. В отсутствие поля каждый уровень атома характеризуется своими квантовыми числами L , S и J , эти три числа определяют магнитный момент атома $\vec{\mu}_J$. Его взаимодействие с внешним полем приводит к тому, что появляется дополнительная энергия, зависящая от величины и взаимной ориентации \vec{B} и $\vec{\mu}_J$:

$$U_B = -\vec{\mu}_J \vec{B}. \quad (7.13)$$

Так как $\vec{\mu}_J = -g\mu_B \vec{J}$ (здесь g – фактор Ланде; $\mu_B = 5.051 \cdot 10^{-27}$ Дж·Тл⁻¹ – магнетон Бора), то из (7.13) получим

$$U_B = g\mu_B \vec{J} \vec{B} = g\mu_B m_J B. \quad (7.14)$$

В (7.14) $m_J = \pm J, \pm(J-1), \pm(J-2), \dots$ (всего $2J+1$ значений) – магнитное квантовое число, определяющее проекцию полного момента атома на направление магнитного поля. При наложении магнитного поля состояние атомов с полным моментом импульса \vec{J} расщепляется на $(2J+1)$ состояний с различными значениями m_J и различными энергиями, определяемыми соотношением

$$E = E_0 + U_B = E_0 + g\mu_B m_J B. \quad (7.15)$$

Таким образом, вырождение по магнитному квантовому числу в магнитном поле снимается. Так как при переходе к соседней компоненте мультиплета изменение m_J равно единице, то все уровни, возникающие при расщеплении одного уровня, эквидистантны. Расстояние между ними можно получить из (7.14):

$$\Delta U_B = g\mu_B B = 5.8 \cdot 10^{-5} gB \text{ эВ}. \quad (7.16)$$

Различие между линиями, например, для резонансного дублета натрия, появление которого обязано спин-орбитальному взаимодействию, составляет $2 \cdot 10^{-3}$ эВ. Из сравнения с этой разницей видно, что даже при $B = 0.1$ Тл поле является еще “слабым” для рассматриваемого перехода: при такой напряженности поля зеемановское расщепление по порядку величины составляет всего 10^{-2} от спин-орбитального расщепления.

Если источник излучения помещен в сильное магнитное поле (в этом случае третий член (7.12) мал по сравнению с четвертым или

пятым), вышеприведенные рассуждения окажутся неверными. В случае сильного магнитного поля из уравнения (7.12) в первом приближении должен быть вычеркнут член \hat{U}_{SL} (при необходимости его можно учесть в виде поправки). Таким образом, оператор энергии (7.12) перестает зависеть от взаимной ориентации векторов \vec{L} и \vec{S} (т.е. от вектора полного момента \vec{J}) и зависит порознь от проекций \vec{L} на \vec{B} и \vec{S} на \vec{B} . Условие того, что рассматриваемое магнитное поле является сильным, можно сформулировать другим, эквивалентным образом: расщепление энергетических уровней, вызванное наложением поля, должно существенно превышать расщепление, вызванное спин-орбитальным взаимодействием, измеренным в отсутствие поля. То обстоятельство, что при сильном поле член \hat{U}_{SL} в первом приближении можно не учитывать, часто выражают словами “*в сильном поле связь векторов \vec{L} и \vec{S} разрывается*”.

Таким образом, энергия атомных уровней в сильных магнитных полях может быть записана так:

$$E = E_0 + U_B = E_0 + (g_L \mu_B m_L B + g_S \mu_B m_S B).$$

Так как $g_L = 1$, а $g_S = 2$, то

$$E = E_0 + U_B = E_0 + \mu_B B (m_L + 2m_S). \quad (7.17)$$

Таким образом, в сильном поле расщепление всегда происходит на три компоненты (см. рис. 7.4). В самом деле, при испускании фотонов переходы происходят только между уровнями с одинаковыми значениями: m_S ($\Delta m_S = m_{S2} - m_{S1} = 0$). Следовательно, энергия квантов равна

$$\begin{aligned} \hbar\omega = & [E_{02} + \mu_B B (m_{L2} - 2m_{S2})] - \\ & - [E_{01} + \mu_B B (m_{L1} - 2m_{S1})] = (E_{02} - E_{01}) + \mu_B B (m_{L2} - m_{L1}), \end{aligned} \quad (7.18)$$

правила отбора разрешают изменение m_L не более чем на единицу; поэтому в сильном магнитном поле, кроме несмещенной линии, наблюдаются две линии, одна из которых смещена в красную, а другая – в фиолетовую сторону (на одинаковые расстояния). Из (7.18) расстояния между компонентами расщепления по частоте будет такого:

$$\Delta\omega = \mu_B B / \hbar = (B/\hbar)(e\hbar)/(2mc) = eB/(2mc). \quad (7.19)$$

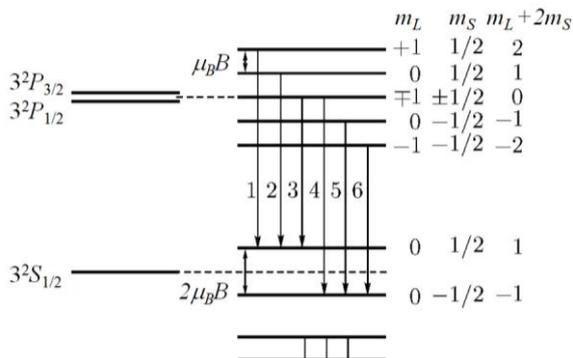


Рис. 7.4. Эффект Зеемана в сильном магнитном поле для резонансной линии натрия

Таким образом, при увеличении магнитного поля сложная картина расщепления (сложный эффект Зеемана) превращается в простую триплетную (простой эффект Зеемана). Необходимо отметить, что наиболее сложной оказывается картина расщепления спектральных линий в промежуточных полях, когда все три последних члена в (7.12) имеют сравнимую величину.

Экспериментальные наблюдения показывают, что зеемановские компоненты как при наблюдении вдоль поля, так и при наблюдении поперек поля оказываются поляризованными. Поляризация происходит и при “нормальном”, и при “аномальном” эффектах Зеемана. Причина поляризации заключается в том, что каждая компонента зеемановского мультиплетта связана со вполне определенным изменением проекции углового момента атома. В зеемановских переходах при изменении магнитного квантового числа m на единицу генерируются σ -компоненты (циркулярно поляризованная световая волна, электрический вектор которой вращается вокруг направления внешнего магнитного поля), в переходах с $\Delta m = 0$ образуются π -компоненты (линейно поляризованная световая волна, причем ее электрический вектор колеблется вдоль направления внешнего магнитного поля). Таким образом, при наблюдении в направлении по магнитному полю мы будем регистрировать только σ -компоненты, а в направлении, перпендикулярном полю, мы бу-

дем регистрировать σ -компоненты половинной интенсивности по сравнению с регистрацией вдоль поля и π -компоненты.

Рассмотрим **эффект Штарка** для атома водорода, обладающего электрическим дипольным моментом \vec{d}_e . В постоянном электрическом поле с напряженностью $\vec{\mathcal{E}}$ он приобретает энергию, равную

$$U_e = -\vec{\mathcal{E}}\vec{d}_e, \quad (7.20)$$

которая приводит к изменению спектра атома.

Такой вид **эффекта Штарка называется линейным; он присущ атомам водорода и водородоподобным ионам, так как только они обладают дипольным моментом. У многоэлектронных атомов, не обладающих собственным дипольным моментом, последний наводится во внешнем электрическом поле**, и его энергия взаимодействия U_e будет пропорциональна \mathcal{E}^2 , т.е. **для многоэлектронных атомов эффект Штарка является квадратичным**. Далее мы будем рассматривать исключительно линейный Штарк-эффект на атоме водорода.

Единственный электрон атома движется в кулоновском поле ядра, величину которого легко оценить: $\mathcal{E}_N \sim e/a_0^2 \sim 5 \cdot 10^{11}$ В/м, здесь $a_0 = \hbar^2 / (m_e e^2) \approx 0.53 \cdot 10^{-8}$ см – значение первого борковского радиуса. Для наблюдения эффекта Штарка в лабораторных экспериментах обычно используются однородные постоянные электрические поля с величиной напряженности $\sim 10^6 - 10^7$ В/м. В таких условиях действие внешнего электрического поля на атом водорода можно рассматривать как малое возмущение. Из решения уравнения Шредингера в этом приближении следует, что каждое стационарное состояние атома водорода во внешнем электрическом поле характеризуется четырьмя квантовыми числами: n' , n'' , t и t_s , где t и t_s – магнитные орбитальное и спиновое числа (см. раздел 2.1), а n' и n'' – **числа, названные параболическими**. Главное квантовое число n представляется в данном случае следующей комбинацией: $n = n' + n'' + |t| + 1$. Энергии стационарных состояний в первом приближении представляются в виде суммы

$$E'_n = E_n + E_e = Ry/n^2 + 3/2 ea_0 \mathcal{E} n(n' - n''). \quad (7.21)$$

Первый член представляет собой энергию изолированного атома водорода, второй возникает из-за влияния внешнего электрического поля. Разность параболических квантовых чисел $n' - n''$ пробегает $2n - 1$ значений, различающихся на единицу, от $-(n - 1)$ до $n - 1$. Таким образом, действие внешнего электрического поля на атом водорода приводит к частичному снятию вырождения стационарных состояний: одинаковыми энергиями обладают те состояния, которые различаются только знаком квантового числа m .

Согласно (7.21) основное состояние атома водорода с $n = 1$ не изменяет свою энергию, так как при этом разность $n' - n''$ принимает единственное значение, равное нулю. При $n = 2$ разность параболических квантовых чисел принимает три разных значения: $n' - n'' = 1, 0, -1$, а дополнительная энергия E_e соответственно может быть равна

$$E_e = 3ea_0 \mathcal{E}, 0, -3ea_0 \mathcal{E}. \quad (7.22)$$

Иначе говоря, энергетический уровень с $E_{n=2} = Ry/4$ при воздействии внешнего электрического поля \mathcal{E} расщепляется на три. Разность энергий ΔE_e между соседними подуровнями, согласно (7.22), равна $3ea_0 \mathcal{E}$, т.е. пропорциональна модулю напряженности электрического поля.

Энергия $E_e = 3ea_0 \mathcal{E}$ при величине напряженности внешнего электрического поля $\mathcal{E} \sim 10^7$ В/м имеет порядок 10^{-3} эВ. Спин-орбитальное расщепление энергетического уровня атома водорода с $n = 2$ равно $\Delta E_{n=2} = \alpha^2 Ry / (2n^3)$ (здесь $\alpha = e^2 / (\hbar c) \approx 1/137$ – *постоянная тонкой структуры*); таким образом, величина этого расщепления составляет $\sim 4.5 \cdot 10^{-5}$ эВ, то есть много меньше E_e . Следовательно, при рассмотрении эффекта Штарка во внешних электрических полях порядка 10^7 В/м и более спин-орбитальным взаимодействием можно пренебречь.

Из формулы (7.21) следует, что разность между крайними энергетическими уровнями равна $3ea_0 \mathcal{E} n(n - 1)$. Можно сказать, что максимальное значение дополнительной энергии E_e с увеличением глав-

ного квантового числа n возрастает квадратично (при фиксированной величине напряженности внешнего электрического поля). Из-за такой нелинейной зависимости $E_e(n)$ эффект Штарка ярче выражен для сильно возбужденных состояний атома водорода. Этот же эффект приводит к ограничению числа возможных для наблюдения водородных переходов с большим n – линии сильно уширяются и становятся малозаметными на непрерывном фоне. Вследствие этого переходы в атомах водорода между уровнями с n , равными нескольким десяткам, так называемыми ридберговскими состояниями, удастся наблюдать только в космосе, где из-за низкой концентрации заряженных частиц штарковское уширение ничтожно.

Для описания эффекта Штарка на других спектральных линиях серии Лаймана следует сначала рассчитать расщепление энергетических уровней с фиксированным главным квантовым числом $n > 2$. Из выражения (7.21) для дополнительной энергии E_e следует, что штарковские подуровни являются эквидистантными, и их количество равно $2n - 1$. Разность энергий соседних подуровней равна $3ea_0\mathcal{E}n/2$, т.е. растет линейно с главным квантовым числом n . При этом следует учесть, что количество компонент расщепления спектральной линии ограничивается правилами отбора по магнитному квантовому числу m . В частности, вторая линия серии Лаймана в сильном внешнем электрическом поле разделяется на четыре компоненты, а не на пять, так как правила отбора ($\Delta m = 0, \pm 1$) запрещают центральную компоненту, соответствующую переходу между состояниями с нулевой дополнительной энергией: $E_e = 0$. Третья линия этой серии расщепляется на семь компонент и т.д. Нечетные линии серии Лаймана расщепляются на $2n - 1$ штарковских компонент, четные линии – на $2n$ компонент.

Штарковское расщепление спектральных линий серии Бальмера имеет более сложный вид, так как *во внешнем электрическом поле расщепляются и верхний, и нижний энергетические уровни, между которыми происходит радиационный переход*. Например, первый бальмеровский переход из состояния с $n = 3$ в состояние с $n = 2$ разбивается на 15 различных переходов. Так как расстояние между соседними штарковскими подуровнями зависит от главного кванто-

вого числа, то все 15 радиационных переходов генерируют фотоны различных энергий. Таким образом, первая спектральная линия серии Бальмера в сильном электрическом поле расщепляется на 15 штарковских компонент.

Так как число штарковских энергетических подуровней равно $2n - 1$, то в сильном внешнем электрическом поле каждый бальмеровский переход должен разбиваться на $3(2n_1 - 1)$, где n_1 – главное квантовое число верхнего состояния. **Правила отбора запрещают генерацию центральных компонент для спектральных линий H_β и H_δ .** Иначе говоря, в сильном внешнем электрическом поле бальмеровские линии H_β , H_γ и H_δ расщепляются на 20, 27 и 32 компоненты соответственно. Таким образом, нечетные линии серии Бальмера расщепляются на $3(2n_1 - 1)$ штарковских компонент, четные линии этой серии – на $3(2n_1 - 1) - 1$ компонент.

В соответствии с (7.21) *сдвиг каждой штарковской компоненты в статическом электрическом поле относительно невозмущенного положения* можно записать как

$$\Delta\lambda = 3\hbar\lambda^2 / (4\pi m_e e c) \mathcal{E} [n_1 k_1 - n_2 k_2], \quad (7.22)$$

здесь n_1 и n_2 – главные квантовые числа уровней, соответствующих данному переходу; $k_{1,2} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm(n_{1,2} - 1)$. Например, расстояние между компонентами линии H_α (в ангстремах) составляет $2.5 \cdot 10^{-2} E \text{ \AA см/кВ}$, а линии $H_\beta - 2.77 \cdot 10^{-2} \cdot E \text{ \AA см/кВ}$.

Как и в зеемановских переходах, при изменении магнитного квантового числа m на единицу генерируются σ -компоненты, в переходах с $\Delta m = 0$ образуются π -компоненты. **Таким образом, при наблюдении вдоль направления внешнего электрического поля мы будем регистрировать только σ -компоненты, а в направлении, перпендикулярном – σ -компоненты половинной интенсивности по сравнению с регистрацией вдоль поля и π -компоненты.** Эти свойства важны для исследования неравновесных электрических полей в плазме, распределение которых может быть не изотропным. Электронные и ионные плазменные микрополя в равновесной плазме являются изотропными.

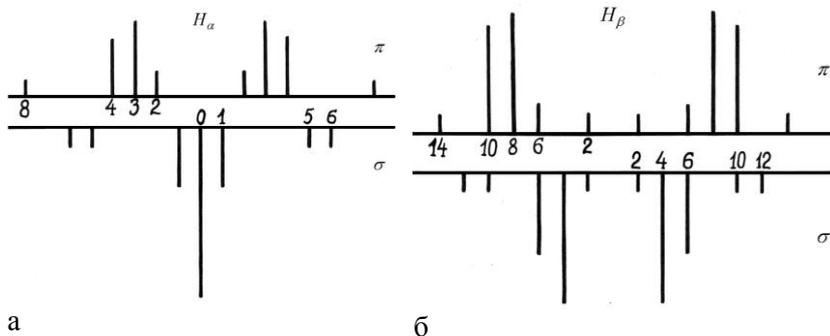


Рис. 7.5. Схемы расщепления линий: а) H_α и б) H_β в постоянном электрическом поле: верхние линии – π - и нижние σ -компоненты

Отметим, что в линиях, у которых сумма главных квантовых чисел уровней, образующих данный переход, нечетная ($n_1 + n_2 = 2l + 1$), например L_α , L_γ , H_α , H_γ и т.д., существует центральная компонента, которая не испытывает смещения в электрическом поле, а в “четных” линиях ($n_1 + n_2 = 2l$) – L_β , H_β , H_δ и т.д. – она отсутствует. Схемы расщепления линий H_α и H_β приведены на рис. 7.5.

Подобные рассуждения справедливы (с заменой соответствующих констант) и для водородоподобных ионов, т.е. ионов, у которых остался один электрон.

Характер уширения линий в переменных электрических полях существенно зависит от частоты колебаний поля. Особенно простой и физически наглядной картина уширения линий в электрических полях будет в случае, когда эти поля являются квазистатическими, то есть в случае, когда время жизни атома на штарковских подуровнях ($\sim 10^{-8}$ с) меньше, чем характерное время изменения поля. Тогда атом как бы пребывает в “постоянном” поле с напряженностью, равной его мгновенному значению в этой точке. Однако реально мы следим за большим количеством атомов, причем в один и тот же момент времени каждый из них находится в своем локальном электрическом поле, значения которого распределены по излучающему объему в соответствии с функцией распределения поля.

Таким образом, контур линии можно построить, просуммировав интенсивность всех компонент (кроме центральной, которая в медленных полях не смещается), “размазанных” в соответствии с функцией распределения поля. При этом за характерное время наблюдения контур линии усредняется в соответствии с функцией распределения полей, так как в разные моменты времени атом будет находиться в разных полях, вероятность чего опять-таки соответствует функции распределения полей. В то же время, как уже было сказано выше, мы одновременно регистрируем излучение многих атомов. В соответствии с теоремой об эргодичности: *усреднение по времени соответствует усреднению по статистическому ансамблю*. Такой случай чаще всего реализуется при наличии в плазме каких-либо относительно низкочастотных неравновесных электрических полей.

Обычно в холодной плотной плазме ($n > 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T < 10 \text{ эВ}$) существуют “медленные” ионные (хольцмарковские) и “быстрые” электронные электростатические поля. Уширение в медленных полях в основном формируется так же, как в низкочастотных полях (усреднением по ансамблю излучающих атомов). Согласно Хольцмарку распределения электрического поля ионов $W(E)$ равно

$$W(E)dE = H(E/E_H)d(E/E_H), \quad (7.23)$$

здесь $H(\gamma) = (2/\pi\gamma) \int_0^\infty y \sin y \exp[-(y/\gamma)^{3/2}] dy$ – функция Хольцмарка; а $E_H = 2\pi(4/15)^{3/2} e n^{3/2} = 2.6 e n^{3/2}$ – характерная величина поля, создаваемого ионами ($\gamma = E/E_H$, n – концентрация ионов). На рис. 7.6 показано распределение электрического поля ионов, в том числе и с учетом неидеальности плазмы.

В случае “быстрых” электрических полей, т.е. полей, характерное время изменения которых много меньше времени жизни на штарковском подуровне, каждая штарковская компонента (включая центральную) испытывает так называемое ударное уширение. Результирующую картину электронного ударного уширения в ионном поле можно представить следующим образом. Ионное поле расщепляет водородную линию на отдельные штарковские компоненты, которые уширяются ударным воздействием электронов. Наибольшую величину ударное уширение имеет в центре линии и для центральных (не-

смещенных) компонент. Ударно уширенная линия имеет лоренцевский профиль, в грубом приближении её ширина может быть записана так:

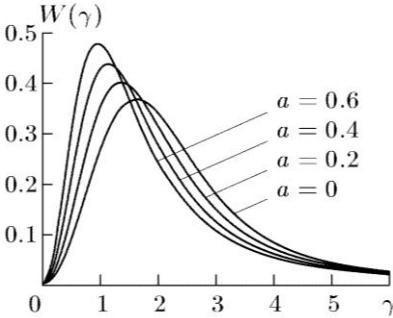


Рис. 7.6. Функции распределения ионного электрического микрополя для нескольких значений параметра $a = r_0/r_D$ (r_0 – расстояние между ионами). Случай $a = 0$ – распределение Хольцмарка; $a \neq 0$ учитывает неидеальность плазмы

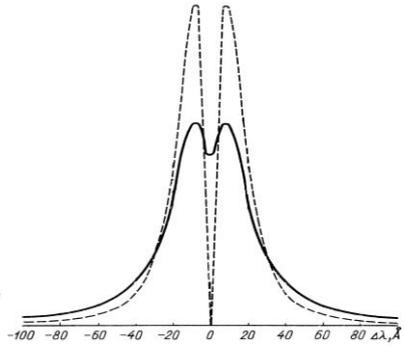


Рис. 7.7. Расчетный контур линии H_β в плазме с параметрами $T = 10^4$ К и $n_i = 10^{17}$ см $^{-3}$, пунктиром показан контур линии с учетом только хольцмаровского поля

$$\Delta\omega \sim 16/3 n_e \left(e^4 / \hbar^2 \right) \sqrt{\pi n / (8kT)} (n_a^4 - n_b^4), \quad (7.24)$$

здесь n_a, n_b – главные квантовые числа верхнего и нижнего уровней соответственно. Таким образом, она пропорциональна концентрации электронов. На рис. 7.7 приведен пример контура H_β линии с учетом ударного уширения (т.к. ионное поле не имеет выделенного направления, контур линии получен суммированием всех компонент).

8. Источники излучения

Источник с определенной эффективностью преобразует подаваемую на него энергию, обычно электрическую, в излучение. По спектральным характеристикам излучения источники можно условно разделить на два основных типа:

- 1) **излучатели с непрерывным спектром** – те, основная энергия излучения которых сосредоточена в **широком спектральном диапазоне**;

2) *линейчатые излучатели*, их энергия сосредоточена только *в одной или нескольких отдельных линиях спектра*.

Часто бывает, однако, что *один и тот же излучатель в разных спектральных диапазонах одновременно проявляет себя как источник обоих типов*.

8.1. Тепловые источники излучения

Наиболее представительными источниками первого типа являются так называемые *тепловые излучатели*, которые представляют собой твердое тело, разогретое до некоторой температуры.

Широкополосные источники непрерывного излучения используются, например, при изучении спектров поглощения исследуемых объектов. Для правильной интерпретации полученных спектров необходимо знать спектральное распределение интенсивности используемого источника. Наиболее изученным теоретически является чернотельное излучение, достаточно знать один параметр (температуру) источника, чтобы можно было описать интенсивность его излучения в любом спектральном диапазоне (см. раздел 6.1). Однако реальные источники излучения чрезвычайно редко бывают чернотельными; как правило, только в некотором приближении можно вести речь о возможной аппроксимации излучения в некотором спектральном диапазоне с помощью формул Планка (6.1), (6.2).

Моделями чернотельного излучателя являются шарообразные или конусные полости с небольшим отверстием, стенки которой поддерживаются при постоянной температуре. Эксплуатация источников со спектрами излучения, близкими к спектру АЧТ (искусственные черные тела), связана с большими экспериментальными трудностями. Поэтому они используются главным образом в специальных метрологических лабораториях и служат для *градуировки вторичных эталонных источников*. Существует целый ряд излучателей, спектры которых приближаются к спектру излучения черного тела: *глобар* (стержень или полая трубочка с прорезями из карбида кремния, нагретого до $T_r \leq 1470$ К, излучает в диапазоне длин волн $\lambda \sim 1\text{--}20$ мкм, см. рис. 8.1), *итифт Нернста* (стержень из тугоплавких окислов металлов ZrO_2 , Y_2O_3 , ThO_2 ; $T_r \sim 1700$ К; $\lambda > 7$ мкм), *кратер угольной дуги* (анодный кратер; $T_r \sim 4000$ К; $\lambda \sim 0.25\text{--}1.5$ мкм за исключением полос испускания молекул CN и C_2 в областях 0.37–0.42 и 0.45–0.474 мкм) и т.д.

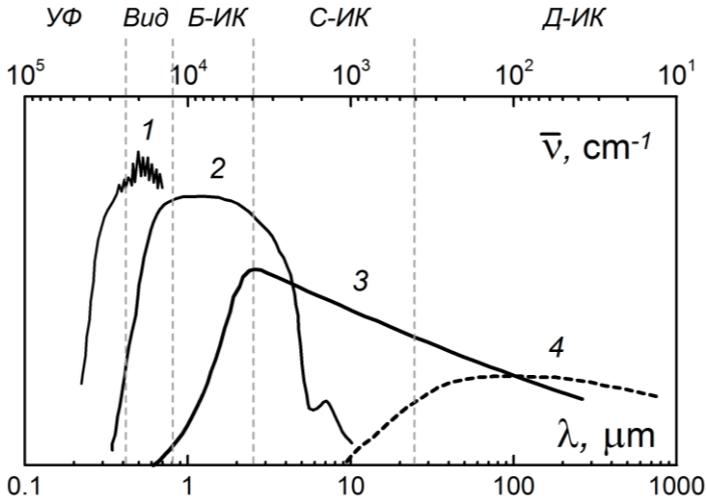


Рис. 8.1. Излучательная способность (коэффициент серости) источников излучения в зависимости от длины волны и волнового числа: 1 – дейтериевая лампа; 2 – вольфрамовая лампа; 3 – глобар; 4 – ртутная лампа. На рисунке обозначены спектральные диапазоны: УФ – ультрафиолетовый; Вид – видимый; Б-ИК, С-ИК и Д-ИК – ближний, средний и дальний инфракрасные (данные взяты из Guide for Infrared Spectroscopy, Bruker, www.brukeroptics.com)

В качестве *вторичных эталонных источников* можно использовать *лампы накаливания*, которые широко применяются в оптической спектроскопии благодаря их простоте, невысокой стоимости и несложной подаче питания. **Телом накала** в эталонных лампах является тонкая лента из чистого вольфрама шириной 1–2 мм (рис. 8.2). Для нагрева ленты до высокой температуры, обеспечивающей цветовую температуру излучения в диапазоне 2800–3000 К, необходим ток 10–20 А.

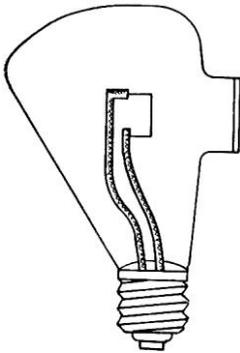


Рис. 8.2. Схематическое изображение эталонной ленточной вольфрамовой лампы

В соответствии с законом Кирхгофа выражение для яркости излучения ленточной лампы можно записать в виде

$$R_{\lambda} = \tau_0(\lambda)\varepsilon(\lambda, T)u_{\lambda}(T), \quad (8.1)$$

здесь $\varepsilon(\lambda, T)$ – коэффициент излучения или коэффициент серости, $\tau_0(\lambda)$ – коэффициент пропускания окна ленточной лампы, u_{λ} – яркость АЧТ (см. раздел 6.1). При достаточно высокой температуре ($T \geq 2500$ К) зависимость яркости от λ в видимой области спектра (400–700 нм) приближенно совпадает с распределением яркости $u_{\lambda}(T_{\text{ц}})$ АЧТ, но при более высокой его температуре $T_{\text{ц}}$, которая называется **цветовой температурой** тела. Это означает, что

$$\frac{R_{\lambda}(\lambda', T)}{R_{\lambda}(\lambda'', T)} = \frac{u_{\lambda'}(T_{\text{ц}})}{u_{\lambda''}(T_{\text{ц}})}. \quad (8.2)$$

Для характеристики абсолютной яркости излучения вольфрама (и других нечерных тел) вводится понятие **яркостной температуры** $T_{\text{я}}$. В соответствии с (8.1) спектральная яркость излучения ленточной лампы с истинной температурой вольфрама T для любой длины волны меньше яркости излучения АЧТ с той же температурой. Однако для заданной длины волны λ существует такая температура АЧТ $T_{\text{я}}$ (причем $T_{\text{я}} < T$), при которой его спектральная яркость $u_{\lambda}(T_{\text{я}})$ Вт·см⁻² равна яркости излучения ленточной лампы $R_{\lambda}(\lambda, T)$. Эта температура абсолютно черного тела называется **яркостной температурой** вольфрама. Таким образом, можно записать:

$$u_{\lambda}(T_{\text{я}}) = R_{\lambda} = \tau_0(\lambda)\varepsilon(\lambda, T)u_{\lambda}(T). \quad (8.3)$$

Используя (8.3) и (6.2), найдем приближенную связь между яркостной и истинной температурами вольфрама. Так как обычно при градуировке эталонных ленточных вольфрамовых ламп яркостная температура определяется для $\lambda_0 = 650$ нм, запишем

$$1/T - 1/T_{\text{я}} = 1.041 \cdot 10^{-4} \lg[\tau_0(\lambda)\varepsilon(\lambda_0, T)], \quad (8.4)$$

где $\tau_0(\lambda) \approx 0.92$, а $\varepsilon(\lambda_0, T)$ – коэффициент излучения вольфрама при $\lambda_0 = 650$ нм и температуре T .

Коэффициент серости излучения чистого вольфрама в зависимости от длины волны хорошо известен (рис. 8.3), поэтому по **яркостной** или **цветовой температуре** несложно найти **яркость излу-**

чения для любой длины волны во всей области работы ламп (см. например, рис.8.4).

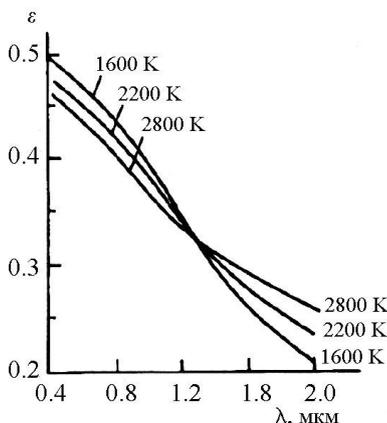


Рис. 8.3. Зависимость коэффициента серости излучения вольфрама от длины волны для различных температур

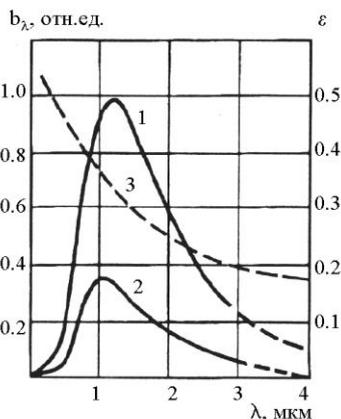


Рис. 8.4. Спектральная энергетическая яркость черного тела (1) и вольфрама (2); (3) – поглощательная способность (степень черноты или коэффициент серости) вольфрама при одинаковой температуре

Часто в качестве нагревательного элемента используется двойная скрученная вольфрамовая проволока (точка плавления вольфрама – $T_{пл} \sim 3800$ К, температура нити накаливания – $T_n \sim 2500$ К), ее помещают в откачанный стеклянный баллон и нагревают электрическим током. Коэффициент серости ламп накаливания со спиральной нитью превышает значения коэффициента серости для вольфрамовой поверхности, это связано с тем, что значительная часть излучения испускается внутренней частью спирали, по своим свойствам приближающейся к излучающей полости.

В таких источниках небольшое количество вольфрама всегда испаряется, но этого достаточно, чтобы в конечном итоге произошло затемнение стекла лампы. Для уменьшения испарения лампу наполняют инертным газом (аргон, криптон, ксенон). Значительное повышение качества ламп накаливания было достигнуто при **дополнении в каче-**

стве газа-наполнителя галогеновых газов (обычно бромидов). При испарении атомы вольфрама реагируют с бромидом, это соединение оседает на нить накаливания и распадается, пополняя нить вольфрамом. По этой технологии можно изготавливать миниатюрные, короткие и компактные нити накаливания с увеличенной температурой нагрева нити до $T_n \sim 3450$ К. Размеры лампы должны быть небольшие, чтобы процесс регенерации нити происходил эффективно. Мощность излучения и высокая эффективность в видимом спектре излучения галогеновых ламп полностью удовлетворяет требованиям оптической спектроскопии к точечному источнику света.

При необходимости с помощью фильтров и отражателей можно выделить некоторую спектральную область излучения. Например, при исследовании биологических образцов используются лампы со встроенным отражателем, выделяющим излучение в ближней ИК-области, что, в частности, приводит к меньшему фотолитическому разрушению образца.

Область работы ламп со стеклянным баллоном ограничена длинами волн от 350 нм до 3 мкм. Если баллон лампы оснастить окном из плавленого кварца или специального (увиолевого) стекла, коротковолновая граница может сдвинуться до 180 нм. Это ограничивает применение их ближней УФ-, видимой и не очень далекой ИК-областями спектра.

8.2. Газоразрядные/плазменные источники излучения

Исторически первыми и единственными (до изобретения лазеров) источниками линейчатых спектров были газоразрядные устройства; они же остаются самыми распространенными в настоящее время. В отличие от тепловых источников, описанных выше, спектры которых всегда широкие и непрерывные, спектры плазменных источников всегда являются комбинированными – содержат как непрерывный “фон”, так и линейчатую составляющую. Соотношение их интенсивностей может меняться на несколько порядков в зависимости от параметров плазмы. Источниками сплошного, близкого к “чернотельному”, излучения являются области оптически плотной плазмы (см. раздел 7.3). По мере падения концентрации отношение спектральной интенсивности в линиях начинает значительно превышать

спектральную интенсивность непрерывного “фона” (см., например, рис. 7.3 и 8.5).

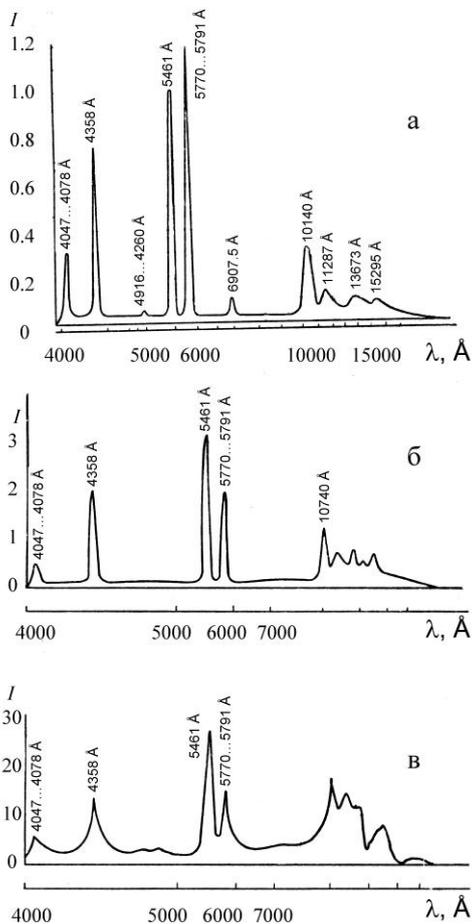


Рис. 8.5. Относительное распределение интенсивностей в спектрах ртутных ламп при давлении паров ртути: а) 10^5 Па, б) $2 \cdot 10^6$ Па и в) $13 \cdot 10^6$ Па

Так как в таких объектах излучающим веществом является плазма, температура которой может быть существенно выше температу-

ры излучающих элементов тепловых источников, спектр плазменных источников может быть существенно более “жестким” и простирается в рентгеновскую область.

Излучающая газоразрядная плазма разделяется на плазму низкого и плазму высокого давления. К плазме высокого давления следует относить случаи, когда практически устанавливается *локальное термодинамическое равновесие* (см. раздел 7.1). В этих условиях *всем частицам (электронам, атомам, ионам), входящим в любой малый элемент плазмы, может быть приписана вполне определенная – одна и та же – температура T* . Она определяет кинетическую энергию частиц, их распределение по энергетическим уровням и степень ионизации. В плазме низкого давления *выравнивания средней кинетической энергии частиц не происходит*. В таких условиях вообще *нельзя говорить о температуре разряда – его энергетическое состояние следует задавать функциями распределения частиц по скоростям* – отдельными для каждого вида частиц – электронов, ионов, атомов. Часто с хорошим приближением можно характеризовать такую плазму, задав две температуры – электронную T_e и атомную T_a . При этом предполагается, что каждое из распределений электронов и атомов по скоростям соответствует закону Максвелла (7.1).

Примером *плазменного источника с излучением, спектр которого близок к тепловому, может служить Солнце*, излучательная температура которого $T \sim 6000$ К. Так как солнечное излучение поглощается атмосферой Земли неравномерно, в непрерывном спектре температурного излучения солнца есть спектральные диапазоны, в которых излучение ослабляется почти до нуля (такие участки называются областями солнечной слепоты). Области спектра, соответствующие высокой прозрачности атмосферы, называются атмосферными окнами. В результате селективного поглощения атмосферой спектр солнечного излучения в земных условиях лишь в общих чертах может быть описан законами теплового излучения.

В качестве лабораторного источника сплошного спектра иногда используется *анодный кратер вольтовой дуги*. Он имеет температуру, на $1000\text{--}1500^\circ\text{C}$ большую, чем вольфрамовая лампа, и дает спектр, далеко простирающийся в ультрафиолетовую область. Недостатком этого источника – быстрое обгорание углей, а также возможное наложение на сплошной спектр линейчатых атомных и поло-

сатых молекулярных спектров среды, в которой зажигается дуга, неустойчивость горения и выделение вредных продуктов сгорания.

Значительно удобнее в этом отношении *газоразрядные лампы сверхвысокого давления* (10^6 – $5 \cdot 10^6$ Па). Такие лампы, заполненные ртутью или инертными газами, дают почти равномерно яркий сплошной спектр, на фоне которого слабо выделяются уширенные линии газов. Спектр тянется далеко в ультрафиолетовую область до границы прозрачности кварцевого баллона лампы.

Источниками излучения с характеристиками, близкими к характеристикам чернотельного излучателя, являются *капиллярные разряды с испаряемой стенкой* (КРИС). Они представляют собой цилиндрические каналы диаметром 2–4.5 мм, просверленные в пластмассе (например, в текстолите). С помощью электродов через них пропускаются токи килоамперного диапазона длительностью $3 \cdot 10^{-6}$ – $4 \cdot 10^{-4}$ с. Сначала для ионизации воздуха в капилляре производится поджиг от небольшого высоковольтного контура П, а затем наступает разряд линии Л (см. рис. 8.6). Основной сильноточный разряд происходит в воздухе и парах материала диэлектрика, испаряющегося со стенок капилляра. В диапазоне длин волн 75 нм–4.5 мкм торцы этих капилляров служат *эталоном абсолютно черного тела* с температурой $(3$ – $4) \cdot 10^4$ К (источник Подмошенского).

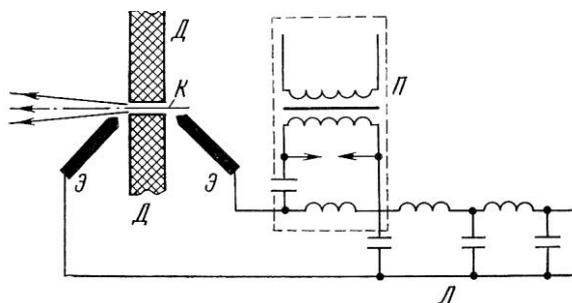


Рис. 8.6. Схема импульсного эталонного источника (Д – диэлектрическая пластина; К – капилляр; Э – угольные электроды; П – блок поджига; Л – искусственная линия)

Необходимо отметить, что импульсный эталонный источник применим лишь при измерении относительной яркости спектральных линий

импульсных источников с длительностью свечения, близкой к длительности свечения эталонного источника (в пределах одного порядка).

Интенсивным сплошным спектром обладают также *лампы низкого давления, заполненные инертными газами*, обычно криптоном, через который пропускается мощный импульсный разряд. Для этого через трубку диаметром 1 см разряжается мощная конденсаторная батарея емкостью в сотни микрофард, заряженная до напряжения 1–2 кВ. Лампа заполняется газом до давления $(1.3\text{--}3)\cdot 10^4$ Па. Ее отличительная особенность – толстые вводы и массивные электроды, выдерживающие импульс разрядного тока мощностью в сотни и тысячи киловатт. Такого рода лампы используются в основном для накачки твердотельных лазеров.

Сплошным спектром обладают также почти все импульсные газоразрядные источники линейчатого спектра. Частично он может быть обусловлен *неразрешенными полосами или линиями*, частично *тормозным излучением, свободно-связанными переходами* и другими эффектами (см. раздел 7).

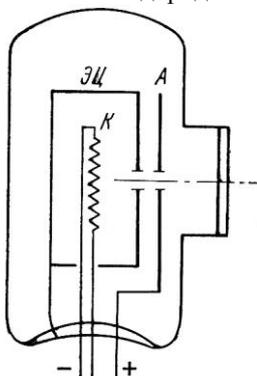
Богатые линиями атомные спектры, например, вольфрама, урана и даже железа при малой разрешающей способности спектрального прибора воспринимаются как сплошные. Интенсивный сплошной спектр дает излучение искры, возникающей при разряде конденсатора между электродами, погруженными в воду. Такая подводная искра ранее часто служила источником сплошного спектра в ультрафиолетовой области.

Следует отметить, однако, что у указанных выше газоразрядных источников спектр далеко не всегда является планковским. Это особенно справедливо для ламп с низким давлением газа, спектры излучения которых зачастую бывают неравновесными (см. раздел 7), что, впрочем, не мешает их широкому распространению в лабораторной практике. В качестве примера можно назвать *водородные (точнее, дейтериевые) газоразрядные лампы*, являющиеся источником интенсивного сплошного спектра в ультрафиолетовой области.

При переходе молекулы водорода из верхнего устойчивого состояния $^3\Sigma_g^+$ в неустойчивое нижнее состояние $^3\Sigma_u^+$ водородная газоразрядная лампа излучает сплошной спектр (неразделенная вращательно-колебательная структура) в диапазоне от 500 до 165 нм. Этот спектр *водородной лампы* наиболее широко используется в абсорб-

ционной спектроскопии в ультрафиолетовой области, где спектр ламп накаливания мало интенсивен. Ввиду того, что ширина вращательной структуры молекулы водорода относительно велика, для этой молекулы нет четкого разделения колебательной и вращательной структур. Обе они представлены так называемым полосатым спектром (см. раздел 5), который накладывается на сплошной спектр в видимой и ближней ультрафиолетовой областях. На длинах волн короче 165 нм наблюдается только линейчатый спектр. Единственный пик в спектре водорода (H_{β} серии Бальмера) приходится на 486.12 нм, а дейтерия – на 485.99 нм, что можно использовать для калибровки длин волн.

Схема водородной лампы приведена на рис. 8.7. В таких лампах



разряд происходит между накаливаемым оксидным катодом К и анодом А через небольшое отверстие в экранирующем никелевом цилиндре ЭЦ, окружающем катод. Анод может иметь небольшое отверстие для вывода излучения. Выходное окно на тубусе баллона лампы изготавливается из высококачественного кварца. Лампа наполняется тщательно высушенным водородом или дейтерием при давлении около 870 Па. Напряжение питания лампы 250 В.

Рис. 8.7. Схема низковольтной водородной лампы

Для того чтобы яркость непрерывного спектра существенно превышала яркость линейчатого спектра атома водорода, в разряде необходимо обеспечить сравнительно высокое содержание молекулярного водорода по отношению к атомарному, это достигается облегчением условий рекомбинации атомарного водорода. Процесс рекомбинации катализируется многими металлами, в частности никелем. В некоторых водородных трубках внутренняя поверхность специально покрывается тонким слоем никеля. Иногда роль катализатора играют развитые поверхности электродов.

Для получения линейчатых спектров водорода разрядные трубки заполняют парами воды при давлении в несколько Торр. При разряде происходит диссоциация молекул воды, и образовавшиеся свободные

атомы водорода излучают линейчатый спектр, который хорошо идентифицируется на фоне слабого непрерывного спектра.

Для увеличения интенсивности излучения при той же вложенной мощности в таких лампах водород заменяют дейтерием. Из-за его удвоенной атомной массы теплопроводность, а следовательно, и потери на нее будут меньше, чем при использовании водорода. Это позволяет при той же вводимой мощности увеличить энергию излучения на 30%. Максимум излучения дейтериевых ламп приходится на длину волны 220 нм, а водородных – на 290 нм. Эти лампы являются одними из лучших источников непрерывного спектра в УФ области (см. рис. 8.1).

Источники линейчатого спектра

Основными источниками линейчатых спектров служат различные типы газового разряда. Реже применяются источники с оптическим возбуждением (резонансные лампы и твердотельные лазеры) или с возбуждением за счет химических реакций (пламя, хемиллюминесценция).

Электрические разряды применяются во многих типах источников излучения. Если к инертному газу, например неону, содержащему следовые количества ртути, подвести высокое напряжение, то свободные электроны будут ускоряться до энергии, при которой они способны ионизировать газ. Последующая рекомбинация приведет к возбуждению атомов инертного газа. Эта энергия будет передаваться атомам ртути, которые начнут излучать свет. Это принцип действия *ртутных газоразрядных ламп*. Спектральные характеристики таких источников света в значительной степени зависят от давления, т.е. различных процессов рекомбинации. Например, лампы с низким давлением газа, приблизительно 100 Па, излучают преимущественно свет с длиной волны 253.7 нм. Лампы со средним давлением газа, приблизительно 10^5 Па, требующие более высоких электрических токов, излучают гораздо большее число линий, а лампы с высоким давлением газа, приблизительно $3 \cdot 10^6$ Па, и малым расстоянием между электродами излучают непрерывный спектр в диапазоне от ультрафиолета до инфракрасного (см. рис. 8.1). Однако поток излучения таких ламп в красном, зеленом и синем участках спектра относительно небольшой. Для получения излучения в этих спектральных диапазонах лучше использовать

ксеноновые лампы высокого давления с цветовой температурой около $6 \cdot 10^3$ К (получается свет, аналогичный дневному). Эти лампы, в отличие от ртутных, практически не излучают в УФ-области, но их спектр в видимой области достаточно гладкий, что лучше подходит для спектрального анализа с непрерывной записью спектра. Кроме того, спектральная плотность энергии ксеноновых ламп в видимом диапазоне выше, чем в ртутных лампах. Особенно широко ксеноновые лампы используются в флуориметрии (люминесцентный анализ, в котором определяют концентрацию вещества по интенсивности флуоресценции, возникающей при облучении вещества).

В лабораторных спектрометрах для исследования спектров поглощения используются в основном два типа ламп: дейтериевые лампы для УФ-области и галогеновые для видимой – ближней ИК-области (320–2500 нм).

Миниатюрные карандашного типа газоразрядные лампы, заполненные высокоочищенным газом при низком давлении (аргоном, гелием, неоном, криптоном, ксеноном) с добавлением паров ртути, щелочных и щелочноземельных металлов с соответствующими источниками питания, используются в качестве источников линейчатых спектров для всей УФ- и видимой областей спектра. Помимо этого, ртутные калибровочные лампы можно использовать в качестве недорогого, но превосходного светового источника в УФ-диапазоне (254 нм) для возбуждения флуоресценции.



Рис. 8.8. Устройство источника света с атомным пучком

Так как спектральные линии газоразрядных ламп уширяются из-за эффекта Доплера, они не могут применяться при исследовании тонких спектральных эффектов (естественная ширина линии, лэмбовский сдвиг, эффект Зеемана и т.д.).

Наиболее узкие спектральные линии, близкие к естественной ширине (см. раздел 1.6), получают в **источнике света с атомным пучком**. Свечение атомов,двигающихся узким направленным пучком в высоком ва-

кууме (10^{-4} Па), наблюдают перпендикулярно направлению их движения. Высокая направленность пучка создается при прохождении атомов через две узкие щели, одна из которых находится на выходе из печки-испарителя (рис. 8.8), а другая вблизи пространства, где наблюдается свечение. Чем меньше ширина щелей и чем больше расстояние между ними, тем лучше коллимация пучка. Возбуждение атомов происходит при соударении с электронами, пучок которых создается электронной пушкой (ЭП) и фокусируется в зоне атомного пучка.

Фотолюминесцентными лампами называются газоразрядные лампы, баллон которых покрыт слоем люминофора. В таких источниках наряду со свечением разряда происходит фотолюминесценция (см. раздел 1.2), т.е. свечение люминофора под действием излучения разряда. Примером таких источников могут служить широко применяемые люминесцентные лампы дневного света, характеризующиеся значительно большей светоотдачей, чем лампы накаливания.

Литература

1. Гольдин Л.Л., Новикова Г.И. Квантовая физика. Вводный курс. М.: Институт компьютерных исследований, 2002.
2. Курбатов Л.Н. Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра. М.: МФТИ, 1999.
3. Фаддеев М.А., Чупрунов Е.В. Лекции по атомной физике. М.: Физматлит, 2008.
4. Шмидт В. Оптическая спектроскопия для химиков и биологов. М.: Техносфера, 2007.
5. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. М.: Наука, 1979.
6. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1972.
7. Диагностика плазмы под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. М.: Мир, 1967.
8. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969.
9. Лебедева В.В. Экспериментальная оптика. IV-е издание. М.: Издательство Физический факультет МГУ, 2005.

Учебное издание

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕЩЕСТВА ПО ЕГО ИЗЛУЧАТЕЛЬНО-
ПОГЛОЩАТЕЛЬНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ. ТЕПЛОВЫЕ
И ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Учебно-методическое пособие

Составители: **Ткаченко** Светлана Ивановна,
Калинин Юрий Григорьевич

Редактор *Л.В. Себова*. Корректор *О.П. Котова*

Подписано в печать 23.03.2013. Формат 60×84 1/16. Усл. печ. л. 2,7.

Уч.-изд. л. 2,7. Тираж 100 экз. Заказ № 14.

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего профессионального образования

«Московский физико-технический институт (государственный университет)», Отдел оперативной полиграфии «Физтех-полиграф»

Отдел оперативной полиграфии «Физтех-полиграф»

141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9