

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

ГОУ ВПО

“УРАЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ-УПИ”



ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ ФОРМУЛЫ ПЛАНКА ДЛЯ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Методические указания к лабораторному практикуму
по курсу “Атомная физика” для студентов дневной
формы обучения физико-технического факультета

Екатеринбург 2005

УДК 539.1. (075.8)

Составители: А.Н.Кислов, Л.Г.Скорняков

Научный редактор А.И.Филатов

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ ФОРМУЛЫ ПЛАНКА
ДЛЯ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ:** Методические указания к лабораторному
практикуму по курсу “Атомная физика” / А.Н.Кислов, Л.Г.Скорняков.
Екатеринбург: ГОУ ВПО “УГТУ-УПИ”, 2005. 30 с.

Методические указания предназначены для использования студентами при подготовке к лабораторному практикуму “Экспериментальное подтверждение формулы Планка для теплового излучения” в рамках курса “Атомная физика”. Они содержат описание лабораторной работы, посвященной экспериментальному подтверждению важнейших закономерностей теплового излучения. В них представлены основы теории теплового излучения, приведены краткая теория дисперсии, порядок выполнения работы и контрольные вопросы для самоподготовки.

Библиогр.: 5 назв., Рис. 8., Табл.1., Прил.2.

Подготовлено кафедрой “Теоретическая физика
и прикладная математика”

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
1. Основные понятия и определения в теории теплового излучения	5
2. Законы излучения абсолютно черного тела	9
3. Описание лабораторной установки	13
4. Методика измерения спектров и обработки результатов	16
5. Порядок включения установки	18
6. Порядок выполнения лабораторной работы	18
7. Содержание отчета	20
8. Перечень контрольных вопросов к коллоквиуму	21
Библиографический список	22
Приложение 1	23
Приложение 2	26

Введение

Данные методические указания предназначены для студентов физических специальностей физико-технического факультета, изучающих основные закономерности равновесного теплового излучения в лабораторном практикуме “Атомная физика”. Тепловое излучение испускается всеми телами при любых температурах, отличных от абсолютного нуля. Это излучение заполняет все пространство между телами, поэтому при решении многих практических задач необходимо учитывать его влияние на физические величины, характеризующие различные свойства веществ и происходящие в них процессы и явления.

Законы равновесного теплового излучения имеют особенно простую форму для излучения абсолютно черного тела (АЧТ). При теоретическом объяснении этих законов была введена фундаментальная гипотеза квантов энергии, лежащая в основе современной квантовой физики.

В начале методических указаний дано краткое теоретическое изложение законов излучения АЧТ. Далее следуют подробные методические рекомендации по опытной проверке формулы Планка. Особое внимание в работе обращено на тщательную обработку экспериментальных данных. Необходимость в этом обусловлена следующим. Во-первых, в работе в качестве излучателя используется не АЧТ, а вольфрамовая спираль галогеновой лампы. Спираль отличается от АЧТ своими спектральными характеристиками. Во-вторых, спектр излучения вольфрама измеряется не идеальным анализатором, а призмным спектрофотометром, дисперсия которого зависит от длины волны.

Цель работы: экспериментально проверить формулу Планка и ознакомиться с законами Кирхгофа, Стефана-Больцмана и законом смещения Вина. Изучить принцип работы призмного спектрофотометра и основы классической теории дисперсии. Закрепить ознакомление измерением излучательной способности реального тела, нагретого до разных температур. Обработать результаты с учетом реальных факторов спектрального

эксперимента и сравнить полученные результаты с теоретической кривой, рассчитанной по формуле Планка для испускательной способности АЧТ.

1. Основные понятия и определения в теории теплового излучения

Колебание заряженных частиц, входящих в состав вещества, вызывает излучение электромагнитных волн. Электромагнитное излучение сопровождается потерей энергии, поэтому для обеспечения дальнейшего излучения необходимо восполнять убывающую энергию. Это восполнение можно осуществлять различными путями.

Наиболее распространенным способом компенсации убывающей энергии является нагревание тела. Вид излучения, связанный с таким способом восстановления энергии, называется тепловым или температурным излучением. Тепловое излучение имеет место при любых температурах отличных от 0 K . Причем испускание электромагнитных волн происходит за счет тепловой энергии тела.

Опыт показывает, что тепловое излучение является единственным видом излучения, которое находится в равновесии с испускающим его телом. В самом деле, предположим, что излучающее тело окружено полостью с идеально отражающими стенками, внутри которой создан абсолютный вакуум. Тогда излучение, испускаемое телом, не будет рассеиваться в окружающем пространстве, а будет полностью отражаться стенками полости. Часть отраженной от стенок энергии излучения будет вновь падать на излучающее тело и в той или иной степени им поглощаться и переизлучаться. В результате пространство внутри полости будет заполнено лучистой энергией. Таким образом, можно представить себе замкнутую систему, состоящую в данном случае из излучающего тела и излучения, находящегося в полости. Энергия этой системы содержится частично в виде энергии излучения, частично в виде внутренней энергии излучающего тела. Поскольку никаких потерь в системе не происходит, то полная энергия всей системы остается постоянной. Однако

между отдельными частями системы будет происходить обмен энергией. При этом, если нагретое тело в единицу времени больше испускает энергии, чем поглощает, то температура его будет понижаться, а это, в свою очередь, приведет к уменьшению испускаемой энергии в единицу времени. Наоборот, если тело каждую секунду больше поглощает падающую на него энергию, содержащуюся в полости излучения, то температура тела будет повышаться, что вызовет увеличение испускаемой телом энергии в единицу времени. В обоих случаях процессы уменьшения или увеличения температуры тела, а, следовательно, уменьшения или увеличения его внутренней энергии будут происходить до тех пор, пока не будет достигнуто такое состояние, когда помещенное в полость тело каждую секунду будет поглощать и испускать одинаковое количество энергии. Такое состояние системы называется равновесным. Равновесное состояние является устойчивым, поскольку при любом его нарушении оно вновь будет восстановлено в силу описанного выше механизма.

Излучение, возбуждаемое не нагреванием, а какими-либо другими процессами, не будет равновесным. Пусть, например, излучение является результатом какого-либо химического превращения тела. Поглощение телом части испущенной им световой энергии не вернет тело в первоначальное состояние. Более того, повышение температуры тела, вызванное поглощением тепла, обычно ведет лишь к более энергичному протеканию химической реакции и к более интенсивному изменению самого тела. Этот процесс непрерывного изменения излучающей системы будет продолжаться до тех пор, пока может идти химическая реакция. Следовательно, система все больше и больше будет удаляться от первоначального состояния. Равновесное состояние установится только тогда, когда закончится химический процесс, и характер установившегося излучения будет определяться температурой тела, то есть равновесное состояние будет соответствовать опять-таки тепловому излучению.

Основной величиной, характеризующей тепловое состояние тела, является его температура T . Из опытных данных следует, что тела, нагретые до разной температуры и способные передавать друг другу тепло, по истечении некоторого времени принимают одинаковую температуру, т.е. приходят в тепловое равновесие. Это явление наблюдается даже в том случае, когда исключена возможность теплового обмена посредством теплопроводности или конвекции. Тепловое равновесие имеет динамический характер. Это означает, что при одинаковых температурах рассматриваемых тел между ними непрерывно происходит обмен энергией, и этот процесс осуществляется таким образом, что в единицу времени каждое тело столько же излучает тепла, сколько поглощает. Отсюда ясно, что, например, два тела обладают различной способностью к поглощению, то их способность к испусканию не может быть одинаковой. При этом тело, способное поглотить большее количество энергии, должно в большей степени ее излучать.

Для установления количественных закономерностей теплового излучения существенными являются понятия энергетического потока, испускательной и поглощательной способностей тела. Под энергетическим потоком Φ понимают количество энергии W , испускаемой телом по всем направлениям (в пределах телесного угла 2π) за единицу времени t :

$$\Phi = \frac{\Delta W}{\Delta t}, \quad (1.1)$$

при этом промежуток времени Δt должен быть с одной стороны достаточно малым для того, чтобы отслеживать сравнительно медленные процессы изменения во времени мощности электромагнитного излучения, испускаемой телом. С другой стороны он должен быть много больше характерного времени, соответствующего периоду электромагнитных волн, испускаемых телом.

Энергетическая светимость или интегральная испускательная способность E_T равна потоку энергии излучения Φ , испускаемому единицей поверхности тела S во всем спектральном диапазоне:

$$E_T = \frac{d\Phi}{dS} . \quad (1.2)$$

Из опытных данных следует, что E_T в сильной степени зависит от температуры T излучающего тела.

Более детальную информацию о характере излучения дает спектральная испускательная способность, определяющая распределение излучения по частотам - $e(\nu, T)$, по длинам волн - $e(\lambda, T)$, или по какой-либо другой характеристике, связанной с ними. По определению

$$e(\nu, T) \equiv \frac{\partial^2 \Phi}{\partial S \partial \nu} , \quad (1.3a)$$

$$e(\lambda, T) \equiv \frac{\partial^2 \Phi}{\partial S \partial \lambda} . \quad (1.3b)$$

Физический смысл этих величин состоит в том, что они определяют мощность, испускаемую единицей площади тела в единичном частотном

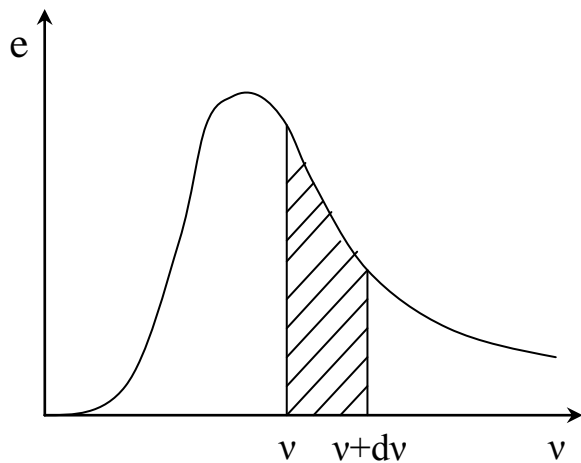


Рис.1.1. Испускательная способность тела

интервале, либо в единичном интервале длин волн, соответственно. Зависимость испускательной способности $e(\nu, T)$ от частоты ν приведена на рис. 1.1. Зная спектральную испускательную способность $e(\nu, T)$, можно легко вычислить энергетическую светимость E_T :

$$E_T = \int_0^{\infty} e(\nu, T) d\nu . \quad (1.4)$$

Если на единицу поверхности тела в интервале частот $d\nu$ падает поток энергии $d\Phi$, то часть этого потока $d\Phi'$ будет поглощаться телом. Поглощательной способностью тела a называется отношение

$$a = \frac{d\Phi'}{d\Phi} . \quad (1.5)$$

Опыт показывает, что поглощательная способность тел есть функция частоты ν и температуры T : $a(\nu, T)$, и всегда меньше или равна единице. Среди большого многообразия различных тел можно представить себе такое, поглощательная способность которого максимальна, т.е. $a(\nu, T) = \alpha(\nu, T) = 1$, для всех частот и температур. Такое тело называется абсолютно черным. Если АЧТ находится в тепловом равновесии с другими (не абсолютно черными) телами, то, очевидно, каждую секунду с единицы поверхности этого тела будет излучаться энергии больше, чем у любого другого тела. Другими словами, испускательная способность АЧТ при некоторой температуре T и частоте ν всегда больше, чем испускательные способности других тел при тех же T и ν .

2. Законы излучения абсолютно черного тела

Закон Кирхгофа, согласно которому отношение испускательной способности тела $e(\nu, T)$ к его поглощательной способности $a(\nu, T)$ есть универсальная для всех тел функция частоты и температуры

$$\frac{e(\nu, T)}{a(\nu, T)} = f(\nu, T) , \quad (2.1)$$

ставит в центр внимания теории теплового излучения функцию $\varepsilon(\nu, T)$, представляющую собой испускательную способность АЧТ. Так как для АЧТ $a(\nu, T) = 1$, то $f(\nu, T) = \varepsilon(\nu, T)$ – это спектральная испускательная способность АЧТ. Впервые точный вид этой функции, справедливый как в низкочастотной, так и в высокочастотной области спектра, был теоретически установлен Максом Планком. Согласно Планку, функция $\varepsilon(\nu, T)$ имеет вид:

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} , \quad (2.2)$$

$h = 6.6260755 \cdot 10^{-27}$ эрг·с – постоянная Планка,

$c = 2.99792458 \cdot 10^{10}$ см·с⁻¹ – скорость света в вакууме,

$k = 1.380658 \cdot 10^{-16}$ эрг·К⁻¹ – постоянная Больцмана.

Наряду с испускательной способностью АЧТ $\varepsilon(\nu, T)$ в спектроскопии часто используется величина спектральной объемной плотности энергии $u(\nu, T)$ равновесного излучения. Можно показать, что величины $u(\nu, T)$ и $\varepsilon(\nu, T)$ связаны друг с другом простым соотношением:

$$u(\nu, T) = \frac{4}{c} \varepsilon(\nu, T) . \quad (2.3)$$

Открытию Планком вида функции излучения АЧТ $\varepsilon(\nu, T)$ (2.2) предшествовали многочисленные попытки установления вида этой функции, которые хотя и не дали общего решения задачи, позволили найти важные закономерности в теории теплового излучения. Эти закономерности непосредственно вытекают из формулы Планка (2.2).

Одним из первых был сформулирован закон Стефана-Больцмана, устанавливающий зависимость интегральной испускательной способности (энергетической светимости) АЧТ от температуры. Согласно этому закону, интегральная испускательная способность АЧТ пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры, т.е:

$$\varepsilon(T) = \sigma T^4 , \quad (2.4)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана. Подставляя в (1.4) $\varepsilon(\nu, T)$ из (2.2), можно не только доказать справедливость приведенного выше утверждения, но и найти выражение для постоянной σ через универсальные постоянные π , h , c и k . Выполнив интегрирование, получим:

$$\sigma = \frac{2\pi^5}{15} \frac{k^4}{h^3 c^2} = 5.67 \cdot 10^{-5} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-4} = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}.$$

Непосредственными измерениями было получено следующее значение постоянной Стефана-Больцмана: $\sigma = 5.67051 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$.

Отметим еще один закон излучения АЧТ – закон смещения Вина. Функция $\varepsilon(\nu, T)$ обладает максимумом. Если проследить за положением максимумов кривых $\varepsilon(\nu, T)$ при разных температурах, то можно заметить, что с повышением температуры АЧТ их максимумы смещаются в сторону больших частот. При

этом отношении частоты ν_m , отвечающей максимальному значению функции $\varepsilon(\nu, T)$ к температуре T , при которой находится АЧТ, для всех температур является постоянной величиной:

$$\frac{\nu_m}{T} = b' , \quad (2.5)$$

где $b' = 0.588 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ – константа. Доказательство этого закона нетрудно получить, найдя условие экстремума функции (2.2).

Из формулы Планка (2.2) следуют формулы излучения Вина:

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT} \quad (2.6)$$

для области больших частот и Релея-Джинса

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi \nu^2}{c^2} kT \quad (2.7)$$

для области малых частот.

В практической спектроскопии, в том числе и при исследовании теплового излучения, очень часто в качестве одного из аргументов в функции ε используют не частоту ν , а длину волны $\lambda = \frac{c}{\nu}$ или волновое число $\bar{\nu} = \frac{\nu}{c}$. При этом формулы (2.2), (2.6), (2.7) принимают иной вид, а константа в законе смещения Вина – другое значение. Формула Планка, в которой в качестве аргументов приняты длина волны λ и температура T ,

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} . \quad (2.8)$$

получается из (2.2) при учете соотношений:

$$|\varepsilon(\lambda, T) d\lambda| = |\varepsilon(\nu, T) d\nu| \quad \text{и} \quad |d\nu| = \frac{c}{\lambda^2} |d\lambda| .$$

Теоретическая зависимость $\varepsilon(\lambda, T)$ АЧТ, установленная М. Планком, показана на рис.2.1 для нескольких температур.

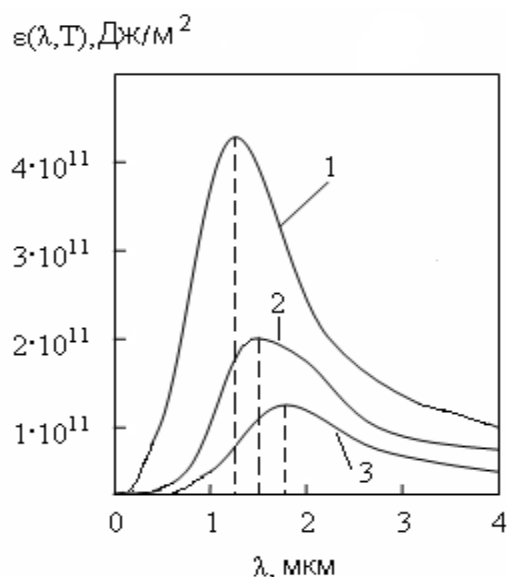


Рис.2.1. Зависимость испускательной способности АЧТ от длины волны для трех различных температур: 1 – 2000 К; 2 – 1700 К; 3 – 1600 К

Исследование соотношения (2.8) на экстремум приводит к закону смещения Вина с соответствующей константой $b = 0.29 \text{ см}\cdot\text{К} = 2898 \text{ мкм}\cdot\text{К}$:

$$\lambda_m T = b . \quad (2.9)$$

Как следует из этого соотношения, при комнатной температуре максимум испускательной способности лежит примерно на длине волны 10 мкм, то есть в средней инфракрасной области. С ростом температуры максимум смещается в коротковолновую сторону и при температуре 6000 К уже попадает в середину видимого спектра.

Основываясь на законах теплового излучения, можно определить температуру раскаленных тел. Если излучающее тело является абсолютно черным или достаточно к нему приближается, то для определения его температуры можно воспользоваться рассмотренными выше законами. По существу, для сильно нагретых тел ($T \geq 2000^\circ \text{C}$) измерения температуры иными способами не особенно достоверны и наиболее надежными являются способы, основанные на законах излучения АЧТ.

3. Описание лабораторной установки

Экспериментальное изучение спектров излучения проводится на лабораторной установке, функциональная схема которой приведена на рис. 3.1. Ее основу составляет инфракрасный призмный спектрофотометр (ИКС-14) 5. Излучающим телом является вольфрамовая спираль галогеновой лампы 4, которая расположена в передней части спектрофотометра вместо штатного источника излучения. Напряжение на лампу подается с блока питания (Б5-7) 1. Для изменения и измерения мощности P , подаваемой на лампу (для изменения температуры T вольфрамовой спирали), служит блок коммутаций (КИКС-14) 2. К нему подсоединен многопредельный вольтметр 3, с помощью которого измеряется напряжение на лампе и проходящий через нее ток. Схема блока коммутаций и правило его переключения с целью определения величины тока и напряжения прилагаются к установке. Излучение лампы 4 направляется на входное отверстие монохроматора спектрофотометра 5, после чего оно проходит через диспергирующую часть спектрофотометра. Затем сигнал усиливается входным усилителем (ЭПС-158) 6 и выходным усилителем (ЭПС-156) 7. Регистрируется сигнал с помощью осциллографа (С1-48Б) 8. Отметим, что диспергирующим элементом спектрофотометра 5 является призма, прозрачная в требуемой области спектра и обладающая значительной дисперсией показателя преломления $dn/d\lambda$ в этой области (см. параграф 4 и приложение 1).

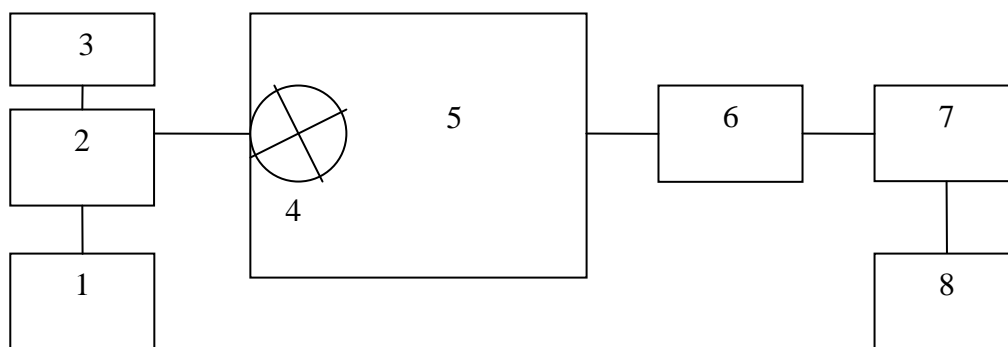


Рис. 3.1. Функциональная схема лабораторной установки

Схема хода лучей в спектрофотометре 5 показана на рис. 3.2. Излучение от галогеновой лампы 1 гиперболическим 2 и сферическим 3 зеркалами фокусируется в плоскости щели 4, давая увеличенное вдвое изображение источника света. Далее свет плоскими зеркалами 5 и 6 направляется на зеркало 7, которое создает изображение источника в плоскости расположения зеркала 8, которое фокусирует свет на плоском зеркале 9. Отразившись от этого зеркала, излучение проходит входную щель 10 и попадает на параболическое зеркало 11, которое направляет его на призму 12, разлагающую свет в спектр. Затем свет, попадает на зеркало 13, отразившись от которого, вторично проходит призму 12, фокусируется зеркалом 11 и направляется зеркалом 14 на выходную щель 15 монохроматора. Зеркало 13 жестко установлено на поворачивавшейся площадке, которая системой шестерен и кулачков связана с барабаном 16, снабженным лимбом с делениями. При вращении рукоятки барабана 16 зеркало 13 поворачивается; при этом на выходную щель 15 попадают лучи различных длин волн, которые затем плоским зеркалом 17 и эллиптическим зеркалом 18 проецируются на детектор излучения – болометр 19.

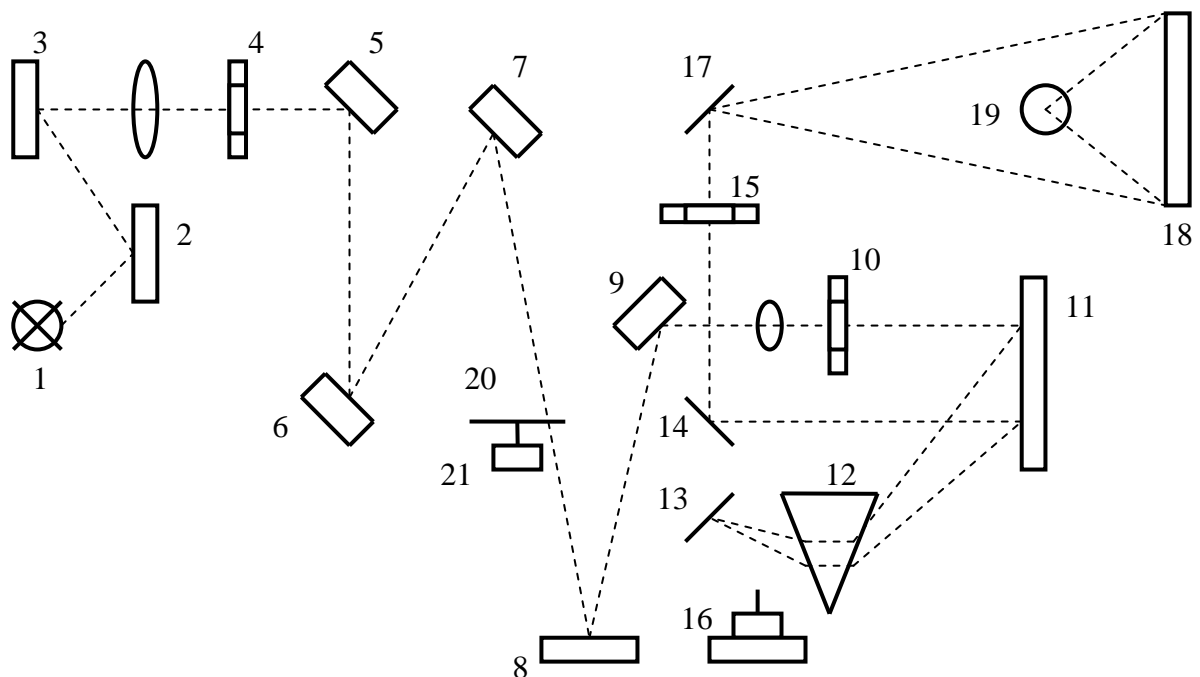


Рис.3.2. Оптическая схема хода лучей в спектрофотометре ИКС-14

Итак, последовательно устанавливая зеркало 13 барабаном 16 в положения, определяемые делениями на лимбе, часть энергии, излучаемой источником в различных спектральных интервалах, направляется на болометр 19. Для повышения чувствительности лабораторной установки и увеличения ее помехоустойчивости свет, поступающий на приемник сигнала (болометр) 19, должен быть прерывистым (модулированным). Модуляция света производится механическим зеркальным прерывателем 20 с частотой 8.8 Гц, который приводится в движение двигателем 21. Таким образом, на участке оптического пути от зеркала 8 до болометра 19 световой поток является пульсирующим.

Приемник световой энергии – висмутовый болометр – включен в одну из ветвей мостовой схемы на входе усилителя (ЭПС-158) 6 (рис.3.1). На одну диагональ этого моста подается переменное напряжение с фиксированной частотой (2000 Гц), во вторую включен входной трансформатор усилителя. Для получения сигнала на выходе мост должен быть несколько разбалансирован. В этом случае при облучении болометра световыми импульсами, образующимися в монохроматоре, синхронно с этими импульсами изменяется величина напряжения разбаланса моста. На входном трансформаторе образуется напряжение, промодулированное напряжением сигнала. Далее это напряжение усиливается, детектируется и поступает на осциллограф 8 (рис.3.1), который включен на выходе усилителя (ЭПС-156) 7. В установке используется осциллограф с внутренним широкополосным усилителем вертикального отклонения электронного луча и с калиброванным делителем входного напряжения. Величина выходного напряжения U , пропорционального испускательной способности вольфрамовой спирали галогеновой лампы, определяется по размеру изображения в вертикальной плоскости экрана осциллографа.

4. Методика измерения спектров и обработки результатов

Диспергирующим элементом спектрофотометра ИКС-14, является призма из фтористого лития. Фтористый литий является оптическим материалом, прозрачным в широкой области спектра от 0.18 мкм до 5 мкм, т.е. от вакуумного ультрафиолета до средней инфракрасной области. Коротковолновая граница его прозрачности обусловлена электронными переходами между валентной зоной и зоной проводимости. Длинноволновая граница обусловлена колебаниями кристаллической решетки. Наблюдаемая на опыте дисперсия показателя преломления $dn/d\lambda$ определяется как минимум обоими этими факторами и приводит к зависимости, график которой показан на рис.4.1.

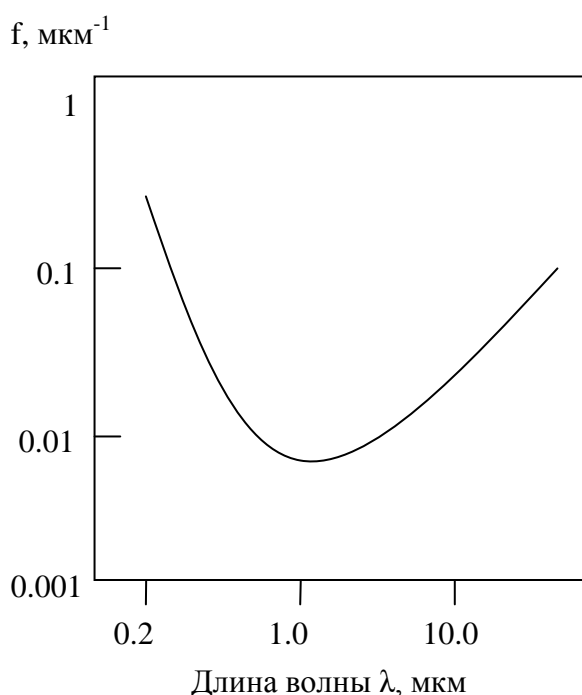


Рис.4.1. Зависимость дисперсии показателя преломления $f = dn/d\lambda$ от длины волны для фтористого лития

Как видно из приведенных данных, дисперсия показателя преломления $dn/d\lambda$ изменяется в реально используемой области прозрачности фтористого лития почти на два порядка. Это приводит к тому, что спектральный интервал излучения $\Delta\lambda$, выявивший сигнал $U(\lambda)$ при заданной длине волны λ , оказывается сам функцией длины волны: $\Delta\lambda = \Delta\lambda(\lambda)$. Вследствие этого, регистрируемый при каждой длине волны λ сигнал $U(\lambda)$, (из-за малости спектрального интервала, проходящего через щель),

оказывается пропорциональным тому интервалу длин волн $\Delta\lambda(\lambda)$, который пропускается щелью с шириной Δl :

$$U \sim \Delta\lambda \approx \Delta l \frac{d\lambda}{dl}.$$

Настройка прибора такова, что ширина Δl выходной щели монохроматора остается постоянной в течение всего времени измерения. По этой причине интервал длин волн $\Delta\lambda$, приводящий к сигналу U , оказывается просто пропорциональным обратной линейной дисперсии $d\lambda/dl$, график которой приведен на рис.4.1. Физический смысл величины $d\lambda/dl$ состоит именно в интервале длин волн, приходящемся на один миллиметр ширины выходной щели монохроматора, поэтому измеряется в мкм/мм.

Сигнал U , измеренный при постоянной ширине Δl выходной щели монохроматора, определяется не только интенсивностью излучения вольфрамовой нити, но, и как сказано выше, дисперсией материала призмы, в данном случае дисперсией фтористого лития. Целью эксперимента, однако, является измерение испускательной способности, т.е. мощности, испускаемой единичной площадкой АЧТ в единичном интервале длин волн, поэтому, для получения величины, относящейся к единичному интервалу длин волн, наблюдаемый сигнал должен быть поделен на обратную линейную дисперсию.

При обработке результатов измерения необходимо учитывать коэффициент излучения вольфрама K_w , равный отношению испускательных способностей вольфрама и АЧТ. Эта зависимость приведена на рис.4.2.

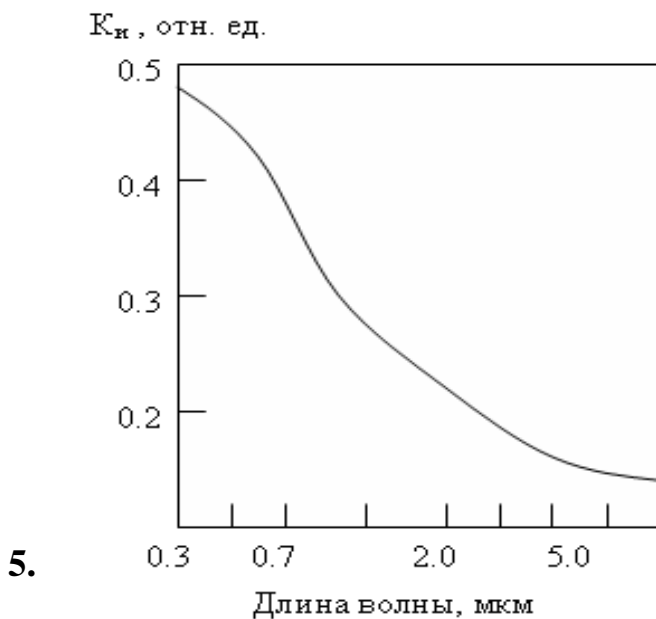


Рис.4.2. Спектральная зависимость коэффициента излучения вольфрама

Порядок включения установки

5.1. Убедиться, что все выключатели и тумблеры приборов находятся в положении “выключено”, ручка потенциометра на блоке коммутаций 2 (рис.3.1) находится в крайнем левом положении.

5.2. Снять крышку с одного из выходных отверстий осветительной части спектрофотометра (второе выходное отверстие оставить закрытым).

5.3. Включить тумблер “сеть” на источнике питания лампы 1, блоке (ЭПС-156) 7 и осциллографе 8 (рис.3.1).

5.4. Тумблер “сигнал – разбаланс моста” в блоке ЭПС-156 поставить в положение “разбаланс моста”.

5.5. Вращая ручку реохорда в блоке ЭПС-156, установить величину теневого угла сектора электронно-лучевого индикатора в блоке ЭПС-156 примерно 45° .

5.6. Путем регулировки ручки потенциометра на блоке коммутаций установить мощность, подаваемую на лампу, равную 5 Вт.

5.7. Открыть входное окно монохроматора.

5.8. Тумблером и кнопкой “мотор прерывателя” в спектрофотометре включить мотор прерывателя.

5.9. Перекрывая входное отверстие монохроматора, убедиться по показаниям осциллографа в наличии сигнала.

6. Порядок выполнения работы

6.1. Установить подводимую к галогеновой лампе мощность P согласно указаниям преподавателя.

6.2. Устанавливая барабан 16 (рис.3.2), связанный с поворотным механизмом зеркала 13, в положения между 0 и 11.5 через 0.5 большого деления, по показаниям осциллографа записать в таблицу величины выходного сигнала U_i .

6.3. Провести аналогичные измерения для двух других величин мощности P , указанных преподавателем.

6.4. С помощью прилагаемой к спектрофотометру таблицы перевести показания лимба барабана 16 в значения длин волн λ_i излучения и занести их в таблицу.

6.5. Занести в таблицу значения обратной линейной дисперсии $d\lambda_i/dl = 1/D_i$ и коэффициента излучения K_u вольфрама, соответствующие длинам волн λ_i , на которых проведены измерения (таблица обратной линейной дисперсии и график коэффициента излучения имеются в лаборатории).

6.6. Вычислить отношение выходного сигнала к произведению обратной дисперсии на коэффициент излучения $S_i = \frac{U_i D_i}{K_u}$ и занести значения в таблицу. Затем нормировать эти отношения: $\frac{S_i}{S_{max}} = \varepsilon(\lambda_i, T)$, и заполнить последний столбец таблицы.

6.7. Построить графики трех нормированных зависимостей $\varepsilon(\lambda, T)$.

6.8. Определить по графикам положения максимумов λ_m кривых $\varepsilon(\lambda, T)$ и вычислить температуры в соответствии с законом смещения Вина.

6.9. Для одной из температур рассчитать по формуле Планка зависимость $\varepsilon(\lambda, T)$, отнормировать ее на единицу и нанести теоретическую кривую на тот же график, где приведены экспериментальные зависимости $\varepsilon(\lambda, T)$.

6.10. Объяснить расхождение теоретической кривой с экспериментальной.

6.11. Проверить справедливость соотношения: $\frac{P_2}{P_1} = \frac{T_2^4}{T_1^4}$

Таблица

N	λ_i , мкм	$d\lambda_i/dl = 1/D_i$, мкм/мм	K_{ui} , отн ед	U_i , В	$\frac{U_i D_i}{K_{ui}}, \frac{В \text{ мм}}{\text{мкм}}$	$\frac{S_i}{S_{max}}$, отн. ед
				P_j , Вт		
0.0						
0.5						
1.0						
· · ·						
11.5						

$$j = 1, 2, 3$$

7. Содержание отчета

Отчет по лабораторной работе должен содержать:

7.1. Цель работы.

7.2. Краткое изложение основных законов теплового излучения.

7.3. Описание лабораторной установки и назначение отдельных блоков.

7.4. Методику проведения измерений.

7.5. Таблицу с первичным экспериментальным материалом для трех мощностей, подводимых к лампе.

7.6. Нормированные на единицу графики $\varepsilon(\lambda, T)$ для трех мощностей и теоретическую кривую для одной мощности.

7.7. Температуры нити накала, вычисленные из закона смещения Вина.

7.8. Величины отношений $\frac{P_1}{T_1^4}, \frac{P_2}{T_2^4}, \frac{P_3}{T_3^4}$.

7.9. Выводы по работе.

8. Перечень контрольных вопросов к коллоквиуму

8.1. Какое электромагнитное излучение называется тепловым?

8.2. Как определяется энергетический поток?

8.3. Как определяется энергетическая светимость?

8.4. Каков физический смысл испускательной способности $e(\nu, T) \equiv \frac{\partial^2 \Phi}{\partial S \partial \nu}$ и

$$e(\lambda, T) \equiv \frac{\partial^2 \Phi}{\partial S \partial \lambda} ?$$

8.5. Как совмещаются в формуле Планка для объемной спектральной плотности энергии излучения волновые и квантовые представления?

8.6. Почему в эксперименте измеряют не объемную спектральную плотность излучения, а испускательную способность?

8.7. Каков физический смысл приведенного волнового числа?

8.8. Как от спектральной испускательной способности $\varepsilon(\nu, T)$ перейти к объемной спектральной плотности энергии $u(\omega, T)$?

8.9. С какой целью производится модуляция излучения в спектрофотометре?

8.10. С какой частотой модулируется излучение, почему?

8.11. Почему дисперсия показателя преломления в значительной степени определяет способность монохроматора разделять излучение по длинам волн (частотам)?

8.12. Каков физический смысл обратной линейной дисперсии спектрального прибора?

8.13. Почему по методике изложенной выше определяется именно $\varepsilon(\lambda, T)$, а не $\varepsilon(\nu, T)$?

8.14. Почему возможно сравнение экспериментальных данных, полученных для вольфрамовой нити накала с теорией для АЧТ?

8.15. Для какого анализа излучения предназначены спектральные приборы?

8.17. Каков физический смысл электрической проницаемости, электрической поляризуемости? Как они связаны с оптическими постоянными?

8.18. Что такое область нормальной дисперсии? Как она расположена относительно полосы поглощения ее вызывающей?

Библиографический список

1. Шпольский Э.В. Атомная физика, т.1, М.: Наука, 1984, 552с.
2. Добрецов Л.Н. Атомная физика, М.: Физматгиз, 1960, 348с.
3. Лоудон Р. Квантовая теория света. М.: Мир, 1976.
4. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И. Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1976.
5. Криксунов Л. З. Справочник по основам инфракрасной техники. М.: Сов. радио, 1978.

Простейшая призма и ее дисперсия

Рассмотрим, каким образом дисперсионные свойства простейшей треугольной призмы зависят от геометрических параметров и оптических свойств материала призмы.

Предположим, что на грань призмы с преломляющим углом A падает пучок лучей, составляющих угол α_1 с нормалью N_1 к первой грани призмы (рис.П1). Угол преломления этого луча обозначим β_1 . Угол падения луча на вторую грань обозначим β_2 и угол выхода из призмы α_2 . Угол φ , образованный падающим и выходящим лучами, называется углом отклонения. Из четырехугольника BCDE получаем:

$$\pi - (\beta_1 + \beta_2) + a_1 + a_2 + \pi - \varphi = 2\pi , \text{ или}$$

$$\varphi = a_1 + a_2 - (\beta_1 + \beta_2) . \tag{П1.1}$$

Из треугольника ACE:

$$\pi/2 - \beta_1 + \pi/2 - \beta_2 + A = \pi , \text{ или}$$

$$A = \beta_1 + \beta_2 . \tag{П1.2}$$

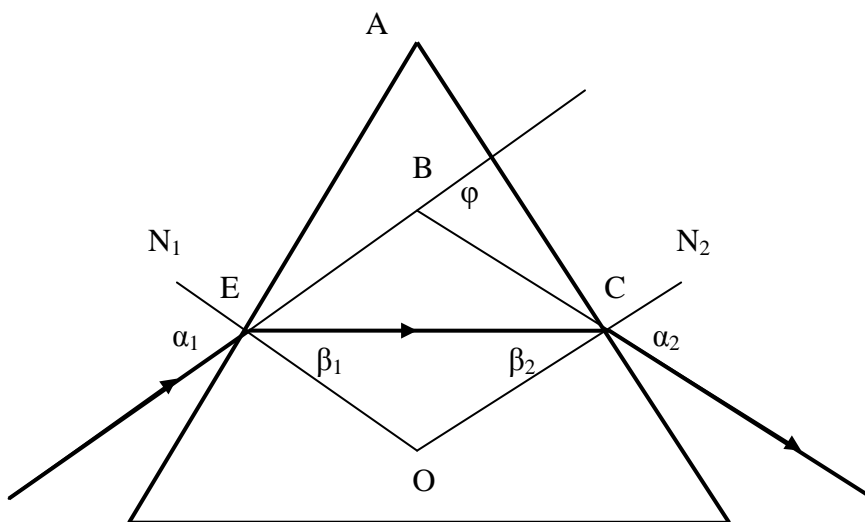


Рис. П1. Преломление лучей в треугольной призме

Закон преломления дает еще пару уравнений:

$$\begin{aligned}\sin \alpha_1 &= n \sin \beta_1 \\ \sin \alpha_2 &= n \sin \beta_2\end{aligned}\tag{П1.3}$$

где n – показатель преломления материала призмы.

Три величины – A , n и α_1 обычно заданы и этого достаточно, чтобы из (П1.1) – (П1.3) определить четыре остальные: α_2 , β_1 , β_2 , φ .

Закон преломления накладывает ограничения на максимально возможные значения преломляющего угла A . Действительно, если $\alpha_1 = \alpha_2 = \pi/2$, то:

$$\beta_1 = \beta_2 = \arcsin(1/n),\tag{П1.4}$$

$$A_{\max} = 2 \arcsin(1/n).\tag{П1.5}$$

Если преломляющий угол больше A_{\max} , то любой луч, вошедший в призму, попадет на вторую грань под углом большим, чем угол полного внутреннего отражения. Следовательно, он не выйдет из преломляющей грани призмы. При показателях преломления реально используемых материалов, лежащих в пределах 1.5 – 1.8, максимальные преломляющие углы могут составлять соответственно 84-67 градусов. Практически они должны быть несколько меньше. Наиболее часто используется призмы с углом 60 градусов.

Спектральный прибор производит гармонический анализ падающего излучения. В качестве характеристики, определяющей дисперсионную способность спектрального прибора, обычно вводят угловую дисперсию:

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda},\tag{П1.6}$$

которая определяет изменение угла отклонения луча φ с изменением длины волны. Часто используется также связанная с D_φ линейная дисперсия:

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda},\tag{П1.7}$$

где l – длина дуги, отсчитанная от произвольной точки фокальной поверхности до места пересечения ее с лучом. Вместо этой величины прибор часто характеризуют обратной дисперсией:

$$\frac{1}{D_1} = \frac{d\lambda}{dl} . \quad (\text{П1.8})$$

Введенные выше понятия дисперсии используют также и при описании призмы в отдельности.

Для вычисления угловой дисперсии призмы $D_\varphi = d\varphi/d\lambda$ продифференцируем по λ уравнения (П1.1) – (П1.3).

Результат запишем, учитывая, что $d\alpha_1/d\lambda = 0$

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{d\alpha_2}{d\lambda} , \quad (\text{П1.9})$$

$$\frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{d\beta_2}{d\lambda} , \quad (\text{П1.10})$$

$$\sin \beta_1 \frac{dn}{d\lambda} + n \cos \beta_1 \frac{d\beta_1}{d\lambda} = 0 , \quad (\text{П1.11})$$

$$\sin \beta_2 \frac{dn}{d\lambda} + n \cos \beta_2 \frac{d\beta_2}{d\lambda} = \cos \alpha_2 \frac{d\alpha_2}{d\lambda} . \quad (\text{П1.12})$$

Найдем $d\varphi/d\lambda$, подставив в (П1.9) $d\alpha_2/d\lambda$ из (П1.12) и исключив производные $d\beta_1/d\lambda$ и $d\beta_2/d\lambda$.

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{\sin(\beta_1 + \beta_2)}{\cos \alpha_2 \cos \beta_1} \frac{dn}{d\lambda} = \frac{\sin A}{\cos \alpha_2 \cos \beta_1} \frac{dn}{d\lambda} . \quad (\text{П1.13})$$

Если призма установлена в условиях минимального отклонения, то $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ и $\beta_1 = \beta_2 = \beta$.

Тогда уравнение (3.13) можно переписать в виде:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = 2 \frac{\sin \beta}{\cos \alpha} \frac{dn}{d\lambda} = \frac{2 \sin \beta}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \beta}} \frac{dn}{d\lambda} . \quad (\text{П1.14})$$

Если угол A равен 60° , то формула переходит в

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{2}{\sqrt{4 - n^2}} \frac{dn}{d\lambda} . \quad (\text{П1.15})$$

Так как преломляющие углы большинства призм близки к 60° , то этой формулой очень удобно пользоваться для ориентировочных расчетов.

Таким образом, угловая дисперсия прибора D_φ , как его способность направлять излучение с разной длиной волны по разному пути, оказывается примерно (т.к. $n \neq \text{const}$) пропорциональна дисперсии показателя преломления $dn/d\lambda$. В свою очередь, линейную дисперсию D_l прибора можно считать пропорциональной угловой дисперсии D_φ .

Приложение 2

Классическая теория дисперсии

Рассмотрим кратко причины возникновения дисперсии показателя преломления. Прохождение света через кристалл описывается комплексным показателем преломления

$$N = n + ik, \quad (\text{П2.1})$$

где n – показатель преломления, k – показатель поглощения. Все эти величины объединяют названием "оптические постоянные". Часто для описания оптических явлений используют также комплексную электрическую проницаемость

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2. \quad (\text{П2.2})$$

Действительная и мнимая части электрической проницаемости связаны с оптическими постоянными соотношениями:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= n^2 - k^2 \\ \varepsilon_2 &= 2nk \end{aligned} \quad (\text{П3.3})$$

Наиболее удобной величиной для построения микроскопической теории дисперсии является электрическая восприимчивость,

$$\chi = \chi_1 + i\chi_2, \quad (\text{П2.4})$$

связанная с проницаемостью соотношением:

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\chi. \quad (\text{П2.5})$$

Восприимчивость определяется из уравнения:

$$\vec{p} = \chi \vec{E}, \quad (\text{П2.6})$$

где \vec{p} – вектор поляризуемости .

Рассмотрим объем диэлектрика V , в котором находится N атомов. Пусть некоторая часть из них f_0 описывается классическими гармоническими осцилляторами с массой m , собственной частотой ω_0 и зарядом $-e$. Определим их вклад в восприимчивость.

Пусть на единичный осциллятор, помещенный в начало координат, падает электромагнитная волна с частотой ω и длиной волны много больше размеров атомной системы, так что в любой момент времени можно считать заряд осциллятора находящимся в однородном электрическом поле $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$, которое поляризовано вдоль оси OX . Уравнение движения осциллятора имеет вид:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -m\Gamma \frac{dx}{dt} - kx - eE, \quad (\text{П2.7})$$

где $m\Gamma dx/dt$ – сила лучистого трения, описывающая потерю энергии колеблющимся зарядом за счет излучения электромагнитных волн; $k = m\omega_0^2$ – коэффициент упругости.

Будем искать решение в виде: $x = x_0 e^{-i\omega t}$. Подставляя его в (П2.7), находим:

$$x = \frac{eE}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma)}. \quad (\text{П2.8})$$

Поляризация, обусловленная смещением атомов из положения равновесия, будет равна сумме дипольных моментов в единице объема. Так как дипольный момент направлен от отрицательного заряда диполя к положительному, то есть в сторону, противоположную смещению отрицательного заряда, то знак его будет противоположен знаку X . Отсюда

$$p = \frac{f_0 N e^2}{mV} \frac{E}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma}. \quad (\text{П2.9})$$

Сравнивая последнее выражение с выражением для восприимчивости (П2.6), находим:

$$\chi = \frac{f_0 N e^2}{mV(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma)} . \quad (\text{П2.10})$$

Используя (П2.3) – (П2.5), мы теперь можем найти зависимость мнимой и действительной части комплексного показателя преломления от частоты падающего излучения. Для этого сначала необходимо определить действительную и мнимую часть электрической восприимчивости. Умножая числитель и знаменатель χ на $\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma$, получаем:

$$\chi_1 = \frac{S\omega_0^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2} , \quad (\text{П2.11})$$

$$\chi_2 = \frac{S\omega_0^2\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2} , \quad (\text{П2.12})$$

где $S = \frac{f_0 N e^2}{mV\omega_0^2}$ – безразмерный коэффициент.

$$n^2 - k^2 = 1 + 4\pi\chi_1 , \quad (\text{П2.13})$$

$$2nk = 4\pi\chi_2 , \quad (\text{П2.14})$$

$$n^2 - k^2 = 1 + \frac{4\pi S\omega_0^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2} , \quad (\text{П2.15})$$

$$2nk = \frac{4\pi S\omega_0^2\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2} .$$

Решая уравнения (П2.15), можно получить явные выражения для частотной зависимости показателя преломления n и показателя поглощения k от частоты. Графики этих зависимостей приведены на рис.П.2.

Спектральная область, в которой показатель преломления растет вместе с частотой, называется областью нормальной дисперсии. На рис.П.2. это области

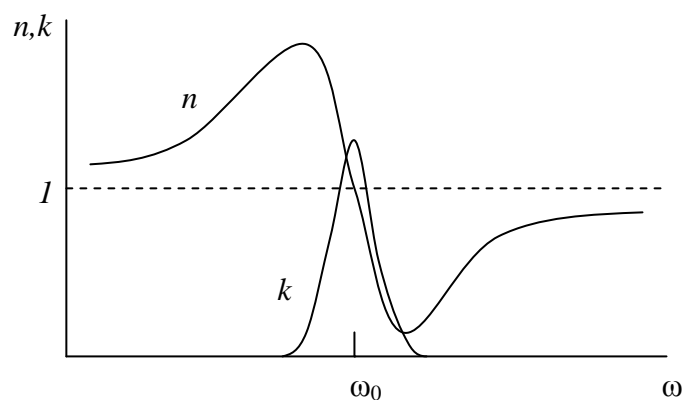


Рис. П2. Частотные зависимости показателей преломления - n и поглощения - k ,
 ω_0 - резонансная частота

частот, меньших частоты максимума показателя преломления и больших частоты минимума.

Как следует из вышеизложенного, причиной дисперсии показателя преломления является наличие в окрестности данной длины волны полосы поглощения. В самой полосе поглощения призму использовать невозможно вследствие сильного поглощения. При удалении от резонансной частоты падает поглощение, но вместе с ним уменьшается и дисперсия призмы. Поэтому при выборе реального материала призмы для данной спектральной области приходится находить компромисс между потерями на поглощения и дисперсией.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ
ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Составители Алексей Николаевич Кислов
Лев Геннадьевич Скорняков

Редактор

Подписано в печать 10.05.05

Бумага писчая

Уч.-изд. л. 1.56

Плоская печать

Тираж 50

Формат 60x84 1/16

Усл. п. л. 1.63

Заказ 27

Редакционно-издательский отдел ГОУ ВПО УГТУ-УПИ
Ризография НИЧ ГОУ ВПО УГТУ-УПИ
620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 19