

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

**В.А. ЗВЕРЕВ, Е.В. КРИВОПУСТОВА,
Т.В. ТОЧИЛИНА**

ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ. Часть 1

**Учебное пособие
для конструкторов оптических систем и
приборов**



Санкт-Петербург

2009

Зверев В.А., Кривоустова Е.В., Точилина Т.В. ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ. Часть 1. Учебное пособие для конструкторов оптических систем и приборов. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2009. – 244 с.

Понятие «оптические материалы» охватывает сегодня огромное множество оптических сред, различающихся не только показателем преломления и коэффициентом дисперсии, но и прозрачностью для электромагнитного излучения требуемого диапазона длин волн, физико-механическими и физико-химическими свойствами, требуемой воспроизводимостью оптических характеристик, необходимой оптической однородностью, бессвильностью и т.д. Первая часть пособия посвящена оптическому стеклу.

Дано представление о том, что такое стекло, описаны характерные особенности его производства, кратко изложена история зарождения стекловарения и стеклоделия. Рассмотрены физические и физико-механические свойства оптического стекла как конструкционного материала оптических систем оптико-электронных приборов. Рассмотрено влияние параметров оптического стекла на габаритные и абберационные характеристики разрабатываемых оптических систем. Дано описание показателей качества оптического стекла и их нормирования. Рассмотрены методы определения требований к качеству оптического стекла. Описаны методы контроля и измерения характеристик качества оптического стекла.

Учебное пособие предназначено для студентов по направлению подготовки «Оптехника», а также может быть полезным для инженерно-технических работников, занимающихся проектированием оптических систем, конструированием оптических приборов и для технологов оптического производства.

Учебное пособие подготовлено на кафедре Прикладной и компьютерной оптики Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики.

Рецензенты: д.т.н., профессор Э.С. Путилин (ГОУВПО «СПбГУ ИТМО»)
д.т.н., профессор М.Н. Сокольский (ОАО «ЛОМО»)

Рекомендовано к печати УМО по образованию в области приборостроения и оптехники в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки бакалавров 200200 – Оптехника и специальности 200203 – Оптико-электронные приборы и системы 25.03.2009 год №352.



В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2009

© В.А. Зверев, Е.В. Кривоустова, Т.В. Точилина, 2009

“Учитель, давая ученику синтез своего накопления, тем самым даёт ему возможность сохранить драгоценное время для скорейшего и дальнейшего продвижения индивидуального творчества. Без преемственности накоплений, где была бы эволюция? Если бы каждый должен был доходить до всего, опираясь только на личный опыт и отвергая руку водящего, то вряд ли бы ушли далеко и посейчас от наших предков каменного века”.

Е.И. Рерих (Из письма от 21.01.1931 г.)

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	6
1. Распространение электромагнитного поля в изотропных средах.....	8
2. Классическая электронная теория дисперсии света	14
3. Стекло.....	20
3.1. Что такое стекло?.....	20
3.2. Краткий исторический очерк.....	32
4. Бесцветное оптическое стекло.....	65
4.1. Система классификации стекол.....	65
4.2. Оптические постоянные стекла как конструктивные и коррекционные параметры оптической системы.....	67
4.2.1. Показатель преломления и монохроматические аберрации изображения, образованного оптической системой	67
4.2.2. Дисперсия света. Хроматические аберрации.....	86
4.3. Коэффициент пропускания	93
4.4. Термические свойства.....	96
4.4.1. Термооптические свойства оптического стекла.....	96
4.4.2. Теплотехнические характеристики.....	104
4.5. Радиационно-оптическая устойчивость.....	106
4.6. Светорассеяние	107
4.7. Механические свойства оптического стекла	107
4.7.1. Плотность.....	107
4.7.2. Оптический коэффициент напряжения.....	107
4.7.3. Модуль упругости.....	108
4.7.4. Коэффициент поперечной деформации.....	109
4.7.5. Модуль сдвига.....	109
4.7.6. Относительная твердость по сошлифованию.....	110
4.8. Химическая устойчивость	110
4.8.1. Устойчивость к влажной атмосфере.....	111

4.8.2. Устойчивость к слабокислым водным растворам и к воде.....	112
4.9. Магнитные и электрические характеристики	113
4.9.1. Эффект Фарадея – один из эффектов магнитооптики....	113
4.9.2. Электрические характеристики.....	113
4.10. Показатели качества оптического стекла и их нормирование.....	115
4.11. Определение требований к качеству бесцветного оптического стекла.....	128
4.11.1. Требования к показателю преломления и дисперсии оптического стекла.....	128
4.11.2. Требования к однородности оптического стекла.....	136
4.11.3. Требования к двойному лучепреломлению.....	148
4.11.4. Требования к показателю ослабления оптического стекла.....	149
4.11.5. Требования к пузырьности оптического стекла.....	151
4.11.6. Требования к свильности оптического стекла.....	161
4.12. Методы определения характеристик качества оптического стекла.....	172
4.12.1. Методы измерения показателя преломления.....	172
4.12.2. Метод определения оптической однородности.....	194
4.12.3. Методы определения двулучепреломления.....	199
4.12.4. Метод измерения показателя ослабления оптического стекла.....	205
4.12.5. Метод определения пузырьности оптического стекла...	208
4.12.6. Метод определения бессвильности оптического стекла.....	212
Заключение.....	215
Приложение.....	217
Литература.....	239

ВВЕДЕНИЕ

Принципиальную возможность производства оптических приборов определяет наличие оптических материалов. Решение проблемы производства оптического стекла в России связано с именами Д.С. Рождественского, И.В. Гребенщикова, А.А. Лебедева, Н.Н. Качалова, А.И. Стожарова, чуть позже с именами К.С. Евстропьева, В.В. Варгина, Л.И. Демкиной, Г.Т. Петровского, В.С. Доладугиной и многих других. Оптики были первыми, кто освободил нашу страну в области производства оптических материалов и оптических приборов на их основе от иностранной зависимости. В феврале 1927 года Высший Совет народного хозяйства на основании доклада директора ГОИ Д.С. Рождественского и технического директора Ленинградского завода оптического стекла Н.Н. Качалова принял решение о полном запрещении ввоза в страну оптического стекла.

В середине XX века понятие «оптические материалы» существенно изменилось и стало включать в себя не только традиционные оптические стекла, но и стекла совершенно нетривиального химического состава, оптические моно- и поликристаллы, в том числе так называемую оптическую керамику, стеклокристаллические материалы, волоконно-оптические элементы, элементы интегральной оптики, в том числе с неравным нулю градиентом показателя преломления [37].

Разработка стекол с особыми свойствами позволяет достичь более совершенного исправления аберраций в изображении, образованном оптической системой некоторой конструкции, или упростить конструкцию (уменьшить число линз или отказаться от применения в системе преломляющих поверхностей несферической формы) сложной оптической системы. Так, например, применение особых кронов-стекол, обладающих ярко выраженным особым ходом частной дисперсии, и тяжелых фосфатных кронов позволило разработать фотографические объективы с переменным фокусным расстоянием, формирующие изображение высокого качества. Разработка фторфосфатных стекол с малой величиной внутренних напряжений в стекле определила возможность создания комплекта микрообъективов высочайшего разрешения для поляризационных микроскопов. Трудами Л.И. Демкиной была решена проблема производства весьма прозрачного стекла для оптики съемочной телевизионной аппаратуры.

Известно, что минимальный размер одного элемента в серийных микросхемах, получаемых оптической фотолитографией, многие годы держался на уровне 0,3 мкм, т.к. рабочая длина волны используемого излучения равна 0,248 мкм. В последние годы усилия ряда фирм направлены на разработку оптических устройств, определяющих возможность использования в оптической литографии излучения, длина волны которого равна 0,193 мкм, и получить микросхемы с линейным размером элемента, равным 0,19 мкм [38].

Кварцевое стекло и фтористый кальций составляют идеальную крон-флинттовую пару для такого литографического объектива. Однако, эти материалы требуемого качества могут изготовить лишь единичные фирмы в мире, в том числе ГОИ.

Важным видом оптических материалов, созданных на основе стекла со структурной неоднородностью, является ситалл. Широко известным и наиболее полезным с практической точки зрения свойством ситаллов является близкий к нулю коэффициент термического расширения. Такие ситаллы часто используются для изготовления зеркал астрономических телескопов и поэтому называются астроситаллами.

Для создания крупногабаритных астрозеркал важной задачей является остеклование заготовок, получаемых из легких металлов и сплавов [39]. Вывод в космос крупногабаритной облегченной зеркальной оптики вызвал к жизни такие экзотические материалы, как остеклованный бериллий или карбид кремния.

Развитие инфракрасной оптики потребовало разработки таких материалов, как сульфоселенидные стекла, оптический германий, сульфид и селенид цинка, фтористый барий и др.

Итак, понятие «оптические материалы» охватывает сегодня огромное множество оптических сред, различающихся не только показателем преломления и коэффициентом дисперсии, но и прозрачностью для излучения требуемого диапазона длин волн, физико-механическими и физико-химическими свойствами, требуемой воспроизводимостью оптических параметров, необходимой оптической однородностью и т.д. Поэтому при композиции оптической системы выбор материала составляющих ее элементов является весьма важным этапом, определяющим не только качество образованного ею изображения, не только функциональные и эксплуатационные свойства, но и экономическую целесообразность, а иногда и принципиальную возможность построения оптического устройства на основе такой оптической системы.

1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

При наличии электрических зарядов в пространстве устанавливается возбужденное состояние, которое называют электромагнитным полем. Его представляют двумя векторами: вектором напряженности \vec{E} электрического поля и вектором магнитной индукции \vec{B} . Для описания влияния поля на материальные объекты необходимо ввести вектор плотности электрического тока \vec{j} , вектор электрической индукции или электрического смещения \vec{D} и вектор магнитной напряженности \vec{H} . Пространственные и временные производные пяти указанных векторов связаны уравнениями Максвелла. Эти уравнения, описывающие поле в каждой точке пространства, вблизи которой физические свойства среды непрерывны, в гауссовой системе единиц имеют вид:

$$\operatorname{rot} \vec{H} - \frac{1}{c} \dot{\vec{D}} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} + \frac{1}{c} \dot{\vec{B}} = 0. \quad (1.2)$$

Здесь c – скорость распространения электромагнитного излучения (света) в вакууме. Точка над буквой означает дифференцирование по времени. Векторные уравнения дополняются двумя скалярными соотношениями:

$$\operatorname{div} \vec{D} = 4\pi\rho \quad (1.3)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (1.4)$$

Можно считать, что уравнение (1.3) определяет плотность электрического заряда ρ , а соотношение (1.4) означает, что магнитных зарядов в природе не существует. Для того чтобы при заданном распространении зарядов и токов уравнения (1.1)–(1.4) допускали единственное решение относительно векторов поля, к этим уравнениям необходимо добавить соотношения, описывающие поведение веществ под влиянием поля. Такие соотношения называются материальными уравнениями. Для тел, находящихся в покое друг относительно друга (или в состоянии очень медленного движения) и состоящих из изотропных веществ (т.е. веществ, физические свойства которых в каждой точке не зависят от направления), эти уравнения имеют относительно простой вид:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (1.5)$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (1.6)$$

$$\bar{B} = \mu \bar{H}. \quad (1.7)$$

Величина σ называется удельной проводимостью, ε – диэлектрической проницаемостью, а μ – магнитной проницаемостью. Уравнение (1.5) является дифференциальной формой закона Ома. Для обозначения веществ, плохо проводящих электрический ток (величина σ пренебрежимо мала), М. Фарадей ввел термин «диэлектрик». Электрические и магнитные свойства диэлектриков полностью определяются величинами ε и μ . Для большинства веществ магнитная проницаемость μ практически равна единице.

Рассмотрим электромагнитное поле в среде, которая характеризуется следующими особенностями:

- среда однородна и, следовательно, диэлектрическая проницаемость ε имеет одно и то же значение во всех точках;
- среда изотропна и, следовательно, величина ε не зависит от направления распространения поля;
- проводимость среды $\sigma = 0$ и, следовательно, $\bar{j} = \sigma \cdot \bar{E} = 0$;
- плотность объемных зарядов ρ в среде равна нулю.

При этих условиях уравнения (1.1)–(1.4) с учетом уравнений (1.6) и (1.7) принимают вид:

$$\frac{1}{\varepsilon} \operatorname{rot} \bar{H} = \frac{1}{c} \dot{\bar{E}} \quad (1.8)$$

$$\frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \bar{E} = -\frac{1}{c} \dot{\bar{H}}. \quad (1.9)$$

$$\operatorname{div} \bar{E} = 0 \quad (1.10)$$

$$\operatorname{div} \bar{H} = 0. \quad (1.11)$$

Составив векторное произведение оператора rot с обеими частями уравнения (1.9), получаем

$$\operatorname{rot} \left(\frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \bar{E} \right) = -\frac{1}{c} \operatorname{rot} \dot{\bar{H}}. \quad (1.12)$$

Продифференцировав уравнение (1.8) по времени, находим, что

$$\operatorname{rot} \dot{\bar{H}} = \frac{\varepsilon}{c} \ddot{\bar{E}}.$$

При этом уравнение (1.12) можно представить в виде:

$$\operatorname{rot} \left(\frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \bar{E} \right) = -\frac{\varepsilon}{c^2} \ddot{\bar{E}}. \quad (1.13)$$

Если использовать тождества

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}(u\bar{A}) &\equiv u\operatorname{rot}\bar{A} + (\operatorname{grad}u) \times \bar{A}; \\ \operatorname{rot}\operatorname{rot} &\equiv \operatorname{grad}\operatorname{div} - \nabla^2, \end{aligned}$$

то уравнение (1.13) можно преобразовать к виду:

$$\nabla^2 \bar{E} - \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \ddot{\bar{E}} - \mu \left(\operatorname{grad} \frac{1}{\mu} \right) \times \operatorname{rot} \bar{E} - \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{E}. \quad (1.14)$$

Используя материальное уравнение (1.6) и применяя тождество $\operatorname{div}u\bar{A} \equiv u\operatorname{div}\bar{A} + \bar{A}\operatorname{grad}u$,

находим, что

$$\operatorname{div}\bar{D} = \operatorname{div}(\varepsilon\bar{E}) = \varepsilon\operatorname{div}\bar{E} + \bar{E}\operatorname{grad}\varepsilon = 0.$$

Отсюда следует, что

$$\operatorname{div}\bar{E} = -\bar{E} \frac{1}{\varepsilon} \operatorname{grad}\varepsilon. \quad (1.15)$$

Кроме того, используя определение градиента скалярного поля $f(u)$, имеем

$$\operatorname{grad}f(u) = \frac{df(u)}{du} \operatorname{grad}u.$$

При этом

$$\mu \left(\operatorname{grad} \frac{1}{\mu} \right) = -\frac{1}{\mu} (\operatorname{grad}\mu) = -\operatorname{grad}(\ln \mu) \quad (1.16)$$

и, соответственно,

$$\frac{1}{\varepsilon} (\operatorname{grad}\varepsilon) = \operatorname{grad}(\ln \varepsilon). \quad (1.17)$$

Соотношения (1.15)–(1.17) позволяют представить уравнение (1.14) в виде:

$$\nabla^2 \bar{E} - \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \ddot{\bar{E}} + [\operatorname{grad}(\ln \mu)] \times \operatorname{rot} \bar{E} + \operatorname{grad}[\bar{E}\operatorname{grad}(\ln \varepsilon)] = 0. \quad (1.18)$$

Аналогично находим, что

$$\nabla^2 \bar{H} - \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \ddot{\bar{H}} + [\operatorname{grad}(\ln \varepsilon)] \times \operatorname{rot} \bar{H} + \operatorname{grad}[\bar{H}\operatorname{grad}(\ln \mu)] = 0. \quad (1.19)$$

В рассматриваемом случае среда однородна, а, следовательно, $\operatorname{grad}(\ln \varepsilon) = \operatorname{grad}(\ln \mu) = 0$.

При этом уравнения (1.18) и (1.19) принимают вид:

$$\nabla^2 \bar{E} - \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \ddot{\bar{E}} = 0 \quad (1.20)$$

$$\nabla^2 \bar{H} - \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \ddot{\bar{H}} = 0. \quad (1.21)$$

Полученные выражения представляют собой обычные уравнения волнового движения. Они означают, что существуют электромагнитные волны, распространяющиеся со скоростью

$$V = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}. \quad (1.22)$$

Зависимость напряженности электрического поля плоской монохроматической волны от координат и времени может быть записана в виде:

$$\bar{E}(\bar{r}, t) = \bar{E}_0 \exp i(\bar{k}\bar{r} - \omega t). \quad (1.23)$$

Действие электрического поля электромагнитной волны на электрон в атоме вызывает его смещение из положения равновесия. Относительное смещение отрицательного и положительного зарядов проявляются в том, что атом приобретает дипольный момент. Вещество оказывается поляризованным. Макроскопической характеристикой поляризованности вещества служит вектор \bar{P} , который равен отношению векторной суммы дипольных моментов всех атомов в физически бесконечно малом элементе среды к объему этого элемента.

Если амплитуда \bar{E}_0 напряженности поля волны много меньше напряженности внутриатомных электронных полей, отклик вещества на поле волны можно считать линейным. Это значит, что поляризованность среды в пределах рассматриваемого элемента объема однородна и совершает вынужденные колебания под действием поля $\bar{E}(t)$ по гармоническому закону с частотой внешнего воздействия ω и амплитудой \bar{P}_0 , пропорциональной \bar{E}_0 :

$$\bar{P}(t) = P_0 \exp(-i\omega t) = \alpha(\omega)\bar{E}_0 \exp(-i\omega t). \quad (1.24)$$

Направление вектора \bar{P} в изотропной среде, где нет физически выделенных направлений, совпадает с направлением вектора \bar{E} . Поэтому коэффициент пропорциональности $\alpha(\omega)$ между векторами \bar{P} и \bar{E} , называемый диэлектрической восприимчивостью, в изотропной среде является скаляром. В однородной среде, свойства которой всюду одинаковы, восприимчивость $\alpha(\omega)$ не зависит от пространственных координат.

При вынужденных колебаниях электронов вещества под действием электрического поля волны их движение, создающее поляризованность, вообще говоря, происходит с отставанием по фазе от колебаний напряженности электрического поля. Это запаздывание

по фазе формально проявляется в том, что диэлектрическая восприимчивость $\alpha(\omega)$ в формуле (1.24) – величина комплексная.

Для большинства веществ магнитная проницаемость μ мало отличается от единицы. В оптике принято считать $\mu = 1$. Диэлектрическая восприимчивость $\alpha(\omega)$ зависит от частоты волны ω . Об этой зависимости говорят как о законе дисперсии восприимчивости. Вместо поляризации \bar{P} удобно ввести в рассмотрение вектор \bar{D} , определяемый формулой

$$\bar{D} = \bar{E} + 4\pi\bar{P}.$$

При этом $\varepsilon(\omega) = 1 + 4\pi\alpha(\omega)$. Таким образом, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$, характеризующая распространение монохроматической волны, также зависит от частоты волны ω . В изотропной однородной среде $\varepsilon(\omega)$, как и $\alpha(\omega)$, является скаляром и не зависит от пространственных координат. Если диэлектрическая восприимчивость $\alpha(\omega)$ – комплексная величина, то и диэлектрическая проницаемость будет комплексной: $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$.

Как следует из выражения (1.23), дифференцирование по времени таких функций сводится к умножению их на $-i\omega$, а применение оператора дифференцирования по координатам ∇ – к умножению на $i\bar{k}$. При этом уравнения (1.8)–(1.11) из дифференциальных превращаются в алгебраические:

$$c\bar{k} \times \bar{H} = -\varepsilon(\omega) \cdot \omega \bar{E}, \quad (1.25) \quad \bar{k} \bar{E} = 0, \quad (1.27)$$

$$c\bar{k} \times \bar{E} = \omega \bar{H}, \quad (1.26) \quad \bar{k} \bar{H} = 0. \quad (1.28)$$

Соотношение (1.26) позволяет представить выражение (1.25) в виде:

$$\bar{k} \times (\bar{k} \times \bar{E}) = -\varepsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \bar{E}. \quad (1.29)$$

Раскрывая двойное векторное произведение в левой части выражения (1.29) и учитывая при этом, что согласно соотношению (1.27) произведение $\bar{k} \bar{E} = 0$, получаем условие

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega), \quad (1.30)$$

при выполнении, которого уравнения (1.25)–(1.28) имеют ненулевое решение. Отсюда следует, что в общем случае, когда $\varepsilon(\omega)$ – величина комплексная, k^2 тоже становится комплексной величиной. Комплексную величину $\sqrt{\varepsilon(\omega)}$ обычно пишут в виде $n + i\chi$ с вещественными n и χ и называют комплексным показателем

преломления. При этом $k = \frac{\omega}{c}(n + i\chi)$. Выбирая ось z в направлении вектора \vec{k} и представляя комплексную величину k в уравнение (1.23), получаем для этого случая зависимость напряженности электрического поля волны от координат и времени в виде:

$$E(z, t) = E_0 \exp\left(-\chi \frac{\omega}{c} z\right) \exp\left[-i\omega\left(t - \frac{n}{c} z\right)\right]. \quad (1.31)$$

Величина χ называется показателем затухания. Как следует из выражения (1.31), при $z = \frac{c}{\omega} = \frac{\lambda_0}{2\pi}$, где λ_0 – длина волны частоты ω в вакууме, амплитуда волны приобретает множитель $\exp(-\chi)$.

В случае непоглощающих сред диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ для рассматриваемых частот вещественна и положительна. Волновой вектор при этом также веществен и, как следует из выражения (1.30), равен

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega)} = \frac{\omega}{c} n(\omega), \quad (1.32)$$

где $n(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)}$ – показатель преломления непоглощающей среды. Через показатель преломления выражается, в частности, фазовая скорость распространения монохроматической волны. Как следует из выражения (1.23), $V = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n(\omega)}$.

2. КЛАССИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕОРИЯ ДИСПЕРСИИ СВЕТА

По астрофизическим данным средняя плотность вещества в межпланетном пространстве составляет около одного атома (иона) на 1 см^3 . В межзвездном пространстве нашей Галактики средняя концентрация вещества – около 10^{-2} атомов на 1 см^3 , а в межгалактическом пространстве еще меньше. В лучших же вакуумных приборах она не меньше 10^4 атомов на 1 см^3 , а обычно гораздо больше.

Все среды, за исключением абсолютного вакуума, обладают дисперсией, т.е. зависимостью показателя преломления электромагнитных волн от их частоты. Отсутствие дисперсии видимого света в межзвездном пространстве экспериментально доказано лишь с той точностью, которую может обеспечить эксперимент. Наблюдая пульсары с помощью современных радиоприемных устройств, удалось установить наличие дисперсии межзвездного пространства в области радиодиапазона частот электромагнитных волн.

Все электроны, входящие в атом, можно разделить на периферийные, или оптические, и электроны внутренних оболочек. Собственные частоты электронов внутренних оболочек слишком велики, так что их колебания в поле световой волны практически не возбуждаются. Поэтому в теории дисперсии можно ограничиться рассмотрением одних только оптических электронов.

Молекула состоит из нескольких тяжелых частиц (ядер атомов, образующих молекулу), вокруг которых обращаются легкие частицы (электроны). Электроны несут отрицательный заряд, а ядра – положительный. В нейтральных молекулах заряды электронов точно компенсируют заряды ядер. Однако, центры положительных (ядерных) и отрицательных (электронных) зарядов могут не совпадать; такая система является электрическим диполем и называется полярной. Хотя полярные молекулы играют важную роль во многих физических и химических явлениях, для простоты будем рассматривать лишь неполярные молекулы. Если неполярную молекулу поместить в электрическое поле, то электроны и ядра смещаются, и возникает дипольный момент.

В разреженной среде действующее на отдельный атом поле совпадает со средним макроскопическим полем \bar{E} . Предположим, что в плотной среде отдельная молекула окружена небольшой

сферой, радиус которой, тем не менее, достаточно велик по сравнению с ее линейными размерами, при этом внутри сферы – вакуум, а вне – равномерно поляризованная среда. Можно показать, что полное поле внутри сферы, которое представляет собой эффективное поле, действующее на отдельную молекулу, равно

$$\bar{E}' = \bar{E} + \frac{4\pi}{3} \bar{P}. \quad (2.1)$$

Для того, чтобы определить зависимость поляризации и показателя преломления от частоты электромагнитного поля, необходимо, прежде всего, найти смещение \bar{r} каждой заряженной частицы относительно положения ее равновесия. Можно предположить, что на каждый электрон действует сила Лорентца \bar{F} , равная

$$\bar{F} = e \left(\bar{E}' + \frac{\bar{v}}{c} \times \bar{H}' \right),$$

где e – заряд электрона, а \bar{v} – скорость его перемещения. Полагая скорость v малой по сравнению со скоростью света c в вакууме, вкладом магнитного поля в выражении силы Лорентца можно пренебречь. Строгое определение эффективного смещения ядер и электронов под действием электрической силы является сложной проблемой квантовой механики. Однако, с хорошим приближением, что подтверждается и строгой теорией, можно считать поведение электронов таким, как если бы при отклонении от положения равновесия на них действовала квазиупругая возвращающая сила $\bar{Q} = -q\bar{r}$. Следовательно, если через m обозначить массу электрона, то уравнение его движения запишется в виде:

$$m\ddot{\bar{r}} + q\bar{r} = e\bar{E}'. \quad (2.2)$$

В классической теории дисперсии оптический электрон в атоме рассматривается как затухающий дипольный осциллятор, характеризуемый определенной собственной частотой ω_0 и постоянной затухания γ , которая содержит вклад, обусловленный радиационным затуханием, поскольку в классической теории дисперсии осциллирующий электрон обязательно излучает. Формально затухание можно учесть путем добавления в уравнение (2.2) члена $g\dot{\bar{r}} = m\dot{\gamma}\bar{r}$, определяющего тормозящую силу. В результате получаем

$$m\ddot{\bar{r}} + g\dot{\bar{r}} + q\bar{r} = e\bar{E}'. \quad (2.3)$$

Пусть ω – циклическая частота поля падающей волны. При этом действующее на осциллятор поле $\bar{E}'(t)$ можно записать в виде:

$$\bar{E}'(t) = \bar{E}_0 \exp(-i\omega t). \quad (2.4)$$

Частота установившихся вынужденных колебаний осциллятора совпадает с частотой вынуждающей силы. Поэтому решение уравнения (2.2) можно искать в виде:

$$\bar{r}(t) = \bar{r}_0 \exp(-i\omega t). \quad (2.5)$$

Подставив выражения (2.4) и (2.5) в уравнение (2.2), получаем

$$\bar{r}(t) = \frac{e\bar{E}'(t)}{m(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega g}, \quad (2.6)$$

где $\omega_0 = \sqrt{\frac{q}{m}}$ называется резонансной частотой. В рамках классической теории дисперсии частоту ω_0 следует рассматривать как формально введенную постоянную. В эксперименте значение ω_0 определяет частоту линии поглощения в спектре исследуемого вещества.

Инициированный действующим полем \bar{E}' дипольный момент $\bar{p}(t)$ каждого электрона равен $\bar{p}(t) = e\bar{r}$, а, следовательно, пропорционален напряженности электрического поля:

$$\bar{p}(t) = \beta(\omega)\bar{E}'(t), \quad (2.7)$$

где $\beta(\omega) = \frac{1}{m} \frac{e^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}$.

Здесь принимается, что величина $\beta(\omega)$ не зависит от направления вектора \bar{E}' , т.е. рассматриваемая молекула предполагается изотропной.

Ядра атомов также вносят свой вклад в поляризацию. Но так как массы ядер велики по сравнению с массой электрона, их вкладом в поляризацию в первом приближении можно пренебречь. Предположим, что в молекуле имеется лишь один эффективный электрон с резонансной частотой ω_0 . Пусть N – число молекул в единице объема. Поскольку интерес представляет лишь эффект, усредненной по всем возможным ориентациям молекулы, то нет необходимости считать каждую отдельную молекулу изотропной, при этом величина $\beta(\omega)$ будет определять среднюю поляризуемость.

Тогда для полной поляризации (полного электрического момента единицы объема) \bar{P} получаем

$$\bar{P}(t) = N\bar{p}(t) = Ne\bar{r}(t) = \tilde{\beta}(\omega)\bar{E}'(t), \quad (2.8)$$

где $\tilde{\beta}(\omega) = N\beta(\omega)$.

В соответствии с формулами (2.1) и (1.24) имеем:

$$\bar{E}'(t) = \bar{E}(t) + \frac{4\pi}{3}\bar{P}(t);$$

$$\bar{P}(t) = \alpha(\omega)\bar{E}(t).$$

Подставив эти соотношения в выражение (2.8), получаем

$$\alpha(\omega) = \frac{\tilde{\beta}(\omega)}{1 - \frac{4\pi}{3}\tilde{\beta}(\omega)}. \quad (2.9)$$

При этом диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega) = 1 + 4\pi\alpha(\omega)$ равна

$$\varepsilon(\omega) = \frac{1 + \frac{8\pi}{3}\tilde{\beta}(\omega)}{1 - \frac{4\pi}{3}\tilde{\beta}(\omega)}. \quad (2.10)$$

В свою очередь выражение (2.10) определяет зависимость средней поляризуемости от $\varepsilon(\omega)$ и N в виде

$$\beta(\omega) = \frac{3}{4\pi N} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{3}{4\pi N} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}, \quad (2.11)$$

где в соответствии с соотношением Максвелла $\varepsilon = n^2$.

По удивительному совпадению соотношение (2.11) было получено независимо и практически одновременно двумя учеными с почти идентичными фамилиями, голландским физиком Х.А. Лорентцом (H.A. Lorentz) и датским физиком Л. Лоренцем (L. Lorenz), и поэтому называется формулой Лорентца-Лоренца. Заменяя в выражении (2.11) величину $\beta(\omega)$ определяющим ее выражением, находим зависимость показателя преломления от частоты ω в явном виде:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3m} \frac{Ne^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}. \quad (2.12)$$

До сих пор предполагалось, что имеется лишь одна резонансная частота. В общем случае существует много таких частот даже в системе, состоящей из молекул одного сорта. При этом уравнение (2.12) следует записать в виде:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} N\beta(\omega) = \frac{4\pi}{3} N \frac{e^2}{m} \sum_k \frac{f_k}{\omega_{ок}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}, \quad (2.13)$$

где Nf_k – число электронов для соответствующей резонансной частоты ω_k . При частотах, далеких от собственной частоты $\omega_{ок}$ осцилляторов, где выполняется условие $\omega\gamma \ll |\omega_{ок}^2 - \omega^2|$, мнимой частью в выражении (2.13) можно пренебречь. В результате получаем

$$n^2 - 1 = \frac{4\pi N\beta(\omega)}{1 - \frac{4}{3}\pi N\beta(\omega)}, \quad (2.14)$$

где $4\pi N\beta(\omega) = \frac{Ne^2}{\pi m} \sum_k \frac{f_k}{v_{ок}^2 - v^2} = \sum_k \frac{\rho_k}{v_{ок}^2 - v^2}$. Здесь $\rho_k = N \frac{e^2}{\pi m} f_k$;

$v_{ок} = \frac{\omega_{ок}}{2\pi} = \frac{c}{\lambda_{ок}}$; $v = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{c}{\lambda}$. Показатель преломления газа близок к

единице. При этом

$$n^2 - 1 \approx 4\pi N\beta(\omega). \quad (2.15)$$

Выражение (2.15) удобно представить в виде:

$$n^2 - 1 \approx \sum_k \frac{\rho_k}{v_{ок}^2 - v^2} = \sum_k \frac{\rho_k}{c^2} \frac{\lambda_k^2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2}, \quad (2.16)$$

Отсюда следует, что при $v < v_{ок}$ чем больше частота v , тем больше показатель преломления. Такую зависимость показателя преломления среды от частоты световых колебаний принято называть нормальной дисперсией.

Используя тождество $\frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2} = 1 + \frac{\lambda_k^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2}$, соотношение (2.16)

можно преобразовать к виду:

$$n^2 - 1 = a + \sum_k \frac{b_k}{\lambda^2 - \lambda_k^2}, \quad (2.17)$$

где $a = \frac{1}{c^2} \sum_k \rho_k \lambda_k^2$, $b = \frac{1}{c^2} \rho_k \lambda_k^4$.

В случае веществ с большой плотностью, т.е. для жидкостей или твердых тел, показатель преломления определяется формулой (2.14).

Величина $n^2 - 1$, определяемая этой формулой, представляет собой дробно-рациональную функцию вида: $n^2 - 1 = \frac{P(v^2)}{Q(v^2)}$, которую

можно разложить на элементарные дроби. Для этого следует найти значения v^2 , при которых знаменатель формулы (2.14) обращается в

ноль, т.е. надо найти корни уравнения $3 - 4\pi N\beta(\omega) = 3 - \sum_k \frac{\rho_k}{v_{ок}^2 - v^2}$.

Обозначив корни уравнения через \bar{v}_k^2 , уравнение (2.14) можно преобразовать к виду [4]:

$$n^2 - 1 = \sum_k \frac{\bar{\rho}_k}{\bar{v}_{ок}^2 - v^2} \quad (2.18)$$

Уравнение в форме (2.18) известно как дисперсионная формула Зельмейера.

Для представления показателя преломления во всей видимой области спектра обычно достаточно учесть лишь одну или две резонансные частоты в ультрафиолетовой области. Например, при учете лишь одной резонансной частоты \bar{v}_1 она будет корнем уравнения $3 - \frac{\rho_1}{v_1^2 - v^2} = 0$. Отсюда следует, что $\bar{v}_1^2 = v_1^2 - \frac{1}{3}\rho_1$, $\bar{\rho}_1 = \rho_1$.

Известна эмпирическая формула Коши, определяющая показатель преломления твердой прозрачной среды:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}. \quad (2.19)$$

Для практических расчетов более удобной оказалась формула Корню:

$$n = n_0 + \frac{C}{\lambda - \lambda_0},$$

где n , C и λ_0 – постоянные величины. Гартман усложнил формулу Корню, придав ей вид:

$$n = n_0 + \frac{C}{(\lambda - \lambda_0)^\alpha}. \quad (2.20)$$

В общем случае выражение (2.18) можно представить рядом вида:

$$n^2 - 1 = A - B'\lambda^2 - \dots + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots \quad (2.21)$$

Вид формулы (2.21) служит обоснованием аппроксимации зависимости показателя преломления прозрачных сред от длины волны света λ конечным степенным рядом. В каталоге оптического стекла СССР–ГДР [47] приведены константы от A_1 до A_6 дисперсионной формулы

$$n^2 = A_1 + A_2\lambda^2 + A_3\lambda^{-2} + A_4\lambda^{-4} + A_5\lambda^{-6} + A_6\lambda^{-8},$$

которая позволяет рассчитать показатели преломления оптического стекла для любых длин волн в диапазоне от 365,0 нм до 1013,9 нм с погрешностью $\pm 1 \cdot 10^{-5}$.

3. СТЕКЛО

3.1. Что такое стекло?

Гай Плиний Старший, знаменитый философ и историк античного мира, живший в I веке после Р.Х., описывает такой случай. Однажды, в очень давние времена, финикийские купцы везли по Средиземному морю груз добытой в Африке природной соды. На ночлег они высадились на песчаном берегу и стали готовить себе пищу. За неимением под рукой камней, они обложили костер большими кусками соды. Поутру, разгребая золу, купцы обнаружили чудесный слиток, который был тверд, как камень, горел огнем на солнце и был чист и прозрачен как вода. Это было стекло.

До сих пор нет достоверных сведений о том, каким именно путем возникло на земле стеклоделие. И, тем не менее, легенда, рассказанная Плинием, не содержит в себе ничего невероятного. Присутствие золы сгоревшего топлива, мелких известковых ракушек, обычно содержащихся в морском песке, и наличие ветра могли создать необходимые для варки стекла условия в отношении, как химического состава, так и возможности достижения на костре достаточно высокой температуры. Несомненно, то, что человек научился вырабатывать стекло – этот замечательный материал, сыгравший выдающуюся роль в развитии нашей культуры, – очень давно, несколько тысяч лет назад. Исключительное значение стекла в нашей жизни объясняется его замечательными свойствами, резко отличающимися его от всех известных нам материалов.

Только стекло является носителем одновременно двух свойств, выраженных в предельно высокой степени, – прозрачности и химической устойчивости. В этом секрет «незаменимости» стекла как материала, почти во всех случаях его применения. Известно, что, несмотря на очень большую давность существования стеклоделия на земле, оконное стекло научились делать лишь к концу средневековья.

Каков же состав стекла?

Главной составной частью стекла, входящей в него в наибольшем количестве и определяющей все его типичные свойства, является кремнезем. Кремнезем представляет собой очень прочное химическое соединение одного атома кремния с двумя атомами кислорода. Насколько велико значение этого соединения в природе, можно судить по тому, что оно составляет около 60 % земной коры. Природные или искусственные вещества, в состав которых входит кремнезем, называются силикатами. Помимо горных пород, к ним

относится обширный ряд искусственных материалов, производство которых сейчас, составляет самостоятельные отрасли народного хозяйства, как, например, фарфорофаянсовое производство, производство огнеупорных материалов, кирпича, вяжущих веществ, стеклоделие.

Кремнезем вводится в состав стекла в виде кварцевого песка. В стекловарении используются только самые чистые разновидности кварцевого песка, в которых обычное количество загрязнений не превышает 2–3 %. Особенно нежелательно присутствие железа, которое, встречаясь в песках даже в таких ничтожных количествах, как десятые доли процента, окрашивает стекло в неприятный зеленоватый цвет. Принимая во внимание, что железо также очень распространенный элемент на земле, – становится понятным, что избежать его в песках не очень легко и что высококачественные чистые отложения стеклопромышленных кварцевых песков встречаются в природе не так уж часто.

Стекло можно сварить из одного песка, не прибавляя к нему никаких других веществ. Однако, для этого нужна очень высокая температура (выше 1700°C). Получение таких высоких температур в печах промышленного типа связано с большими трудностями. Тугоплавкость песка, являющаяся причиной всех трудностей при попытках сварить из него стекло, может быть значительно ослаблена прибавлением некоторых веществ. Так, например, если примешать к песку соду, то стекло можно сварить при температуре на 200–300°C более низкой. Расплав при этом получится менее вязкий, будет успешно освобождаться от пузырей и позволит с удобством формовать из него изделия вполне удовлетворительного внешнего качества. Плавка при этом может производиться в обыкновенных топливных печах, огнеупорный материал будет работать в нормальных условиях и хорошо сохраняется. Однако, сваренное при этих условиях стекло растворимо в воде и приготовленные из него изделия быстро разрушаются на воздухе под действием атмосферной влаги. Вполне очевидно, что такой материал не может быть использован для изготовления стеклянных изделий. Растворимое стекло находит себе широкое применение, например, в мыловаренной промышленности, в лакокрасочном деле, в текстильном и бумажном производствах, в дорожном строительстве, при проведении подземных выработок, для пропитки рыхлых грунтов с целью их уплотнения, при изготовлении крупных строительных блоков и т.д.

Если составить не двухкомпонентную смесь, образующую растворимое в воде стекло, а трехкомпонентную смесь, называемую стекольщиками «шихтой», состоящую из песка, соды и известняка или мела, то получим стекло, вполне удовлетворительное по всем своим свойствам. Известняк и мел – это горные породы, имеющие одинаковый химический состав, способные в ряде случаев заменять друг друга. Обе породы принадлежат к числу весьма распространенных на земле.

Что же происходит в шихте, когда она подвергается действию высоких температур? Сода и известняк (или мел) представляют собой карбонаты, т.е. соли угольной кислоты. Под влиянием жара печи они будут диссоциировать, или распадаться, с выделением газообразной углекислоты, которая удалится из печи вместе с продуктами горения – дымом. При этом от соды в шихте останется окись натрия, а от известняка (или мела) – окись кальция. Эти два окисла, соединившись с кремнеземом песка, и образуют стекло. Натриево-кальциевый состав стекла является самым обычным, самым распространенным химическим составом стекла, присущим, по меньшей мере, девяти десятым всего выплавляемого на земном шаре стекла.

Итак, в состав стекла, помимо кремнезема, должно войти минимум два вещества: окись натрия и окись кальция. Но оказывается, что вместо окиси натрия можно с успехом ввести окись калия, а вместо окиси кальция – окись магния, окись свинца, окись цинка или окись бария. Кроме того, часть кремнезема можно заменить некоторыми другими веществами, например, борной или фосфорной кислотой. Наконец, в каждом стекле содержится небольшое количество глинозема, попадающего из стенок стекловаренного сосуда, всегда в какой-то очень небольшой степени распространяющихся в расплавленном стекле. Все эти вещества, участвуя в различных количественных сочетаниях, дают стекла с очень разными свойствами.

Изучив влияние каждого из перечисленных окислов металлов на то или иное свойство стекла, в какую сторону и насколько он это свойство изменяет, можно, варьируя состав стекла, изменять его свойства в желаемом направлении. Известно, например, что борная кислота, вводимая в стекло взамен щелочей, понижает коэффициент теплового расширения стекла и, следовательно, делает его более устойчивым к резким температурным скачкам; поэтому бор вводят в

стекло, предназначенное для изделий, которые будут подвергаться внезапным изменениям температуры.

Специалисты знают, что свинец сильно увеличивает показатель преломления стекла, а поэтому вводят большое количество свинцового сурика в шихту хрустала, из которого предполагается изготавливать художественные граненые изделия, главная красота которых заключается в многоцветной игре преломляющегося света.

Известно, что щелочи повышают растворимость стекла. Поэтому в стекле, предназначенном для изготовления химической посуды, стараются довести содержание щелочей до минимума.

Таким образом, несмотря на ограниченное количество окислов, вводимых в состав стекла, можно, варьируя в разумных пределах их количественное соотношение, сильно изменять свойства стекла. Наглядное представление о химическом составе стекла и веществах, его образующих, дают примерные составы некоторых типичных промышленных стекол, приведенные в табл. 3.1.

Таблица 3.1. Примерные составы некоторых типичных промышленных стекол, %

Тип стекла	Кремнезем	Борный ангидрид	Глинозем	Окись натрия	Окись калия	Окись кальция	Окись магния	Окись цинка	Окись бария	Окись цинка
Оконное	72	–	2	14	–	9	3	–	–	–
Бутылочное	70	–	3	17	–	8	2	–	–	–
Хрусталь	56	–	–	–	11	–	–	33	–	–
Лабораторное	85	9	2	4	–	–	–	–	–	–
Оптическое	34	13	3	–	–	–	–	–	40	4

Этот перечень рецептов можно увеличить в десятки раз. Одни оптические стекла охватывают собой несколько сот сортов, из которых каждый обладает какими-то особенными свойствами и имеет свой состав, отличающий его от всех других стекол.

В шихте при высокой температуре первой плавится щелочь, после чего в ней начнут растворяться зерна кварца и известняка, вступая между собой в химическое соединение с образованием различных, растворенных друг в друге силикатов. В результате по истечении нескольких часов при температуре около 1400–1500°C получается расплав, в котором уже не остается ни одной крупинки исходных материалов. Этим заканчивается первая стадия варки стекла, называемая «проваром шихты». Расплав представляет собой прозрачное вещество и уже может быть назван стеклом, так как при охлаждении он сохранит свою прозрачность и не будет обнаруживать признаков кристаллического строения, присущего всем исходным

материалам, входившим в шихту. Однако, этот расплав еще недостаточно однороден, чтобы из него можно было бы формовать изделия. В нем еще громадное количество пузырьков и так называемых «свилей» – нитеобразных потоков. Пузырьки бывают разной величины – от одного сантиметра до сотых и даже тысячных долей миллиметра в диаметре. Самые мелкие из них называются «мошкой». Пузырьки наполнены воздухом и газами, находящимися в продуктах горения, а также выделяющимися из шихты при диссоциации ее компонентов под влиянием высоких температур. Удаление пузырьков из расплава благодаря его большой вязкости представляет собой очень трудную задачу, не всегда удающуюся до конца. Вид проб, последовательно извлекаемых из расплава по мере протекания процесса стеклообразования и характеризующих разные стадии варки стекла показан на рис. 3.1.

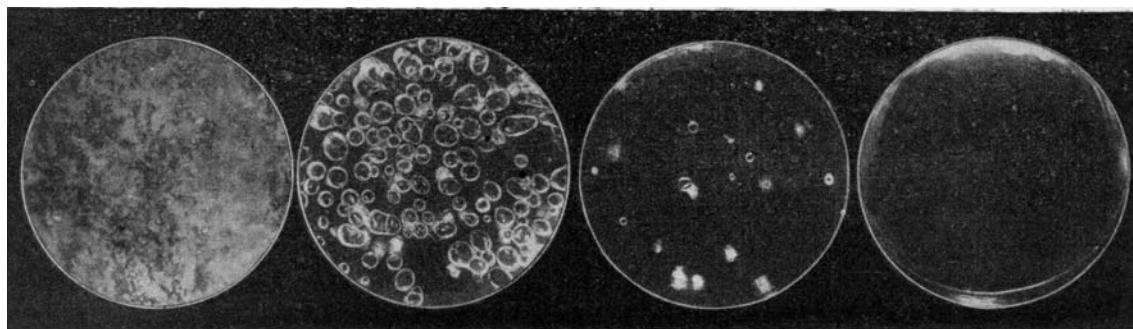


Рис. 3.1. Вид проб из расплава стекла на разных стадиях его варки

При недостаточно хорошей перемешанности расплава в стекле наблюдаются свили – видимые границы двух соседних участков стекла неодинакового состава, которые являются признаком недостаточной однородности его. Вид наблюдаемых свилей в стекле показан на рис. 3.2.



Рис. 3.2. Вид наблюдаемых в стекле свилей

Аналогичную картину свилестости можно наблюдать в стакане чая, когда в нем растворяется кусок сахара. При этом легко заметить клубок нитевидных потоков, который будет подниматься над сахаром до тех пор, пока сахар не растает и чай не будет, как следует, перемешан ложкой.

Для удаления из расплавленного стекла пузырьков и свилей его необходимо выдержать в течение нескольких часов при высоких температурах. Этот второй этап варки стекла называется «осветлением». По мере того, как расплав будет разогреваться, его вязкость будет уменьшаться, что облегчит удаление пузырей, т.е. скорость их подъема в жидкости обратно пропорциональна ее вязкости, и поможет устранению свилей, так как расплав будет лучше перемешиваться. Последнее обстоятельство объясняется тем, что на процесс перемешивания влияют три фактора: во-первых, конвекционные потоки, которые всегда возникают в подогреваемой жидкости (более теплые, более легкие слои жидкости поднимаются, а более холодные, более тяжелые опускаются); во-вторых, диффузия, т.е. способность жидкостей и газов проникать друг в друга при соприкосновении; в-третьих, поднимающиеся в стекломассе в период осветления пузырьки. Все эти три фактора действуют гораздо активнее в более подвижных, менее вязких жидкостях, а поэтому и перемешивание стекломассы будет успешнее, чем выше ее температура. Когда главная масса пузырей и свилей удалена, можно считать, что период осветления успешно завершен. Тогда приступают к третьему этапу варки стекла, называемому «студкой». На этом этапе осуществляют осторожное охлаждение стекломассы до той температуры, при которой она примет необходимую для последующего процесса формования вязкость (или густоту). Охлаждение должно быть очень осторожным, поскольку нередко при охлаждении хорошо сваренное стекло, бывшее совершенно беспузырным, вдруг наполняется бесчисленным количеством мошки – до нескольких тысяч пузырей в одном кубическом сантиметре, называемой «вторичной мошкой». Вид стекла, насыщенного мелкими пузырями (мошкой), показан на рис. 3.3.

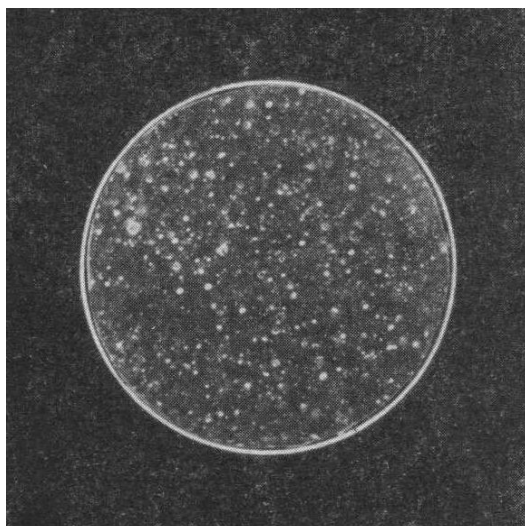


Рис. 3.3. Мелкие пузыри, или «мошка», в стекле

Доказано, что совершенно чистое, беспузырное стекло может содержать в себе очень много газов, объем которых в несколько раз превышает объем самого стекла. Эти газы либо образуют с компонентами стекла какие-нибудь определенные соединения, либо просто физически растворены в стекле подобно тому, как газы растворяются в воде. Такое «зараженное» газами стекло представляет во время варки большую опасность: достаточно, чтобы одна миллионная часть незримо заключенных в стекле газов выделилась в виде мельчайших пузырьков, чтобы все стекло, безупречное по качеству, было приведено в полную негодность.

Итак, варка стекла является самой ответственной операцией стеклоделия, определяющей важнейшие количественные и качественные показатели производства, сопряженной с очень сложными физико-химическими явлениями силикатообразования, протекающими в чрезвычайно трудной для экспериментального исследования обстановке. Жидкая стекломасса, раскаленная до 1500°C и содержащая 15–20 % расплавленных щелочей, представляет собой исключительно агрессивное в химическом отношении вещество. Из какого же материала должен быть сделан предназначенный для варки стекла сосуд, стенки которого могли бы выдерживать долговременное соприкосновение с таким поистине чудовищным растворителем? Таким материалом оказалась глина. Люди пять тысяч лет пользуются ею для варки стекла и, по существу, ничем лучшим ее до сих пор не заменили.

Глина принадлежит к числу очень огнеупорных материалов. Ее чистые разновидности, свободные от загрязняющих примесей, плавятся при температуре, близкой к температуре плавления платины

(около 1780°C). Природная глина обладает двумя замечательными свойствами, обеспечивающими ей столь широкое распространение в различных отраслях промышленности: пластичностью, т.е. способностью легко воспринимать и хорошо сохранять форму, и огнеупорностью, точнее – способностью твердеть, каменеть под действием огня. Первое качество обеспечило простоту и дешевизну методов формирования изделий, второе – надежный способ навечно сохранить полученную форму путем обжига. На этих двух свойствах глины построена керамическая промышленность – одна из самых старых на земле и одна из самых важных по своему значению в жизни человека.

Чистая глина представляет собой чрезвычайно тонкодисперсный минерал каолинит, состоящий из одной молекулы глинозема, двух молекул кремнезема и двух молекул воды. Глина, так же, как и кварцевый песок, является весьма распространенной на земле горной породой вторичного происхождения. Однако, месторождения чистой глины насчитываются единичными и делаются знаменитыми на многие десятилетия по той пользе которую они приносят человечеству. Из такой высокоогнеупорной чистой глины и изготавливаются сосуды для варки стекла.

До конца XIX века эти сосуды имели форму простых толстостенных горшков, цилиндрических или слегка расширяющихся кверху. В очень древние времена, когда техника стекловарения находилась в зачаточном состоянии, когда высокие температуры достигались с большим трудом, емкости стекловаренных сосудов были очень малы. Но с течением времени по мере развития оптического приборостроения и роста потребности в огромных массах стекла развивалась техника стекловарения, что привело к применению стекловаренных горшков, вмещающих до 2–3 т стекломассы. Это – один из типов, применяющихся сейчас сосудов для варки стекла, а служащие для этого печи называются «Горшковыми» печами. Однако, существуют также печи, предназначенные для массовой выплавки особо ходовых сортов стекла, например, оконного. Такие печи называют «ванными» печами и отличаются от «горшковых» не только своими огромными внешними габаритами, но также формой и величиной емкости, в которой находится стекло во время варки. Такие печи вошли в употребление во второй половине XIX века.

В ваннных печах расплавленная стекломасса заполняет прямоугольный бассейн, имеющий в ширину 7–8 м, а в длину до 30–

35 м. Глубина слоя стекла, заполняющего бассейн, достигает до полутора метров. Это – поистине циклическая ванна. В нее входит больше тысячи тонн стекломассы, что соответствует целому железнодорожному составу сырых материалов. В отличие от горшковых печей варка стекла в ваннных печах протекает как непрерывный процесс. Под раскаленным добела сводом печи расплавленная масса стекла медленно непрерывным потоком течет вдоль стен канала, в то время как гигантские газовые горелки с ревом стелют свое пламя поперек этого потока, поддерживая температуру на уровне 1500°С.

Верхнее строение печи, расположенное между горелками, – наиболее ответственная часть ее, в которой протекает варка стекла, и где господствуют наиболее высокие температуры, необходимые для завершения процессов стеклообразования. Продолжением печи служит «студочная», или «выработочная», часть, где путем постепенного охлаждения стеклу придается необходимая вязкость и откуда производится питание формующих машин стекломассой. Конструкция и размеры выработочной части печи бывают различными и зависят от типа выпускаемых изделий, а, следовательно, и от особенностей формующих машин.

Расплавленная стекломасса, которой можно придать по желанию любую степень вязкости, очень податлива к применению самых разнообразных методов формирования. В каждом отдельном случае, для каждого изделия можно подобрать тот метод, который окажется технически и экономически наиболее выгодным. Кажется, не существует такого способа придания формы изделию в какой-либо отрасли промышленности, который не применялся бы в стекольном производстве.

Подобно металлу стекло отливают и штампуют, пользуясь такими же формами, штампами, приспособлениями и станками. Так же, как при производстве стальных листов стекло прокатывают на столах и между вальцами. Стекло прессуют как глину или пластмассу. Но, кроме этих приемов формования, в стекольном производстве особенно широко используются методы, не применимые ни к какому другому материалу. Именно эти методы, присущие только стекольному производству, особенно выгодны. Они и обеспечивают стеклянным изделиям их пресловутую дешевизну и широкую доступность. Только благодаря этим способам придавать просто, быстро и дешево стеклянным изделиям необходимую форму мы имеем дневной свет в наших жилищах и широко пользуемся в

нашем быту самой гигиеничной, самой красивой и самой дешевой посудой.

К специфическим методам формирования стеклянных изделий относятся метод «вытягивания» и метод «выдувания». Если первый из них изобретен сравнительно недавно, предельно прост и успешно решает задачу изготовления стеклянных листов, то второй метод известен давно, ему две тысячи лет. Этот метод и сейчас в модернизированном виде, как один из наиболее успешно механизированных методов, применяется для изготовления полых стеклянных изделий во всем бесконечном разнообразии их форм, величин и назначений.

Методом горячего формования изготавливается подавляющая часть стекольной продукции. Однако, нередко окончательную форму стеклянному изделию придают, когда оно уже совершенно остынет и приобретет механические свойства твердого тела. В таком состоянии стекло можно также подвергать самым разнообразным способам механической обработки.

Стекло можно так же пилить, как деревянную доску, при помощи дисковых пил, в кромку которых зачеканивают алмазный или какой-нибудь другой особо твердый порошок. Стекло можно сверлить обыкновенными стальными сверлами, применяя специальную смачивающую жидкость. Стекло можно колоть на куски при помощи простого инструмента, напоминающего обыкновенный колун, но действующего не ударом, а постепенно нарастающим давлением. Стекло можно обрабатывать на токарном станке резцами из особо твердой стали, снимая стружку и вытачивая фигурные колонки совершенно так, как это делает токарь по дереву или металлу. Наконец, стекло шлифуют и полируют, применяя обычные абразивные порошки, инструменты и методы, давно известные и широко используемые в металлообрабатывающей, камнетесной и других видах промышленности.

В настоящее время все перечисленные способы горячего и холодного формирования стеклоизделий механизированы. Служащие для этой цели машины отличаются исключительным разнообразием типов, что объясняется, прежде всего, разнообразием форм и размеров изготавливаемых изделий.

Если охлаждать на открытом воздухе без всяких мер предосторожности чугунную отливку, то благодаря большой теплопроводности металла охлаждение отливки будет идти равномерно, при этом температура ее наружных и внутренних частей

в любой момент охлаждения будет приблизительно одинаковый. В отличие от металла стекло очень медленно проводит тепло, а поэтому при быстром остывании температура внутренних частей отливки будет значительно выше температуры наружных частей. Когда наружные слои отливки затвердеют и остынут до комнатной температуры, внутри стекломасса может оказаться еще в жидком состоянии и иметь высокую температуру порядка 1000°C . Известно, что все тела при охлаждении сжимаются. Следовательно, при дальнейшем охлаждении внутренняя часть отливки будет продолжать сжиматься, что может привести к ее разрушению. Если же наружная часть отливки окажется достаточно прочной, то в стеклянном теле возникнут напряжения: растягивающие – во внутренней части отливки и сжимающие – в ее наружной части. Стекло, находящееся в таком напряженном состоянии, называют «закаленным».

Итак, закаленное стеклянное тело характеризуется присутствием внутренних, как сжимающих, так и растягивающих, напряжений, находящихся в состоянии равновесия. Иногда достаточно ничтожной причины, чтобы это равновесие нарушилось и напряженное тело разлетелось вдребезги. Примером подобного рода закаленного стекла могут служить так называемые «батавские слёзки» – капли расплавленного стекла, которые падают в воду и застывают в виде маленьких грушевидных телец с остроконечными хвостиками. Они настолько сильно закалены от резкого охлаждения, что если отломить их хвостик, они с взрывом разлетаются в стеклянную пыль.

Если же стеклянные изделия охлаждать медленно и так, чтобы во время всего периода охлаждения не возникло большой разницы в температурах наружных и внутренних слоев, напряжений не образуется. Такое изделие (такое стекло) называется «отожженным». Ему не угрожает опасность внезапного разрушения, и оно не боится поверхностных повреждений. Поэтому всякое стеклянное изделие, каким бы методом оно не формировалось, непременно подвергается тщательному отжигу, т.е. медленному охлаждению в специально предназначенных для этого печах. Охлаждение должно происходить очень равномерно и тем медленнее, чем больше толщина детали. очень крупные стеклянные детали, например, линзы астрономических объективов, достигающие одного метра в диаметре, отжигаются с большой осторожностью в течение нескольких месяцев. Остаточные напряжения приводят к двойному лучепреломлению в стекле, а, следовательно, и к ухудшению качества образованного изображения.

Мелкие же изделия, вроде обычной столовой посуды, могут быть удовлетворительно отожжены в течение нескольких часов.

В начале семидесятых годов прошлого столетия технолог ЛОМО, руководитель обработки поверхности шестиметрового зеркала телескопа БТА к.т.н. Г.И. Амур высказал предположение, что в общем случае отражающая несферическая поверхность зеркала объектива телескопа сохранит свою форму, если стеклянная подложка отражающей поверхности будет обладать равномерно распределенными остаточными напряжениями. Опыт изготовления Лыткаринским заводом оптического стекла высокоточных линз диаметром порядка 0,6 м показал, что при весьма тщательном отжиге стекла форма поверхностей линз изменяется при изменении их положения. Таким образом, допустимые величина и равномерность распределения остаточных напряжений и величина двойного лучепреломления определяют необходимость компромиссного решения задачи отжига материала линз.

Важно обратить внимание на то, что внутренние напряжения в стекле иногда могут быть и полезными, значительно повышая механическую прочность изделия. Если сгибать стеклянную пластинку, то на выпуклой поверхности, возникнут растягивающие усилия, а на вогнутой – сжимающие. При этом в слое стекла на выпуклой стороне могут возникнуть первые трещинки, которые при дальнейшем изгибании пластинки будут разрастаться в глубину и приведут к ее разрушению. Сжатый же слой стекла, расположенный на вогнутой стороне, находится вне опасности разрушения, поскольку прочность стекла на сжатие примерно в десять раз больше, чем на растяжение. Отсюда следует, что для придания стеклянной пластинке большей прочности надо исключить возникновение в ней при изгибании значительных растягивающих напряжений.

Если из расплавленной массы отпрессуем брусок правильной геометрической формы, резко охладим его обдуванием струей холодного воздуха, то он окажется закаленным с наличием весьма сильных напряжений сжатия в поверхностном слое. Тогда при изгибании бруска на его выпуклой поверхности сначала будут ослабевать напряжения сжатия, затем наступит момент, когда не будет никаких напряжений, и лишь после этого, когда брусок будет уже сильно согнут, начнут возникать растягивающие напряжения, создавая все большую и большую опасность его разрушения. Если такой брусок положить концами на две опоры, повесить посередине его груз и постепенно его увеличивать, то можно заметить, что

закаленный брусок покажет значительно большую прочность, чем хорошо отожженный такого же размера. Кроме того, закаленный брусок сможет прогнуться, не разрушаясь, на значительно большую величину, чем отожженный. На практике повышением прочности стеклянных изделий путем должным образом проведенной закалки достаточно широко пользуются.

Многообразие удивительных свойств стекла определяет многообразие его применений в быту, в технике и в искусстве. Сочетание форм и красок в произведениях искусства, созданных из стекла руками талантливых резчиков, стеклодувов и художников, образует порождающий воображение мир прекрасного. В подтверждение этих слов можно сослаться на авторитет выдающегося ученого, поэта и художника М.В. Ломоносова, который оставил поэтическое описание свойств стекла. И, тем не менее,

«...Далече до конца стеклу достойных хвал,

На кои целый год едва бы мне достал...»

(М.В. Ломоносов. Письмо о пользе Стекла. В кн. «Русская поэзия XVIII века». СПб.: Лениздат, 1966. – 191 с.).

В нашем пособии мы рассматриваем свойства стекла лишь как материала элементов оптических систем, формирующих изображение предметов и определяющих его качество.

3.2. Краткий исторический очерк

Находки археологов позволяют с достаточной достоверностью утверждать, что в Египте и в странах Западной Азии (Передней Азии) истоки стеклоделия относятся к одному и тому же очень далекому времени и отделяются от наших дней промежутком времени приблизительно в шесть тысяч лет. Заметим, что Западная Азия – это часть Азии, охватывающая Малую Азию, Армянское и большую часть Иранского нагорья, Аравийский полуостров, Месопотамию, Палестину и прилегающие к ним с востока области Восточного Средиземноморья.

Среди находок, добываемых раскопками в слоях, относящихся к «архаическому» периоду начального развития Египта, заканчивающемуся IV тысячелетием до Р.Х., находятся изделия того типа, который в последующие века получил широкое распространение и в наше время называем «египетский фаянс». Заметим, что все эти вещи носят название «фаянс» не по праву, так как главный признак принадлежности к этой категории изделий – наличие глинистого черепка – отсутствует. С древнейших времен

широкое распространение в Египте получил фаянс из порошкообразного кварца. В более поздних находках встречается третий вид египетского фаянса, представляющий собой механически обработанные и покрытые глазурью куски натурального кварца или горного хрусталя.

Итак, производство, которое можно считать родоначальником стеклоделия, возникло в архаическую эпоху в Египте. Правда, глазурь египетского фаянса являлась лишь в частичной мере стеклом и использовалась как вспомогательный отделочный материал, но принципиально процесс стекловарения можно было считать открытым, так как люди узнали, что если смешать такие обыкновенные и неказистые материалы, как песок, золу и медную окалину, и подвергнуть их действию огня, то получится новое, прекрасное, голубое вещество, блестящее и твердое, как драгоценный камень.

Расцвет Египта как независимой, могучей державы, носительницы передовой для того времени культуры, падает на III и II тысячелетия до Р.Х. За эти двадцать веков трижды создавались и трижды рушились прочные государственные системы, так называемые «царства» – Древнее, Среднее и Новое. При вступлении Египта в период так называемого Древнего царства стеклоделие находилось еще в начальной, зачаточной стадии. Стекло в эпоху Древнего царства по-прежнему непрозрачно.

Состав стекла со времени Древнего царства постоянно приближался к современным нам типовым составам, постепенно постигались тайны варки более тугоплавкого и более химически стойкого стекла. В начале II тысячелетия содержание окислов щелочных металлов – натрия и калия – еще очень велико и в отдельных случаях достигает 30 %, а известь (окись кальция) вводится в количествах, не превосходящих 4–5 %. Но уже в Новом царстве встречаются образцы стекол, содержащие около 65–75 % кремнезема, 20 % окиси натрия и 8 % окиси кальция. Такие составы уже недалеки от античных, которые в ряде случаев почти совпадают с современными.

По среднему течению Нила лежит местность, носящая сейчас название Тель-эль-Амарна. Здесь с невиданной роскошью был отстроен новый город, названный «Ахетатон». Над его созданием трудились выдающиеся архитекторы, художники и скульпторы. В конце XIX века заброшенный город прославился теми раскопками, которые были произведены на его территории и обнаружили

интереснейшие памятники материальной культуры. В частности, было раскопано несколько стекольных мастерских с остатками оборудования.

В раскопках Тель-эль-Амарны и в ряде других мест были найдены тысячи глиняных формочек, предназначавшихся для изготовления всевозможных мелких предметов: бус, подвесок, колец, амулетов и т.п. Отсюда можно сделать вывод о том, что большинство мелких изделий египетского фаянса изготовлялось прессованием в керамических формах.

Итак, производство стекла возникло очень рано, примерно за четыре–пять тысяч лет до Р.Х., причем первоначально стекло осваивалось, по-видимому, в качестве глазури на керамических изделиях. Рассмотренный огромный по длительности период в истории стеклоделия следует признать зачаточным, поскольку материал, который за это время был создан и освоен в производстве; можно назвать стеклом лишь условно. Этот материал приближался к стеклу только по своему химическому составу, но не обладал прозрачностью – этим уникальным отличительным признаком стекла.

На пороге новой эры летоисчисления произошли два знаменательных в истории стеклоделия события: люди научились варить прозрачное, бесцветное, как горный хрусталь, стекло и вырабатывать из него выдуванием большие, красивые сосуды. Стекло впервые предстало во всем блеске своих бесподобных природных качеств, как единственный материал, способный ограничивать пространство, пропуская световые лучи. Это настолько ошеломило людей, что они в течение нескольких веков меняли стекло на золото.

В 330 году до Р.Х. на юго-восточном берегу Средиземного моря, в западной части Нила, царем Александром Македонским был заложен новый город, названный Александрией, которому было суждено сыграть огромную роль в распространении эллинской культуры среди всего передового человечества последних веков старой эры летоисчисления.

Очень интересный материал дают анализы античных стекол. Эти данные дают наглядное представление о том, как постепенно изменялся состав стекол, приближаясь к современному. В древнем Египте, когда техника получения высоких температур была очень несовершенна, преобладали легкоплавкие рецепты с повышенным содержанием щелочей (до 30 %) и незначительным количеством извести (около 3–5 %). В эллинистическую же эпоху содержание щелочей в стеклах снижается до 16–17 %, а извести – повышается до

10 %, т.е. составы подходят уже вплотную к современным. В этом отношении представляется особо убедительным сопоставление результатов анализа помпейского оконного стекла и современного бутылочного, приведенных в табл. 3.2 [30].

Таблица 3.2. Анализ состава стекол

Составные части	Помпейское стекло, %	Современное бутылочное стекло, %
Кремнезем	69,4	70
Глинозем	3,5	3,4
Окись кальция	7,2	8,5
Окись магния	–	1,2
Окись натрия	17,3	16,5
Окись железа	1,2	0,3
Окись марганца	0,4	–

Итак, эллинистическая эпоха ознаменовалась в истории развития стеклоделия крупным шагом вперед, выразившимся в освоении методики варки стекла при достаточно высоких температурах с получением хорошо проваренного расплава, прозрачного, свободного от пузырей и свилей. Это был, безусловно, крупный успех.

Второй чрезвычайно важный по своим последствиям шаг был сделан примерно в это же время и в значительной мере являлся логическим следствием первого успеха. Этот шаг был ознаменован открытием метода выдувания полых стеклянных изделий.

По мере того, как новый метод выдувания входил в употребление и мастера Египта, Сирии, Финикии, а затем и Рима все увереннее овладевали его бесконечно разнообразными приемами, стекольное производство начало вступать в новую фазу своего развития. С одной стороны, появилась возможность изготавливать небывалые по сложности и красоте вещи, представляющие собой ценные произведения искусства, а с другой стороны, навстречу потребностям широких кругов населения полился поток стеклянных предметов бытового назначения, доступных по стоимости и представленных разнообразнейшим, день ото дня расширяющимся ассортиментом.

Стеклоделы античной эпохи довольно широко начали применять различные виды холодной обработки стекла. Наибольшего совершенства они достигли в рельефной резьбе, которой было украшена Портландская ваза, вид которой показан на рис. 3.4, и несколько других дошедших до нас изделий такого же типа, равных ей по своему художественному совершенству. Другим видом холодной обработки стекла, распространенным в античный период, была гравировка, дававшая на поверхности изделия негативный

рельеф. Инструменты, которыми при этом пользовались, существенно не отличались от инструментов для рельефной резьбы.

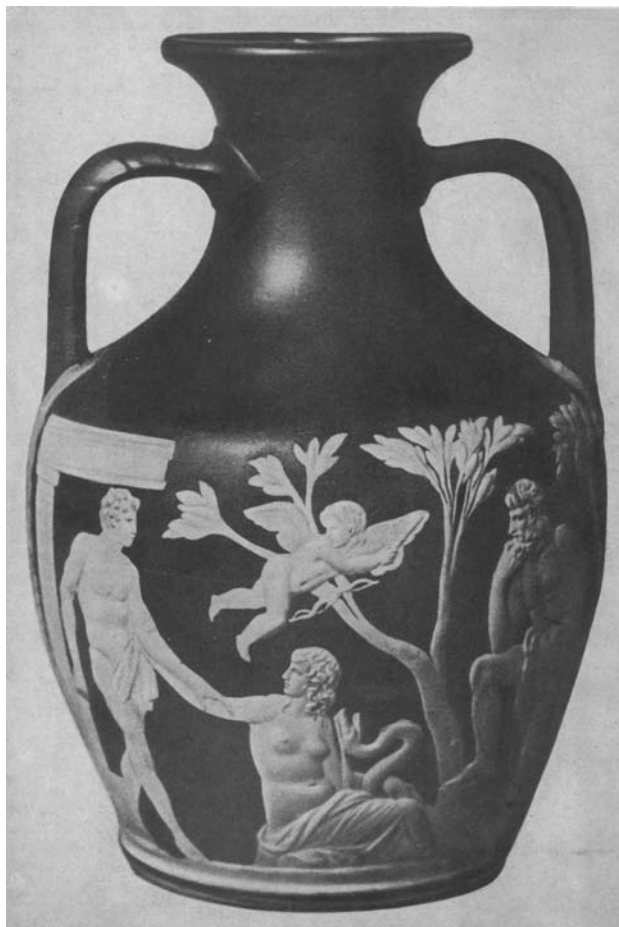


Рис. 3.4. Ваза из двухслойного синего и молочно-белого стекла, так называемая «Портландская». Рисунок выполнен гравировкой. Окрестности Рима, I в.

С начала I века стеклоделие, получившее столь широкое развитие в Италии и на Востоке, стало с чрезвычайной быстротой распространяться по всем странам Западной Европы, завоеванным Римом. Таким образом, в первые века после Р.Х. стеклоделие находилось на небывалой высоте своего развития. Однако, в 410 году Рим был подвергнут страшному разграблению войсками вестготов под командой Аллариха, а в 455 году Рим был вторично взят и дотла опустошен вандалами, приплывшими из Северной Африки под командой своего вождя Гензериха. В 476 году императорский Рим пал. С падением Рима центр стеклоделия был перенесен на Восток. Средневековая Византия существовала еще около тысячи лет.

Начало средневековья было временем полного упадка стеклоделия во всех западноевропейских странах и лишь спустя пять-шесть веков после распада Римской империи появляются признаки возрождения этого производства. Богатейшее наследие, оставленное

стеклоделами латино-эллинистической культуры, замечательное искусство, созданное на базе открытого ими приема выдувательной трубки, было подхвачено и творчески обогащено византийцами, которые после «крестоносного» погрома их столицы, знаменитой жемчужины европейского Востока, бережно перенесли огни своих печей на остров Мурано, перепоручив взлелеянное ими искусство талантливым, мудрым и практичным гражданам всемогущей тогда Венецианской республики. В течение начального периода существования стеклоделия в Венеции (X–XIV вв.) основным видом выпускаемых изделий были бусы. Своеобразную группу представляют бусы, имитирующие природный жемчуг. Наряду с производством бус теми же мастерами и по той же примерно технологии изготавливались мелкие изделия несколько иного назначения, а именно: стеклярус, бисер, искусственные драгоценные камни или «стразы» и другие подобные украшения.

Стеклярус представляет собой очень тонкие трубочки из цветного стекла длиной в 1–2 см с отверстием такого диаметра, чтобы могла проходить швейная игла, а бисер – совсем коротенькие отрезки таких трубочек, имеющие вид маленьких продырявленных зернышек размерами около 1–2 мм. Интересно отметить, что еще в XVIII веке секреты изготовления венецианского бисера не были широко известны в Европе. Во всяком случае, М.В. Ломоносов, организовавший в 50-х годах XVIII века свою фабрику цветного стекла, не имел этих данных и собирался для постановки бисерного производства выписывать специалиста из Венеции, но вскоре отказался от этого намерения, так как решил вопрос самостоятельно.

Начиная с XIII века, на передний план в Венеции постепенно выдвигаются другие виды изделий, главным образом сосуды. К сожалению, до нас не дошло образцов сосудов, изготовленных ранее XV века, и об их форме можно судить лишь по изображениям стекла на картинах итальянских мастеров. Позднее, в конце XV и начале XVI века появляются формы, подражающие готическим серебряным кубкам. Входят в большую моду изделия из цветного и бесцветного стекла, украшенные живописью и позолотой. Очень высоко ценились также венецианские изделия из белого «молочного» стекла, обычно расписанные краской и позолотой. Типичные образцы таких изделий показаны на рис. 3.5.



Рис. 3.5. Венецианские изделия из молочного стекла

Во вторую половину XVI века, когда искусство венецианских мастеров достигло наивысшего уровня, форма сосудов все более и более совершенствуется. Замечательные декоративные свойства стекла, его прозрачность, чистота и пластическая выразительность использованы в этих изделиях с изумительным мастерством. Типичными для этого периода изделиями были бокалы с простой, исполненной из тонкого бесцветного стекла, верхней частью в виде широкой чаши или опрокинутого колокола на очень высокой ножке, имеющей вид балясины, т.е. напоминающей собой точеную колонку. В XVII веке ясный профиль балясины сменяется необыкновенно искусным сплетением стеклянных змеевидных жгутов из бесцветного или цветного стекла, нагромождением листьев и лепестков фантастических цветов, гребешков, крылышек, птичьих голов, сочетающихся с элементами орнаментального характера. При этом чаша обычно остается кристально чистой, сделанной из прозрачного, тончайшего стекла, без единой отметины. Фотография бокала такого типа представлена на рис. 3.6. Глядя на этот бокал, не знаешь, чему больше изумляться: безудержной фантазии художника или виртуальной технике мастера.



Рис. 3.6. Венецианский сосуд с росписью и позолотой

Событием огромной важности в истории венецианского стеклоделия было изобретение так называемого «филигранного» способа выработки стекла. Этот метод отличается тем, что декоративный элемент вносится непосредственно в массу стекла, создает рисунок в самом материале, внутри самих стенок изделий, а не на их поверхности. При филигранной технике изготовления изделий декоративные элементы имеют вид белых и цветных нитей, образующих внутри стекла иногда очень сложный, но всегда правильный, симметричный рисунок. На рис. 3.7 показаны некоторые типичные изделия, изготовленные способом филигранной технике.

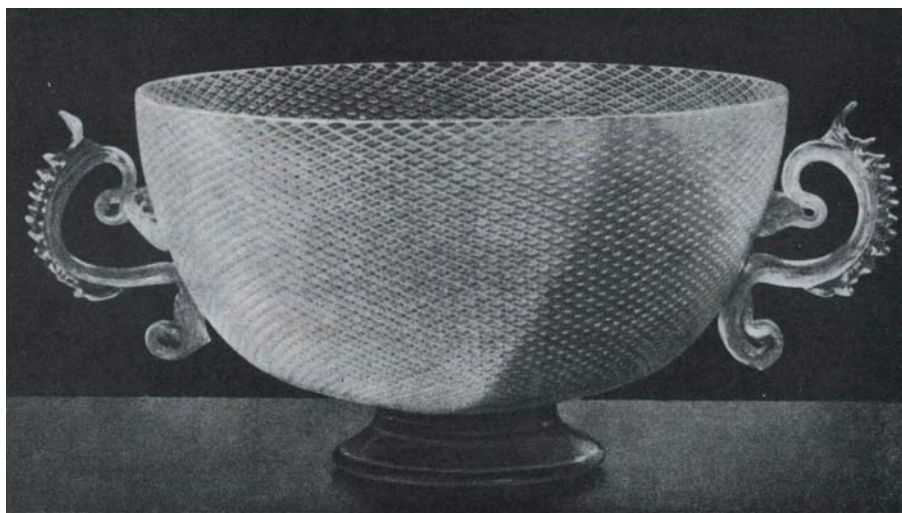


Рис. 3.7. Венецианские изделия филигранной техники

Монах Теофил в своем известном труде, написанном в XII веке, дает довольно подробное описание современного ему метода изготовления листового стекла, не указывая, к сожалению, времени изобретения этого метода. Стекло получалось неодинаковой толщины с шероховатыми поверхностями и в листах очень небольшой величины. Мастерам Мурано удалось к началу XVII века настолько усовершенствовать старый халявный метод получения листового стекла, что изготовление стекол большого размера сделалось совсем обычным явлением. Особые меры были приняты и для повышения

качества продукции. Сторона стекла, обращенная к плите, на которой цилиндр расправляли в плоский лист, получалась теперь очень ровный и гладкой, так как огнеупорная плита, или «разводная лава», как ее называли, подвергалась тщательной шлифовке тонкими песками.

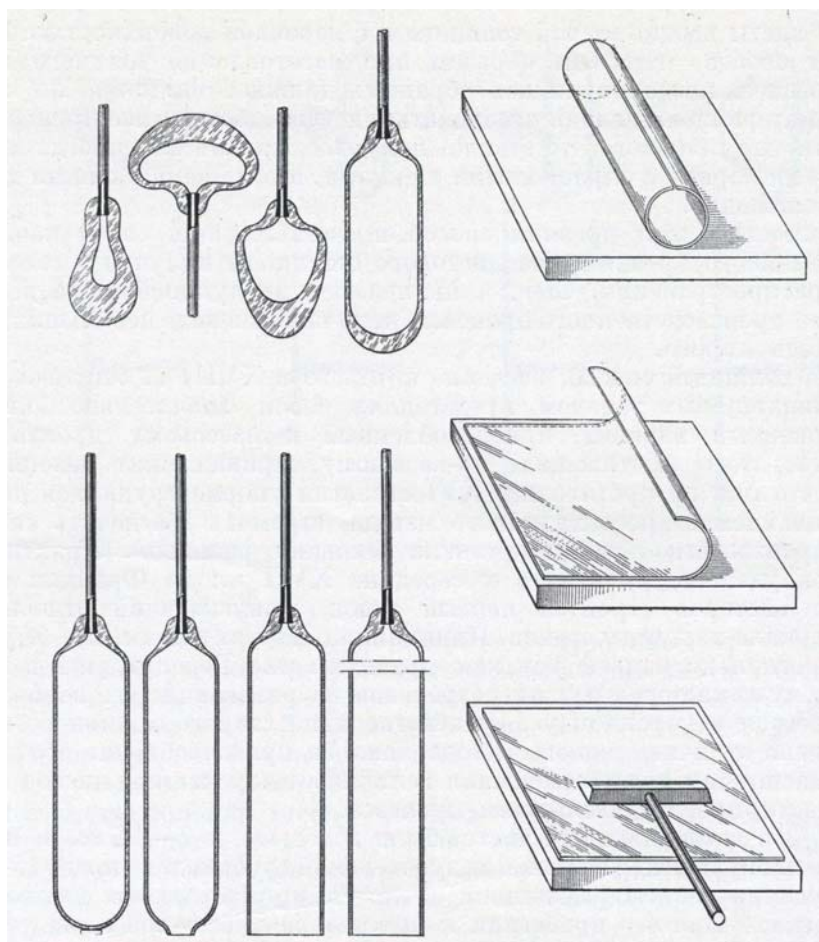


Рис. 3.8. Схема ручного производства оконного стекла халявным способом

На рис. 3.8 схематически показаны главнейшие этапы выработки листового стекла по халявному способу. Все стадии раздувания цилиндра представлены достаточно наглядно и пояснений не требуют. На одной из стадий, как показано на рисунке, к нижнему сферическому торцу цилиндра прикрепляется комочек горячей стекломассы. Это делается для того, чтобы образовать в нем отверстие для окончательной отделки нижней части халявы. Производится это так. Горячий комок стекла вызывает местный разогрев сферического дна цилиндра, вследствие чего стекло в этом месте становится более мягким. Тогда наружный конец трубки плотно закрывают пальцем, и конец цилиндра всовывают в отверстие печи. Находящийся в халяве воздух стремится расшириться, но цилиндр плотно закупорен и давление в нем повышается до тех пор,

пока стенка не прорвется в самом слабом месте, т.е. около прикрепленного комочка стекла. В образовавшееся отверстие вводят ножницы, которыми вырезается правильное круглое отверстие, после чего халяве придают быстрое вращательное движение вокруг ее оси. В результате действия центробежной силы нижняя кромка халявы разворачивается, как показано на рисунке, в правильную цилиндрическую поверхность, образующую продолжение корпуса халявы. Последние позиции рисунка показывают, как халява отрезается и расправляется на разводной лаве в печи. В результате описанного усовершенствования халявного метода производство туалетных зеркал становится одной из основных специальностей венецианских стеклоделов.

Венецианцы эпохи Возрождения во всех видах изделий, считающихся особенно типичными для муранского производства – филигранные сосуды, высокие бокалы со сложными ножками и люстры, – применяли главным образом бесцветное стекло.

Несмотря на строгие законы, охранявшие законы муранских стеклоделов, многим из них удавалось перебираться за границу и организовывать в разных уголках Европы производство стекла венецианского типа. В XVI и XVII веках появляются предприятия в Риме, Флоренции, Неаполе, Милане и других итальянских городах, а также в Нидерландах и Англии. Многие из этих новых предприятий выпускали столь высококачественную продукцию, что ее невозможно отличить от подлинной муранской.

Однако, изделия, имеющие отношение к изживающему себя барочному стилю, на протяжении XVII века постепенно выходят из моды. В искусстве начинают звучать новые веяния – приближается эпоха классицизма. Пальма первенства в области стеклоделия переходит к Чехии, которая с конца XVII века дебютировала на европейском рынке с продукцией своеобразного характера, получившей название «богемского хрусталя», представляющей собой тяжелые толстостенные сосуды, сделанные из великолепного бесцветного стекла и украшенные глубокой резьбой. Именно такого вида изделиям, выпущенным чешскими стеклоделами на европейский рынок в XVIII столетии, и было суждено в корне изменить вкусы европейского общества и полностью вытеснить когда-то знаменитые творения мастеров острова Мурано.

Древняя Русь по своему военному могуществу и общему уровню культуры занимала одно из видных мест среди государств Европы. Новейшие археологические данные подтверждают довольно широкое

в те времена распространение грамотности среди русского народа. Нередким было и знание иностранных языков, особенно в кругах феодальной знати. Известно, что Всеволод Ярославич, отец Владимира Мономаха, говорил на пяти языках. Некоторые князья и дружинники проявляли исключительный интерес к книгам и собирали у себя большие библиотеки. Особенно убедительным доказательством общего и высокого уровня культуры древней Руси, киевского и докиевского периодов, может служить широкое развитие многообразных ремесел, в том числе тонких, художественных, прославленных не только внутри страны, но и далеко за пределами Киевского государства. Б.А. Рыбаков в своей книге «Ремесло древней Руси» насчитывает свыше сорока видов ремесел, существовавших в то время.

В известном трактате о ремеслах, составленном Теофилом, средневековым немецким ученым монахом одного из бенедиктинских монастырей, жившим в эпоху древней Руси, среди стран, прославленных своими художественными ремеслами, Русь поставлена на второе место, непосредственно после Византии – самого культурного европейского государства того времени.

Восхищение, которое вызывалось у иностранцев посещением древней Руси, усиливалось великолепием монументальных построек ее многочисленных городов, в первую очередь Киева, знаменитого своими храмами. Таких храмов в Киеве было несколько: Десятинная церковь, Успенский собор Печерской лавры, Михайловский златоверхий монастырь и, наконец, самый великолепный из них, всемирно известный своей архитектурой, мозаиками и фресками храм Софии.

В XI–XII веках храм Софии в Киеве являлся своеобразным центром цивилизации, откуда просвещение распространялось по всей Руси. При нем была организована первая библиотека с большим количеством книг не только духовного, но и светского содержания. При храме состояло много переводчиков и писцов, неустанно умножавших книжный фонд библиотеки. Здесь же создавались оригинальные произведения русской литературы, и был составлен древнейший летописный свод.

Однако, не следует забывать, что и в других крупных центрах Киевской Руси: в Новгороде, Полоцке, Чернигове были храмы, немногим уступающие столичному по своему великолепию.

Уровень развития культуры Киевской Руси вполне позволяет предположить, что в некоторых из ее многочисленных городов могло

существовать собственное стекольное производство. В течение долгого времени принято было считать, что все цветное стекло, т.е. все смальты, из которых набирались мозаики древнерусских храмов, завозились в славянские земли египетскими, финикийскими, сирийскими, арабскими и другими купцами. Однако, в начале XX века археолог Хвойко раскопал в Киеве около Десятинной церкви остатки стекольной мастерской, относящейся в XI–XII векам. Не менее интересные результаты были получены в 1950 году при раскопках, проведенных Институтом археологии Академии наук УССР в одном из древнейших районов Киева, именуемом Подолом. В слоях конца XI века и начала XII века были открыты остатки большой стеклоплавильной мастерской с разрушенными горнами, с черепками тиглей, облитых разноцветными стеклянными расплавами, и с большим количеством обломков и полуфабрикатов всякого рода стеклянных изделий, начиная от бус, перстней и браслетов и кончая тонкостенными сосудами и кусками многоцветной смальты.

И, наконец, годом позже был получен еще более ценный материал. В так называемом «митрополичьем саду» на территории историко-культурного музея-заповедника Киево-Печерской лавры весной 1951 года произошел обвал земли, который обнажил остатки разрушенной монголами в 1240 году крепостной стены, окружавшей Печерский монастырь и обращавшей его в мощный укрепленный замок. Стены были выложены из кирпича по всем правилам фортификации того времени, имели 2 м в ширину и 6 м в высоту. В результате раскопок, проведенных на этом месте тем же институтом, была обнаружена крупная мастерская XI века, расположенная на монастырской территории и имевшая своим назначением выпускать в больших по тому времени количествах мозаичные смальты, глазурованные керамические плитки и оконные стекла – ценный художественный отделочный материал для строительных работ по возведению монументальных зданий общественного назначения. Главным потребителем этой продукции был Успенский собор Киево-Печерской лавры, строившийся в 1073–1075 годах и взорванный немецко-фашистскими захватчиками в ноябре 1941 года.

Итак, можно считать доказанным, что в Киеве домонгольского периода существовало, по меньшей мере, три стекольных мастерских. Дальнейшие археологические исследования показали, что местные центры стекольного производства существовали и в некоторых других населенных пунктах Киевского государства. Достаточно достоверные следы их обнаружены, например, в старинном городе

Колодяжине Житомирской области, в Костроме, в старой Рязани, в Новгороде.

Наши предки, славяне домонгольского периода, располагали собственным, хорошо поставленным стекольным производством, размещавшимся по преимуществу в крупных городах и поставлявшим населению разнообразную продукцию в большом количестве.

Пора восстановления стекольной промышленности в Западной Европе наступает с XVI века. В это время начинают строиться стекольные заводы во Франции, Германии, Англии; в это же время возникает первый крупный по тому времени стекольный завод в России. Завод был построен под Москвой в селе Духанине иностранцем шведского происхождения пушечным мастером Койэтом. Техникой производства руководил выписанный из-за границы Койэтом «немчин» Пауль Кункель. О деятельности Духанинского завода известно очень мало. Раскопки на месте завода показали, что он выпускал очень простые ходовые изделия, главным образом питьевую посуду из стекла невысокого качества. Завод проработал до начала XVIII века, т.е. около 70 лет, и существенного влияния на развитие русской стекольной промышленности не оказал.

В 1668 году строится второй завод в Московии, принадлежащий лично царю. Царь Алексей Михайлович был, что называется, рачительным. В его летней резиденции в селе Измайлове культивировались различные отрасли промышленности и сельского хозяйства. Разводился скот, делалась запашка земли и даже были попытки выращивать некоторые технические культуры. Все это велось в небольшом масштабе под непосредственным наблюдением самого царя. Здесь же среди этого «потешного» хозяйства Алексей Михайлович решил завести и стекольное дело, построив завод, названный Измайловским. При организации Измайловского завода царь проявил своего рода патриотизм и пригласил сперва только русских мастеров (Бориса Иванова и Григория Васильева). За два года им удалось построить производство на уровне искусства немецких мастеров, заправлявших делом в Духанине. Но хозяин завода добивался лучшего и позвал прославленных венецианских мастеров, которые, очевидно, были искуснее духанинских немцев, поскольку оригинал всегда совершеннее копии.

С тех пор Измайловский завод, как по разнообразию выпускаемой продукции, так и по ее художественным достоинствам поднимается на большую высоту. Продукция завода носила

парадный, придворный характер. В основном это была столовая посуда: кувшины, стаканы, рюмки, кубки, чарки, блюда, тарелки, вазы. Изготавливалась также аптекарская посуда различных форм и назначений, чернильницы, мухоловки, лампы, подсвечники, церковные паникадила, а также различные фигурные «потешные» предметы. Процветало на заводе и финифтяное (эмалевое) производство. Применялась финифть белого, желтого, лазоревого и других цветов. Стекло производилось как бесцветное, так и окрашенное, прозрачное или заглуженное. Использовался и свинцовый хрусталь, считавшийся тогда последний английской новинкой, хотя на самом деле его изобретение относится к античной эпохе.

Изделия Измайловского завода подвергались искусной отделке резьбой и золочением, вызывая своим совершенством справедливое восхищение иностранцев, заезжавших в Москву. Говорили, что таких великолепных золоченых хрустальных вещей за границей делать не умеют. Недаром царь Алексей Михайлович в 1671 году щедро одарил мастера-золотописца своего завода Дмитрия Степанова за высокое искусство, прославляющее Русь.

Таким образом, русское художественное стекло конца XVII века и по качеству материала, и по разнообразию выпускаемых изделий несколько не уступало современному заграничному. Что же касается техники производства, то, может быть, она в некоторых отношениях стояла выше западноевропейской. Об этом свидетельствует не только высокое мастерство формовки и отделки рядовой художественной продукции завода, но и такие исключительные изделия, как, например, рюмки в сажень высотой. Несомненно, что изготовление такого курьезного образца требовало исключительного искусства мастеров-выдувальщиков.

В конце XVII века под Москвой недолго существовал еще один царский стекольный завод – Черноголовский, расположенный недалеко от г. Богородска и являвшийся как бы филиалом Измайловского завода. О деятельности его известно очень мало, и, по-видимому, он интереса не представляет.

В итоге московский период развития стеклоделия, охвативший вторую половину XVII века, следует рассматривать как начальную фазу, когда через приглашаемых иностранных специалистов были получены сведения о новейших достижениях европейской стеклотехники и подготовлены первые русские кадры первоклассных мастеров стекольного дела, проверены отечественные сырьевые

ресурсы, найдены хорошие пески и гончарные глины, т.е. решены коренные вопросы, обеспечившие дальнейшие успехи стекольного производства в России. Техника производства, опирающаяся на отечественные кадры, в некоторых случаях была поднята на большую высоту и свидетельствовала о своей достаточной подготовленности к дальнейшему самостоятельному продвижению вперед.

В 1705 году по приказу Петра I был построен под Москвой на Воробьевых горах завод стекла. По тем временам этот завод представлял собой предприятие передовое, организованное по последнему слову современной техники. После победы в сражении при Гангуте в 1714 году положение новой столицы упрочилось и в направлении от Москвы к Петербургу началось общее движение. Двинулся в путь и Воробьевский завод. Он был размещен в ста с лишним километрах от столицы на берегу реки Луги, впадающей в Балтийское море. Завод расположился в двух точках: около г. Ямбурга (ныне Кингисепп), где обосновалось зеркальное и посудное производство, и около села Жабино в 15 км ниже по течению Луги, где разместилось производство листового оконного стекла. Ямбургский завод принадлежал тогда ближайшему соратнику Петра в военных и гражданских делах князю Меншикову. Богатый владелец не жалел средств на расширение и усовершенствование своего предприятия. Через несколько лет, как по технике производства, так и по ассортименту продукции новые заводы опередили московскую группу.

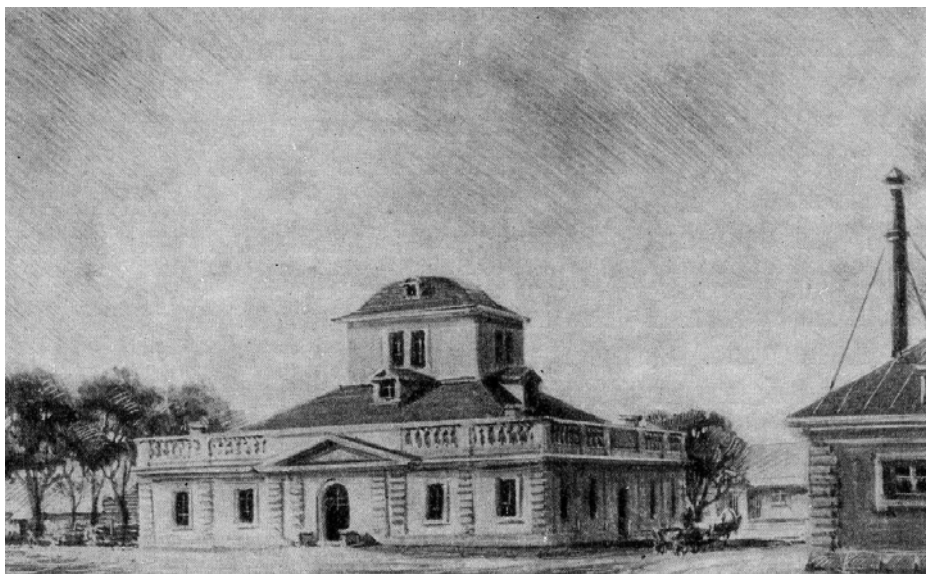


Рис. 3.9. Санкт-Петербургский стеклянный завод на Фонтанке. Середина XVIII века. Реконструкция архитектора А.И. Тарантула, 1955 г.

После смерти императрицы Екатерины I имущество Меншикова было конфисковано, а сам он сослан. Ямбургский и Жабинский заводы перешли в казну. Вскоре Ямбургский завод, славившийся производством художественной стеклянной посуды и огромных зеркал, был переведен в Петербург, а Жабинский завод переехал на южный берег Ладожского озера у впадения в него реки Лавы. Завод в Петербурге расположился на левом берегу реки Фонтанки, занимая площадь, ограниченную в настоящее время Гороховой улицей, Загородным проспектом и Казачьим переулком. Вид завода показан на рис. 3.9. В начале 70-х годов XVIII столетия стекольный завод, как представляющий опасность в пожарном отношении, был вынужден переместиться на южный берег Ладожского озера при впадении в него реки Назы, куда за несколько лет до этого был переведен бывший Жабинский завод. Соединение в одном месте и под одним руководством обеих частей расщепленного когда-то надвое Воробьевского казенного завода явилось в области стекольной промышленности событием крупного масштаба.

Последние годы пребывания завода в Петербурге совпали с появлением в искусстве классического стиля, что не могло не отразиться на художественном облике заводской продукции. Отмеченные изменения характеризуются рис. 3.10 и 3.11.



Рис. 3.10. Штоф с вензелем Елизаветы Петровны. Середина XVIII века



Рис. 3.11. Кубок. Середина XVIII века

Знаменательным событием первого петербургского периода жизни завода было появление в его стенах М.В. Ломоносова.

Почти все хрустальные изделия, выпускаемые Санкт-Петербургским стеклянным заводом, делались из бесцветного стекла и лишь малая часть их была окрашена в синий и зеленый цвета. Завод в 1751 году обратился через Канцелярию от строений в Академию наук с просьбой передать производству результат научных работ по цветному стеклу знаменитого, *«обретающегося при Академии наук советника и профессора господина Ломоносова»*. Академия передала это поручение Ломоносову и он согласился *«сие искусство открыть присяжному честному и трезвому человеку, который бы мог притом понять химические процессы, которые по сему делу знать необходимо нужно»*. Заметим, что в то время во всем мире искусство производства стекла основывалось исключительно на эмпирических данных и находилось в руках научно необразованных практиков, так называемых «арканистов», т.е. знатоков тайн. Наука в Европе находилась в плену у идеалистических теорий, распространяющихся под покровительством Вольфовских метафизических концепций о духообразных флюидах и прочих «чудищах», как их называл Ломоносов. На фоне этого мракобесия заявление о том, что для варки стекла необходимо знать химию, звучало ересью. Однако, одновременно с Ломоносовым выступил в таком же духе его одноклассник по учебе, выдающийся русский технолог, создатель нашего отечественного фарфора Дмитрий Иванович Виноградов, который писал: *«... дело парцелина (т.е. фарфора) химию за основание и за главнейшего своего предводителя имеет»*.

Чиновники Академии наук и Канцелярии от строений не решились противоречить строптивому профессору и откомандировали в его распоряжение технически грамотного человека в лице «архитектурного ученика» Петра Дружинина. Через год Дружинин, овладев под непосредственным руководством Ломоносова всеми необходимыми знаниями, возвратился на завод, и с тех пор цветное стекло во всем разнообразии оттенков широко распространилось сперва на казенном, а затем и на других русских стекольных заводах.

Учение Ломоносова о цветных стеклах быстро осваивалось, завод все больше и больше выпускал изделий из разнообразно окрашенного стекла, а также входивших в то время в моду изделий из молочного непрозрачного стекла, расписанного эмалевыми красками, как показано на рис. 3.12.



3.12. Сосуды из молочного стекла. Вторая половина XVIII века

Есть все основания утверждать, что современная наука о стекле, охватывающая обширный круг сложнейших вопросов, получила свое начало в России в 40-х годах XVIII века в маленькой трехкомнатной лаборатории у Тучкова моста, в этой первой экспериментальной базе Ломоносова. В 1748 году после многолетних хлопот, Ломоносов получает вновь отстроенную лабораторию. Первые четыре года работы в этой лаборатории (1749–1752) – знаменательный период в истории стеклоделия, так как в это время рукой великого ученого наука о стекле выводилась из дебрей эмпиризма на путь логического мышления, на уровне подлинной теоретической науки.

Фундаментальное научное исследование по химии стекла, проводившееся Ломоносовым в рассматриваемый четырехлетний период и потребовавшее около четырех тысяч опытов, разбивается на три крупных этапа.

Первый – расширение ассортимента исходных материалов (стеклообразующих материалов, красителей, глушителей).

Второй этап работы Ломоносова в области стекла – получение в более или менее очищенном виде различных минеральных красителей путем той или иной химической обработки природных или искусственных соединений, содержавших эти красители.

И, наконец, последняя, заключительная стадия работы – изучение действия красителя на стекло.

Вся экспериментальная часть работы проводилась на небывало высоком методическом уровне, о чем можно судить по следующим признакам.

Во-первых, совершенно правильно организованы опытные плавки. Размер тиглей (емкостью около 15–20 миллилитров, т.е. кубических сантиметров) подобран верно. Сейчас для подобных работ применяются тигли примерно такого же размера.

Во-вторых, строго соблюдалось постоянство условий опытов, т.е. при изучении количественного влияния какого-нибудь одного фактора применялись все меры, чтобы действие остальных факторов оставалось постоянным.

В-третьих, соблюдалась строгая количественная дозировка компонентов, что для того времени было новостью.

В-четвертых, навешивание производилось с вполне достаточной точностью, до 1 грана (0,0625 г).

В-пятых, применялось систематизированное хранение образцов в специальных ящиках за соответствующими номерами. Важность этого условия очевидна, если количество образцов измеряется тысячами.

В-шестых, велся с педантичной точностью, в большинстве случаев собственноручно Ломоносовым, лабораторный журнал, в который заносились все факты, наблюдения и выводы.

В-седьмых, впервые совершенно четко ставился вопрос о влиянии состава стекла на его свойства.

Таким образом, Ломоносовым впервые в мировой истории стеклоделия проводилось изучение технологии и свойств цветных стекол на таком высоком научном уровне. Помимо громадного принципиального значения, которое имела эта работа, впервые поставившая науку о стекле на надлежащую высоту, были достигнуты и большие практические результаты. Была создана обширная палитра цветных стекол как прозрачных, так и заглашенных. Для каждого из них были разработаны рецептура состава, режимы варки и последующей термической обработки.

Такой результат, несомненно, является крупнейшим научным достижением. По этому поводу знаменитый математик Леонард Эйлер писал Ломоносову из Берлина: *«Достойное вас дело есть, что вы стеклу все возможные цветы дать можете. Здешние химики сие изобретение за превеликое дело почитают»*.

Когда Ломоносов был избран почетным членом Российской Академии художеств, архитектор Кокоринов, представляя академическому собранию нового академика, сказал, что он *«не токмо простираясь в науках, славное приобрел имя, но и по*

склонности к художествам открыл, к славе России, толь редкое еще в свете мозаичное искусство».

Назынский период деятельности объединенного казенного стекольного завода длился немногим более пяти лет. Поводом к новой перемене места послужил документ, заканчивавшийся следующими словами:

«... всемилостивейше повелеваем Мы состоящие в ведомстве оной конторы Назынские стекольные заводы отдать в вечное и потомственное владение Нашему генералу князю Потемкину, на основании законов о мануфактурах.

Екатерина, октября 24 дня 1777 г. С.-Петербург».

Вскоре после приобретения объединенных заводов Потемкин замыслил перевести их в Петербург и добился разрешения митрополита занять территорию, принадлежавшую Александро-Невскому монастырю, на левом берегу Невы, где берет свое начало Обводный канал.

В 1779 году завод-странник тронулся в свой последний рейс. К 1783 году переезд завода был завершен. На новом месте завод широко отстроился. В основном завод продолжал обслуживать потребности царской фамилии и приближенных ко двору частных лиц. В соответствии с этим изделия завода имели преимущественно парадный облик, отличавшийся пышностью и богатством оформления.

После смерти Потемкина Екатерина II купила у его наследников завод и передала его в казну. С переходом завода в 1791 году в казну наступила пора устойчивого состояния, когда ничто извне не мешало заводу планомерно повышать свою техническую и художественную культуру, чутко отражая влияние тех или иных господствующих течений в искусстве.

В разработанном в 1804 году положении имелся такой пункт: *«Для усовершенствования изделий Стеклянного завода и, следовательно, для умножения выгод его потребен из художников инвентор, который бы мог снабжать завод хорошими образцовыми рисунками».* «Инвентор» – слово французское, оно означает «выдумщик», «изобретатель». Далее в документе было определено и должностное лицо: *«... а потому и определить для сего архитектора Томона с жалованным по 1200 рублей в год».* Архитектор Томон, создатель знаменитого здания Биржи и Ростральных колонн на стрелке Васильевского острова, проработал на Санкт-Петербургском стеклянном заводе до самой своей смерти в 1813 году.

После смерти Томона на должность инвентора с тем же окладом был назначен гениальный русский зодчий Карл Росси. Однако, занятый возведением беспримерного по великолепию здания Генерального штаба на Дворцовой площади, Елагинского дворца и некоторых других построек, уже в 1819 году Росси просит освободить его от обязанностей инвентора. Общее художественное руководство заводом после ухода Росси принял на себя Иван Алексеевич Иванов, который оставил в истории завода значительный след.

Заметим, однако, что роспись на изделиях молочного стекла, например, выпускавшихся петербургским стекольным заводом, первоначально наносилась мастерами-живописцами петербургского фарфорового завода (ныне Ломоносовского). Случалось также, что оба упомянутых завода объединялись под одним управлением. Михаил Александрович Языков был одновременно директором двух этих заводов с 1848 года по 1885 год.

С начала XIX столетия молочное расписное стекло отодвигается на задний план и его место занимает посуда из бесцветного золоченого хрусталя, оформленная в строго классическом стиле. Примеры такой посуды показаны на рис. 3.13–3.16.



Рис. 3.13. Рюмки. Конец XVIII века



Рис. 3.14. Сервиз. I четверть XIX века



Рис. 3.15. Кувшин.
I четверть XIX века



Рис. 3.16. Ваза из бесцветного и синего
стекла. Начало XIX века

К 40-м годам XIX века все загородные дворцы были уже полностью обеспечены зеркалами и заканчивались заказы на зеркальные стекла для Кремлевского дворца, Эрмитажа и Исаакиевского собора. Дальнейших заказов со стороны дворцового ведомства не предвиделось. Что же касается частного рынка, то потребности его в больших зеркалах полностью удовлетворялись казенным Выборгским заводом и некоторыми частными заводами, научившимися к этому времени изготавливать большие зеркала более дешевым выдувным способом. На необходимое обновление

оборудования и модернизацию технологического процесса требовалось около четверти миллиона рублей. Таких денег не было.

Таким образом, к 50-м годам экономическая конъюнктура для петербургского стекольного завода стала складываться весьма неблагоприятно и назревал серьезный кризис.

Можно с достаточной достоверностью предполагать, что за первое столетие интенсивного восстановления стеклоделия в нашей стране возникли все более или менее значительные заводы, число которых в России к екатерининскому времени достигло 40. Часть этих заводов принадлежала казне, некоторыми из них владели разные могущественные лица, до царей включительно, а иные возникали на средства предприимчивых торговых людей. Большинство заводов этой категории просуществовало много лет и оставило значительный след в истории русского стеклоделия.

В 1724 году купец Мальцов построил небольшой завод в Можайском уезде под Москвой. Через несколько лет наследники Мальцова возводят еще два завода: один в Орловской губернии, другой во Владимирской на реке Гусь (один из крупнейших центров советской стекольной промышленности). Мальцовская группа заводов начинает расти с быстротой снежного кома и к концу XVIII века их число достигает 20. Мальцовские заводы относились к предприятиям чисто русского характера. Они работали на сырье отечественного происхождения. Мальцовскую посуду можно было встретить в любой русской деревне.

Среди частных заводов, создавших себе громкое имя, можно назвать работающий до настоящего времени Хрустальный завод, отстроенный помещиком Бахметьевым в 1763 году в районе Пензы. После двух Мальцовских заводов, Гусевского и Дятьковского, это был самый крупный в России частный завод, вырабатывавший ценные сорта посуды. Бахметьевский хрусталь нередко успешно конкурировал на выставках с лучшими изделиями русского и иностранного происхождения.

К числу выдающихся стекольных заводов того времени следует отнести Усть-Рудицкую фабрику Ломоносова, которая выпускала совершенно новую продукцию, ранее нигде в России не изготавливавшуюся, а, именно, «смальты» (заглушенные цветные стекла для мозаики), бисер, стеклярус, пронизки, различные галантерейные изделия (граненые камни, броши, серьги) и, наконец, столовые сервизы, туалетные и письменные приборы из разноцветного стекла.

Кроме указанной группы Мальцовских заводов и Бахметьевского завода, можно назвать Круговский завод Меншикова, Марьинский завод Олсуфьева, Милятинский завод Орлова и еще до десятка более мелких заводов. Некоторые из этих предприятий насчитывали по несколько сот рабочих и были значительно крупнее Санкт-Петербургского стеклянного завода, где в середине XIX века работало немногим более ста человек. К моменту реформ 60-х годов общее число стекольных заводов в России достигло 180. Таким образом, русское стеклоделие за двести лет, прошедших после постройки первых заводов в Москве, успело сделать большие успехи и превратиться в одну из важных отраслей промышленности страны. В конечном счете, обстоятельства сложились так, что было принято решение прекратить самостоятельное существование завода путем включения его в качестве особого цеха в петербургский фарфоровый завод (ныне Ломоносовский), что и было осуществлено в 1890 году. С тех пор этот завод стал называться «Императорские Фарфоровый и Стеклянный заводы». Новый цех или, как его тогда называли, «хрустальный шатер», просуществовал в составе фарфорового завода до 1920 года. Эту дату и следует считать завершающей длинный и славный путь, пройденный Санкт-Петербургским стеклянным заводом.

Начало изготовления линзоподобных деталей лежит в глубокой древности. Среди других большая, хорошо сохранившаяся плосковыпуклая линза из горного хрусталя диаметром 55 мм в оправе (фокусное расстояние около 150 мм), изготовленная 2500 лет до Р.Х., была обнаружена Г. Шлиманом в 1820 году при его знаменитых раскопках Трои. Линзы из искусственно созданного материала – стекла, изготовленные в 600–400 гг. до Р.Х., были найдены в Саргоне (Месопотамия). Список найденных античных линз весьма обширен. Однако, о возможном применении этих линз можно лишь догадываться.

Первое достоверное описание способности линз создавать увеличенное изображение предмета дал в своих трудах монах францисканского ордена Роджэр Бэкон (1214–1294), выпускник Оксфордского университета, один из замечательных ученых и мыслителей XIII века. В одном из своих трудов Р. Бэкон писал [20]: *«Прозрачные тела могут быть так обработаны, что отдаленные предметы покажутся приближенными и наоборот, так что на невероятном расстоянии будем читать малейшие буквы и различать*

мельчайшие вещи, а также будем в состоянии усматривать звезды, как пожелаем».

Во Флоренции в церкви Санта Мария Маджоре на одном из могильных камней имеется надпись, из которой следует, что изобретателем очков (*inventore degli occhiali*) является Сальвино Арматти, умерший в 1317 году. Само же изобретение очков, согласно словарю итальянской академии Делла Круска, произошло в 1285 году. Важно отметить, что в 1300 и в 1301 годах Венецианский государственный совет издал специальный указ, который запрещал изготовление очков из плохого стекла. Объяснение действия очков с вогнутыми (отрицательными) линзами дал впервые Франциск Мавролик в середине XVI века.

В ночь на 7 января 1610 года выдающийся итальянский ученый Галилео Галилей (1564–1642) впервые направил на звездное небо изготовленный им из двух линз телескоп. Эта дата считается в науке началом эпохи телескопических наблюдений. Появление и развитие телескопических систем в XVII веке вызвало подлинную революцию как в оптике, так и в астрономии. Однако, первые телескопы были еще весьма несовершенны: изображение звезды вследствие сферической и хроматической аберраций имело вид светлого пятна, окрашенного радужным ореолом. Выдающийся английский ученый И. Ньютон (1642–1727) впервые увязал качество наблюдаемого изображения звезд с аберрациями линз, образующих телескопическую систему, и определил возможные пути их устранения. Для подтверждения идеи ахроматизации изображения точки И. Ньютон построил «стеклянно-водяной объектив», состоящий из стеклянных менисков, пространство между которыми заполнено водой, для «просветления» которой в нее был добавлен свинцовый сахар. В результате этого дисперсия воды приблизилась к дисперсии стекла, чего И. Ньютон не предвидел, и ожидаемого эффекта ахроматизации изображения достичь не удалось.

Известно, что открытие ахроматизации изображения, образованного оптическими системами, почти всегда связывается с именами английских оптиков Честера Холла и Джона Доллонда. Интересно отметить, что в западноевропейской литературе XIX–XX веков изобретение Доллонда рассматривается как нечто совершенно новое и независимое от исследований Эйлера. Однако, знаменитый английский физик Д. Пристли в своей «Истории оптики» (1772 г.) прямо указывает на то, что Доллонд приступил к своим изысканиям под непосредственным влиянием работ Эйлера. В статье

опубликованной в «Месяцеслове на 1777 год» под названием «Главнейшие изобретения с некоторых веков в Европе учиненные», читаем: *«Утверждаясь на доказательствах г. Эйлера, на мысль пришло г. Доллонду объективные стекла делать из двух родов стекла известных в Англии под названием флинтглас и кронглас. Первое из них сие отменное имеет свойство, что разных цветов лучи по преломлении больше рассеивает, нежели кронглас, или обыкновенное простое стекло».* Сам Л. Эйлер историю создания ахроматической оптики описал в 1774 году следующим образом: *«Наше мнение вскоре же подверглось яростным нападкам со стороны покойного Доллонда, который еще долгое время считал, что доказательство великого Ньютона обосновано настолько прочно, что не может быть ошибочным. Для подкрепления своего мнения он приступил к опытам над преломлением различных прозрачных веществ, в особенности разных сортов стекла. Эти опыты вполне подтвердили мое мнение, и Доллонд принужден был признать свою ошибку. Без сомнения, именно это важное открытие заставило искусного мастера с жаром приняться за усовершенствование обычных линз».*

В истории развития оптического стекла следует вспомнить, прежде всего, Пьера Гинана, швейцарского рабочего, начавшего в XVIII веке свою карьеру оптика с изготовления очков и примитивных телескопов-рефракторов с картонными тубусами. Однажды ему удалось увидеть телескоп английского оптика Джона Доллонда, и П. Гинан решил, во что бы то ни стало самому научиться изготавливать такие рефракторы. После многолетних безуспешных попыток упорство Гинана было вознаграждено и в 1799 году ему удалось отлить несколько дисков хорошего качества диаметром от 10 до 15 сантиметров, что по тем временам было неслыханным успехом. Спустя шесть лет П. Гинан отправился в Мюнхен, где стал первым инструктором Фраунгофера. Совместно с П. Гинаном Фраунгофер наладил фабричное производство хорошего кронгласа и флинтгласа, а также внес существенные усовершенствования в процесс варки стекла. В 1814 году П. Гинан вернулся во Францию. Накопленный опыт позволил П. Гинану отлить превосходный диск диаметром 18 дюймов (45 см), который французский оптик Кошуа в 1823 году отшлифовал для Дублинской обсерватории. Это был последний успех Пьера Гинана. После его смерти в 1824 году секреты стекольного производства перешли к его сыну Г. Гинану, который, спустя четыре года, передал их французской фирме Г. Бонтана. Позже Г. Гинан создал фирму «Фейль-Гинан». Эта фирма после кончины Г. Гинана

слилась с фирмой «Парра-Мантуа». Во время революции 1848 года Г. Бонтан переехал в Англию, где стал в Бирмингеме совладельцем стекольной фирмы «Ченс и братья». Вот от этих французских и английских фирм, использовавших секреты Гинана, получит стеклянные диски для крупнейших рефракторов мира знаменитый американский оптик Альван Кларк.

По профессии А. Кларк был живописцем-портретистом, любительским увлечением которого была шлифовка старых линз. По совету старшего сына Джорджа А. Кларк решил заняться изготовлением телескопов. Так возникла крупнейшая в западном полушарии оптическая фирма «Альван Кларк и сыновья». В 1878 году Пулковская обсерватория обратилась к фирме Кларка с заказом на изготовление 30-дюймового, самого крупного в мире, рефрактометра. На создание этого инструмента русское правительство ассигновало 300 000 рублей. Заказ был выполнен за полтора года, причем объектив изготовил сам Альван Кларк. Стеклянные диски для объектива из кронгласа и флинтгласа были поставлены заводом Фейля во Франции, а механическая часть телескопа была разработана и изготовлена немецкой фирмой Репсольд. Новый Пулковский рефрактор оказался превосходным инструментом, одним из лучших рефракторов в мире. В 1897 году недалеко от Чикаго вошла в число действующих Йеркская обсерватория, обладательница самого крупного в мире 40-дюймового (точнее, 107 см) рефрактора, изготовленного фирмой «Альван Кларк и сыновья». В истории астрономии рефракторы Альвана Кларка сыграли огромную роль. Они обогатили и планетную, и звездную астрономию открытиями первостепенного значения.

Леонардом Эйлером были произведены расчеты сложных ахроматических систем, состоящих из большого числа стекол (до 10 линз). Оптическая и инструментальная мастерские Петербургской Академии наук занимались конструированием и изготовлением ахроматических оптических систем по указаниям Л. Эйлера и его ученика Н. Фусса.

Наряду с теоретической стороной вопроса создания ахроматических систем необходимо было решить и другую не менее важную практическую проблему, а именно, проблему изготовления различных сортов стекол для ахроматических объективов. В России решением этой проблемы занимались М.В. Ломоносов, И.Э. Цейгер, а позднее варкой флинта занимался, по-видимому, и И.П. Кулибин. Академик И.Э. Цейгер среди стекол, изготавливавшихся на стекольных

заводах под Шлиссельбургом, обнаружил два стекла *«а именно белое и зеленоватое, которые в рассуждении различного свойства рассеяния цветов, с английским флинтгласом и кронгласом совершенно сходились»*.

Независимо от Цейгера разработкой рецептуры приготовления флинта занимался М.В. Ломоносов. Проведя большое число опытов, он установил, что *«стекло с суриком много больше делает рефракцию, нежели другое и что именно его должно употреблять для изготовления эйлеровских ахроматических линз»*. К сожалению, эти исследования М.В. Ломоносова не были в свое время опубликованы и стали известны лишь в наше время.

В 1784 году была опубликована работа действительного члена Петербургской Академии наук Франца Ульриха Теодора Эпинуса (1724–1802): *«Ахроматический микроскоп новой конструкции, пригодный для рассмотрения объектов в свете, отраженном их поверхностью»*. В этом же году микроскоп Ф. Эпинуса был изготовлен. Воспитатель императора Александра I Ф.Ц. Лагарк видел этот инструмент и в письме к Ж.М. Фавру от 8 августа 1785 года об Эпинусе и его инструменте писал: *«Он только что усовершенствовал микроскоп до такой степени, что больше сделать невозможно. Каждый предмет виден с необыкновенной ясностью и сохраняет свою природную окраску. Это еще не единственное преимущество. Микроскоп приделан к подзорной трубе в три фута длиною, им можно управлять с необыкновенной легкостью, и, укорачивая или удлиняя трубу, можно видеть весь предмет или только его часть, достигая произвольного увеличения, если желают с большим или меньшим вниманием рассмотреть какую-либо часть его. Наконец, так как объектив находится на расстоянии 10 дюймов от предмета, а наблюдатель на три фута позади, то вы понимаете, сударь, что можно наблюдать за всеми движениями насекомых, не пугая их. Это изобретение представляет великую возможность для естественной истории и наделает много шума, когда с ним более познакомятся»*. Таким образом, благодаря трудам Л. Эйлера, Ф. Эпинуса и других именно в России была разработана и осуществлена первая в мире конструкция ахроматического микроскопа, укомплектованного шестью сменными объективами, в котором предусмотрена возможность плавного изменения увеличения за счет изменения расстояния между предметом и изображением (т.е. за счет изменения длины тубуса микроскопа).

Условия, необходимые для возникновения производства оптического стекла, появились впервые в середине XIX столетия в Германии в Йене, где молодой ученый физик Эрнст Аббе, занявшись проблемой оптического приборостроения, сумел вовлечь в свою деятельность две небольшие мастерские: оптическую – К. Цейса и стекловаренную – О. Шотта. Таким образом, под руководством Э. Аббе возникло первоклассное производство, которое в течение почти целого столетия сохраняло положение мирового монополиста в создании образцов новых оптических приборов и необходимых для них оптических стекол.

В России отсутствие оптической техники впервые было осознано во время русско-японской войны, когда наша артиллерия встретилась с японской, вооруженной оптическими прицелами.

В самом начале первой мировой войны в нашем отечестве с небывалой остротой встал вопрос о необходимости овладеть производством оптического стекла, необходимого, прежде всего, для изготовления военной оптики. Производство оптического стекла принадлежит к числу самых сложных технических задач. Основная причина этого – те исключительно высокие требования, которые предъявляются к качеству оптического стекла. Оптическое стекло есть самая однородная среда, известная в природе. Дистиллированная вода, налитая в сосуд и имеющая открытую поверхность испарения, менее однородна, чем кусок хорошего оптического стекла.

Оптическое стекло тогда умели варить только в трех местах земного шара: на заводах Парра-Мантуа во Франции, братьев Ченс в Англии и Шотта в Германии. Эти фирмы-монополисты до такой степени засекретили свои производства, что нельзя было найти ни одного человека – ни у нас, ни за границей – и ни одной книжки – ни русской, ни иностранной, – которые могли бы раскрыть в какой-либо степени эту тайну. Таким образом, в стремлении организовать производство оптического стекла пришлось полагаться на собственные силы.

Было решено оптическое стекловарение организовать на Императорском фарфоровом заводе. В 1914 году первые попытки варки оптического стекла провел химик петербургского университета профессор В.Е. Тищенко. Попытки не удались. Оказалось, что печи завода не пригодны для варки оптического стекла. Разработкой новых печей занялся профессор Политехнического института В.Е. Грум-Гржимайло. Во второй половине 1915 года стекло в них было сварено, но оптического качества его достигнуть не удалось.

Летом 1915 года при заводе для руководства организацией производства оптического стекла была создана весьма авторитетная научная коллегия в составе академика Н.С. Курнакова, профессоров Д.С. Рождественского, В.Е. Тищенко и В.Е. Грум-Гржимайло. На штатную должность заведующего отделом оптического стекловарения был привлечен молодой ученый ассистент кафедры химии Электротехнического института И.В. Гребенщиков.

Был разработан обширный план экспериментирования. Шли месяцы. Работа кипела, но все труды продолжали пропадать даром. Правительство России после длительных и трудных переговоров с иностранными правительствами и фирмами, проведенных при участии профессора Н.А. Пушина, договорилось с английской фирмой «Братья Ченс» о продаже за 600 000 рублей золотом технологии варки оптического стекла.

В феврале 1916 года Н.Н. Качалов выехал в Англию, заключил с братьями Ченс договор, ознакомился с технологическим процессом варки стекла, получил необходимые цифровые данные, чертежи и инструкции и, возвратившись на родину, организовал проектирование цеха оптического стекла по типу завода братьев Ченс.

Тем временем на фарфоровом заводе в 1916 году была закончена постройка стекловаренной мастерской-шатра Грума с нефтяными печами, а затем и шатра Ченса с газовыми печами, построенными по купленным в Англии чертежам. Однако, установки Ченса так никогда у нас и не заработали, поскольку в шатре Грума удалось успешно освоить приобретенный за границей опыт и получить хорошее оптическое стекло.

В 1918 году из-за экономической разрухи, вызванной войной, деятельность оптического цеха начала затухать и в 1920 году остановилась окончательно. Появилась опасность утраты приобретенного опыта. По инициативе Д.С. Рождественского Наркомпрос в 1918 году организовал Государственный Оптический институт (ГОИ), одной из первых задач которого стало восстановление производства оптического стекла.

У небольшого ГОИ и Наркомпроса в то время не хватало средств на поддержание работы завода и он был передан Арткому. В декабре 1924 года деятельность завода была восстановлена. Директором завода был назначен Ф.З. Евсеев, главным инженером – Н.Н. Качалов, стекловаренным цехом стал руководить Г.И. Поляков, а цехом обработки стекла – молодой инженер А.А. Таскин. Организация физической лаборатории была поручена А.И. Стожарову, а

химической – химику Ленинградского университета А.И. Лаврову. К 1927 году был создан и освоен в производстве набор оптических стекол, необходимый для производства оптических приборов. В дальнейшем на протяжении всего XX века проблем с обеспечением оптического приборостроения оптическими материалами не было.

В первые годы после окончания гражданской войны страна занималась восстановлением главнейших отраслей тяжелой индустрии, определявших общее благосостояние народного хозяйства и обороноспособность страны. Вопросы же художественного стеклоделия, естественно, были отнесены на вторую очередь.

В январе 1940 года небольшая инициативная группа в составе писателя А.Н. Толстого, скульптора В.И. Мухиной и Н.Н. Качалова обратилась в Правительство с письмом, где предлагался ряд мероприятий, направленных на коренное улучшение в СССР художественного стеклоделия.

Совет Народных Комиссаров СССР в своем решении от 9 апреля 1940 года наметил важные мероприятия, предусматривавшие как вопросы подготовки кадров, так и задачи расширения экспериментальных работ по созданию образцов подлинно художественных стеклянных изделий бытового и архитектурно-строительного назначения. Для обеспечения последнего условия было предложено организовать в Ленинграде, на базе бывшей зеркальной фабрики, экспериментальный цех с хорошо оборудованной лабораторией для всестороннего изучения технологии производства художественного стекла и изготовления образцов изделий такого рода для других стекольных заводов страны, выпускающих художественную продукцию.

В Ленинграде для решения проблемы создания высокохудожественных стеклянных изделий имелись все предпосылки. Богатейшие коллекции Эрмитажа, Русского музея и многочисленных дворцов, расположенных в городе и его окрестностях, изобилуют бесподобными, уникальными образцами художественных стеклянных изделий всех эпох и народов. В Ленинграде имелись широко известные научные центры – институты и лаборатории, – в которых складывались школы крупных советских ученых-стекольщиков, где в течение ряда лет велись работы по глубокому изучению природы стекла и процессов стеклообразования и воспитывались молодые ученые.

Наконец, в Ленинграде же находилась старейшая кафедра стекла и, что особенно важно, единственное в стране Высшее

Художественно-промышленное училище, готовящее кадры руководящих работников для предприятий художественного стекла.

Решение Совнаркома сопровождалось ассигнованием необходимых средств, и к осени 1940 года отстройка цеха со всем оборудованием и необходимыми вспомогательными помещениями, была закончена.

Научная помощь кафедры стекла Ленинградского технологического института имени Ленсовета заводу художественного стекла благоприятно сказалась на успехах, которыми была ознаменована деятельность завода. Особенно важно подчеркнуть заслуги в этом деле профессора кафедры Владимира Владимировича Варгина – крупнейшего специалиста по эмалям и цветным стеклам.

Верховное руководство, общий директивный контроль над художественной стороной всего дела согласилась принять на себя народный художник СССР, скульптор Вера Игнатьевна Мухина – творец непревзойденных по красоте и художественному уровню произведений искусства из стекла и металла. Для текущего каждодневного руководства ленинградскими профессиональными организациями был рекомендован художник большой культуры и тонкого вкуса, знаток народного творчества Алексей Александрович Успенский.

Одним из потомков знаменитых стеклодувов Бахметьевского завода, проживавших в Пестровке, был пожилой невысокий человек с седеющей бородкой, которого звали Михаилом Сергеевичем Вертузаевым. Он оказался достойным интерпретатором творческих планов, которыми были полны собравшиеся около нового дела работники искусства.

Таким образом, принятые меры позволили успешно решить такую сложную задачу, как восстановление и оживление одной из важных отраслей художественной промышленности, когда-то составлявшей славу нашего отечества.

Богатейшая информация по истории зарождения и развития стекловарения, стеклоделия, искусства стеклоделия на фоне исторических событий общего характера представлена в прекрасной книге Н.Н. Качалова «Стекло» (Издательство Академии Наук СССР, Москва, 1959 г., 465 стр.), по материалам которой в основном и составлен этот раздел учебного пособия.

4. БЕСЦВЕТНОЕ ОПТИЧЕСКОЕ СТЕКЛО

*«Без оптического стекла нет ни познания природы, ни власти над ней»
Д.С. Рождественский*

Базовым устройством любого оптического или оптико-электронного прибора является оптическая система, основу разработки и производства которой определяет оптическое бесцветное неорганическое стекло. Оптическое стекло используется для изготовления линз, призм, пластинок различного назначения (защитные стекла, подложки фильтров, сеток, растров и т.п.), клиньев и других оптических деталей. Большая номенклатура стекол с различными характеристиками является необходимым условием разработки оптических систем, удовлетворяющих все возрастающим требованиям к функциональным и массогабаритным характеристикам и к качеству образованного ими изображения.

Оптическое стекло, изготавливаемое в России, полностью отвечает требованиям потребителя. Отечественной стекловаренной промышленностью разработаны и выпускаются стекла со сверхвысоким и очень низким показателями преломления, с особым ходом относительных частных дисперсий, атермальные стекла, стекла малой плотности (с малым удельным весом), с пониженной люминесценцией, с особыми магнитооптическими свойствами и множество других.

Современное оборудование и прогрессивные технологии варки и переработки стекла обеспечивают многообразие форм поставок стекол с малыми геометрическими допусками.

4.1. Система классификации стекол

В зависимости от показателя преломления n_e и коэффициента дисперсии μ_e бесцветные оптические стекла разделяются на следующие типы:

ЛК – легкие кроны, ФК – фосфатные кроны, ТФК – тяжелые фосфатные кроны, К – кроны, БК – баритовые кроны, ТК – тяжелые кроны, СТК – сверхтяжелые кроны, ОК – особые кроны (с особым ходом дисперсии);

КФ – кронфлинты, БФ – баритовые флинты, ТБФ – тяжелые баритовые флинты, ЛФ – легкие флинты, Ф – флинты, ТФ – тяжелые флинты, СТФ – сверхтяжелые флинты, ОФ – особые флинты (с особым

ходом дисперсии);

УС – увиолевые стекла (стекла с повышенным пропусканием в ультрафиолетовой области спектра, $\tau_{220\text{ нм}}^{1\text{ мм}} \geq 50\%$).

Стекла каждого типа занимают определенный участок координатного поля n_e, μ_e на диаграмме Аббе, как показано на рис. 4.1. Исключение составляют стекла типов ОК и ОФ, которые могут находиться на любом участке этого поля, занимаемого соответственно кронами и флинтами.

Стеклам одного типа, но разного химического состава присвоены разные марки, состоящие из букв, принятых для стекла данного типа, и порядкового номера. На диаграмме Аббе они отмечены точкой и поставленным рядом с ней номером марки стекла [3, 47].

4.2. Оптические постоянные стекла как конструктивные и коррекционные параметры оптической системы

4.2.1. Показатель преломления и монохроматические аберрации изображения, образованного оптической системой

Показатель преломления стекла определяется отношением скорости распространения электромагнитного излучения в воздухе V_e к скорости его распространения в стекле V_c :

$$n = \frac{V_e}{V_c}. \quad (4.1)$$

Плотность воздуха в атмосфере быстро уменьшается с высотой. Вместе с плотностью изменяется и скорость распространения электромагнитных волн в атмосфере, приближаясь в космосе к величине c , где c – скорость распространения излучения в вакууме. Абсолютный показатель преломления стекла равен

$$n_0 = \frac{c}{V_c} = \frac{V_e}{V_c} \frac{c}{V_e} = n \cdot n_{0e}, \quad (4.2)$$

где n_{0e} – абсолютный показатель преломления воздуха. Показатель преломления воздуха очень близок к единице. При $\lambda_e = 546,07$ нм показатель преломления $n_{0e} = 1,000273$. Разность $n_{0e} - 1$ называют индексом рефракции. Индекс рефракции пропорционален плотности воздуха ρ , а так как из уравнения состояния любого газа $\rho = \frac{p}{RT}$,

где p – давление газа, T – его температура, а R – удельная газовая постоянная, то

$$\frac{n_{0в} - 1}{n_{0в} - 1} = \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{pT_0}{p_0T}.$$

Здесь $n_{0в}$, ρ_0 , p_0 и T_0 – соответственно показатель преломления, плотность, давление и температура воздуха у поверхности Земли. Помимо температуры и давления индекс рефракции зависит от длины волны излучения λ . Зависимость индекса рефракции от трех параметров: p , T и λ выражается эмпирической формулой, справедливой для электромагнитного излучения широкого диапазона длин волн от 0,20 до 20 мкм [24]:

$$n_{0в} - 1 = \left(\frac{77,6p}{T} + \frac{0,584p}{T\lambda^2} \right) 10^{-6}. \quad (4.3)$$

Показатель преломления стекла тоже зависит от длины волны излучения. Эта зависимость достаточно сложна и не существует точного выражения, ее определяющего. Поэтому для нужд практики пользуются эмпирическими формулами, из которых одной из первых была формула Коши:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}. \quad (4.4)$$

Для увеличения точности аппроксимации зависимости показателя преломления стекла от длины волны Зелльмейер предложил формулу вида:

$$n^2 = 1 + \sum_i \frac{D_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}, \quad (4.5)$$

где λ_i – значения длин волн, соответствующих полосам поглощения излучения в стекле; D_i – постоянные коэффициенты.

Простейшая аппроксимация этой зависимости определялась формулой Корню

$$n = n_0 + \frac{c}{\lambda - \lambda_0}, \quad (4.6)$$

где n_0 , c и λ_0 – постоянные величины. Гартман ввел показатель степени α знаменателя, придав формуле Корню вид:

$$n = n_0 + \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^\alpha}, \quad (4.7)$$

чем увеличил число параметров, но при этом существенно усложнил вычисления.

Развитие вычислительной техники позволило уточнить аппроксимацию зависимости показателя преломления от длины волны, усложнив определяющие ее выражения. Вполне удовлетворительную точность аппроксимации дает формула М. Герцбергера [7]:

$$n(\lambda) = c_0 + c_1\lambda^2 + c_2\lambda^4 + c_3L + c_4L^2 + c_5L^3, \quad (4.8)$$

где $L = (\lambda^2 - \lambda_0^2)^{-1}$, $\lambda_0 = 0,167$ мкм.

В отечественной практике для расчета показателей преломления стекла принята дисперсионная формула вида:

$$n^2 = A_1 + A_2\lambda^2 + A_3\lambda^{-2} + A_4\lambda^{-4} + A_5\lambda^{-6} + A_6\lambda^{-8}, \quad (4.9)$$

при этом погрешность аппроксимации зависимости показателя преломления от длины волны излучения в спектральном диапазоне от 365 нм до 1013,9 нм не превышает $\pm 1 \cdot 10^{-5}$. Константы от A_1 до A_6 для каждой марки стекла приведены в каталоге стекла СССР–ГДР [47]. Значениями показателей преломления, приведенными в каталоге, обладают стекла, прошедшие тонкий отжиг при температуре выдержки, соответствующей вязкости не более 10^{12} Па·с, с последующим охлаждением со скоростью 2,5 град/ч. Измерение показателей преломления производится при температуре $20 \pm 3^\circ\text{C}$ и приведенном к атмосферному давлению 760 мм рт.ст.

Напомним, что оптикой называют учение о физических явлениях, связанных с распространением и взаимодействием с веществом коротких электромагнитных волн, длина которых лежит в интервале $10^{-3} - 10^{-9}$ м. В понятие оптического диапазона излучения включают обычно ультрафиолетовое, видимое и инфракрасное излучение. Однако, принятые для них границы спектра в значительной степени условны. По существу они определяются используемыми способами получения и регистрации электромагнитных волн.

В пределах спектрального диапазона излучения, выбранного для работы оптической системы, одним из основных параметров, определяющих свойство оптического стекла, является показатель преломления для средней длины волны, характеризующий «среднее преломление». Для видимого света стекло принято характеризовать показателем преломления для излучения e -линии ртути ($\lambda_e = 546,07$ нм), расположенной вблизи максимума спектральной чувствительности глаза человека.

В общем случае простейшим элементом конструкции любой оптической системы является сферическая поверхность, разделяющая две среды, прозрачные для излучения требуемого (заданного) диапазона длин волн. Расстояние s_0 от сферической поверхности до осевой точки A_0 предмета, расположенной на линии, проходящей через центр кривизны C поверхности, и расстояние s'_0 от сферической поверхности до образованного ею изображения в точке A'_0 взаимосвязаны формулой Аббе в виде [49]:

$$\frac{n'}{s'_0} - \frac{n}{s_0} = \frac{n' - n}{r}. \quad (4.10)$$

В осевой точке O сферической поверхности восстановим перпендикуляр к осевой линии, на котором на произвольном расстоянии h от оси обозначим точку B ($OB = h$), как показано на рис. 4.2а.

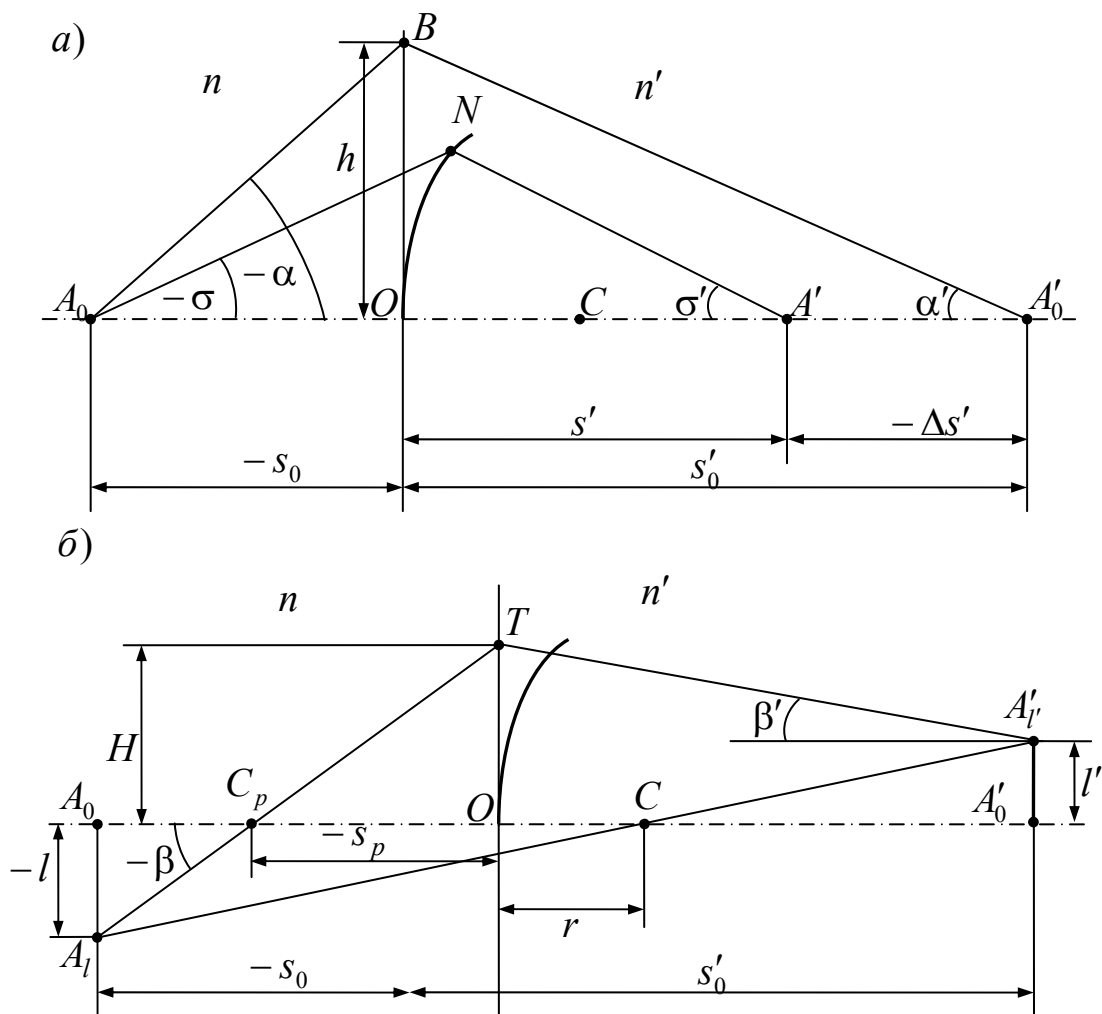


Рис. 4.2. Построение изображения сферической преломляющей поверхностью

Соединим точку B с точками A_0 и A'_0 линиями, которые с осевой линией, принятой за оптическую ось, образуют углы α и α' соответственно. При этом

$$\frac{h}{s_0} = \operatorname{tg}\alpha, \quad \text{а} \quad \frac{h}{s'_0} = \operatorname{tg}\alpha'.$$

В вычислительной оптике тангенсы углов принято обозначать просто углами. Тогда формулу (4.10) можно записать в виде:

$$n'\alpha' - n\alpha = h \frac{n' - n}{r}, \quad (4.11)$$

где $h = s_0\alpha = s'_0\alpha'$.

Положение и величину предмета определим произвольной длины отрезком $A_0A_l = -l$, проведенным через точку A_0 перпендикулярно к оси. Проведем линию (луч) из точки A_l через центр кривизны C сферической преломляющей поверхности до пересечения с линией, проходящей через точку A'_0 перпендикулярно к оси, в точке A'_l , как показано на рис. 4.2б. Отрезок $A'_0A'_l = l'$ определяет положение и величину изображения предмета A_0A_l , образованного преломляющей поверхностью. В соответствии с рисунком из подобия треугольников A_0CA_l и $A'_0CA'_l$ следует, что

$$\frac{l'}{l} = \frac{s'_0 - r}{s_0 - r} = V_0, \quad (4.12)$$

где V_0 – поперечное увеличение изображения. Используя формулу (4.10), соотношение (4.12) легко преобразовать к виду:

$$V_0 = \frac{ns'_0}{n's_0} = \frac{n\alpha}{n'\alpha'}. \quad (4.13)$$

Реальный световой луч, выходящий из осевой точки A_0 предмета под углом $-\sigma$ к оси пересекает сферическую поверхность в точке N , после преломления в которой пересекает осевую линию в точке A' под углом σ' к оси. Отрезок $A_0A' = -\Delta s'$ определяет продольную сферическую абберацию в изображении точки. Первый член в разложении функциональной зависимости продольной сферической абберации от задней числовой апертуры $n'\sin\sigma'$ в степенной ряд (первичная сферическая абберация) при $\alpha' = 1$ определяется выражением вида [25]:

$$\Delta s'_{III} = -\frac{1}{2n'} hP \sin^2 \sigma', \quad (4.14)$$

$$\text{где } h = s'_0 \alpha' = s'_0; P = \left(\frac{\alpha' - \alpha}{\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}} \right)^2 \left(\frac{\alpha'}{n'} - \frac{\alpha}{n} \right).$$

Пусть центр входного зрачка расположен в точке C_p . Проведем из точки A_l через точку C_p линию, образующую угол $-\beta$ с оптической осью, до пересечения в точке T с линией, касательной к вершине O сферической поверхности, на высоте H от оси. Линия TA'_l проходит через центр C'_p выходного зрачка (на рисунке не показан), образуя угол β' с осью. Осевая линия внеосевого светового пучка лучей, исходящего из произвольной точки предмета, проходящая через центр C_p входного зрачка, называется главным лучом пучка. Крайние лучи внеосевого пучка, проходящие через края входного зрачка, пересекаются в некоторой точке в пространстве изображений, как правило, не лежащей на главном луче. Расстояние от главного луча до точки пересечения крайних лучей определяет aberrацию, называемую меридиональной комой, первичная величина которой при $\alpha' = 1$ и $\beta = 1$ равна

$$\delta g'_{k_{III}} = -\frac{3}{2n'}(HP - JW) \operatorname{tgw} \sin^2 \sigma', \quad (4.15)$$

где $H = s_p \cdot \beta = s_p$; $W = \frac{\alpha' - \alpha}{\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}} \left(\frac{\alpha'}{n'} - \frac{\alpha}{n} \right)$; J – инвариант Лагранжа-

Гельмгольца: $J = n\alpha l = n'\alpha'l'$; $\operatorname{tgw} = \frac{y}{s_p - s_0}$, y – линейная величина предмета.

Из выражения (4.14) следует, что при $P = 0$ поперечная сферическая aberrация $\Delta s'_{III} = 0$. Но при $P = 0$, как следует из выражения (4.15), и $W = 0$, а, следовательно, при этом и $\delta g'_{k_{III}} = 0$. Вполне очевидно, что $P = 0$ и $W = 0$ в двух случаях. Рассмотрим их.

1. Пусть $\frac{\alpha'}{n'} - \frac{\alpha}{n} = 0$. В этом случае поперечное увеличение изображения

$$V_0 = \frac{n\alpha}{n'\alpha'} = \frac{n^2}{n'^2} = \frac{ns'_0}{n's_0}. \quad (4.16)$$

Отсюда находим, что $ns_0 = n's'_0$. Используя при этом формулу Аббе, получаем

$$s_0 = \frac{n' + n}{n} r. \quad (4.17)$$

2. Пусть $\alpha' - \alpha = 0$. В этом случае

$$V_0 = \frac{n\alpha}{n'\alpha'} = \frac{n}{n'} = \frac{ns'_0}{n's_0}. \quad (4.18)$$

$$\text{При этом } s_0 = s'_0 = r. \quad (4.19)$$

Итак, в изображении предметов, положение осевых точек которых относительно сферической поверхности определяется формулами (4.17) и (4.19), первичные аберрации $\Delta s'_{III} = 0$ и $\delta g'_{kIII} = 0$. Такие точки принято называть апланатическими точками сферической поверхности первого и второго типа [18, 19] соответственно.

Заметим, что $\Delta s'_{III} = 0$ и при $h = 0$. Из выражения (4.15) следует, что

$$HP - JW = W \left(\begin{array}{c} \alpha' - \alpha \\ \frac{1}{n'} - \frac{1}{n} \end{array} H - J \right).$$

Но при $h = 0$ инвариант

$$J = n\alpha l = n\alpha (s_p - s_0)\beta = n\alpha H - nh\beta = n\alpha H.$$

Тогда

$$HP - JW = HW \left(\begin{array}{c} \alpha' - \alpha \\ \frac{1}{n'} - \frac{1}{n} \end{array} - n\alpha \right) = -\frac{n'\alpha' - n\alpha}{n' - n} nHW.$$

Следует обратить внимание, что при $h = 0$ угол α равен углу падения луча на поверхность. При этом в соответствии с законом преломления $n'\alpha' = n\alpha$. Следовательно, при $h = 0$ выражение

$$HP - JW = 0$$

и, следовательно, $\delta g'_{kIII} = 0$.

При $h = 0$ положение осевой точки предмета относительно сферической поверхности определяется отрезком $s_0 = s'_0 = 0$. Такую точку называют апланатической точкой третьего типа. Сферические поверхности, формирующие апланатическое изображение точки, называют апланатическими поверхностями соответствующего типа.

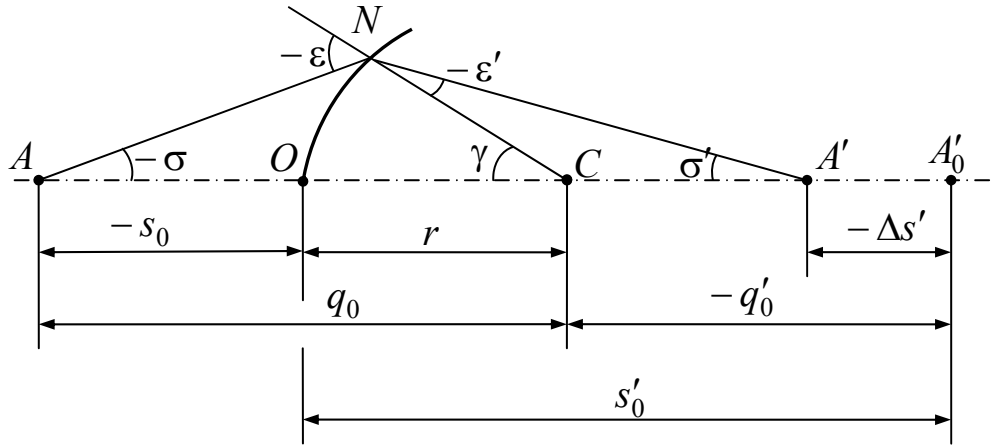


Рис. 4.3. Сферическая aberrация в изображении точки, образованной сферической поверхностью

На рис. 4.3 показан ход луча из осевой точки A в пространстве предметов через сферическую поверхность радиуса r , разделяющую среды с показателями преломления n и n' , в осевую точку A' в пространстве изображений. Применив теорему синусов к треугольникам ANC и CNA' , имеем

$$r \sin \varepsilon = q_0 \sin \sigma, \quad (4.20)$$

$$r \sin \varepsilon' = q' \sin \sigma'. \quad (4.21)$$

Но $n \sin \varepsilon = n' \sin \varepsilon'$. Тогда

$$nq_0 \sin \sigma = n'q' \sin \sigma'. \quad (4.22)$$

Отсюда находим, что

$$q' = \frac{n \sin \sigma}{n' \sin \sigma'} q_0 = Vq_0,$$

где V – поперечное увеличение изображения предмета.

При этом величина продольной сферической aberrации в изображении точки A равна

$$\Delta s' = s' - s'_0 = q'_0 - q' = (V_0 - V)q_0. \quad (4.23)$$

В соответствии с рисунком имеем $\sigma' = \gamma + \varepsilon' = \sigma + \varepsilon' - \varepsilon$. Тогда

$$\begin{aligned} \sin \sigma' &= \sin \sigma \cos \varepsilon \cos \varepsilon' + \sin \sigma \sin \varepsilon \sin \varepsilon' - \cos \sigma \sin \varepsilon \cos \varepsilon' + \\ &+ \cos \sigma \cos \varepsilon \sin \varepsilon'. \end{aligned}$$

Соотношение (4.20) с учетом закона преломления позволяет преобразовать полученное выражение к виду

$$V = \tilde{n} \psi^{-1}, \quad (4.24)$$

где $\psi = \tilde{n} \tilde{q}_0^2 \sin^2 \sigma + \sqrt{1 - \tilde{q}_0^2 \sin^2 \sigma} \sqrt{1 - \tilde{n}^2 \tilde{q}_0^2 \sin^2 \sigma} +$

$$+ \tilde{q}_0 \sqrt{1 - \sin^2 \sigma} \left(\tilde{n} \sqrt{1 - \tilde{q}_0^2 \sin^2 \sigma} - \sqrt{1 - \tilde{n}^2 \tilde{q}_0^2 \sin^2 \sigma} \right), \quad \tilde{n} = \frac{n}{n'}, \quad \tilde{q}_0 = \frac{q_0}{r}.$$

Разложив выражение (4.24) в ряд Маклорена и подставив его в формулу (4.23), получаем

$$\Delta s' = q_0 (a_3 \sin^2 \sigma + a_5 \sin^4 \sigma + a_7 \sin^6 \sigma + a_9 \sin^8 \sigma + \dots), \quad (4.25)$$

где $a_3 = \frac{1}{2} V_0 \frac{1-\tilde{n}}{\tilde{n}} \tilde{q}_0 (1-\tilde{q}_0) (1+\tilde{n}\tilde{q}_0)$,

$$a_5 = \frac{1}{4} \alpha a_3 - a_3^2,$$

$$a_7 = \frac{1}{8} \beta a_3 - \frac{1}{2} \alpha a_3^2 + a_3^3,$$

$$a_9 = \frac{1}{64} \gamma a_3 - \frac{1}{16} (4\beta + \alpha^2) a_3^2 + \frac{3}{4} \alpha a_3^3 - a_3^4,$$

$$a_{11} = \dots;$$

$$\alpha = 1 + (1-\tilde{n}) \tilde{q}_0 + \frac{1-\tilde{n}^3}{1-\tilde{n}} \tilde{q}_0^2,$$

$$\beta = \alpha - \tilde{n} \tilde{q}_0^2 + (1-\tilde{n}^3) \tilde{q}_0^3 + \frac{1-\tilde{n}^5}{1-\tilde{n}} \tilde{q}_0^4,$$

$$\begin{aligned} \gamma = & 5 \left[\beta + (1-\tilde{n}^5) \tilde{q}_0^5 + \frac{1-\tilde{n}^7}{1-\tilde{n}} \tilde{q}_0^6 \right] - \tilde{n} \tilde{q}_0^2 \alpha + \tilde{n} \left(2\tilde{n} - 3 \frac{1-\tilde{n}^3}{1-\tilde{n}} \right) \tilde{q}_0^4 + \\ & + \tilde{n} (1-\tilde{n}) \left(\tilde{n} + \frac{1-\tilde{n}^3}{1-\tilde{n}} \right) \tilde{q}_0^5; \end{aligned}$$

$$V_0 = \frac{\tilde{n}}{1 + (\tilde{n}-1) \tilde{q}_0}.$$

Важно отметить, что выражения, определяющие коэффициенты степенного ряда, зависят не только от положения предмета относительно преломляющей сферической поверхности, но и от показателей преломления разделяемых преломляющей поверхностью сред. Заметим, что при $a_3 = 0$ (например, для апланатических точек), обращаются в ноль и все остальные коэффициенты выражения (4.25).

Сочетание двух преломляющих поверхностей сферической формы образует простейшую оптическую систему в виде линзы. Оптическая сила отдельной линзы в воздухе равна:

$$\varphi = \frac{1}{f'} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{(n-1)^2 d}{n r_1 r_2}, \quad (4.26)$$

где f' – фокусное расстояние линзы; n – показатель преломления материала линзы; r_1, r_2 – радиусы кривизны первой и второй

преломляющей поверхности соответственно; d – расстояние между поверхностями вдоль линии, проходящей через центры кривизны поверхностей и называемой оптической осью линзы.

Обычно $d \ll |f'|$. Поэтому в первом приближении принимаем $d \approx 0$. При этом формула (4.20) принимает вид:

$$\varphi = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (4.27)$$

Пусть расстояние от тонкой линзы до осевой точки предмета равно a , а от линзы до осевой точки изображения равно a' . При этом положение предмета и изображения относительно тонкой линзы (или до некоторой оптической системы любой сложности, представленной главными плоскостями) определяется формулой отрезков в виде:

$$\frac{1}{a'} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f'}. \quad (4.28)$$

Вполне очевидно, что в случае тонкой линзы, образованной апланатическими поверхностями (т.е. в случае апланатического мениска), отрезки a и a' определяются величинами одного знака. Следовательно, апланатический мениск образует мнимое изображение действительного предмета или действительное изображение мнимого предмета, сформированного предыдущей системой. В общем случае надо иметь действительное изображение действительного предмета. Поэтому в любой оптической системе хотя бы одна из поверхностей не должна удовлетворять условию апланатической коррекции аберраций в образованном изображении.

Для тонкой линзы, заданной углами $\alpha_1 = V_0$, $\alpha_2 = \alpha$, $\alpha_3 = \alpha' = 1$, радиусы кривизны поверхностей определяются формулой (4.11) при $h_1 = h_2 = h = V_0 s_0 = s'_0$ (при $d = 0$), т.е., по сути дела, форма поверхностей (или «прогиб» линзы) определяется углом α . Первичная сферическая аберрация и первичная кома в изображении, образованном тонкой линзой в воздухе, при $\alpha' = 1$ равны

$$\Delta s'_{III} = -\frac{1}{2} h P \sin^2 \sigma', \quad (4.29)$$

$$\delta g'_{k_{III}} = -\frac{3}{2} (HP - JW) \operatorname{tg} w \sin^2 \sigma', \quad (4.30)$$

где $P = P_1 + P_2$, $W = W_1 + W_2$,

$$P_i = \left(\frac{\alpha_{i+1} - \alpha_i}{\frac{1}{n_{i+1}} - \frac{1}{n_i}} \right)^2 \left(\frac{\alpha_{i+1}}{n_{i+1}} - \frac{\alpha_i}{n_i} \right); \quad W_i = \frac{\alpha_{i+1} - \alpha_i}{\frac{1}{n_{i+1}} - \frac{1}{n_i}} \left(\frac{\alpha_{i+1}}{n_{i+1}} - \frac{\alpha_i}{n_i} \right);$$

$$J = n' \alpha' l' = 1 \cdot 1 \cdot (s'_p - s'_0) \beta'.$$

При $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = \alpha$ и $\alpha_3 = \alpha' = 1$ имеем:

$$h = f';$$

$$\begin{aligned} P &= \frac{\alpha^2}{\left(\frac{1}{n} - 1\right)^2} \frac{\alpha}{n} + \frac{(1-\alpha)^2}{\left(1 - \frac{1}{n}\right)^2} \left(1 - \frac{\alpha}{n}\right) = \\ &= n \frac{2+n}{(n-1)^2} \left(\alpha^2 - \frac{1+2n}{2+n} \alpha + \frac{n}{2+n} \right). \end{aligned} \quad (4.31)$$

Найдем значение угла α , при котором величина P принимает минимальное значение P_{\min} . Для этого возьмем первую производную по α от выражения (4.31) и приравняем ее нулю. В результате получаем

$$\frac{\partial P}{\partial \alpha} = n \frac{2+n}{(n-1)^2} \left(2\alpha - \frac{1+2n}{2+n} \right) = 0.$$

Отсюда находим, что значение угла α , при котором величина P принимает экспериментальное (минимальное) значение, равно

$$\alpha_{extr} = \frac{1+2n}{2(2+n)}.$$

Подставив это значение угла α в выражение (4.31) и преобразовав его, получаем

$$P_{\min} = \frac{n(4n-1)}{4(2+n)(n-1)^2}. \quad (4.32)$$

Используя выражения (4.31) и (4.32), преобразуем правую часть тождества $P = P_{\min} + P - P_{\min}$ к виду [43]:

$$P = P_{\min} + \frac{n(2+n)}{(n-1)^2} \left[\alpha - \frac{1+2n}{2(2+n)} \right]^2$$

$$\text{или } P = P_{\min} + q(\alpha - \alpha_{exh})^2, \quad (4.33)$$

$$\text{где } P_{\min} = \frac{n(4n-1)}{4(2+n)(n-1)^2}, \quad \alpha_{exh} = \frac{1+2n}{2(2+n)}, \quad q = \frac{n(2+n)}{(n-1)^2}.$$

Отсюда следует, что при $\alpha = \alpha_{exh}$ величина $P = P_{\min}$. При этом выражение (4.29) для этого случая можно записать в виде:

$$\Delta s'_{III \min} = -\frac{1}{2} f' P_{\min} \sin^2 \sigma',$$

где $P_{\min} > 0$. Таким образом, изображение, образованное тонкой положительной линзой, всегда обладает отрицательной сферической aberrацией. В свою очередь, величина P_{\min} достаточно сильно зависит от показателя преломления материала линзы. Так, например, при $n = 1,5$ $P_{\min} \approx 2,143$, при $n = 2$ $P_{\min} = 0,875$, а при $n = 4$ (для излучения в ИК области спектра) $P_{\min} \approx 0,278$. Кривая зависимости $P_{\min} = P_{\min}(n)$ показана на рис. 4.4.

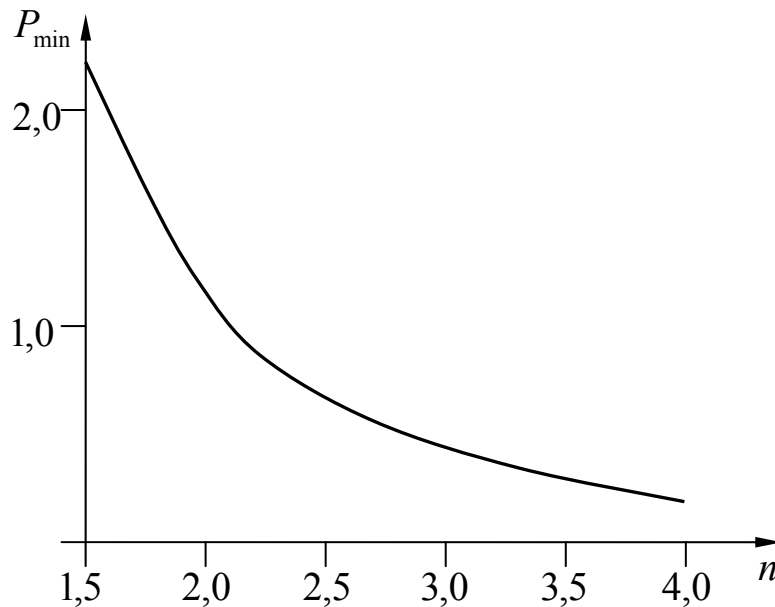


Рис. 4.4. Кривая зависимости $P_{\min} = P_{\min}(n)$

Заметим, что при $\beta = 1$ инвариант J в выражении (4.23) равен:

$$J = n' \alpha' l' = 1 \cdot 1 \cdot (-\beta \cdot f') = -f'.$$

Будем считать, что входной зрачок расположен непосредственно на тонкой линзе, т.е. будем считать, что $H = 0$. При этом выражение (4.30) принимает вид:

$$\delta g'_{kIII} = -\frac{3}{2} W f' \operatorname{tg} w \sin^2 \sigma'$$

или

$$\delta g'_{kIII} = \frac{3}{2} W y' \sin^2 \sigma', \quad (4.34)$$

где y' – величина изображения в фокальной плоскости тонкой линзы.

$$\text{Здесь } W = W_1 + W_2 = \frac{\alpha}{\frac{1}{n} - 1} + \frac{\alpha}{1 - \frac{1}{n}} \left(1 - \frac{\alpha}{n}\right) = \frac{n}{n-1} - \frac{n+1}{n-1} \alpha. \quad (4.35)$$

Отсюда следует, что

$$\alpha = \frac{n}{n+1} - \frac{n-1}{n+1} W. \quad (4.36)$$

При $W = 0$ получаем $\alpha = \frac{n}{n+1}$. Если вторая поверхность линзы – плоская, то при $\alpha' = 1$ угол $\alpha = \frac{1}{n}$; при этом получаем уравнение $n^2 - n - 1 = 0$, решив которое находим, что $n = 1,61803$. Таким образом, при $n < 1,61803$ будем иметь двояковыпуклую линзу, а при $n > 1,61803$ – положительный мениск.

Заменив угол α в выражении (4.33) соотношением (4.36), в результате последующих преобразований получаем

$$P = P_{\min} + \frac{n(2+n)}{(n+1)^2} \left[W - \frac{1}{2(2+n)} \right]^2 \quad (4.37)$$

или

$$P = P_{\min} + \frac{n(2+n)}{(n+1)^2} (W - W_0)^2, \quad (4.38)$$

где W_0 – значение W при $P = P_{\min}$. Отсюда следует, что чем больше n , тем меньше W_0 и тем меньше P_{\min} .

Однако, на качество изображения влияют не только сферическая aberrация и кома, но и астигматизм световых пучков лучей, формирующих изображение, кривизна поверхности изображения и дисторсия, которая формально на качество изображения не влияет, но определяет искажение формы изображения предмета.

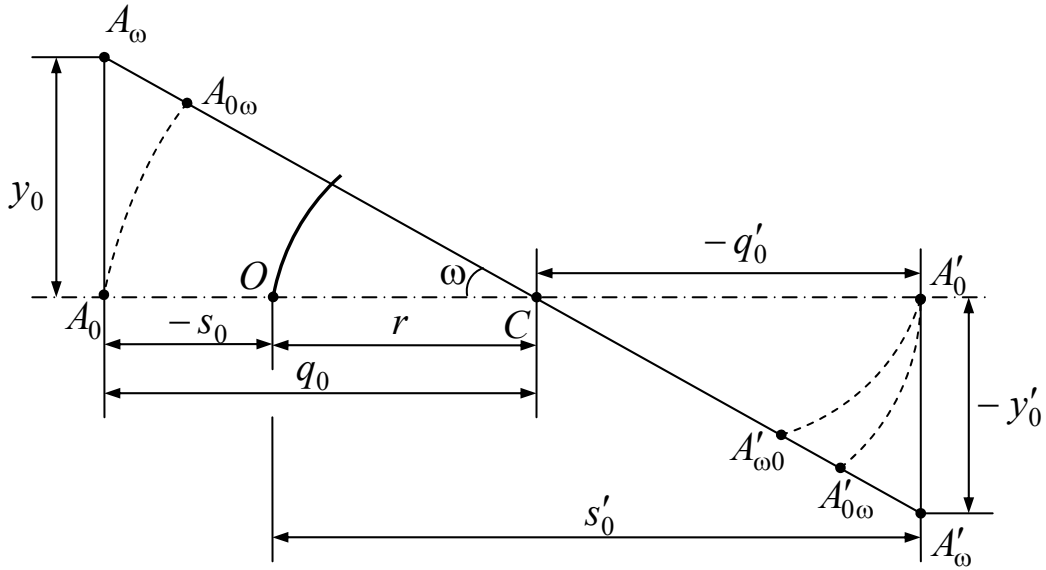


Рис. 4.5. Пецвалева кривизна поверхности изображения, образованного сферической поверхностью

Обратимся к рис. 4.5, на котором показана сферическая поверхности, разделяющая среды с показателями преломления n и n' . Положение идеального изображения A'_0 осевой точки A_0 предмета определяется формулой Аббе

$$n' \left(\frac{1}{s'_0} - \frac{1}{r} \right) = n \left(\frac{1}{s_0} - \frac{1}{r} \right). \quad (4.39)$$

Вполне очевидно, что при смещении точки A_0 в плоскости рисунка по окружности, концентричной центру кривизны C сферической поверхности, в положение $A_{0\omega}$ ее изображение $A'_{0\omega}$ будет расположено в точке пересечения продолжения линии $A_{0\omega}C$ с окружностью, концентричной точке C и проходящей через точку A'_0 . Линия, проходящая через точки $A'_{0\omega}$ и C , пересекает плоскость, перпендикулярную оптической оси и проходящую через точку A_0 , в точке A_ω на расстоянии, равном y_0 от оси, а плоскость, перпендикулярную оптической оси и проходящую через точку A'_0 , пересекает в точке A'_ω на расстоянии, равном $-y'_0$ от оси. Из рисунка следует, что $\frac{y'_0}{y_0} = \frac{q'_0}{q_0}$, где $q_0 = r - s_0$, а $q'_0 = r - s'_0$. Применив формулу

Аббе, получаем

$$\frac{q'_0}{q_0} = \frac{ns'_0}{n's_0} = V_0. \quad (4.40)$$

По сути дела, точка A'_ω определяет положение идеального изображения точки A_ω . Однако, при смещении точки $A_{0\omega}$ в положение точки A_ω параксиальное изображение ее смещается из точки $A'_{0\omega}$ в точку $A'_{\omega 0}$, положение которой определим отрезком $A'_{\omega 0}C = -q'_{\omega 0}$.

Расфокусировку изображения точки A_ω в точке A'_ω определим проекцией $\Delta'_{\omega 0}$ отрезка $A'_\omega A'_{\omega 0}$ на оптическую ось. При этом в соответствии с рисунком

$$\Delta'_{\omega 0} = q'_0 - q'_{\omega 0} \cos \omega. \quad (4.41)$$

Из формулы Аббе следует, что

$$q_0 = r \frac{n'q'_0}{nr + (n' - n)q'_0}, \quad (4.42)$$

$$q'_0 = r \frac{nq_0}{n'r - (n' - n)q_0}. \quad (4.43)$$

Но $q_{\omega 0} = \frac{q_0}{\cos \omega}$. Тогда

$$q'_{\omega 0} = r \frac{nq_0}{n'r \cos \omega - (n' - n)q_0}.$$

При этом

$$\Delta'_{\omega 0} = q'_0 - r \frac{nq_0 \cos \omega}{n'r \cos \omega - (n' - n)q_0}.$$

Заменив в этом выражении отрезок q_0 соотношением (4.42) и преобразовав его, получаем

$$\Delta'_{\omega 0} = -\frac{n' - n}{2nr} \frac{1 - tg^2 \frac{\omega}{2}}{1 - \frac{n' - n}{nr} y'_0 tg \frac{\omega}{2}} y_0'^2. \quad (4.44)$$

При малой величине угла ω можно принять

$$\Delta'_{\omega 0} \approx -\frac{n' - n}{2nr} y_0'^2. \quad (4.45)$$

Величина $\Delta'_{\omega 0}$ определяет кривизну поверхности изображения, которую называют первичной (или пецвалеовой) кривизной, равной Z'_p , причем $Z'_p = \Delta'_{\omega 0}$.

Пусть рассматриваемая поверхность – одна из k поверхностей, образующих оптическую систему. Кривизна поверхности изображения Z'_{pv} , образованного v -ой сферической поверхностью,

соответствует кривизне поверхности изображения Z'_{p0v} , образованного всей системой поверхностей, равной

$$Z'_{p0v} = Z'_{pv} \frac{n'}{n'_v} \prod_{s=v+1}^k V_s^2,$$

где V_s – поперечное увеличение изображения, образованного s -ой поверхностью. Положив в соответствии с формулой (4.45) величину

$$Z'_{pv} = -\frac{n'_v - n_v}{2n_v r_v} y_{0v}'^2, \text{ получаем}$$

$$Z'_{p0v} = -\frac{n'_v - n_v}{2n_v r_v} \frac{n'}{n'_v} y_{0v}'^2 \prod_{s=v+1}^k V_s^2 = -\frac{n'}{2} \frac{n'_v - n_v}{2n'_v n_v r_v} y_0'^2.$$

При этом кривизна поверхности изображения, образованного оптической системой в целом, равна

$$\begin{aligned} Z'_p &= \sum_{v=1}^k Z'_{p0v} = -\frac{n'}{2} y_0'^2 \sum_{v=1}^k \frac{n'_v - n_v}{n'_v n_v r_v} = -\frac{1}{2} n' y_0'^2 \sum_{v=1}^k \frac{1}{r_v} \left(\frac{1}{n_v} - \frac{1}{n'_v} \right) = \\ &= \frac{1}{2} n' y_0'^2 \sum_{v=1}^k \frac{1}{r_v} \Delta \frac{1}{n_v} \end{aligned}$$

или

$$Z'_p = -\frac{1}{2} n' y_0'^2 S_{IV}, \quad (4.46)$$

где S_{IV} – коэффициент пецвалеовой кривизны (или четвертая сумма

Зейделя), равный $S_{IV} = -\sum_{v=1}^k \frac{1}{r_v} \Delta \frac{1}{n_v}$. Здесь Δ – символ Аббе для

разности двух одинакового вида выражений, различающихся только тем, что первое (со штрихом) относится к пространству изображений (к преломленному лучу), а второе – к пространству предметов. Так, например, применяя символ Аббе, закон преломления можно записать в виде: $\Delta n \sin \varepsilon = 0$, где $\Delta n \sin \varepsilon = n' \sin \varepsilon' - n \sin \varepsilon$.

Для оптической системы, состоящей из двух преломляющих поверхностей, т.е. для простой линзы, имеем

$$S_{IV} = -\frac{1}{r_1} \left(\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1} \right) - \frac{1}{r_2} \left(\frac{1}{n_3} - \frac{1}{n_2} \right) = \frac{1}{n_1} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{n_1}{n_3} \frac{1}{r_2} \right) - \frac{1}{n_2} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

При $n_1 = n_3 = 1$, $n_2 = n$ (для линзы в воздухе)

$$S_{IV} = \frac{n-1}{n} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Следовательно, кривизна поверхности изображения, образованного отдельной тонкой линзой в воздухе, в соответствии с выражениями (4.27) и (4.46) равна

$$Z'_p = -\frac{1}{2}y_0'^2 S_{IV} \text{ при } S_{IV} = \frac{\Phi}{n}.$$

Кривизна поверхности изображения, образованного оптической системой, состоящей из q тонких линз, определяется коэффициентом

$$S_{IV} = \sum_{v=1}^q \frac{\Phi_v}{n_v}. \quad (4.47)$$

Заметим, что чем больше величина показателя преломления материала линзы, тем меньше кривизна образованного ею изображения.

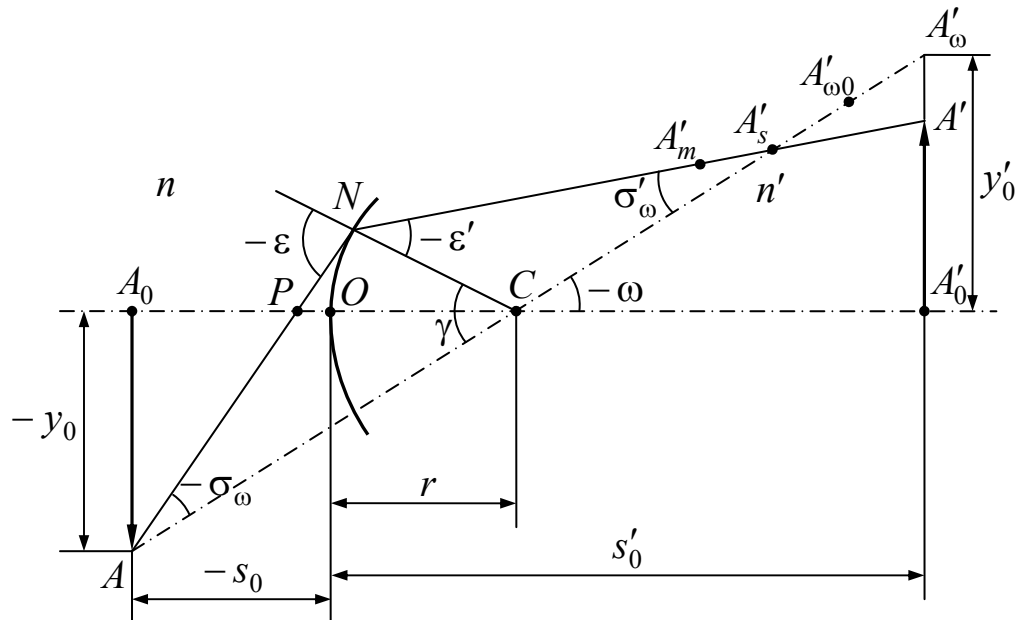


Рис. 4.6. Схема хода лучей через сферическую поверхность

Будем считать, что точка предмета A_0 и ее параксиальное изображение A'_0 , образованное сферической преломляющей поверхностью, определяют положение оптической оси, как показано на рис. 4.6. На следе предметной плоскости, перпендикулярной к оптической оси, на произвольном расстоянии $-y_0$ от точки A_0 выберем предметную точку A . Из точки A через точку C проведем прямую линию до пересечения в точке A'_ω со следом плоскости изображения, параллельной предметной плоскости и проходящей через точку A'_0 . Назовем луч AA'_ω , проходящий под углом $-\omega$ к оптической оси через центр C сферической поверхности,

центральный главным лучом (ЦГЛ). Точка A'_{ω_0} представляет собой точку пересечения ЦГЛ с пещвалековой поверхностью изображения.

Определим центр входного зрачка преломляющей поверхности точкой P на оси $A_0A'_0$. При этом главный луч из точки A под углом $-\sigma_{\omega}$ к ЦГЛ проходит через точку P в точку N сферической преломляющей поверхности, после преломления в которой направляется в точку A' плоскости изображения, пересекает ЦГЛ в точке A'_s , образуя с ним угол σ'_{ω} в пространстве изображений. Отрезок $A'_{\omega_0}A'_s$ определяет продольную сферическую aberrацию в изображении точки A'_{ω_0} на линии ЦГЛ.

Качнув главный луч ANA' вокруг ЦГЛ ACA'_{ω_0} на бесконечно малый угол в противоположные стороны, образуем узкий пучок лучей в саггитальной плоскости (в плоскости, содержащей главный луч и нормальной к плоскости рисунка), исходящий из точки A и собирающийся после преломления на сферической поверхности в точке пересечения главного луча с ЦГЛ, т.е. в точке A'_s . При этом саггитальная составляющая кривизны поверхности изображения равна проекции отрезка $A'A'_s$ главного луча на оптическую ось $A_0A'_0$:

$$Z'_s = -A'A'_s \cos(-\omega - \sigma'_{\omega}) = -A'A'_s \cos(\omega + \sigma'_{\omega}). \quad (4.48)$$

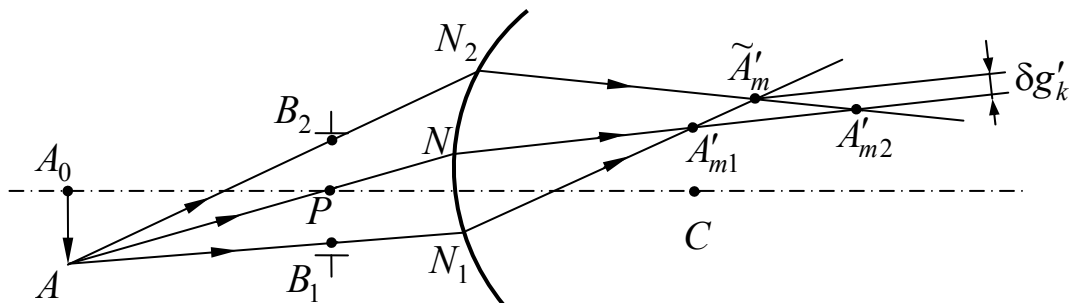


Рис. 4.7. Структура внеосевого пучка лучей

Из внеосевой точки A предмета через крайние точки входного зрачка B_1 и B_2 проведем лучи, падающие на сферическую поверхность в точках N_1 и N_2 , как показано на рис. 4.7. После преломления в этих точках лучи пересекают главный луч в точках A'_{m1} и A'_{m2} соответственно и пересекаются в некоторой точке \tilde{A}'_m на расстоянии $\delta g'_k$ от главного луча. Это расстояние определяет меридиональную кому в изображении точки A . Вполне очевидно, что если точки B_1 и B_2 устремить к точке P , то величина $\delta g'_k$ будет стремиться к нулю, а точки пересечения лучей с главным лучом, т.е.

точки A'_{m1} и A'_{m2} , и точка \tilde{A}'_m сливаются в одну точку A'_m , расположенную на главном луче, как показано на рис. 4.6. При этом проекция отрезка $A'A'_m$ на оптическую ось $A_0A'_0$ равна меридиональной составляющей кривизны поверхности изображения:

$$Z'_m = -A'A'_m \cos(\omega' + \sigma'_\omega). \quad (4.49)$$

Величину относительной дисторсии определим отношением вида:

$$\delta = \frac{y' - y'_0}{y_0}.$$

Из треугольника $A'A'_\omega A'_s$ на рис. 4.6 находим, что

$$y'_0 - y' = \frac{A'A'_s}{\sin(90^\circ + \omega)} \sin \sigma'_\omega = -\frac{\sin \sigma'_\omega Z'_s}{\cos \omega \cos(\omega + \sigma'_\omega)}.$$

При этом $y'_0 = q'_0 \operatorname{tg} \omega$. Тогда

$$\delta = \frac{Z'_s \sin \sigma'_\omega}{q'_0 \sin \omega \cos(\omega + \sigma'_\omega)}. \quad (4.50)$$

Итак, в результате изложенного установлена весьма сложная нелинейная зависимость aberrаций изображения, образованного сферической преломляющей поверхностью, от положения предмета относительно поверхности, от ее кривизны и показателей преломления разделяемых поверхностью сред, при этом различные виды aberrаций взаимосвязаны между собой и эта зависимость также сложна. За исключением редких частных случаев выразить аналитически эту зависимость практически невозможно, а, следовательно, и невозможно теоретически решить задачу коррекции aberrаций изображения, образованного оптической системой преломляющих поверхностей. Этим определяется тот факт, что успех решения задачи разработки конструкции и расчета оптической системы достигается благодаря профессиональным знаниям, опыту специалиста, а иногда и счастливому случаю, поскольку сам процесс создания оптической системы носит творческий характер, при этом нередко трудно провести границу между инженерным решением задачи и искусством. Важно отметить, что подбор показателя преломления материала линз разрабатываемой системы нередко является решающим фактором в достижении успеха. А для этого надо располагать достаточным набором применяемых материалов, отличающихся друг от друга значениями оптических параметров в пределах допустимо широкого диапазона при малом различии оптических параметров для конкретной пары материалов.

4.2.2. Дисперсия света. Хроматические aberrации

Зависимость показателя преломления n вещества от длины волны света или зависимость фазовой скорости световых волн от их частоты называется дисперсией света [48].

Положение изображения внеосевой точки предмета, лежащей в меридиональной плоскости (в плоскости, содержащей оптическую ось), в параксиальной области определяется двумя координатами: абсциссой (задним отрезком) s'_0 и ординатой (линейной величиной изображения предмета) l'_0 . Поэтому изображение точки обладает двумя хроматическими aberrациями:

- хроматической aberrацией положения, определяемой различной величиной абсциссы s'_0 для различных длин волн излучения точки;
- хроматической aberrацией увеличения, определяемой различной величиной ординаты l'_0 для различных длин волн излучения точки.

Для оценки количественной величины хроматических aberrаций расчет хода лучей выполняют для двух длин волн λ_1 и λ_3 , определяющих границы спектрального диапазона используемого излучения, при этом основной расчет оптической системы выполняют для излучения принятой длины волны λ_2 («средней» длины волны), удовлетворяющей условию $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$. Так, например, в видимой области спектра от $\lambda_1 = 479,99$ нм (линия F' излучения кадмия) до $\lambda_3 = 643,85$ нм (линия C' излучения кадмия) значение показателя преломления при $\lambda_2 = 546,07$ нм (линия e излучения ртути) принято считать средним. Разность показателей преломления среды $n(\lambda_1) - n(\lambda_3)$ называется средней дисперсией, а отношение $\frac{n(\lambda_2) - 1}{n(\lambda_1) - n(\lambda_3)}$ называется коэффициентом дисперсии или числом Аббе.

Для видимой области спектра средняя дисперсия равна разности $n_{F'} - n_{C'}$, а коэффициент дисперсии определяется отношением:

$$v_e = \frac{n_e - 1}{n_{F'} - n_{C'}}.$$

Хроматическая aberrация положения определяется расстоянием $\delta s'_{xp}$ между двумя изображениями одной и той же осевой точки предмета, образованными излучением двух длин волн λ_1 и λ_3 . Рассмотрим величину хроматической aberrации положения в изображении, образованном отдельной тонкой линзой в воздухе. Дифференцируя формулу отрезков (4.28), получаем

$$da' = \frac{a'^2}{a^2} da - a'^2 d\varphi. \quad (4.51)$$

Оптическая сила бесконечно тонкой линзы определяется формулой (4.27). Вполне очевидно, что при изменении показателя преломления материала линзы изменяется и ее оптическая сила. Дифференцируя формулу (4.27), получаем

$$d\varphi = -\frac{df'}{f'^2} = dn \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{dn}{n-1} \varphi. \quad (4.52)$$

Средняя дисперсия применяемых материалов линз, как правило, невелика. Так, например, для подавляющего большинства оптических материалов в спектральном диапазоне видимого излучения отношение средней дисперсии к показателю преломления для излучения основной, расчетной, длины волны не превышает 1 %, для тяжелых флинтových стекол – не превышает 2 % и лишь для сверхтяжелых флинтových составляет около 3 %. Это позволяет среднюю дисперсию оптических материалов считать величиной малой. При этом при $n = n(\lambda_2)$ и при $dn = n(\lambda_1) - n(\lambda_3)$ имеем

$$d\varphi = \frac{\varphi}{\nu}, \quad (4.53)$$

где для излучения видимого диапазона спектра коэффициент дисперсии $\nu_e = \frac{n_e - 1}{n_{F'} - n_{C'}}$. Будем считать, что положение предмета

остается неизменным во всем рассматриваемом спектральном диапазоне излучения, т.е. будем считать, что $da = 0$. Если при этом величину $d\varphi$ в выражении (4.51) определим соотношением (4.53), то приращение отрезка a' (отрезок da') будет определять хроматическую aberrацию положения. Тогда, заменив в выражении (4.51) дифференциалы конечными разностями, получаем

$$\delta s'_{xp} = s'_{F'} - s'_{C'} = -a'^2 \frac{\varphi}{\nu_e}. \quad (4.54)$$

Оптическая сила оптической системы из двух тонких линз, расстояние между которыми $d \approx 0$, равна $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$. При этом $d\varphi = d\varphi_1 + d\varphi_2$. Учитывая формулу (4.53), это выражение можно

представить в виде: $d\varphi = \frac{\varphi_1}{\nu_{e1}} + \frac{\varphi_2}{\nu_{e2}}$. В этом случае

$$\delta s'_{xp} = -a'^2 \left(\frac{\varphi_1}{\nu_{e1}} + \frac{\varphi_2}{\nu_{e2}} \right). \quad (4.55)$$

Из выражения (4.55) следует, что $\delta s'_{xp} = 0$ при $a' = 0$, т.е. в том случае, когда осевая точка предмета (a , соответственно, и осевая точка изображения) совпадает с осевой точкой тонкой системы.

$$\text{Пусть } \frac{\varphi_1}{v_{e1}} + \frac{\varphi_2}{v_{e2}} = 0. \quad (4.56)$$

Тогда $\delta s'_{xp} = 0$ независимо от величины a' . При этом, учитывая, что $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$, получаем

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 &= \frac{v_{e1}}{v_{e1} - v_{e2}} \varphi, \\ \varphi_2 &= -\frac{v_{e2}}{v_{e1} - v_{e2}} \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (4.57)$$

Таким образом, чем больше абсолютная величина разности $v_{e1} - v_{e2}$, тем меньше абсолютная величина оптических сил φ_1 и φ_2 .

Итак, пусть хроматическая aberrация положения в изображении, образованном рассматриваемой тонкой системой, исправлена для излучения спектральных линий F' и C' . При этом кривая зависимости a' от длины волны λ имеет вид, показанный на рис. 4.8. Такую коррекцию хроматической aberrации положения принято называть ахроматической.

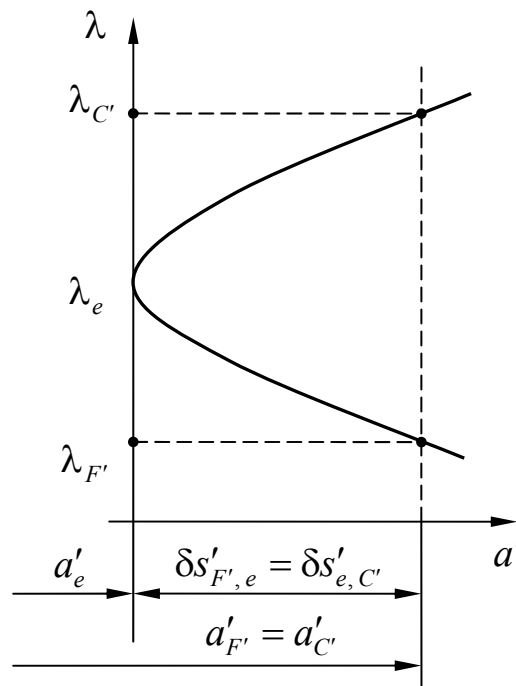


Рис. 4.8. Ахроматическая коррекция хроматической aberrации положения

При $\delta s'_{F', C'} = 0$ величину $\delta s'_{F', e} = \delta s'_{e, C'}$ называют вторичным спектром изображения. Определим величину вторичного спектра в случае тонкой оптической системы из двух тонких линз. Для этого применим формулу (4.55) в виде:

$$\delta s'_{F', e} = -a'^2 \left(\frac{\varphi_1}{v_{e1}^*} + \frac{\varphi_2}{v_{e2}^*} \right), \quad (4.58)$$

где $v_e^* = \frac{n_e - 1}{n_{F'} - n_e}$.

При $\delta s'_{xp} = 0$ оптические силы линз определяются формулами (4.57). Выполнив соответствующую этим формулам замену величин φ_1 и φ_2 в выражении (4.58), получаем

$$\delta s'_{F', e} = -a'^2 \varphi \frac{P_{F', e1} - P_{F', e2}}{v_{e1} - v_{e2}}, \quad (4.59)$$

где $P_{F', e} = \frac{n_{F'} - n_e}{n_{F'} - n_{C'}}$. В общем случае отношение $P_{x, y} = \frac{n_x - n_y}{n_{F'} - n_{C'}}$ при $(\lambda_x - \lambda_y) \in (\lambda_{C'} - \lambda_{F'})$ называется относительной частной дисперсией.

Еще Э. Аббе заметил, что параметры обычных оптических стекол на координатном поле $v_e, P_{F', e}$ располагаются вблизи к некоторой прямой, называемой «нормальной». В отечественном каталоге бесцветных оптических стекол в качестве нормальной принята прямая, определяемая параметрами $P_{F', e}$ и v_e стекол марок К18, (изъято из номенклатуры), и Ф13, представленными в табл. 4.1.

Таблица 4.1. Параметры стекол К18 и Ф13

Марка стекла	n_e	v_e	$P_{F', e}$
К18	1,521230	60,15	0,5086
Ф13	1,624083	36,09	0,5223

При этом тангенс угла наклона нормальной прямой, показанной на рис. 4.9, равен

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{P_{F', e2} - P_{F', e1}}{v_{e2} - v_{e1}} = \frac{0,5223 - 0,5086}{36,09 - 60,15} \approx -0,00057.$$

В этом случае вторичный спектр в изображении точки равен

$$\delta s'_{F', e} \cong \frac{1}{1760} a'^2 \varphi.$$

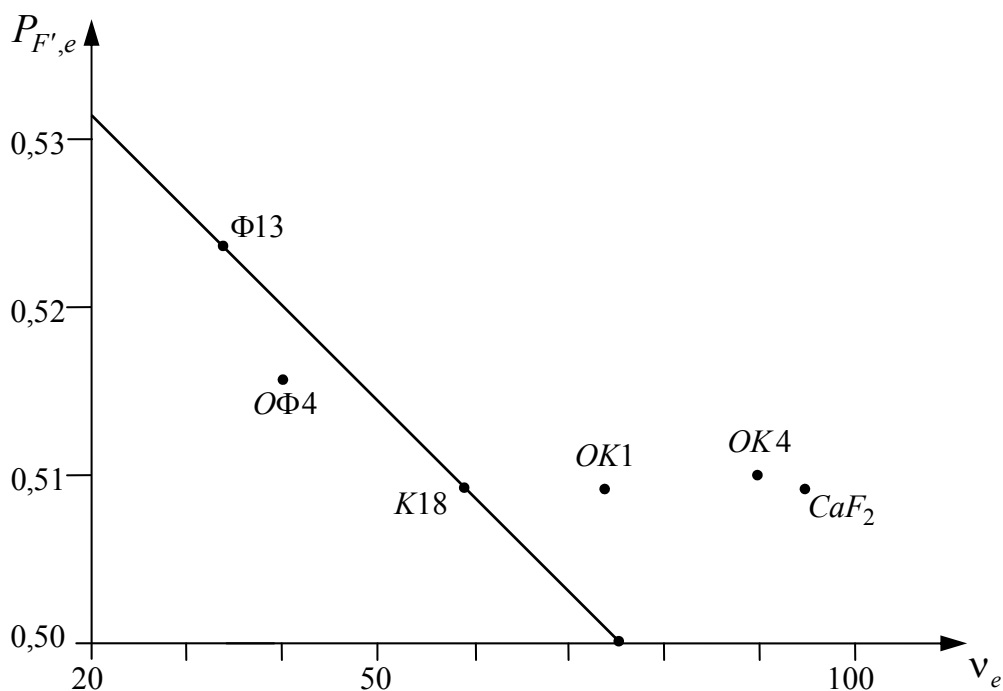


Рис. 4.9. «Нормальная» прямая для оптических стекол в видимой области спектра

Из выражения (4.59), определяющего величину вторичного спектра изображения, образованного двухлинзовой тонкой системой, следует, что $\delta s'_{F',e} = 0$ при $P_{F',e1} = P_{F',e2}$, т.е. в том случае, если параметры v_e и $P_{F',e}$ одного из стекол не лежат на «нормальной» прямой. Таким свойством обладают специально разработанные стекла, которые называют стеклами с особым ходом дисперсии. Выдающимся достижением в области разработок новых стекол является особый крон ОК4, производство которого освоено Лыткаринским заводом оптического стекла. Обычное стекло К8 образует с ним идеальную апохроматическую пару, причем стекло К8 принимается в качестве материала линзы с отрицательной оптической силой. При этом остаточный вторичный спектр $\delta s'_{xp} = -4 \cdot 10^{-6} a'^2 \varphi$.

Кроме особых оптических стекол с особым ходом дисперсии задачу апохроматизации изображения решают путем применения в качестве материала одной из линз кристаллического фтористого кальция CaF_2 , называемого флюоритом. Параметры флюорита $v_e = 94,97$ и $P_{F',e} = 0,5087$ на рис. 4.9 определяют точку, весьма далеко расположенную от «нормальной» прямой.

Для стекла БК13 имеем: $n_e = 1,56167$, $v_e = 60,90$ и $P_{F',e} = 0,5086$. Из сопоставления величин $P_{F',e}$ стекла БК13 и флюорита следует, что применив их в качестве материала линз, получим тонкую двухлинзовую систему, формирующую изображение без вторичного

спектра, т.е. в этом случае $\delta s'_{F',e} = 0$. При этом кривая зависимости a' от длины волны λ излучения будет иметь вид, показанный на рис. 4.10. Такую коррекцию хроматической aberrации положения принято называть апохроматической.

Радиус кривизны поверхности раздела двух сред можно определить с помощью углов α в соответствии с формулой (4.11) соотношением вида:

$$r_i = h_i \frac{n_{i+1} - n_i}{n_{i+1} \alpha_{i+1} - n_i \alpha_i}. \quad (4.60)$$

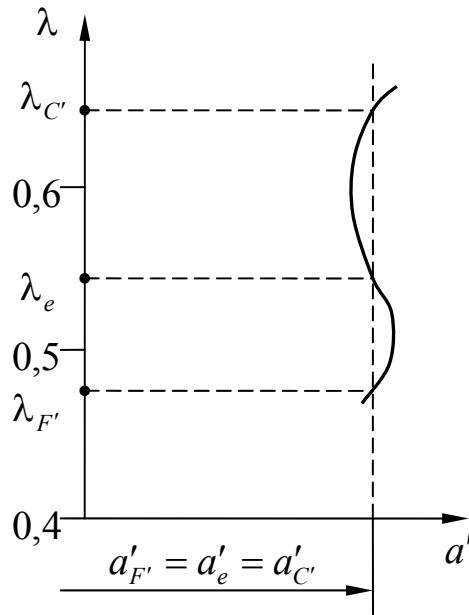


Рис. 4.10. Апохроматическая коррекция хроматической aberrации положения

Это позволяет тонкую двухлинзовую систему записать в виде:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= n_1 = 1 \\ \alpha_2 &= d_1 = 0 \quad n_2 = \\ \alpha_3 &= d_2 = 0 \quad n_3 = 1 \\ \alpha_4 &= d_3 = 0 \quad n_4 = \\ \alpha_5 &= n_5 = 1. \end{aligned}$$

Первичные сферическая aberrация и меридиональная кома изображения, образованного такой системой, при $\alpha' = \alpha_5 = 1$ определяются соответственно выражениями вида:

$$\Delta s'_{III} = -\frac{1}{2} S_I \sin^2 \sigma', \quad (4.61)$$

$$\delta g'_{k_{III}} = -\frac{3}{2} S_{II} \operatorname{tgw} \sin^2 \sigma', \quad (4.62)$$

где $S_I = \sum_{i=1}^{i=4} h_i P_i$, $S_{II} = \sum_{i=1}^{i=4} H_i P_i - J \sum_{i=1}^{i=4} W_i$. Для тонкой системы имеем:

$h_1 = h_2 = h_3 = h_4 = h$, $H_1 = H_2 = H_3 = H_4 = H$. Пусть $\alpha_1 = 0$, а $\beta_1 = 1$.

Тогда при $\alpha' = 1$: $h = f'$, $J = -f'$. При этом

$$S_I = h(P_1 + P_2 + P_3 + P_4) = hP,$$

$$S_{II} = H(P_1 + P_2 + P_3 + P_4) + f'(W_1 + W_2 + W_3 + W_4) = HP + f'W.$$

Используя формулы

$$P_i = \frac{(\alpha_{i+1} - \alpha_i)^2}{\left(\frac{1}{n_{i+1}} - \frac{1}{n_i}\right)^2} \left(\frac{\alpha_{i+1}}{n_{i+1}} - \frac{\alpha_i}{n_i}\right),$$

$$W_i = \frac{\alpha_{i+1} - \alpha_i}{\frac{1}{n_{i+1}} - \frac{1}{n_i}} \left(\frac{\alpha_{i+1}}{n_{i+1}} - \frac{\alpha_i}{n_i}\right), \text{ получаем}$$

$$\begin{aligned} P = & n_2 \frac{n_2 + 2}{(n_2 - 1)^2} \alpha_3 \alpha_2^2 - n_2 \frac{2n_2 + 1}{(n_2 - 1)^2} \alpha_3^2 \alpha_2 + \frac{n_2^2}{(n_2 - 1)^2} \alpha_3^3 + \\ & + n_4 \frac{n_4 + 2}{(n_4 - 1)^2} (1 - \alpha_3) \alpha_4^2 - n_4 \frac{2n_4 + 1}{(n_4 - 1)^2} (1 - \alpha_3^2) \alpha_4 + \\ & + \frac{n_4^2}{(n_4 - 1)^2} (1 - \alpha_3^3), \end{aligned} \quad (4.63)$$

$$W = \frac{n_2}{n_2 - 1} \alpha_3^2 - \frac{n_2 + 1}{n_2 - 1} \alpha_3 \alpha_2 + \frac{n_4}{n_4 - 1} (1 - \alpha_3^2) - \frac{n_4 + 1}{n_4 - 1} (1 - \alpha_3) \alpha_4. \quad (4.64)$$

Умножив формулу отрезков (4.28) на высоту h , получаем соотношение вида: $\alpha' - \alpha = h\varphi$. Применительно к рассматриваемому случаю имеем: $\alpha_3 = h\varphi_1 = f'\varphi_1$, $1 - \alpha_3 = h\varphi_2 = f'\varphi_2$. Значения оптических сил φ_1 и φ_2 , а, следовательно, и угла α_3 , находим из условия ахроматизации (апохроматизации) изображения, используя формулы (4.57). При найденном значении угла α_3 формулы (4.63) и (4.64) представляют собой систему двух уравнений относительно углов α_2 и α_4 . Решив эту систему уравнений, будем иметь значения всех углов α , определяющих радиусы кривизны всех поверхностей линз рассматриваемой оптической системы. Полученную оптическую систему можно представить себе склеенной из двух линз, если $r_2 = r_3$. Но это возможно, лишь при соответствующем соотношении оптических постоянных материала линз. Так, например, при $P = 0$ и $W = 0$ склейка линз возможна для таких пар марок оптического

стекла, как ТК1Ф1, ТК23БФ12, БФ7ТФ5, К8ТФ2, К14ТФ3, ТК1Ф4, ТК1Ф13, ТК1Ф2 для комбинации марок стекло «крон впереди» и Ф2БК8, ТФ1К8, Ф1ТК1, Ф4ТК1, ТФ2БК4, ЛФ6БК8, ТФ1ТК2, Ф13БФ7, Ф1БК8, ТФ2БК6, Ф13БК8 для комбинации марок стекол «флинт впереди» [44]. Из приведенного перечня пар марок стекол, оптические постоянные которых формально удовлетворяют требуемым условиям, лишь некоторые из них приводят к удовлетворительной коррекции действительных aberrаций изображения, образованного склеенным из двух линз оптическим компонентом.

Если угол $\alpha_1 \neq 0$, то для получения «склейки» при $P = 0$ и $W = 0$ нужны другие сочетания оптических постоянных сред, что обеспечивается другими марками стекол. В общем случае в составе более сложной оптической системы требуется, чтобы склеенный из двух линз оптический компонент обладал значениями $P \neq 0$ и $W \neq 0$. Это достигается подбором соответствующих сочетаний оптических постоянных материала линз, для чего необходимо располагать соответствующим набором марок оптического стекла.

Таким образом, при разработке конструкции и расчете оптических систем различного назначения успешная компенсация aberrаций, вносимых преломляющими поверхностями раздела среды от воздуха, раздела двух сред (поверхностями склейки линз), отдельными тонкими и толстыми линзами достигается не только в результате оптимального сочетания кривизны поверхностей и расстояний между ними, но и удачным подбором в разумных пределах оптических постоянных сред, нередко определяющим успех окончательного решения задачи расчета, для чего необходим широкий набор доступных марок стекол с различающимися значениями оптических постоянных в весьма широких пределах. Этим объясняется тот факт, что современные каталоги предлагаемого для продажи оптического стекла насчитывают более сотни марок.

4.3. Коэффициент пропускания

Спектральный коэффициент внутреннего пропускания τ_λ для монохроматического излучения длины волны λ определяется как отношение потока излучения Φ_λ , прошедшего слой стекла толщиной l , к вошедшему в него потоку $\Phi_{0\lambda}$. Пусть на плоскую поверхность раздела двух сред падает световой поток $\Phi_{\lambda\Sigma}$, как показано на

рис. 4.11. После прохождения поверхности раздела световой поток становится равным

$$\Phi_{0\lambda} = (1 - \rho)\Phi_{\lambda\Sigma}, \quad (4.65)$$

где ρ – коэффициент отражения света от поверхности раздела (от преломляющей поверхности) двух сред. Световой поток Φ_{λ} , прошедший путь l внутри стекла, становится меньше $\Phi_{0\lambda}$ вследствие поглощения и рассеяния света в стекле.

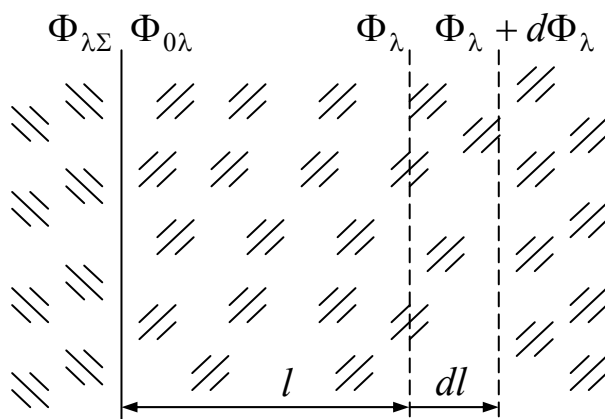


Рис. 4.11. Распространение светового потока в стекле

Придадим расстоянию l бесконечно малое приращение dl . световой поток Φ_{λ} при этом уменьшится на величину $d\Phi_{\lambda}$. Естественно принять [49], что

$$d\Phi_{\lambda} = -\alpha\Phi_{\lambda}dl, \quad (4.66)$$

где α – натуральный показатель поглощения рассматриваемого стекла для излучения, длина волны которого равна λ . Это дифференциальное уравнение можно решить путем разделения переменных:

$$\frac{d\Phi_{\lambda}}{\Phi_{\lambda}} = -\alpha dl. \quad (4.67)$$

Выполняя интегрирование, получаем $\ln \Phi_{\lambda} = -\alpha l + c$ или

$$\Phi_{\lambda} = e^{-\alpha l + c}, \quad (4.68)$$

где c – постоянная интегрирования. Положив $l = 0$, получаем

$$\Phi_{0\lambda} = e^c. \text{ Тогда}$$

$$\Phi_{\lambda} = \Phi_{0\lambda} e^{-\alpha l}. \quad (4.69)$$

Отсюда следует, что спектральный коэффициент пропускания слоя стекла толщиной l равен

$$\tau_{\lambda} = \frac{\Phi_{\lambda}}{\Phi_{0\lambda}} = e^{-\alpha l}. \quad (4.70)$$

В практических расчетах чаще пользуются не натуральным, а десятичным показателем поглощения μ_λ , выражая коэффициент пропускания соотношением вида: $\tau_\lambda = e^{-\alpha l} = 10^{-\mu_\lambda l}$. Отсюда находим, что $-\alpha l = -\mu_\lambda l \ln 10 = -2,3026 \mu_\lambda l$. При этом

$$\tau_\lambda = 10^{-0,434 \alpha l} = 10^{-\mu_\lambda l}. \quad (4.71)$$

Величину $D_\lambda = \lg \frac{1}{\tau_\lambda} = -\lg \tau_\lambda = \mu_\lambda l$ принято называть оптической плотностью слоя поглощающего вещества. Отсюда следует, что десятичный показатель поглощения равен оптической плотности слоя вещества, толщина которого равна единице. Итак,

$$\tau_\lambda = 10^{-\mu_\lambda l}, \quad (4.72)$$

где μ_λ – показатель ослабления стекла для излучения длины волны λ при толщине его слоя, равной 1 см.

Интегральный коэффициент внутреннего пропускания τ_A для белого света стандартного источника A ($T = 2856 K$) вычисляется по формуле:

$$\tau_A = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{0\lambda} V_\lambda \tau_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{0\lambda} V_\lambda d\lambda}, \quad (4.73)$$

где V_λ – относительная спектральная эффективность монохроматического излучения при адаптации к дневному свету (относительная спектральная чувствительность глаза); $\lambda_1 = 380 \text{ нм}$, $\lambda_2 = 760 \text{ нм}$.

Спектральный коэффициент пропускания оптического стекла измеряется на спектрофотометре с приставкой, позволяющей проводить измерения на образцах длиной до 2,5 см при двукратном прохождении светового пучка лучей через образец. Погрешность измерения коэффициента пропускания образца стекла $\Delta \tau_\lambda$ равна 0,01 (1 %).

Коэффициент внутреннего пропускания стекла как для монохроматического света, так и для белого зависит от поглощения матрицы стекла (т.е. его бесцветной основы), рассеяния (молекулярного и связанного с микроскопическими частицами) и поглощения растворенных в стекле примесей. Первые два фактора определяются химическим составом стекла, а последний – и условиями производства.

4.4. Термические свойства

4.4.1. Термооптические свойства оптического стекла

При изменении температуры изменяется показатель преломления оптических сред, изменяются и значения конструктивных параметров оптической системы: радиусов кривизны поверхностей линз и зеркал, толщин линз; изменяются линейные размеры корпусных деталей и прокладных колец, определяющих величину воздушных промежутков между оптическими элементами. Изменение размеров оправ линз и зеркал может привести к их пережатию, а, следовательно, к появлению внутренних напряжений в материале линз и зеркал и деформаций формы поверхностей деталей или к децентрировке оптических поверхностей. В результате всех перечисленных изменений смещается плоскость изображения, образованного оптической системой, изменяется ее фокусное расстояние, а, следовательно, и увеличение или масштаб изображения; изменяются также и остаточные аберрации.

Если оптическая система предназначена для визуальных наблюдений (зрительные и астрономические трубы), эти изменения могут быть скомпенсированы соответствующим перемещением окуляра при условии, что в оптических средах не появляется заметного градиента температуры. Если рассматриваемая система представляет собой объектив с фиксированным положением плоскости изображения (например, фотографический объектив), то здесь необходимо принимать специальные меры, чтобы положение и размер изображения оставались неизменными. С этой целью необходимо исследовать изменение положения и увеличения изображения, образованного оптической системой, при изменении температуры. При этом будем считать, что градиент температуры отсутствует.

При изменении температуры показатель преломления оптической среды изменяется по закону

$$n = n_0 + \beta(t - t_0), \quad (4.74)$$

где n_0 – показатель преломления при температуре $t = t_0$, а β – коэффициент приращения показателя преломления. Эта формула справедлива лишь при небольших изменениях температуры, не превышающих нескольких десятков градусов Цельсия.

Температурные коэффициенты абсолютного показателя преломления $\beta_{\text{абс}}(t, \lambda)$, средние в пределах температур от минус 60 до

плюс 20°C , для линий спектра F' , e и C' должны соответствовать значениям, приведенным в табл. П1 (в приложении).

Термооптические постоянные $V(t, \lambda) = \frac{\beta_{\text{отн}}(t, \lambda)}{n_{\lambda} - 1} - \alpha(t)$, средние в пределах температур от минус 60 до плюс 20°C , для линий спектра F' , e и C' должны соответствовать значениям, приведенным в табл. П2. Здесь $\beta_{\text{отн}}$ – температурный коэффициент относительного показателя преломления, $^{\circ}\text{C}^{-1}$; $\alpha(t)$ – температурный коэффициент линейного расширения, $^{\circ}\text{C}^{-1}$.

Линейные параметры оптических деталей (толщины, радиусы кривизны поверхностей) изменяются по закону:

$$d = d_0[1 + \alpha(t - t_0)], \quad (4.75)$$

$$r = r_0[1 + \alpha(t - t_0)], \quad (4.76)$$

где d_0 и r_0 – значения толщины и радиуса кривизны при температуре $t = t_0$, α – температурный коэффициент линейного расширения материала линзы. Эти формулы верны также только при небольших изменениях t , не превышающих одного-двух десятков градусов.

В простейшем случае оптическая система состоит из одной тонкой линзы, оптическая сила которой определяется выражением

$$\varphi = \frac{1}{f'} = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Дифференцируя это выражение по n , r_1 и r_2 , получаем

$$\frac{df'}{f'^2} = dn \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) + (n - 1) \left(\frac{dr_1}{r_1^2} - \frac{dr_2}{r_2^2} \right).$$

Заменяя dn через $\beta\Delta t$, dr_1 через $r_1\alpha\Delta t$ и dr_2 через $r_2\alpha\Delta t$, полученное выражение приводим к виду:

$$\frac{df'}{f'^2} = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \left(\alpha - \frac{\beta}{n - 1} \right) \Delta t. \quad \text{При этом}$$

$$\frac{df'}{f'} = \left(\alpha - \frac{\beta}{n - 1} \right) \Delta t. \quad (4.77)$$

Напомним, что хроматическая aberrация положения и хроматическая aberrация увеличения в изображении, образованном тонкой линзой, определяется соответственно формулами:

$$\delta s'_{xp} = -s'^2 \frac{\varphi}{v}, \quad (4.78)$$

$$\frac{\delta L'_{xp}}{l'} = -\frac{s'x' \varphi}{x' - s'v}.$$

Будем считать, что расстояние от оптической оси до точки пересечения главного луча с линзой $m_y \approx x'tgw'$, а величина изображения $y' \approx (x' - s')tgw'$. Тогда, полагая, что $\frac{\delta L'_{xp}}{l'} \approx \frac{\delta y'_{xp}}{y'}$, получаем

$$\delta y'_{xp} \approx -s'm_y \frac{\varphi}{v}. \quad (4.79)$$

Дифференцируя формулу отрезков $\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = \varphi$, находим, что при $ds = 0$:

$$ds' = \frac{s'^2}{f'^2} df'.$$

Учитывая формулу (4.77), найденное соотношение можно представить в виде:

$$\Delta s'_t = s'^2 \varphi \left(\alpha - \frac{\beta}{n-1} \right) \Delta t. \quad (4.80)$$

Соотношение (4.80), по сути дела, определяет величину смещения плоскости изображения, образованного тонкой линзой, при изменении температуры на Δt .

Из сопоставления формул (4.80) и (4.78) следует, что влияние величины $V\Delta t$, где

$$V = \frac{\beta}{n-1} - \alpha, \quad (4.81)$$

на смещение плоскости изображения, вызванное изменением температуры Δt , аналогично влиянию величины $\frac{1}{v}$ на хроматические aberrации изображения. При этом смещение точки пересечения главного луча с плоскостью изображения, вызванное изменением температуры Δt , в соответствии с формулой (4.79) определится выражением вида

$$\delta y'_t = -s'm_y \varphi \left(\frac{\beta}{n-1} - \alpha \right). \quad (4.82)$$

Вполне очевидно, что для тонкого компонента в воздухе, состоящего из k тонких линз, справедливы соотношения:

$$\Delta s'_t = -s'^2 \Delta t \sum_{i=1}^{i=k} \varphi_i V_i, \quad (4.83)$$

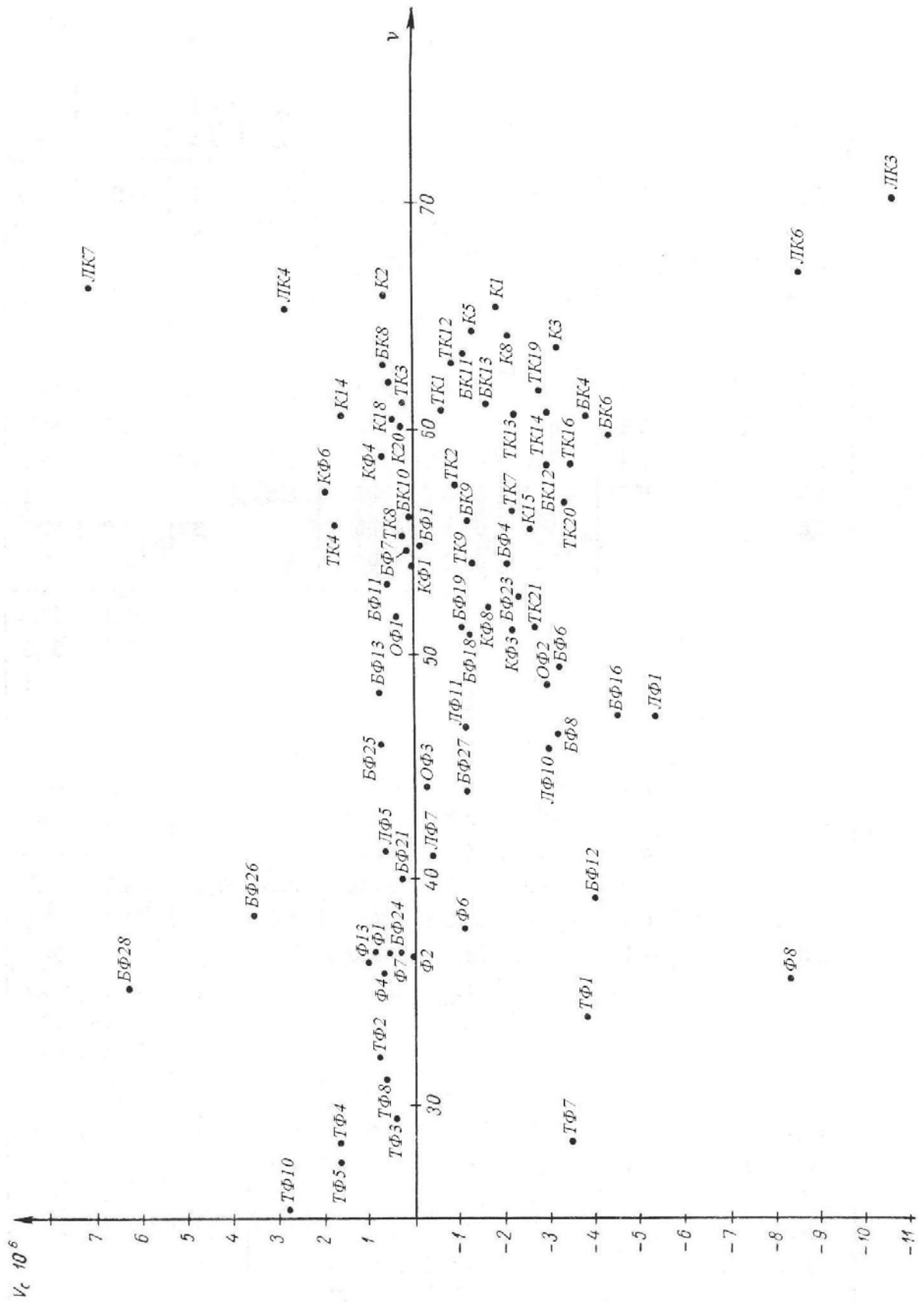


Рис. 4.12. График значений коэффициента V для наиболее применяемых марок оптического стекла

$$\delta y'_i = -s'_y m_y \sum_{i=1}^{i=k} \varphi_i V_i, \quad (4.84)$$

где $V_i = \frac{\beta_i}{n_i - 1} - \alpha_i$.

На рис. 4.12 приведен график значений коэффициента V для наиболее применяемых марок оптического стекла [43]. Значения коэффициента V , представленные в виде табл. П.2, заимствованы из ГОСТа 13659-78 [8]. На графике по оси абсцисс отложены значения коэффициента дисперсии $\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$, а по оси ординат –

усредненные значения коэффициента V для диапазона изменения температур от -60° до 40°C , для основной длины волны $\lambda_D = 589,3\text{нм}$. При выполнении расчетов следует иметь в виду, что значение коэффициента V довольно заметно зависит от длины волны излучения. Поэтому при изменении температуры может произойти не только смещение плоскости изображения, но может измениться и состояние коррекции хроматических аберраций.

Из вида графика следует, что выпускаемые отечественной промышленностью оптические стекла обладают большим разнообразием значений коэффициента V , что, несомненно, является благоприятным фактором, облегчающим расчет оптических систем, не расстраивающихся при изменениях температуры.

Если две или более линз, обладающих разными значениями коэффициента теплового линейного расширения α , склеены, то изменение радиуса кривизны поверхности склейки не может быть вычислено по формуле (4.76), так как слой клея препятствует свободному расширению. В этом случае точное значение температурного эффекта экспериментальных исследований определить невозможно.

Рассмотрим тонкую систему из двух отдельных линз в воздухе. В этом случае хроматические аберрации изображения определяются коэффициентом C , равным

$$C = -\frac{\varphi_1}{\nu_1} - \frac{\varphi_2}{\nu_2}. \quad (4.85)$$

Эффект теплового влияния определяется коэффициентом T , причем

$$T = -V_1 \varphi_1 - V_2 \varphi_2. \quad (4.86)$$

Приняв условие масштаба $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 = 1$, из уравнений (4.85) и (4.86) находим, что

$$\varphi_1 = \frac{1 + v_2 C}{v_1 - v_2} v_1 \quad (4.87)$$

$$\varphi_1 = \frac{V_2 + T}{V_1 - V_2}. \quad (4.88)$$

Из равенства правых частей выражений (4.87) и (4.88) следует, что

$$T = \frac{v_2 V_2 - v_1 V_1}{v_1 - v_2} + \frac{V_2 - V_1}{v_1 - v_2} v_1 v_2 C. \quad (4.89)$$

Если принять длину корпуса (трубы) объектива равной фокусному расстоянию его, то при $f' = 1$ и $\Delta t = 1^\circ\text{C}$ величина $T = \alpha^*$, где α^* – коэффициент теплового линейного расширения материала корпуса. При $C = 0$ выражение (4.89) принимает вид:

$$\alpha^* = \frac{v_2 V_2 - v_1 V_1}{v_1 - v_2}. \quad (4.90)$$

Если на оси абсцисс отложить значения v_i , а на оси ординат – соответствующие им значения $v_i V_i \cdot 10^5$, как это сделано в [6] и показано на рис. 4.13, то марки стекол, координаты которых лежат на некоторой произвольной линии, составляющей угол θ с осью абсцисс, где $\text{tg}\theta = -T \cdot 10^5$, будет удовлетворять соотношению (4.90). В рассматриваемом случае

$$\text{tg}\theta = -\alpha^* \cdot 10^5. \quad (4.91)$$

При этом если корпус объектива, например, изготовлен из стали ($\alpha^* = 11,5 \cdot 10^{-6}$), то $\text{tg}\theta = -1,15$, $\theta = -49^\circ$. На рисунке проведена линия AB , образующая угол -49° с осью абсцисс и проходящая через точки, координаты которых приблизительно соответствуют константам стекол Ф1 ($v = 37,0$, $v V_D \cdot 10^5 = 5,1$) и ТК16 ($v = 58,3$, $v V_D \cdot 10^5 = -19,7$). При этом $T \cdot 10^5 = 1,16$. Вполне очевидно, что любая пара точек, расположенных на прямой AB или ей параллельной, определит комбинацию стекла, константы которых удовлетворяют условию (4.91). Заметим, что этому условию удовлетворяют константы стекол Ф6 ($v_e = 37,68$, $v_e V_e \cdot 10^5 = 5,28$) и ТК16 ($v_e = 58,09$, $v_e V_e \cdot 10^5 = -18,01$). При этом $T \cdot 10^5 = 1,14$.

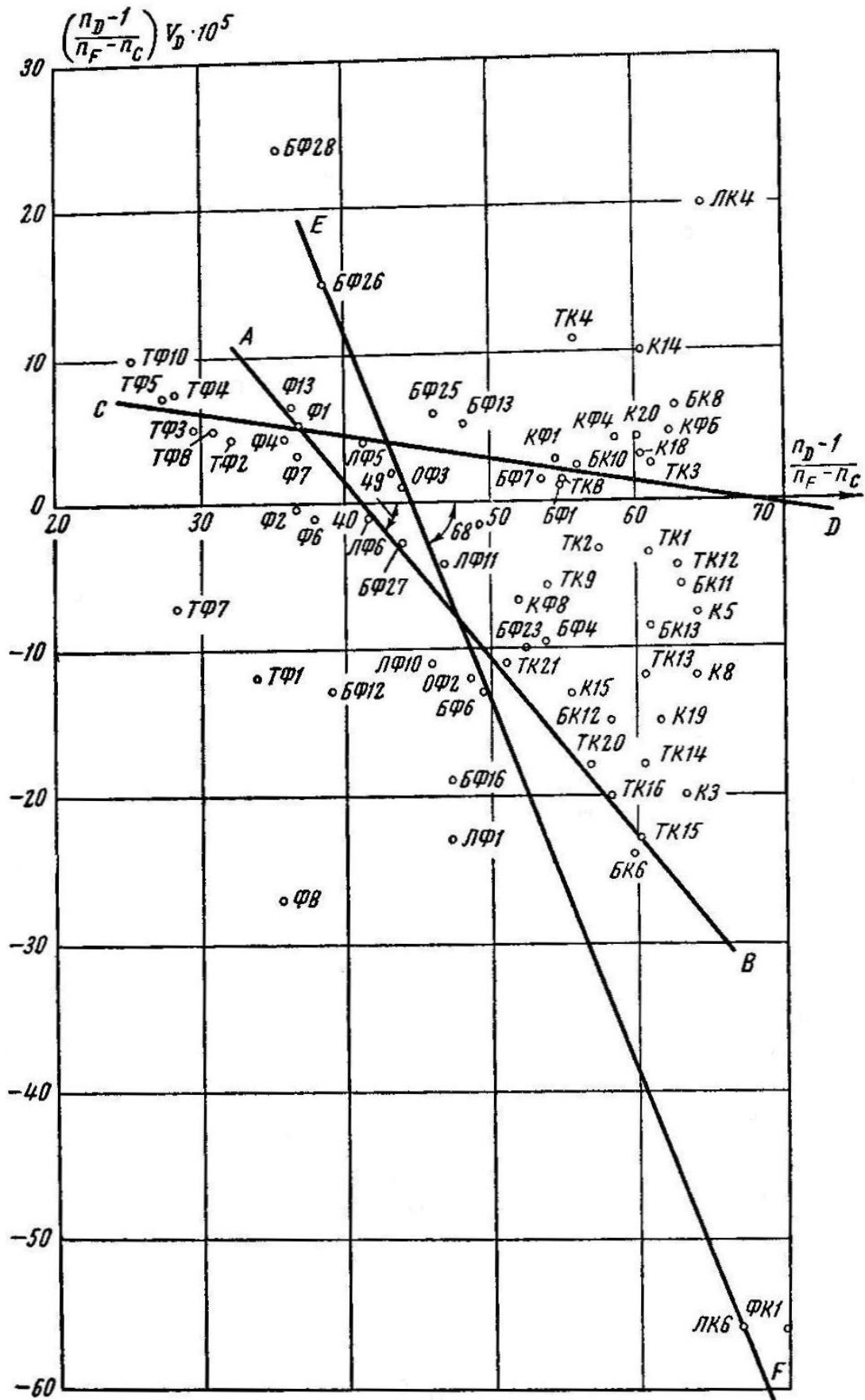


Рис. 4.13. Номограмма для расчета нерасстраивающихся двухлинзовых объективов

Если корпус объектива сделан из инвара ($\alpha^* = 1,6 \cdot 10^{-6}$), то $tg\theta = -0,16$, $\theta = -9^\circ$. Этому условию удовлетворяют также многие комбинации пар стекол, в частности, пара стекол БК10 ($\nu = 56,0$, $\nu V_D \cdot 10^5 = 20,0$) и ТФ5 ($\nu = 27,5$, $\nu V_D \cdot 10^5 = 74,1$). При этом $T \cdot 10^5 = 1,9$. Константам этих стекол соответствуют координаты точек, приблизительно лежащих на линии CD . Условию (4.91) удовлетворяют константы этих же стекол БК10 ($\nu_e = 55,79$, $\nu_e V_e \cdot 10^5 = 1,67$) и ТФ5 ($\nu_e = 27,32$, $\nu_e V_e \cdot 10^5 = 9,02$). При этом $T \cdot 10^5 = -0,26$.

Если корпус объектива сделан из силумина марки АЛ8, имеющего $\alpha^* = 24,5 \cdot 10^{-6}$, то $tg\theta = -2,45$, $\theta = 67^\circ 48'$. Этому требованию удовлетворяет пара стекол ЛК6 ($\mu = 66,8$, $\mu V_D \cdot 10^5 = -562,8$) и БФ26 ($\mu = 38,5$, $\mu V_D \cdot 10^5 = 150$), расположенных на прямой EF . При этом $T \cdot 10^5 = 25,2$. Для пары стекол ЛК3 ($\nu_e = 69,87$, $\nu_e V_e \cdot 10^5 = -73,36$) и Ф13 ($\nu_e = 36,07$, $\nu_e V_e \cdot 10^5 = 7,94$) величина $T \cdot 10^5 = -2,41$.

Из формулы (4.89) следует, что если коэффициенты V обратно пропорциональны коэффициентам дисперсии стекол линз, т.е. если $\nu_i V_i = const$, то при исправленных хроматических aberrациях автоматически исправляются и термооптические.

Для оптических деталей дисковой конфигурации критерием атермальности стекла является сумма термооптических постоянных $W + R$ [3]. Постоянная $W_{\lambda,t}$ отражает вклад термических изменений геометрических размеров и определяется формулой

$$W_{\lambda,t} = \beta_{\text{абс}(\lambda,t)} + \alpha_t (n_\lambda - 1), \quad (4.92)$$

а постоянная $R_{\lambda,t}$ отражает вклад фотоупругих напряжений и определяется формулой

$$R_{\lambda,t} = \alpha_t (n_\lambda - 1) \nu - \alpha_t E \frac{C_1 + C_2}{2}, \quad (4.93)$$

где $\beta_{\text{абс}(\lambda,t)}$ – температурный коэффициент абсолютного показателя преломления (определен относительно вакуума), α_t – температурный коэффициент линейного расширения, E – модуль упругости, μ – коэффициент поперечной деформации, C_1 и C_2 – фотоупругие постоянные. По физическому смыслу сумма $W + R$ идентична термоволновой aberrации диска толщиной 1 см при начальной

радиальной разности температур 1°C . Она характеризует термоволновые искажения, усредненные для двух ортогональных поляризованных излучений, и учитывает все механизмы возникновения термоволновых искажений диска.

Стекла, у которых значение суммы $W + R$ не превышает $50 \cdot 10^{-7} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$, принято считать атермальными.

В табл. 4.2 приведены значения суммы для таких стекол.

Таблица 4.2. Термооптические постоянные атермальных оптических стекол для деталей дисковой конфигурации

Марка стекла	$(W + R) \cdot 10^7 \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ (30°C ; 0,64 мкм)	Марка стекла	$(W + R) \cdot 10^7 \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ (30°C ; 0,64 мкм)
ОК441-928	35	ФК14	45
ОК1	25	ТФК11	40
ОК2	30	ТК593-594	35
ОК570-642	10	ТК125	40
ЛК1	35	ТК134	25
ЛК3	45	БФ32	40
ЛК6	45	БФ642-480	30
ФК516-678	25	ТФ703-302	50
ФК527-674	40	ТБФ704-386	50
ФК533-685	40	ТБФ722-360	50

4.4.2. Теплотехнические характеристики

Линейное тепловое расширение

Коэффициент линейного теплового расширения $\alpha(t)$ равен отношению относительного изменения длины l образца стекла при изменении температуры от t_0 до t к разности температур Δt :

$$\alpha(t) = \frac{\Delta l}{l \Delta t}, \text{ где } \Delta t = t - t_0.$$

Температурные коэффициенты линейного расширения $\alpha(t)$ в $^{\circ}\text{C}^{-1}$ оптических стекол в пределах температур от минус 60 до плюс 20°C должны соответствовать значениям, приведенным в табл. ПЗ.

Удельная теплоемкость

Удельной теплоемкостью C называется отношение подведенного к образцу стекла количества теплоты к произведению массы данного образца стекла на изменение его температуры: $C = \frac{Q}{m \Delta t}$.

Удельная теплоемкость C в $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$ оптических стекол при температуре $t_0 = 20^\circ\text{C}$ и атмосферном давлении $p_0 = 760 \text{ мм.рт.ст.}$ должна соответствовать значениям, указанным в табл. П4.

Теплопроводность

Теплопроводность тела означает его способность проводить тепло. Коэффициент теплопроводности λ материала некоторого проводника тепла (например, образца стекла) определяется отношением произведения передаваемого количества теплоты Q на длину l_0 проводника тепла к произведению площади S поперечного сечения проводника на продолжительность процесса теплопроводности и на разность температур Δt на концах проводника тепла:

$$\lambda = \frac{Ql_0}{ST\Delta t}.$$

Коэффициент теплопроводности λ в $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot ^\circ\text{C}}$ оптических стекол, измеренный при $t = 20^\circ\text{C}$ и $p_0 = 760 \text{ мм рт.ст.}$, должен соответствовать значениям, приведенным в табл. П4.

Температуропроводность

Температуропроводность a характеризует скорость изменения температуры тела в нестационарных тепловых процессах и является мерой его теплоинерционных свойств. Численно равна отношению коэффициента теплопроводности тела к произведению его удельной теплоемкости (при постоянном давлении) на плотность ρ материала

тела: $a = \frac{\lambda}{C \cdot \rho}$. Температуропроводность a в $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$ оптических стекол

должна соответствовать значениям, приведенным в табл. П4.

Температура отжига и температура спекания оптических стекол

Температура отжига стекла $T_{\text{от}}$ в $^\circ\text{C}$ – температура, при которой основная часть (95 %) имеющихся в стекле напряжений релаксируется в течение 3–4 мин. при постоянной скорости нагревания $2^\circ - 3^\circ$ в мин. Этой температуре соответствует вязкость стекла $10^{12,0 \pm 0,5} \text{ Па} \cdot \text{с}$.

Температура спекания $T_{\text{сп}}$ в $^{\circ}\text{C}$ – температура, при которой начинается спекание двух образцов стекла размером $20 \times 20 \times 10$ мм, положенных друг на друга полированными сторонами и нагреваемых с постоянной скоростью 2° в мин. Этой температуре соответствует вязкость стекла $10^{9,0 \pm 0,7}$ Па·с.

Температуры, соответствующие вязкостям $10^{12,0 \pm 0,5}$ и $10^{9,0 \pm 0,7}$ Па·с оптических стекол, должны соответствовать значениям, указанным в табл. П5.

4.5. Радиационно-оптическая устойчивость

При воздействии жесткого излучения коэффициент пропускания стекла в видимой области спектра уменьшается. Для оптических приборов, работающих в условиях сильного облучения, предусмотрены радиационно-оптически устойчивые стекла, мало темнеющие в этих условиях. Марки таких стекол образуются путем прибавления числа 100 к марке обычного стекла с практически теми же оптическими постоянными.

В табл. 4.3 для радиационно-оптически устойчивых стекол 31 марки даны приращения показателя ослабления $\Delta\mu_A$ после их облучения от источника излучения ^{60}Co дозой 10^5P при средней мощности дозы 1400P/ч .

Таблица 4.3. Приращения показателя ослабления бесцветного оптического стекла при облучении

Марка стекла	$\Delta\mu_A$, не более	Марка стекла	$\Delta\mu_A$, не более	Марка стекла	$\Delta\mu_A$, не более
ЛК103	0,040	ТК102	0,025	ЛФ105	0,110
ЛК105	0,050	ТК104	0,025	Ф101	0,070
К108	0,015	ТК114	0,025	Ф102	0,070
К114	0,045	ТК116	0,025	Ф104	0,070
К119	0,025	ТК120	0,020	Ф113	0,070
БК104	0,015	ТК121	0,065	ТФ101	0,080
БК106	0,015	БФ111	0,060	ТФ103	0,040
БК108	0,020	БФ112	0,045	ТФ104	0,045
БК110	0,040	БФ113	0,200	ТФ105	0,040
		БФ121	0,120	ТФ108	0,080
				ТФ110	0,040
				ОФ101	0,050

Значения радиационно-оптической устойчивости оптических стекол, характеризуемой изменением оптической плотности ΔD в видимой области спектра образца толщиной 1 см в результате

облучения от источника ^{60}Co дозой $1 \cdot 10^5 P$ и дозой $5 \cdot 10^5 P$ при средней мощности дозы $10400 \frac{P}{\text{ч}}$, приведены в табл. П6.

4.6. Светорассеяние

Величина, обратная расстоянию, на котором поток излучения (световой поток) в виде параллельного пучка лучей ослабляется за счет рассеяния света в среде в 10 раз, называется десятичным показателем светорассеяния, а в e раз – натуральным показателем светорассеяния. Показатель светорассеяния существенно зависит от длины волны λ (частоты ν) рассеиваемого оптического излучения [24].

Десятичный показатель светорассеяния для спектральной линии e оптических стекол должен соответствовать значениям, приведенным в табл. П7.

4.7. Механические свойства оптического стекла

Механические свойства оптического стекла характеризуются его плотностью ρ , оптическим коэффициентом напряжения B , модулем упругости E (модулем Юнга), коэффициентом поперечной деформации μ (коэффициентом Пуассона), модулем сдвига G и относительной твердостью по сошлифовыванию.

4.7.1. Плотность

Отношение массы тела к его объему называется плотностью.

Если ρ – плотность тела, m – масса тела, а V – объем тела, то

$$\rho = \frac{m}{V} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}.$$

Измеряется взвешиванием образца стекла размером $20 \times 20 \times 10$ мм в воздухе и в толуоле с точностью до $0,001 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$.

Значения плотности оптических стекол при $t_0 = 20^\circ\text{C}$ и $p_0 = 760$ мм рт.ст. приведены в табл. П8.

4.7.2. Оптический коэффициент напряжения

Оптический коэффициент напряжения B характеризует взаимосвязь между двойным лучепреломлением Δn и вызывающими его напряжениями (внешними воздействиями или остаточными напряжениями) [47]:

$$\Delta n = \frac{\delta}{s} = B(\sigma_1 - \sigma_2),$$

где δ – оптическая разность хода в нм, возникающая при прохождении поляризованного света через напряженный образец; B – оптический коэффициент напряжения; σ_1 и σ_2 – главные нормальные напряжения в $\frac{\text{кгс}}{\text{см}^2}$; s – толщина образца в см.

Оптический коэффициент напряжения в $\frac{\text{нм}}{\text{см}} / \frac{\text{кгс}}{\text{см}^2}$ стекла равен 1, если напряжение $1 \frac{\text{кгс}}{\text{см}^2}$ вызывает двойное лучепреломление $1 \frac{\text{нм}}{\text{см}}$. Он определяется путем измерения двойного лучепреломления в образце стекла, подвергнутого одностороннему сжатию или изгибу.

Если, как общепринято, напряжение при растяжении принять положительным, то и соответствующий ему оптический коэффициент напряжения окажется положительным.

Приведенные в табл. П8 значения оптического коэффициента напряжения указаны для длины волны $\lambda = 550$ нм и температуры $t_0 = 20^\circ\text{C}$ округленно до $0,05 \cdot 10^{12} \text{ Па}^{-1}$ (0,05 брюстера).

$$\text{Заметим, что } 1 \text{ Па}^{-1} = 0,98 \cdot 10^{12} \frac{\text{нмсм}}{\text{кгс}} = 1 \frac{\text{м}^2}{\text{н}}.$$

4.7.3. Модуль упругости

Сила растяжения или сжатия, приложенная к телу в форме стержня (или пластины), вызывает изменение длины тела Δl . Величина Δl зависит от размеров стержня, материала, из которого он изготовлен, и величины самой силы. Если l – начальная длина стержня, Δl – изменение длины под давлением внешней силы,

$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}$ – относительное удлинение (линейная деформация), S –

площадь поперечного сечения стержня, F – сила, $\sigma = \frac{F}{S}$ –

напряжение, E – модуль упругости (модуль Юнга), то согласно закону Гука

$$\frac{F}{S} = E \frac{\Delta l}{l} \text{ или } \sigma = E\varepsilon.$$

Таким образом, модуль упругости равен отношению приложенного напряжения к вызванному им относительному удлинению:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon}.$$

Значения модуля упругости оптических стекол в Па = $\frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$ приведены в табл. П8.

4.7.4. Коэффициент поперечной деформации

Механическое напряжение в продольном направлении кроме удлинения вызывает поперечное сжатие тела, т.е. с изменением длины тела изменяется его поперечное сечение. Если d – поперечный размер тела (диаметр, толщина стержня и т.д.), Δd – изменение поперечного сечения, $\varepsilon_{\text{п}} = \frac{\Delta d}{d}$ – относительное изменение поперечного размера тела, l – длина тела, Δl – изменение длины тела, μ – коэффициент поперечной деформации (коэффициент Пуассона), то эти величины связаны следующим соотношением:

$$\frac{\Delta d}{d} = -\mu \frac{\Delta l}{l} \text{ или } \varepsilon_{\text{п}} = -\mu \varepsilon.$$

Таким образом, коэффициент поперечной деформации равен отношению относительного изменения поперечного размера тела к относительному изменению его длины.

Значения коэффициента поперечной деформации для оптических стекол приведены в табл. П8.

4.7.5. Модуль сдвига

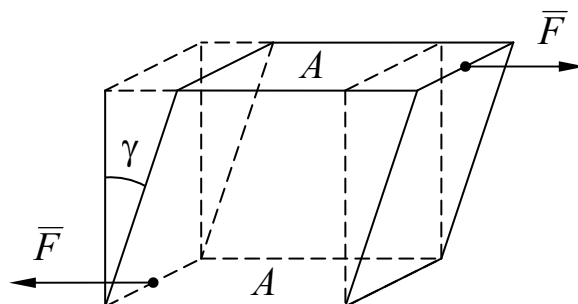


Рис. 4.14. Модуль сдвига

Пусть к параллельным плоскостям параллелепипеда или куба приложены параллельные силы, направленные в разные стороны, что приводит к смещению плоскостей относительно друг друга и к

соответствующему наклону плоскостей, перпендикулярных направлению сил до их приложения, на угол сдвига γ . Если \bar{F} – сила, параллельная плоскости A , S – площадь поверхности A , τ – касательное напряжение, γ – сдвиговая деформация (угол сдвига), G – модуль сдвига, то по аналогии с законом Гука: $\tau = \frac{F}{S} = G\gamma$.

Модуль сдвига можно определить, используя другие упругие постоянные: $G = \frac{E}{2(1+\mu)}$.

Значения модуля сдвига оптических стекол в Па приведены в табл. П8.

4.7.6. Относительная твердость по сошлифованию

Относительная твердость по сошлифовыванию характеризуется отношением объема сошлифованного стекла марки К8 к объему стекла данной марки, сошлифованного при тех же условиях.

Образец сравнения из стекла К8 и образец из испытуемого стекла диаметром 20 мм подвергаются одновременной и идентичной обработке на чугунной планшайбе при давлении 50 кПа и линейной скорости шлифования $4 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ в течение 90 с с подачей водной суспензии абразива – карбида кремния марки 63 с зернистостью М28 при соотношении твердой и жидкой фазы Т:Ж=1:4 (по объему). Конструкция устройства для определения относительной твердости по сошлифовыванию обеспечивает постоянный прижим обоих образцов к поверхности планшайбы и их перемещение по мере износа строго вертикально с минимальными потерями на трение. Средняя относительная погрешность измерения не превышает $\pm 2\%$.

Значения относительной твердости оптических стекол по сошлифовыванию приведены в табл. П8.

4.8. Химическая устойчивость

Химическая устойчивость стекол характеризует их сопротивляемость к воздействию факторов, имитирующих действие окружающей среды на полированную поверхность оптической детали. Химическая устойчивость важна также для правильного выбора условий механической и химической обработки стекла.

Для оценки химической устойчивости стекол используются два фактора воздействия – влажная атмосфера, т.е. водяные пары без

конденсации, и слабокислые водные растворы. Действие этих агентов проявляется различно в зависимости от химического состава стекла.

4.8.1. Устойчивость к влажной атмосфере

Устойчивость оптических стекол к действию влажной атмосферы характеризует сопротивляемость поверхностей оптических деталей действию влажного воздуха. Для стекол различного состава эта устойчивость колеблется в широких пределах: от нуля до практически опасного для стекол с высоким содержанием оксидов щелочных металлов и фосфора. Поверхности деталей из таких стекол портятся за несколько месяцев даже при сравнительно низкой влажности воздуха, не превышающей ~20%. При более высокой влажности разрушение поверхностей происходит значительно интенсивнее.

Под действием влажной атмосферы на поверхностях силикатных стекол появляется густая сетка микроскопических капель водного раствора продуктов разрушения; для несиликатных стекол типичны отложения на поверхности слоя полутвердых продуктов, часто сопровождаемых трещинами. Эти новообразования заметно повышают рассеяние и потери света в приборах. Сущность определения химической устойчивости стекол к воздействию влажной атмосферы заключается в выдерживании свежеполированного образца стекла в камере с относительной влажностью 85 % при температуре 50°C для силикатных стекол и 60°C – для несиликатных.

По устойчивости к действию влажной атмосферы силикатные оптические стекла разделяются на следующие группы:

Группа устойчивости стекол к действию влажной атмосферы	Химическая устойчивость стекла	Необходимое время выдержки в часах для образования налета
<i>A</i>	Неналетоопасные стекла	Более 20
<i>B</i>	Промежуточные стекла	От 5 до 20
<i>B</i>	Налетоопасные стекла	Менее 5

По устойчивости к действию влажной атмосферы несиликатные оптические стекла разделяются на следующие группы:

Группа устойчивости стекол к действию влажной атмосферы	Химическая устойчивость стекла	
<i>a</i>	Устойчивые стекла	Разрушения поверхности стекла не видно при просмотре под микроскопом при увеличении 80 ^x

у	Промежуточные стекла	Разрушения поверхности стекла обнаруживается при просмотре под микроскопом при увеличении $80\times$
д	Неустойчивые стекла	Разрушения поверхности стекла обнаруживается при просмотре в отраженном свете без применения увеличительного прибора

В оптических приборах рекомендуется применять стекла групп *A*, *B*, *a* и *у*. Детали из силикатных стекол группы *B* и несиликатных стекол группы *д* следует применять после предварительной защиты.

4.8.2. Устойчивость к слабокислым водным растворам и к воде

Устойчивость к слабокислым водным растворам и к воде характеризует сопротивляемость поверхностей оптических деталей их воздействию в процессе обработки, эксплуатации или хранения деталей. Метод определения группы устойчивости оптических стекол к действию этих реагентов заключается в определении времени образования на поверхности стекла под действием раствора 0,1 н уксусной кислоты или дистиллированной воды при 50°C определенных признаков разрушения.

По устойчивости к слабокислым водным растворам и к воде оптические стекла подразделяются на шесть групп:

Группа устойчивости	Реагент	Длительность воздействия (травления), ч	Признаки разрушения поверхности
1	Раствор 0,1н уксусной кислоты	> 5	На поверхности стекла обнаруживается пленка с фиолетово-синей интерференционной окраской
2		От 1 до 5	Появляется пленка с фиолетово-синей интерференционной окраской
3		Менее 1	Появляется пленка с фиолетово-синей интерференционной окраской
4		Менее 0,25	Появляются признаки порчи поверхности
5	Дистиллированная вода	От 0,25 до 1	Появляется пленка с фиолетово-синей интерференционной окраской
6		Менее 0,25	Появляются признаки порчи поверхности

В оптических приборах рекомендуется применять стекла первых трех групп устойчивости к водному раствору уксусной кислоты. Детали из стекол 4–6-й групп устойчивости требуют защитных покрытий поверхностей.

Группы химической устойчивости оптических стекол должны соответствовать указанным в табл. П9.

4.9. Магнитные и электрические характеристики

4.9.1. Эффект Фарадея – один из эффектов магнитооптики

Вращение плоскости поляризации линейно поляризованного света, распространяющегося в веществе вдоль постоянного магнитного поля, в котором находится это вещество, М. Фарадей обнаружил в 1845 году. Открытие этого эффекта явилось первым доказательством прямой связи оптических и электромагнитных явлений. В области не очень сильных магнитных полей угол фарадеевского вращения плоскости поляризации описывается соотношением

$$\varphi = V_{\lambda} H l,$$

где φ – угол поворота плоскости поляризации; H – напряженность магнитного поля в $\frac{\text{А}}{\text{м}}$ (или в Э); l – длина хода луча в м (или см); V_{λ} –

магнитооптическая постоянная (постоянная Верде) в $\frac{\text{рад}}{\text{А}}$ (или в $\frac{\text{рад}}{\text{Э} \cdot \text{см}}$), которая зависит от свойств вещества, длина волны излучения и температуры.

Величина магнитооптической постоянной оптических стекол для линии спектра e должна соответствовать значениям, указанным в табл. П10.

4.9.2. Электрические характеристики

Диэлектрическая проницаемость. Диэлектрические потери

Величина ε , характеризующая поляризацию диэлектриков под действием электрического поля \mathbf{E} , называется диэлектрической проницаемостью среды.

Связь между вектором поляризации \mathbf{P} , вектором напряженности электрического поля \mathbf{E} в вакууме и в диэлектрике (вектором электрической индукции \mathbf{D}) в системе единиц СГСЭ имеет вид:

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = \varepsilon\mathbf{E},$$

а в системе единиц СИ:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P} = \varepsilon_0\varepsilon\mathbf{E},$$

где ε_0 – электрическая постоянная. Величина диэлектрической проницаемости ε зависит от структуры и химического состава

вещества, а также от давления, температуры и других внешних условий.

Поляризация диэлектрика при наложении электрического поля происходит не мгновенно, а в течение некоторого времени τ (время релаксации). В переменном поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \sin \omega t$ происходит отставание поляризации $\mathbf{P} = \mathbf{P}_0 \sin(\omega t - \delta)$ от поля \mathbf{E} . При описании колебаний \mathbf{P} и \mathbf{E} методом комплексных амплитуд диэлектрическую проницаемость представляют комплексной величиной:

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'',$$

причем ε' и ε'' зависят от ω и τ , а отношение $\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$ определяет диэлектрические потери в среде, т.е. определяет часть энергии переменного электрического поля \mathbf{E} , которая преобразуется в теплоту при реполяризации диэлектрика.

Зависимость действительной ε' и мнимой ε'' частей комплексной диэлектрической проницаемости среды от частоты ω приложенного переменного электрического поля и времени релаксации τ определяется формулами Дебая, установленными голландским физиком П. Дебаем в 1929 году:

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2},$$

$$\varepsilon'' = \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}.$$

Здесь ε_0 – значение ε' для низких частот $\left(\omega \ll \frac{1}{\tau}\right)$, ε_∞ – для высоких частот $\left(\omega \gg \frac{1}{\tau}\right)$. Величина ε'' определяет потери энергии, рассеиваемой в диэлектрике в результате изменения поляризации, при этом количественно диэлектрические потери характеризуются величиной тангенса угла диэлектрических потерь, т.е. $\operatorname{tg} \delta$, где угол δ – разность фаз между векторами поляризации \mathbf{P} и напряженности \mathbf{E} электрического поля.

Диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(f, t)$ и тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta(f, t)$ оптических стекол при частотах f , равных 10^6 и 10^{10} Гц, и при $t_0 = 20^\circ \text{C}$ должны соответствовать указанным в табл. П11.

Удельное объемное сопротивление

Удельное объемное сопротивление $\rho(t)$ – это электрическое сопротивление стеклянного куба с длиной ребра 1 см при прохождении тока через две его противоположные грани. Удельное объемное сопротивление сильно зависит от температуры. Эта зависимость определяется выражением вида:

$$\rho = A \cdot e^{\frac{B}{T}},$$

где T – абсолютная температура; A и B – постоянные для данного стекла.

Значения удельного объемного сопротивления ρ оптических стекол при температурах 150 и 300°С должны соответствовать указанным в табл. П11.

4.10. Показатели качества оптического стекла и их нормирование

На чертеже оптической детали в правой верхней части размещается таблица параметров, состоящая из трех частей:

- требования к материалу;
- требования к изготовлению;
- расчетные данные.

Для деталей из бесцветного оптического стекла, соответствующего ГОСТ 3514, в первой части таблицы указывают следующие требования к материалу: категорию и класс стекла по показателю преломления и средней дисперсии; категорию по оптической однородности (обозначается как «однородн.»); категорию по двойному лучепреломлению (обозначается как «двулучепр.»); категорию по показателю ослабления τ_A ; категорию и класс бессвильности (обозначается как «бессвильн.»); категорию и класс пузырьности (обозначается как «пузырн.»). Требования к материалу выбираются согласно ГОСТ 23136 или другим стандартам и ТУ.

На рис. 4.15 показан пример рекомендуемого выполнения чертежа линзы, выпуклая поверхность которой имеет форму параболоида вращения.

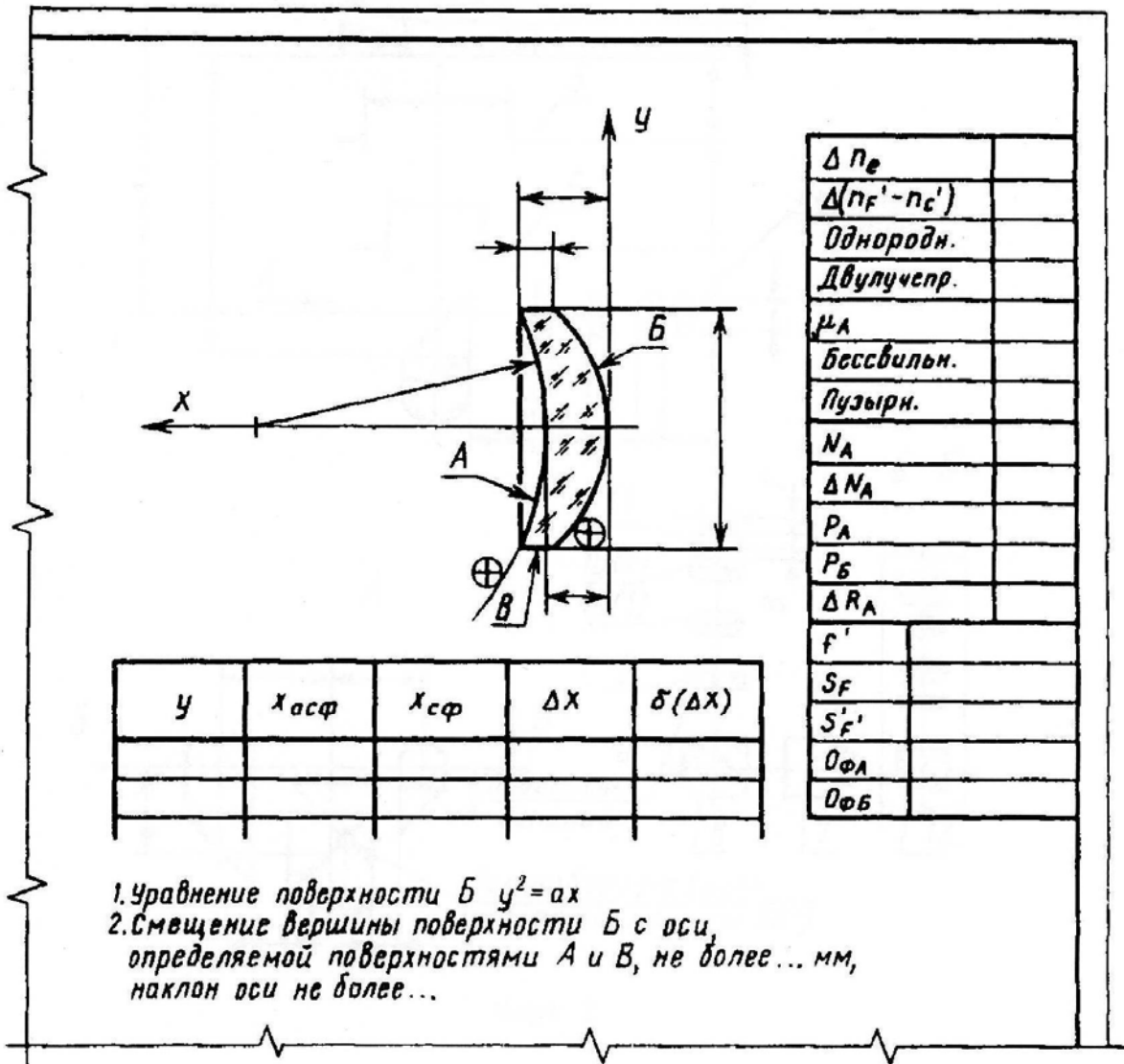


Рис. 4.15. Пример выполнения чертежа линзы с параболической поверхностью

Значения оптических постоянных для стекол отдельных варок, как правило, отличаются от номинальных.

Чтобы повысить показатель преломления на $5 \cdot 10^{-3}$, нужно 1% кремнезема SiO_2 стекла заменить 1% окиси свинца PbO [41]. Следовательно, чтобы показатель преломления стекла не отличался от номинального значения на величину, не более $1 \cdot 10^{-4}$, допустимое отклонение от требуемого содержания SiO_2 и PbO в стекле не должно превышать 0,01%.

Оптический путь света в плоскопараллельной пластинке толщиной d при нормальном падении пучка лучей равен $L = nd$, где n – показатель преломления материала пластинки. Пусть показатель преломления пластинки, неизменный в направлении падающего луча (по толщине ее), изменяется в пределах светового пучка лучей (в пределах световой зоны на поверхностях пластинки). Тогда разность

оптических путей в пределах световой зоны волнового фронта, падающего на пластинку по нормали к поверхностям ее, определит волновую абберацию W , при малом изменении показателя преломления равную $W = dL = dnd$.

Отсюда следует, что $\frac{dn}{n} = \frac{W}{nd}$. При $W = k\lambda$ имеем $\frac{dn}{n} = \frac{k\lambda}{nd}$.

Положив $k = 0,1$ (требование скорее мягкое, чем жесткое), при $\lambda = 0,55$ мкм, $n = 1,5$ и $d = 10$ мм, получаем

$$\frac{dn}{n} = \frac{\lambda}{10nd} = \frac{10\lambda}{nd} \% = \frac{0,55}{1,5} \cdot 10^{-3} \% \approx 0,0004 \%$$

Таким образом, материал пластинки должен быть настолько однородным, чтобы показатель преломления не изменялся более, чем на 0,0004 %.

Качество стекла каждой варки характеризуется отклонением показателя преломления n_e и средней дисперсии $n_{F'} - n_{C'}$ от номинальных значений и их однородностью внутри партии заготовок, оптической однородностью стекла, показателем ослабления, двулучепреломлением, бесцветностью и пузырностью. По каждому из этих показателей качества действует система допусков, установленная на основании требований оптического приборостроения и возможностей оптического стекловарения.

По показателю преломления n_e и средней дисперсии $n_{F'} - n_{C'}$ принято пять категорий оптического стекла, характеризующих отклонения от установленных для каждой марки значений (табл. 4.4).

Таблица 4.4. Категории бесцветного оптического стекла по показателю преломления и средней дисперсии

Категория по показателю преломления	Предельное отклонение показателя преломления $\pm n_e \cdot 10^4$	Категория по средней дисперсии	Предельное отклонение средней дисперсии $\pm \Delta(n_{F'} - n_{C'}) \cdot 10^5$
1	2	1	2
2	3	2	3
3	5	3	5
4	10	4	10
5	20	5	20

По однородности партии заготовок стекла по показателю преломления установлено четыре класса и по средней дисперсии два класса, характеризующихся наибольшей разностью показателей преломления или средних дисперсий в партии заготовок (табл. 4.5).

Таблица 4.5. Классы однородности партии заготовок стекла по показателю преломления и средней дисперсии

Класс однородности по показателю преломления	Наибольшая разность показателя преломления $\Delta n_e \cdot 10^4$	Класс однородности по средней дисперсии	Наибольшая разность показателя преломления $\Delta n_e \cdot 10^4$
<i>A</i>	0,2	–	–
<i>B</i>	0,5	–	–
<i>B</i>	1,0	<i>B</i>	1,0
<i>Г</i>	В пределах категории, указанной при заказе	<i>Г</i>	В пределах категории, указанной при заказе

По оптической однородности существуют две системы оценки заготовок в зависимости от их размеров.

Для заготовок из оптического стекла диаметром или с наибольшей стороной не более 150 мм (ГОСТ 23136-93) или не более 250 мм (ГОСТ 23136-78) установлено пять категорий (табл. 4.6), характеризующих разрешающей способностью при длине волны $\lambda = 0,55$ мкм.

Разрешающую способность оптического стекла определяют отношением угла разрешения φ дифрактометра (коллиматорной установки), в параллельный пучок которого введена заготовка из оптического стекла, к углу разрешения φ_0 самого дифрактометра.

Таблица 4.6. Категории оптической однородности, характеризующей разрешающей способностью

Категория оптической однородности	Отношение углов $\frac{\varphi}{\varphi_0}$, не более
1	1,0 Дифракционное изображение точечной миры должно состоять из круглого пятна, окруженного концентричными кольцами, и не должно иметь разрывов, хвостов и заметного на глаз отклонения от круга
2	1,0
3	1,1
4	1,2
5	1,5

Допускается оптическую однородность заготовок больших размеров оценивать по разрешающей способности, если они предназначены для деталей, работающих отдельными участками диаметром до 150 мм включительно.

Для заготовок из оптического стекла диаметром или с наибольшей стороной более 150 мм (более 250 мм) устанавливают пять категорий (табл. 4.7), характеризующих сочетанием следующих

параметров: K_{ϕ} , обусловленного неоднородностью показателя преломления, возникающей в процессе отжига стекла; ΔK , обусловленного асимметричным относительно оси заготовки расположением неоднородностей показателя преломления, возникающих в процессе отжига стекла; K_x , обусловленного неоднородностью показателя преломления, возникающей в процессе варки и разделки стекломассы. Чтобы значение K_x не выводило заготовку за пределы заданной категории оптической однородности, бессвильность заготовки должна соответствовать требованиям табл. 4.7.

Таблица 4.7. Категории оптической однородности, характеризуемой параметрами K_{ϕ} , ΔK и K_x

Категория оптической однородности	Значение параметра в длинах волн ($\lambda = 0,55$ мкм)		K_x
	K_{ϕ}	ΔK	
I	До 0,25 включительно	До 0,15 включительно	Не допускаются свили, обнаруживающие двулучепреломление, и потоки свилей; допускаются одиночные свили на расстоянии свыше 50 мм друг от друга общей длиной не более одного диаметра (диагонали) заготовки
II	Св. 0,25 до 0,70 включительно	Св. 0,15 до 0,35 включительно	Не допускаются свили, обнаруживающие двулучепреломление. Допускаются одиночные свили на расстоянии свыше 30 мм друг от друга общей длиной не более двух диаметров (диагоналей) заготовки и потоки свилей общей площадью не более 10 % площади заготовки
III	Св. 0,70 до 1,50 включительно	Св. 0,35 до 0,80 включительно	Не допускаются свили, обнаруживающие двулучепреломление. Допускаются одиночные свили на расстоянии свыше 20 мм друг от друга общей длиной не более двух диаметров (диагоналей) заготовки и потоки свилей общей площадью не более 50 % площади заготовки
IV	Св. 1,50 до 3,00 включительно	Св. 0,80 до 1,50 включительно	

Таблица 4.7 (продолжение)

Категория оптической однородности	Значение параметра в длинах волн ($\lambda = 0,55$ мкм)		K_x
	K_ϕ	ΔK	
V	Св. 3,00	Св. 1,50	Не допускаются очень грубые одиночные свили и потоки свилей, обнаруживающие двулучепреломление свыше 30 нм, расположенные в центральной трети толщины заготовки, и свыше 10 нм – при расположении их в крайних третях заготовки

ГОСТ 23136-93 рекомендует I–V категории оптической однородности характеризовать разностью показателей преломления в объеме заготовки, значения которой приведены в табл. 4.8.

Таблица 4.8. Рекомендации по характеристике I–V категорий оптической однородности в зависимости от разности показателей преломления

Категория оптической однородности	Разность показателей преломления в объеме заготовки
I	До $2 \cdot 10^{-6}$
II	До $5 \cdot 10^{-6}$
III	До $10 \cdot 10^{-6}$
IV	До $20 \cdot 10^{-6}$
V	До $50 \cdot 10^{-6}$

При использовании системы оценки заготовок по оптической однородности, характеризуемой тремя параметрами (табл. 4.7), требования к категории по двулучепреломлению и бессвильности не указывают, качество стекла обеспечивают выполнением требований к параметрам K_ϕ , ΔK и K_x .

Допускается указывать требования к двулучепреломлению при необходимости обеспечения малых напряжений в направлении наибольшего размера заготовки.

По двулучепреломлению стекла установлено пять категорий, характеризуемых разностью хода двух лучей при длине волны $\lambda = 0,55$ мкм, на которые разделяется падающий луч под воздействием напряжений при прохождении его в направлении наибольшего размера заготовки (табл. 4.9).

Таблица 4.9. Категории бесцветного оптического стекла по двулучепреломлению

Категория по двулучепреломлению	Двулучепреломление, нм/см, не более, при оптическом коэффициенте напряжения $B \cdot 10^{12}$, Па ⁻¹			Дополнительное условие
	до 2,0	от 2,0 до 2,8	св. 2,8	
1	1,5	2,0	3,0	–
2	4	6	8	–
3	7	10	13	В заготовках деталей поляризационных приборов при просмотре в поляризованном свете в рабочем направлении не должны обнаруживаться просветленные участки
4	10	15	20	–
5	35	50	65	–
6	80			Для кристаллов и поликристаллических материалов

Для кристаллов и поликристаллических материалов установлена категория 6, допускающая двойное лучепреломление до $80 \frac{\text{нм}}{\text{см}}$.

По интегральному показателю ослабления стекла μ_A для источника A установлено восемь категорий, приведенных в табл. 4.10, характеризующих предельными значениями показателя ослабления μ_A для источника излучения A и приемника излучения, спектральная чувствительность которого приведена к относительной спектральной световой эффективности монохроматического излучения для дневного зрения.

Таблица 4.10. Категории бесцветного оптического стекла по показателю ослабления и коэффициенту пропускания

Категория по показателю ослабления излучения источника A	Показатель ослабления μ_A , см ⁻¹	Коэффициент пропускания стекла в слое 1 см, τ_A
1	0,0002 – 0,0004	0,9995 – 0,9990
2	0,0005 – 0,0009	0,999 – 0,998
3	0,0010 – 0,0017	0,998 – 0,996
4	0,0018 – 0,0025	0,996 – 0,994
5	0,0026 – 0,0035	0,994 – 0,992
6	0,0036 – 0,0045	0,992 – 0,990
7	0,0046 – 0,0065	0,990 – 0,985
8	0,0066 – 0,0130	0,985 – 0,970

По бессвильности оптического стекла установлено четыре категории, характеризующиеся отсутствием свилей, обнаруживаемых в определенных условиях просмотра (табл. 4.11).

Таблица 4.11. Категории бессвильности оптического стекла

Категория бессвильности	Характеристика бессвильности	Преимущественная область применения
1	Не допускаются свили, обнаруживаемые при просмотре на установках, градуированных по контрольному образцу 1-й категории по ГОСТ 3521 или по образцу сравнения для инфракрасной области	Оптическое стекло всех типов в заготовках диаметром или с наибольшей стороной не более 500 мм
2	Не допускаются свили, обнаруживаемые при просмотре на установках, градуированных по контрольному образцу 2-й категории по ГОСТ 3521 или по образцу сравнения для инфракрасной области	
3	Не допускаются видимые в проходящем свете потоки свилей; допускаются одиночные и узловые свили	Бесцветное стекло в заготовках диаметром или с наибольшей стороной свыше 500 мм; цветное стекло и стекло с особыми оптическими свойствами в заготовках любых размеров
3а	Не допускаются видимые в проходящем свете потоки свилей, одиночные и узловые свили, искажающие рассматриваемый через стекло объект, заданный техническими требованиями на стекло заготовки	Оптическое стекло всех типов в заготовках любых размеров для деталей наблюдательных приборов
4	Допускаются свили, оставшиеся после перемешивания по установленному технологическому режиму для стекла конкретной марки	Бесцветное стекло в заготовках диаметром или с наибольшей стороной свыше 500 мм; цветное стекло и стекло с особыми оптическими свойствами в заготовках любых размеров

В бесцветном и цветном стекле, заказанном по 1-й и 2-й категориям, допускаются узловые свили длиной не более 10 мм в количестве, не превышающем 10 шт. на 1 кг.

В зависимости от числа направлений просмотра, в которых заготовка оптического стекла должна соответствовать заданной категории, установлено два класса бессвильности (табл. 4.12).

Таблица 4.12. Классы бессвильности оптического стекла

Класс бессвильности	Число направлений просмотра
<i>A</i>	Два взаимно перпендикулярных
<i>B</i>	Одно

В соответствии с ГОСТ 23136-93 качество оптического стекла по пузырьности определяется группами, классами и категориями, применяемыми с учетом видимости пузыря и возможности подсчета пузырей в заготовке.

Группы пузырьности, характеризующие суммарной площадью сечений пузырей, приходящихся на 100 см³ сырьевого оптического материала или заготовки, указаны в табл. 4.13.

Таблица 4.13. Группы пузырьности оптического стекла

Группа пузырьности	Суммарная площадь, мм ² , сечений пузырей в 100 см ³
11	До 0,029 включительно
12	Свыше 0,029 до 0,0125 включит.
13	Св. 0,125 до 0,250 включит.
14	Св. 0,25 до 0,5 включит.
15	Св. 0,5 до 1,0 включит.
16	Св. 1,0 до 2,0 включит.
17	Св. 2,0 до 4,0 включит.

Примечание. Пузыри диаметром менее 0,03 мм не учитывают.

Классы пузырьности, характеризующие средним числом пузырей, приходящихся на 100 см³ сырьевого оптического материала, указаны в табл. 4.14.

Таблица 4.14. Классы пузырьности оптического стекла

Класс пузырьности	Суммарная площадь, мм ² , сечений пузырей в 100 см ³
21	До 1,0 включительно
22	Свыше 1,0 до 2,5 включит.
23	Св. 2,5 до 6,3 включит.
24	Св. 6,3 до 16,0 включит.
25	Св. 16,0 до 40,0 включит.
26	Св. 40,0 до 80,0 включит.
27	Св. 80,0 до 150,0 включит.
28	Св. 150,0

Примечание. Пузыри диаметром менее 0,03 мм не учитывают.

Допускается подразделение оптического стекла на классы, характеризующие средним числом пузырей диаметром свыше 0,03 мм в 1 кг сырьевого оптического материала, как указано в табл. 4.15.

Таблица 4.15. Классы пузырьности оптического стекла

Класс пузырьности	Среднее число пузырей диаметром свыше 0,03 мм в 1 кг, шт., не более
<i>А</i>	3
<i>Б</i>	10
<i>В</i>	30
<i>Г</i>	100
<i>Д</i>	300
<i>Е</i>	1000
<i>Ж</i>	3000

При этом для оптического стекла конкретной марки рядом указывают N_{100} – среднее число пузырей в 100 см^3 объема, рассчитанное по формуле:

$$N_{100} = 0,1\rho N,$$

где ρ – плотность материала, $\frac{\text{г}}{\text{см}^3}$; N – среднее число пузырей в 1 кг.

Категории пузырьности, характеризующиеся диаметром наибольшего пузыря, допускаемого в заготовке, указаны в табл. 4.16.

Таблица 4.16. Категории пузырьности оптического стекла

Категория пузырьности	Диаметр пузыря, мм, не более	Категория пузырьности	Диаметр пузыря, мм, не более
1	Не допускается	6	0,7
1а	0,05	7	1,0
2	0,1	8	2,0
3	0,2	9	3,0
4	0,3	10	5,0
5	0,5		

В сырьевом стекле, используемом для заготовок, изготавливаемых по 1а–10 категориям пузырьности, число пузырей диаметром до 0,03 мм включительно не должно превышать числа пузырей, допускаемого по соответствующему классу. Для сырьевого материала, используемого для заготовок, изготавливаемых по 1-й категории пузырьности, класс пузырьности не устанавливают.

По включениям в оптическое стекло устанавливают пять категорий (табл. 4.17), характеризующихся размером наибольшего включения, допускаемого в заготовке или в 100 см^3 сырьевого стекла.

Таблица 4.17. Категории по включениям в оптическое стекло

Категории по включениям	Размер включения, мм, не более
1	0,2
2	0,5
3	1,0
4	2,0
5	3,0

В зависимости от класса и заданной категории пузырьности определены наибольшие значения массы заготовок сырьевого стекла, сваренного в керамическом сосуде (табл. 4.18).

Таблица 4.18. Масса заготовок стекла, сваренного в керамическом сосуде

Класс пузырности	Наибольшая масса заготовок при категории пузырьности, г.								
	1	1a	2	3	4	5	6	7	8
<i>A</i>	300		500	700	1000	1500	3000	5000	20000
<i>B</i>	100		250	500	700	1000	2000	3000	20000
<i>B</i>		50		100	200	300	500	1000	3000
<i>Г</i>		30		50	100	300	500	1000	3000
<i>Д</i>		10		30	50	300	500	1000	3000
<i>E</i>			5	10	30	100	300	1000	3000

При необходимости иметь тяжелые и сверхтяжелые кроны малопузырными стекло варят в платиновом сосуде, что позволяет уменьшить число пузырей в 10–30 раз. Наибольшие значения массы заготовок стекла типов ТК, СТК и БФ, сваренного в платиновом сосуде, в зависимости от заданной категории пузырьности указаны в табл. 4.19.

Таблица 4.19. Масса заготовок стекла типов ТК, СТК и БФ, сваренного в платиновом сосуде

Тип и марка стекла	Наибольшая масса заготовок при категории пузырьности, г.							
	1a	2	3	4	5	6	7	8
ТК; СТК; БФ;	100	200	700	1000	1500	3000	5000	20000
СТК9; СТК19	30	50	100	200	300	500	1000	3000

Сырьевое стекло, сваренное в керамическом сосуде, должно соответствовать классам пузырьности, указанным в табл. 4.20 и табл. 4.21, а стекло, сваренное в платиновом сосуде, должно соответствовать классам пузырьности, указанным в табл. 4.22 и табл. 4.23.

Таблица 4.20. Классы пузырьности по ГОСТ 23136, характеризующиеся средним числом пузырей в 100 см³ сырьевого стекла, сваренного в керамическом сосуде

Марка стекла	Класс пузырьности сырьевого стекла, сваренного в керамическом сосуде
К2, К102	21–22
ЛК1, ЛК3, ЛК103, ЛК4, ЛК6, К8, К108, К19, К119, ЛФ111	21–23
ЛК7, ФК11, К14, К20, БК8, БК104, ТК112, ЛФ5, ЛФ9, ЛФ11, ОФ1, ОФ101	21–24
БФ21, БФ121, Ф104, Ф106	22–23
ЛК107, К1, К3, БК108, ТК4, ТК13, ТК114, КФ7, БФ13, ЛФ105, Ф1, Ф101, Ф2, Ф102, Ф4, Ф13, ТФ2	22–24
ЛК8, БК6, БФ113, ТФ1	22–25
ФК14, К15, БК4, ТК113, ТК14, КФ4, КФ104, КФ6, БФ1, БФ101, БФ4, БФ104, БФ6, БФ106, БФ7, БФ107, БФ8, БФ108, БФ12, БФ112, БФ16, БФ24, ЛФ10, Ф8, Ф108, Ф113, Ф18, ТФ102	23–24
К114, БК106, БК10, БК110, БК13, ТК2, ТК102, ТК12, ТК17, ТК20, БФ27, ЛФ7, Ф6, ТФ101, ТФ3, ТФ7	23–25
ТК108, ТФ4	23–27
К100, К110, ЛФ12, Ф9, ТФ103, ТФ107, ТФ8, ТФ108	24–25
ЛК5, ТК104, БФ28, ТФ104, ТФ5, ТФ105	24–26
ЛК105, ФК13, БК114, ТК8, ТК21, ТК23, ТК123, БФ11, БФ111, БФ123, БФ25, БФ26, ТБФ101, Ф20	25–27
ТК9, ТК16, ТК116, ТК120, ТК121, КФ1, БФ125, Ф109, ТФ10, ТФ110	26–28

Таблица 4.21. Классы пузырьности по ГОСТ 23136, характеризующиеся средним числом пузырей в 1 кг сырьевого стекла, сваренного в керамическом сосуде

Марка стекла	Класс пузырьности сырьевого стекла, сваренного в керамическом сосуде
К2, К102, К19, К119, БФ121, ЛФ111, Ф104	А–Б
К8, К108, К20, БК104, БК8, ТК4, ТК112, ТК13, ТК114, БФ13, ЛФ5, ЛФ9, ЛФ11, Ф1, Ф101, Ф2, Ф102, Ф4, Ф8, Ф13, ТФ1, ТФ101, ТФ2, ОФ1, ОФ101	А–В
К14, БФ113	А–Г
ЛК1, ЛК3, ЛК103, ЛК4, ЛК6, ЛК7, ЛК107, К1, К3, К15, БК4, БК108, ТК113, ТК14, КФ4, КФ104, КФ6, БФ1, БФ101, БФ4, БФ104, БФ6, БФ106, БФ7, БФ107, БФ8, БФ108, БФ12, БФ112, БФ16, БФ24, ЛФ105, ЛФ10, Ф108, Ф113, Ф18, ТФ102, ТФ3, ТФ103, ТФ8	Б–В
ЛК8, К114, БК6, БК106, БК10, БК110, БК13, ТК2, ТК102, ТК12, ТК17, ТК20, БФ27, ЛФ7, Ф6, ТФ4, ТФ104, ТФ107, ТФ108	Б–Г
ЛК5, ТК108	Б–Д
К100, К110, БФ21, БФ28, ЛФ12, Ф106, Ф9, ТФ5, ТФ105, ТФ7	В–Г

Таблица 4.21 (продолжение)

Марка стекла	Класс пузырьности сырьевого стекла, сваренного в керамическом сосуде
КФ7	В–Д
ФК13, БК114, ТК104, ТК8, ТК123, ТК21, БФ11, БФ111, БФ123, БФ25, БФ26, ТБФ101, Ф20	Г–Д
ФК14, БФ125	Г–Е
ФК11, ЛК105, ТК9, ТК16, ТК116, ТК120, ТК121, ТК23, КФ1, Ф109	Д–Е
ТФ10, ТФ110	Д–Ж

Таблица 4.22. Классы пузырьности по ГОСТ 23136, характеризующиеся средним числом пузырей в 100 см³ сырьевого стекла, сваренного в платиновом сосуде

Марка стекла	Класс пузырьности сырьевого стекла, сваренного в платиновом сосуде
ТК112	21–24
ТК13, ТК14, ТК114, ТК21, СТК3, БФ13, БФ113, БФ16	22–24
ЛК3, ЛК6, ТК9, ТК16, ТК17, СТК103, СТК12	22–25
ФК11, ФК13, ФК14, ТК4, ТК104, ТК8, ТК113, ТК120, ТК121, ТК23, ТК123, СТК7, ТФ14	23–24
К8, К108, ТК12, ТК116, ТК20, СТК8, СТК9, СТК112, ТФ13, ОФ5, ОФ6	23–26
ТК108, ОФ4	23–27
ФК24, ТФК11, СТК19, СТК119, ОК3, ОК4, ТБФ11, ОФ3, ОФ7, ОФ8	24–27
СТК16, ТБФ3, ТБФ4, ТФ21, СТФ2, ОФ9	26–27
СТК20, ТБФ9, ТБФ10	26–28
ТК125, ТК134, СТК10, СТК15, БФ32, ТБФ8, ТБФ25, ТФ11, ТФ12, ТФ15	27–28
ОК1, ОК2, ТБФ13, ТБФ14, СТФ3, СТФ11	28

Примечание. Варку стекла марок ОК1 и ОК2 проводят в графитовом сосуде.

Таблица 4.23. Классы пузырьности по ГОСТ 23136, характеризующиеся средним числом пузырей в 1 кг сырьевого стекла, сваренного в платиновом сосуде

Марка стекла	Класс пузырьности сырьевого стекла, сваренного в платиновом сосуде
ТК112, ТК13, ТК114, БФ13	А–В
СТК3, БФ113	А–Г
ФК14, ТК4, ТК104, ТК8, ТК113, ТК14, ТК120, ТК21, ТК121, ТК23, ТК123, СТК7, БФ16, ТФ14	Б–В
ЛК3, ЛК6, К8, К108, ТК9, ТК12, ТК16, ТК116, ТК17, ТК20, СТК8, СТК12, ТФ13, ОФ5, ОФ6	Б–Г
ТК108, СТК103, ОФ4	Б–Д

Таблица 4.23 (продолжение)

Марка стекла	Класс пузырьности сырьевого стекла, сваренного в платиновом сосуде
ФК11, ФК13, ОФ3	В–Г
ОК4, СТК9, СТК19, СТК119	В–Д
ОК3, ТБФ11	В–Е
ФК24, ТФК11, СТК16, ТБФ3, БТФ4, ТФ21, ОФ7, ОФ8, ОФ9	Г–Д
СТК112, СТК20, ТБФ9, ТБФ10, ТБФ13, СТФ2	Г–Е
ТК125, ТК134, СТК10, СТК15, БФ32, ТБФ8, ТБФ25, ТФ11, ТФ12, ТФ15, СТФ11	Д–Е
ОК1, ОК2, ТБФ14, СТФ3	Е–Ж

4.11. Определение требований к качеству бесцветного оптического стекла

4.11.1. Требования к показателю преломления и дисперсии оптического стекла

Геометрические параметры оптической системы (фокусное расстояние, передний и задний фокальные отрезки и т.п.) и абберационные характеристики изображения, образованного ею, зависят от конструктивных параметров оптической системы, к числу которых относятся радиусы кривизны оптических поверхностей, расстояния между ними, показатели преломления и коэффициенты дисперсии разделяемых ими сред. В общем случае эту функциональную зависимость можно представить в виде:

$$\Phi_j = \Phi_j(r_1, \dots, r_i, \dots, r_k; d_1, \dots, d_{i-1}, \dots, d_{k-1}; n_1, \dots, n_{i+1}, \dots, n_{k+1}; \nu_1, \dots, \nu_{i+1}, \dots, \nu_{k+1}). \quad (4.94)$$

Рассмотрим систему из двух преломляющих поверхностей, радиусы кривизны которых равны r_1 и r_2 , разделяющих среды с показателями n_1 , n_2 и n_3 . Пусть расстояние между поверхностями равно d_1 . Можно показать, что оптическая сила такой системы равна:

$$\varphi = \frac{n_2 - n_1}{n_3 r_1} + \frac{n_3 - n_2}{n_3 r_2} - \frac{(n_2 - n_1)(n_3 - n_2)}{n_2 n_3 r_1 r_2} d_1.$$

Для отдельной линзы в воздухе $n_1 = n_3 = 1$. Обозначив при этом $n_2 = n$

и $d_1 = d$, получаем
$$\varphi = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{(n - 1)^2 d}{n r_1 r_2}.$$

Как правило, $\varphi d \ll 1$. Принимаем $d \approx 0$. Тогда
$$\varphi = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

При неизменных величинах r_1 и r_2 имеем: $d\varphi = \frac{dn}{n-1}\varphi$.

Учитывая, что $d\varphi = -\frac{df'}{f'^2}$, при малых изменениях показателя преломления справедливо выражение вида:

$$\delta f' \approx \delta s' = -\frac{\delta n}{n-1} f' \quad (4.95)$$

Известно [49], что продольная расфокусировка изображения Δ и эквивалентная ей волновая расфокусировка W взаимосвязаны приближенным соотношением вида:

$$W = \frac{1}{2} \Delta \sin^2 \sigma', \quad (4.96)$$

где $\sin \sigma'$ – числовая апертура в пространстве изображений.

Для предмета, расположенного на бесконечно большом расстоянии от линзы, отношение $D: f' = \frac{1}{F} = 2 \sin \sigma'$, где F – диафрагменное число. Положив $F = 5$, а $\Delta = \delta s'$, получаем $W = \pm k\lambda = -0,005 \frac{\delta n}{n-1} f'$, где λ – длина волны излучения. Отсюда следует, что $\delta n = \pm 200 \frac{n-1}{f'} k\lambda$.

Заметим, что плосковыпуклая линза из стекла, показатель преломления которого $n = 1,618$, а выпуклая поверхность имеет форму эллипсоида вращения, в пределах малого углового поля образует практически апланатическое изображение.

Итак, будем считать, что рассматриваемая линза образует практически идеальное изображение точки. Тогда, положив $k = \frac{1}{4}$ (правило четверти длины волны Релея), при $\lambda = 0,55$ мкм и $n = 1,618$ получаем $\delta n \approx \pm \frac{17}{f'} 10^{-3}$. При $f' = 100$ мм: $\delta n \approx \pm 2 \cdot 10^{-4}$, что соответствует первой категории стекла по показателю преломления. Однако, при $f' = 1000$ мм величина $\delta n \approx \pm 2 \cdot 10^{-5}$, т.е. в этом случае влияние расфокусировки изображения, вызванной отклонением значения показателя преломления стекла от номинального можно компенсировать продольной подвижкой линзы или плоскости приемника изображения, т.е. путем юстировки в процессе сборки.

Поскольку значение средней дисперсии сравнительно мало, можно принять $\delta n = n_{F'} - n_{C'}$. Тогда при $n = n_e$ выражение (4.95) можно записать в виде:

$$\delta s'_{xp} = -\frac{1}{v_e} f'.$$

Дифференцируя это соотношение, получаем

$$d\delta s'_{xp} = \frac{dv_e}{v_e^2} f' - \frac{1}{v_e} df'.$$

Используя соотношение (4.95), при $d\delta s'_{xp} \approx \Delta\delta s'_{xp}$ и $df' \approx \delta f'$ полученное выражение удобно представить в виде:

$$\Delta\delta s'_{xp} = \frac{1}{v_e} \left(\frac{\delta v_e}{v_e} + \frac{\delta n_e}{n_e - 1} \right) f'. \quad (4.97)$$

Из вида выражения (4.97) следует, что величина изменения хроматической aberrации положения зависит не только от величины отклонения коэффициента дисперсии, но и от отклонения показателя преломления стекла от номинальных значений.

Отсюда находим, что

Положив в выражении (4.96) величину $\Delta = \Delta\delta s'_{xp}$, получаем

$$\Delta W = W_{F'} - W_{C'} = \pm k\lambda_e = \frac{1}{2v_e} \left(\frac{\delta v_e}{v_e} + \frac{\delta n_e}{n_e - 1} \right) f' \sin^2 \sigma'.$$

$$\frac{\delta v_e}{v_e} + \frac{\delta n_e}{n_e - 1} = \pm 2k \frac{\lambda_e v_e}{f' \sin^2 \sigma'}. \text{ Но } \sin \sigma' = \frac{1}{2F}. \text{ Тогда}$$

$$\frac{\delta v_e}{v_e} + \frac{\delta n_e}{n_e - 1} = \pm 8 \frac{k}{f'} F^2 \lambda_e v_e. \quad (4.98)$$

Положив $k = \frac{1}{4}$, $F = 5$, а $v_e = 60$, при $\lambda_e = 0,546$ мкм имеем

$$\frac{\delta v_e}{v_e} + \frac{\delta n_e}{n_e - 1} = \pm \frac{1,638}{f'}.$$

По отклонениям коэффициента дисперсии от номинального значения ГОСТ 23136-93 [9] устанавливает пять категорий (табл. 4.24), характеризующих предельными относительными отклонениями от установленного для каждой марки материала значениями коэффициента дисперсии v_λ .

Таблица 4.24. Категории бесцветного оптического стекла по отклонениям коэффициента дисперсии

Категория по коэффициенту дисперсии	Предельное относительное отклонение коэффициента дисперсии $\frac{\Delta v_\lambda}{v_\lambda}$
1	$\pm 0,2 \cdot 10^{-2}$
2	$\pm 0,3 \cdot 10^{-2}$
3	$\pm 0,5 \cdot 10^{-2}$
4	$\pm 0,8 \cdot 10^{-2}$
5	$\pm 1,6 \cdot 10^{-2}$

При $f' = 100$ мм: $\frac{\delta v_e}{v_e} + \frac{\delta n_e}{n_e - 1} = \pm 0,01638$. Положив $n_e = 1,618$ и выбрав стекло пятой категории по показателю преломления, получаем, что

$$\frac{\delta v_e}{v_e} = \pm 0,01638 \mp \frac{20 \cdot 10^{-4}}{0,618} = \pm 1,3 \cdot 10^{-2}.$$

Этому требованию к качеству стекла по коэффициенту дисперсии вполне удовлетворяет стекло четвертой (а, практически, и пятой) категории.

Из выражения (4.98) следует, что с увеличением фокусного расстояния линзы требования к отклонению коэффициента дисперсии и показателя преломления от номинальных значений ужесточаются. Легко убедиться, что в рассматриваемом случае, выбрав стекло первой категории качества по показателю преломления, при $f' = 705$ мм имеем

$$\frac{\delta v_e}{v_e} = \pm \frac{1,638}{705} \mp \frac{0,0002}{0,618} = 0,2 \cdot 10^{-2},$$

т.е. в этом случае требованию к качеству стекла по коэффициенту дисперсии удовлетворяет стекло первой категории.

В случае многолинзовой (две и больше) оптической системы допустимые отклонения конструктивных параметров от номинальных значений определяют по «влиянию параметров».

Дифференциал функции Φ_j в соответствии с выражением (4.94) равен:

$$d\Phi_j = \frac{\partial\Phi_j}{\partial r_1} dr_1 + \dots + \frac{\partial\Phi_j}{\partial r_k} dr_k + \dots + \frac{\partial\Phi_j}{\partial d_1} dd_1 + \dots + \frac{\partial\Phi_j}{\partial d_{k-1}} dd_{k-1} + \dots$$

$$\dots + \frac{\partial\Phi_j}{\partial n_1} dn_1 + \dots + \frac{\partial\Phi_j}{\partial n_{k+1}} dn_{k+1} + \dots + \frac{\partial\Phi_j}{\partial v_1} dv_1 + \dots + \frac{\partial\Phi_j}{\partial v_{k+1}} dv_{k+1}.$$

Значения производных $\frac{\partial\Phi_j}{\partial p_i}$, где p_i – значение любого из конструктивных параметров, и, в частности, значение производной $\frac{\partial\Phi_j}{\partial n_i}$, находим в результате расчета лучей, исходящих из выбранной

точки предмета, через рассматриваемую систему оптических поверхностей, полагая при этом приращения всех параметров равными нулю кроме параметра p_i и, в частности, например, кроме

параметра n_i . В результате получаем $d\Phi_j(n_i) = \frac{\partial\Phi_j}{\partial n_i} dn_i$. Положив

$$d\Phi_j(n_i) \approx \delta\Phi_j(n_i)_{\text{доп}}, \text{ находим, что } \delta n_{\text{доп}} \leq \delta\Phi_j(n_i)_{\text{доп}} / \frac{\partial\Phi_j}{\partial n_i}.$$

Заметим, что разделение общего допуска на изменение некоторой функции Φ_j на допустимые величины изменения ее в результате изменения каждого из параметров представляет собой весьма сложную проблему, строгого решения которой не существует. Поэтому в каждом конкретном случае эта проблема решается (а решать ее надо!) на полуэмпирическом, полуинтуитивном уровне.

Допустимые изменения оптических постоянных материала некоторых линз особосветосильных (высокоапертурные микрообъективы) и длиннофокусных (астрономические объективы и объективы космических телескопов) оптических систем нередко оказываются более жесткими, чем это определяется первой категорией стекла по показателю преломления и средней дисперсии. Необходимость изготовления таких систем требует выполнения так называемого «расчета на плавку», суть которого состоит в том, что для изготовления линзы выбирают конкретную плавку стекла первой категории и с высокой точностью измеряют показатели преломления стекла выбранной плавки для соответствующих длин волн. Используя результаты измерений, выполняют расчет лучей через оптическую систему и определяют значения других конструктивных параметров и допустимые их изменения, в том числе и оптических постоянных материала других линз, при которых оптическая система

удовлетворяет предъявляемым требованиям к ее габаритным характеристикам и к качеству образованного ею изображения и возможно ее изготовление. При этом может оказаться возможной компенсация влияния отклонений оптических постоянных материала линзы от номинальных значений путем изменения радиусов кривизны поверхностей линз, их толщины или воздушных промежутков между линзами. Из стекол выбранных плавок и изготавливают линзы оптической системы.

Вполне очевидно, что изготовление таких оптических систем сопряжено с весьма трудоемкой организацией и высокой дисциплиной соблюдения процесса производства, при этом число изменяемых конструктивных параметров в оптической системе должно быть предельно минимальным.

Рассмотрим влияние изменения оптических постоянных материала зеркально-призмных систем на их оптические характеристики. Развертка зеркально-призмных систем, применяемых в оптических системах, представляет собой плоскопараллельную пластинку. Погрешности формирования углов в процессе изготовления призм приводят к клиновидности их развертки. Клиновидность оптической развертки призм в параллельном пучке лучей приводит в отклонению лучей на угол α , равный $\alpha = (n - 1)\theta$, где θ – угол клиновидности развертки.

При изменении показателя преломления на величину δn изменение угла α определится соотношением: $\delta\alpha = \theta\delta n = \frac{\delta n}{n - 1}\alpha$.

Угол α определяет предельно допустимое отклонение пучка лучей от начального направления. Изменение показателя преломления, соответствующее, например, пятой категории стекла, при $n = 1,5$ приводит к изменению угла α , равному

$$\frac{\delta\alpha}{\alpha} = \frac{\delta n}{n - 1} = 2 \cdot 20 \cdot 10^{-4} = 0,4\%.$$

Таким влиянием изменения показателя преломления на угол α вполне можно пренебречь.

При отклонении параллельного пучка лучей на угол α угловой хроматизм равен

$$(\delta\alpha)_{\text{хр}} = \gamma_{\text{хр}} = \frac{dn}{n - 1}\alpha = \frac{\alpha}{v_0},$$

где $\delta n = n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}$, а $n = n_{\lambda_0}$. Изменение коэффициента дисперсии приводит к изменению величины углового хроматизма, равному

$$\delta\gamma_{\text{xp}} = -\frac{\alpha}{v_0^2} \delta v_0 = -\gamma_{\text{xp}} \frac{\delta v_0}{v_0}.$$

Даже при $v_0 = 32$ (например, для флинтовых стекол в видимой области спектра) при пятой категории стекла по коэффициенту дисперсии имеем

$$\frac{\delta\gamma_{\text{xp}}}{\gamma_{\text{xp}}} = -\frac{\delta v_0}{v_0} = \pm \frac{1,6 \cdot 10^{-2}}{32} = \pm 5 \cdot 10^{-4} = \pm 0,05\%.$$

Следовательно, влиянием изменения коэффициента дисперсии на угловой хроматизм тем более можно пренебречь.

Рассмотрим плоскопараллельную пластинку (развертку призмы), толщина которой равна d , в сходящемся пучке лучей. Будем считать, что крайний луч осевого пучка пересекает осевую точку предмета, расположенную на расстоянии s от первой поверхности пластинки, под углом σ к оптической оси. При этом после преломления на второй поверхности пластинки луч пересекает оптическую ось под тем же углом σ на расстоянии s' от второй поверхности, равном

$$s' = s - \frac{\text{tg}\sigma'}{\text{tg}\sigma} d. \quad (4.99)$$

В соответствии с законом преломления $\sin \sigma = n \sin \sigma'$, n – показатель преломления материала пластинки. При этом выражение (4.99) можно преобразовать к виду:

$$s' = s - \frac{d}{n} \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \sigma}}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 \sigma}}. \quad (4.100)$$

В области параксиальных лучей, т.е. при $\sigma \rightarrow 0$, отрезок

$$s' \rightarrow s'_0 = s - \frac{d}{n}. \quad (4.101)$$

При изменении показателя преломления на величину $\pm \delta n$ изменение отрезка s'_0 равно $\delta s'_0 = \pm \frac{\delta n}{n^2} d$.

Для стекла пятой категории по показателю преломления при $n = 1,618$ имеем

$$\delta s'_0 = \pm \frac{20 \cdot 10^{-4}}{1,618^2} d = \pm 7,64 \cdot 10^{-4} d.$$

При $d = 100$ мм величина $\delta s'_0 = \pm 7,64 \cdot 10^{-2}$ мм. При этом при $\sin \sigma = 0,1$ и $\lambda_e = 0,546 \cdot 10^{-3}$ мм в волновой мере расфокусировка изображения равна

$$W = \frac{1}{2} \delta s'_0 \sin^2 \sigma = 0,382 \cdot 10^{-3} \text{ мм} = 0,7 \lambda_e.$$

Для стекла первой категории или при $d = 10$ мм величина $W = 0,07 \lambda_e$.

Используя выражения (4.100) и (4.101), находим, что продольная сферическая aberrация, вносимая в изображение плоскопараллельной пластинкой, равна

$$\Delta s' = s' - s'_0 = \frac{d}{n} \left(1 - \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \sigma}}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 \sigma}} \right). \quad (4.102)$$

Разложив выражение (4.102) в степенной ряд по степеням $\sin \sigma$ и оставив лишь первый член ряда, получаем выражение, определяющее первичную сферическую aberrацию, в виде:

$$\Delta s'_{III} = \frac{n^2 - 1}{2n^3} d \sin^2 \sigma. \quad (4.103)$$

Известно, что сферическая aberrация в волновой мере определяется выражением $W = \int_0^\sigma \Delta s' \sin \sigma d\sigma$. Подставив в это выражение соотношение (4.103) и преобразовав его, получаем

$$W_{III} = \frac{n^2 - 1}{8n^3} d \sin^4 \sigma.$$

При изменении показателя преломления пластинки на величину δn первичная волновая сферическая aberrация изменится на величину, равную

$$\Delta W_{III} = \frac{3 - n^2}{8n^4} \Delta n d \sin^4 \sigma. \quad (4.104)$$

Отсюда следует, что при $n = \sqrt{3} \cong 1,732$ малые изменения показателя преломления пластинки на вносимую ею в изображение первичную волновую, а, следовательно, и продольную, сферическую aberrацию не влияют. Пусть $n = 1,5$, $\Delta n = 20 \cdot 10^{-4}$, $d = 100$ мм и $\sin \sigma = 0,2$. При этом $\Delta W_{III} \approx 0,006$ мкм.

Итак, в результате анализа достаточно простых примеров влияния изменения оптических постоянных стекла на положение изображения и его качество приходим к выводу, что в различных случаях необходимо знать показатели преломления для соответствующих длин волн с погрешностью от $1 \cdot 10^{-4}$ до $1 \cdot 10^{-5}$ и даже до $1 \cdot 10^{-6}$.

4.11.2. Требования к однородности оптического стекла

Однородное по структуре и по составу стекло практически получить невозможно или, по крайней мере, весьма сложно. Следовательно, показатель преломления стекла в объеме заготовки на малую величину, но изменяется. Величина и характер изменения показателя преломления, по сути дела, и определяют категорию однородности стекла.

Если среда, в которой распространяется световой луч, неоднородна, то траектория луча отклоняется от прямой линии. Кривизна траектории луча в этом случае обычно определяется в соответствии с принципом Ферма с помощью вариационного исчисления. Однако, вывод формулы, определяющей кривизну траектории луча, существенно упрощается, если принять, что среда состоит из параллельных бесконечно тонких слоев, перпендикулярных, например, оси y , при этом показатель преломления в пределах слоя – величина постоянная, как показано на рис. 4.16 [43]. Луч, падающий на поверхность раздела сред с показателями преломления n и $n + dn$, лежит в плоскости yz и образует угол ε с осью y , при этом в соответствии с законом преломле-

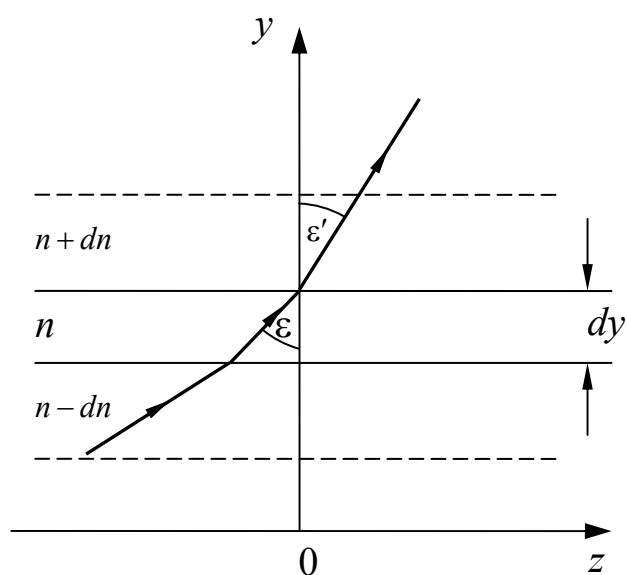


Рис. 4.16. Траектория луча в одномерном поле показателей преломления $n(y)$

ния Декарта

$$n \sin \varepsilon = n' \sin \varepsilon' = \text{const}. \quad (4.105)$$

Если прологарифмировать и продифференцировать соотношение (4.105), то получим

$$\frac{dn}{n} + \frac{d(\sin \varepsilon)}{\sin \varepsilon} = 0. \quad (4.106)$$

Отсюда следует, что $d(\sin \varepsilon) = -\frac{dn}{n} \sin \varepsilon$. При этом радиус кривизны траектории луча $R = \frac{ds}{d\varphi}$, где ds – приращение дуги, $d\varphi$ – приращение угла, образуемого нормалью к кривой с постоянным направлением. В рассматриваемом случае $ds \cos \varepsilon = dy$, а φ – угол между осью z и лучом, при этом $\varphi = \frac{\pi}{2} - \varepsilon$. Тогда

$$\frac{1}{R} = -\frac{\cos \varepsilon}{dy} d\varepsilon = -\frac{d(\sin \varepsilon)}{dy} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dy} \sin \varepsilon.$$

Но $\frac{dn}{dy}$ – отношение изменения n к изменению y , отсчитываемому по нормали к поверхностям равных значений n . Следовательно, $\frac{dn}{dy} = |\text{grad}n|$. В результате получаем

$$\frac{1}{R} = \frac{|\text{grad}n|}{n} \sin \varepsilon. \quad (4.107)$$

Заметим, что если угол $\varepsilon = 0$, т.е. если луч падает нормально к поверхностям равных значений n , то он не претерпевает отклонения. Следовательно, если плоский волновой фронт падает на плоскопараллельную пластинку в виде круглого диска в направлении $\text{grad}n$ при $n = n(z)$, как показано на рис. 4.17а, то после прохождения пластинки форма волнового фронта не изменится, т.е. он останется плоским. Однако, если при этом вторая поверхность будет иметь форму сферы, как показано на рис. 4.17б, то в каждой точке сферы показатель преломления определится расстоянием z от плоской поверхности, что приведет к нарушению структуры пучка лучей, характерной при неизменном показателе преломления (при $\text{grad}n = 0$) в объеме всей детали (или в пределах слоя, толщина которого равна расстоянию z от плоской поверхности до стрелки сферической поверхности).

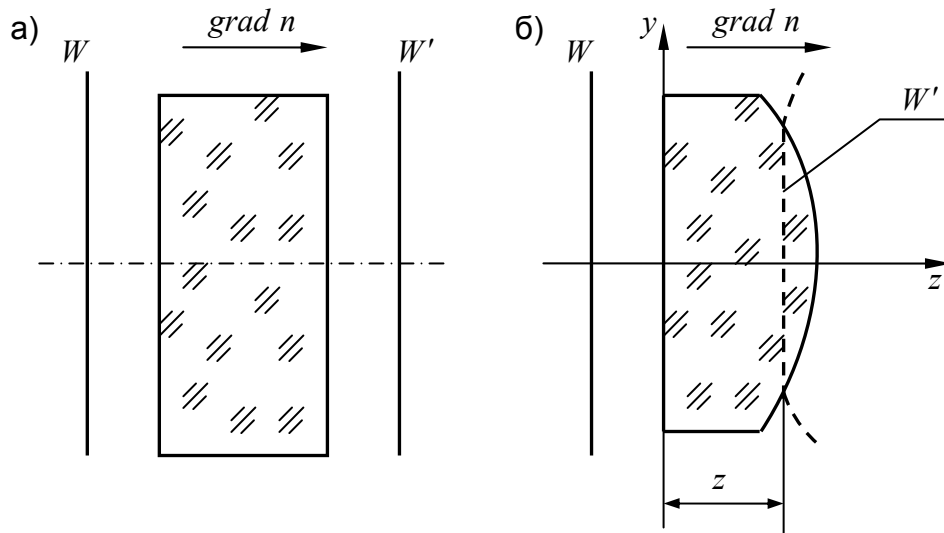


Рис. 4.17. Распространение волнового фронта в направлении $\text{grad } n$ при $n = n(z)$: а) в плоскопараллельной пластинке, б) в плосковыпуклой линзе

Известно, что кривизна линии $y = f(z)$ вычисляется по формуле [5]:

$$\frac{1}{R} = \frac{y''}{(1 + y'^2)^{3/2}}. \quad (4.108)$$

В рассматриваемом случае

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dy} \sin \varepsilon = \frac{1}{n} \frac{dn}{dy} \cos \varphi. \quad (4.109)$$

$$\text{Но } \cos \varphi = (1 + \text{tg}^2 \varphi)^{-1/2} = (1 + y'^2)^{-1/2}.$$

Тогда, используя выражения (4.108) и (4.109), находим, что

$$\frac{y''}{1 + y'^2} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dy} = \frac{d \ln n}{dy}$$

или

$$\frac{y'' dy}{1 + y'^2} = d(\ln n). \quad (4.110)$$

Заметим, что $y'' dy = dy \frac{dy'}{dz} = y' dy'$.

При этом уравнение (4.110) можно представить в виде:

$$\frac{y' dy'}{1 + y'^2} = \frac{1}{2} d \ln(1 + y'^2) = d(\ln n).$$

В результате интегрирования имеем

$$\frac{1}{2} \ln(1 + y'^2) = \ln n + C. \quad (4.111)$$

Используя граничные (начальные) условия: $n = n_0$ при $y' = y'_0$, получаем

$$C = \frac{1}{2} \ln(1 + y_0'^2) - \ln n_0.$$

При этом выражение (4.111) можно представить в виде:

$$\frac{1 + y'^2}{1 + y_0'^2} = \left(\frac{n}{n_0} \right)^2 = \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_0} = \frac{\cos^2 \varphi_0}{\cos^2 \varphi} = \frac{\sin^2 \varepsilon_0}{\sin^2 \varepsilon}. \quad (4.112)$$

Соотношение (4.112) выражает, закон преломления Декарта в виде: $n \sin \varepsilon = n_0 \sin \varepsilon_0$. Дальнейшее интегрирование уравнения (4.112), а, следовательно, расчет траектории луча $y(z)$ становятся возможными тогда, когда известна функция $n(y)$. И, наоборот, по двум измеренным значениям наклона светового луча y' и y'_0 можно рассчитать только отношение $\frac{n}{n_0}$. Никакой дополнительной

информации о распределении n в этом случае получить невозможно.

При анализе оптической неоднородности стекла величину y' естественно считать величиной малой. Далее будем считать, что каждый световой луч проходит на исследуемом участке через область, в которой $n' = \frac{dn}{dy} = \text{const}$, т.е.

$$n = n_0 + n'(y - y_0). \quad (4.113)$$

Это приближение справедливо только для отдельного луча и совсем не означает, что градиент показателя преломления постоянен по всему объему. Поскольку по условию решаемой задачи $n' \frac{y - y_0}{n_0} \ll 1$, уравнение (4.113) можно преобразовать в

приближенное выражение вида: $\left(\frac{n}{n_0} \right)^2 \approx 1 + 2 \frac{n'}{n_0} (y - y_0)$. При этом

выражение (4.112) можно представить в виде:

$$\frac{1 + y'^2}{1 + y_0'^2} \approx 1 + 2 \frac{n'}{n_0} (y - y_0). \quad (4.114)$$

Как следует из выражения (4.109), наибольшая кривизна траектории луча получается при углах φ , близких к нулю. Поэтому, положив для входящего светового луча величину $y'_0 = 0$, из

выражения (4.114) находим, что $y' = \sqrt{2 \frac{n'}{n_0} (y - y_0)}$. Отсюда следует, что траектория луча в рассматриваемом случае определяется уравнением

$$z = \int_{y_0}^y \frac{dy}{\left[2 \frac{n'}{n_0} (y - y_0)\right]^{1/2}}. \quad (4.115)$$

Интегрируя уравнение (4.115), получаем $z = \left[2 \frac{n_0}{n'} (y - y_0)\right]^{1/2}$.

При $y = y_0$ координата $z = 0$ соответствует входу светового луча.

При $y \neq y_0$ имеем $y - y_0 = \frac{n'}{2n_0} z^2$. Отсюда следует, что траектория светового луча в исследуемой среде представляет собой параболу.

Пусть расстояние от точки входа $z = 0$ до точки выхода светового луча равно $z = l$.

$$\text{Тогда } y_l - y_0 = \frac{n'}{2n_0} l^2. \quad (4.116)$$

Наклон этого луча в точке $z = l$ равен

$$y'_l = \frac{n'}{n_0} z = \frac{n'}{n_0} l = 2 \frac{y_l - y_0}{l}. \quad (4.117)$$

Искривление траектории светового луча приводит к увеличению его оптического пути по сравнению с оптическим путем луча в среде, показатель преломления которой равен n_0 и не изменяется. При этом разность оптических путей равна

$$W = \int_0^{s_l} n ds - n_0 l, \quad (4.118)$$

где s_l – геометрическая длина пути светового луча до точки $z = l$, т.е. точки выхода луча.

Дифференциал длины дуги определяется формулой

$$ds = \sqrt{dy^2 + dz^2}.$$

Используя формулу (4.115), находим, что

$$\begin{aligned}
ds &= \left[1 + 2 \frac{n'}{n_0} (y - y_0) \right]^{\frac{1}{2}} \left[2 \frac{n'}{n_0} (y - y_0) \right]^{\frac{1}{2}} dy \approx \\
&\approx \left[1 + \frac{n'}{n_0} (y - y_0) \right] \left[2 \frac{n'}{n_0} (y - y_0) \right]^{\frac{1}{2}} dy.
\end{aligned}$$

В соответствии с формулой (4.113) имеем

$$n = n_0 \left[1 + \frac{n'}{n_0} (y - y_0) \right].$$

Тогда

$$\begin{aligned}
nds &= n_0 \left[1 + \frac{n'}{n_0} (y - y_0) \right]^2 \left[2 \frac{n'}{n_0} (y - y_0) \right]^{\frac{1}{2}} dy \approx \\
&\approx n_0 \left[1 + 2 \frac{n'}{n_0} (y - y_0) \right] \left[2 \frac{n'}{n_0} (y - y_0) \right]^{\frac{1}{2}} dy.
\end{aligned}$$

При этом

$$\begin{aligned}
\int_0^{s_l} nds &= n_0 \int_{y_0}^{y_l} \left[2 \frac{n'}{n_0} (y - y_0) \right]^{\frac{1}{2}} dy + n_0 \int_{y_0}^{y_l} \left[2 \frac{n'}{n_0} (y - y_0) \right]^{\frac{1}{2}} dy = \\
&= n_0 \left[2 \frac{n_0}{n'} (y_l - y_0) \right]^{\frac{1}{2}} + \frac{2}{3} n_0 (y_l - y_0) \left[2 \frac{n'}{n_0} (y_l - y_0) \right]^{\frac{1}{2}}.
\end{aligned}$$

Используя соотношение (4.116), это выражение можно преобразовать к виду:

$$\int_0^{s_l} nds = n_0 l + \frac{1}{3} n_0 \frac{n'^2}{n_0^2} l^3.$$

Согласно соотношению (4.117) имеем: $y_l' = \frac{n'}{n_0} l$. В результате

получаем

$$W = \int_0^{s_l} nds - n_0 l = \frac{1}{3} n_0 l y_l'^2. \quad (4.119)$$

Вполне очевидно, что если луч входит в среду под некоторым углом, как, например, в расходящемся или сходящемся пучке, т.е. если $y_0' \neq 0$, то вывод расчетных формул будет аналогичен приведенному. При сильно меняющемся распределении показателя

преломления $n(y)$ в уравнение (4.113) следует ввести члены более высокого порядка.

Если предположить, что показатель преломления плавно изменяется от центра заготовки к краю, то в первом приближении его можно описать выражением

$$n = n_0 + \frac{1}{4} D^2 A \rho^2, \quad (4.120)$$

где $\frac{1}{4} D^2 \rho^2 = x^2 + y^2$, $0 \leq \rho \leq 1$. Вполне очевидно, что при $x = 0$ и $x'_0 = 0$ траектория луча будет лежать в плоскости yz . При этом выражение (4.120) удобно записать в виде:

$$n = n_0 + Ay^2. \quad (4.121)$$

Для заготовок оптического стекла диаметром более 150 мм неоднородность показателя преломления, возникающая в процессе его отжига, характеризуется параметром K_ϕ , а асимметрия неоднородности – параметром ΔK . Положив $K_\phi \lambda \approx (n - n_0)d$, где d – толщина заготовки стекла, при $y = \frac{1}{2}D$ получаем

$$n = \frac{K_\phi \lambda}{d} + n_0 = n_0 + \frac{1}{4} AD^2.$$

Отсюда находим, что $A = \frac{4}{D^2 d} K_\phi \lambda$. При этом

$$n = n_0 + \frac{4\lambda}{D^2 d} K_\phi y^2. \quad (4.122)$$

Как показали исследования В.С. Доладугиной [22], для большинства заготовок изменение показателя преломления стекла несимметрично относительно оси заготовки. Учитывая это обстоятельство, показатель преломления стекла заготовки определим уравнением вида:

$$n = n_0 + Ay + By^2, \quad (4.123)$$

где $B = \frac{4\lambda K_\phi}{D^2 d}$. При $y = \frac{1}{2}D$: $n_+ = n_0 + \frac{1}{2}AD + \frac{1}{4}BD^2$; при $y = -\frac{1}{2}D$:

$n_- = n_0 - \frac{1}{2}AD + \frac{1}{4}BD^2$. Положив $\Delta K \lambda = (n_+ - n_-)d = ADd$, находим,

что $A = \frac{\Delta K \lambda}{Dd}$. В результате уравнение (4.123) принимает вид:

$$n = n_0 + \frac{\lambda}{Dd} \Delta K y + \frac{4\lambda}{D^2 d} K_\phi y^2. \quad (4.124)$$

Положив в формуле (4.119) отрезок $l = d$, получаем:

$$y'_i = \frac{n'}{n_0} d = \frac{d}{n_0} (A + 2By) = \frac{d}{n_0} \left(\frac{\Delta K \cdot \lambda}{Dd} + 8 \frac{K_\phi \cdot \lambda}{D^2 d} y \right). \text{ При } K_\phi = 0 \text{ имеем}$$

$$W_{\Delta K} = \frac{1}{3} \frac{d}{n_0} \left(\frac{\lambda}{D} \Delta K \right)^2.$$

В общем случае естественно предположить, что распределение значений показателя преломления в массе стекла заготовки носит весьма произвольный характер. Однако, изменения показателя преломления достаточно малы, а, следовательно, малы и отклонения оптических путей световых лучей от номинального, т.е. малы деформации волнового фронта. Последнее обстоятельство определяет возможность интегральной оценки их влияния на качество изображения.

Рассмотрим центрированную оптическую систему, образующую изображение точечного источника монохроматического излучения P_0 , как показано на рис. 4.18 [35]. Выберем начало декартовой системы координат в месте параксиального изображения точки P_0 , т.е. в точке P'_0 , при этом ось z' направим вдоль луча $C'P'_0$, где C' – центр выходного зрачка. Ось y' расположим в меридиональной плоскости, т.е. в плоскости, в которой расположена точка P_0 и оптическая ось системы. Обозначим через y_0 и y'_0 расстояния от оси до точек P_0 и P'_0 соответственно. Деформацию волнового фронта (отклонение от сферы) в области выходного зрачка опишем функцией aberrаций или aberrационной функцией W . Пусть \tilde{Q}' и Q' – точки пересечения луча в пространстве изображений с волновым фронтом, проходящим через точку C' , и с опорной сферой Гаусса соответственно. Если предположить, что показатель преломления среды в пространстве изображений равен единице, то волновая aberrация W определяется расстоянием $\tilde{Q}'Q'$, измеренным вдоль луча (на рисунке $W > 0$).

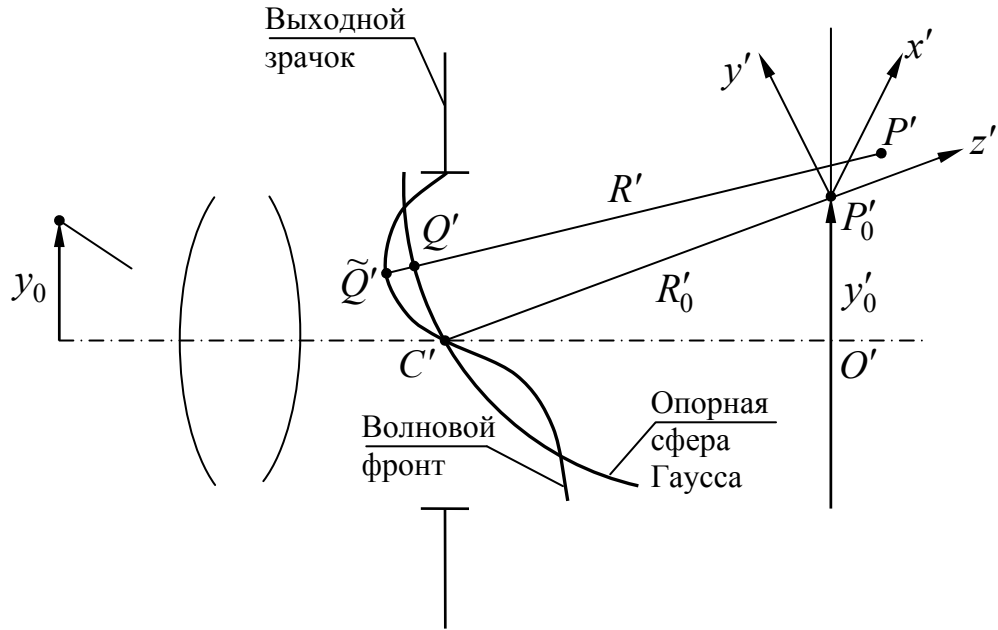


Рис. 4.18. Аберрации в изображении точки

Пусть R'_0 – радиус опорной сферы Гаусса, равный отрезку $C'P'_0$, R' – расстояние между точкой Q' и произвольной точкой P' , расположенной вблизи точки P'_0 . Возмущение в точке Q' описывается величиной

$$\frac{A \exp[ik(W - R'_0)]}{R'_0},$$

где $\frac{A}{R'_0}$ – амплитуда светового возмущения в точке Q' . Согласно принципу Гюйгенса-Френеля возмущение в точке P' равно

$$u(P') = -\frac{i}{\lambda} \frac{A \exp(-ikR'_0)}{R'_0} \iint_S \frac{\exp[ik(W + R')]}{R'} dS, \quad (4.125)$$

где интегрирование проводится по той части опорной сферы Гаусса, которая открыта выходным зрачком, при этом предполагается, что смещение точки P' относительно точки P'_0 невелико. Кроме того, предполагается, что амплитуда световых колебаний на поверхности волнового фронта практически постоянна, т.е. коэффициент A можно вынести из-под знака интеграла.

Пусть a' – радиус выходного зрачка, а ξ', η', ζ' и x', y', z' – координаты точек Q' и P' соответственно, при этом

$$\xi' = a' \rho \sin \theta, \quad x' = r' \sin \varphi,$$

$$\eta' = a' \rho \cos \theta; \quad y' = r' \cos \varphi.$$

Можно показать [26], что в этом случае

$$k(R' - R'_0) = -v'\rho \cos(\theta - \varphi) - \frac{1}{2}u'\rho^2 + \left(\frac{R'_0}{a'}\right)u',$$

где u' и v' – «оптические координаты» точки P' , т.е.

$$u' = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a'}{R'_0}\right)^2 z', \quad v' = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a'}{R'_0}\right) \sqrt{x'^2 + y'^2}.$$

При $z' = 0$: $k(R' - R'_0) = -v'\rho \cos(\theta - \varphi) = -k \frac{\xi'x' + \eta'y'}{R'_0}$. При этом

$$u(x', y') = -\frac{i}{\lambda} \frac{A}{R'_0} \iint_S \frac{\exp(ikW)}{R'} \exp\left(-ik \frac{\xi'x' + \eta'y'}{R'_0}\right) d\xi' d\eta'. \quad (4.126)$$

Для выбранной точки y'_0 величину W удобно рассматривать как функцию ρ и θ : $W = W(\rho, \theta)$. Элемент поверхности опорной сферы Гаусса $dS = a'^2 \rho d\rho d\theta$. Интегрирование в этом случае выполняется в пределах: $0 \leq \rho \leq 1$, $0 \leq \theta \leq 2\pi$. Кроме того, для точек P' , расположенных вблизи точки P'_0 , величину R' , стоящую в знаменателе подынтегрального выражения, можно заменить на R'_0 .

В результате изложенного получаем

$$u(P') = u(u', v', \varphi) = -\frac{i}{\lambda} \frac{Aa'^2}{R_0'^2} \exp\left[i\left(\frac{R'_0}{a'}\right)^2 u'\right] \times \quad (4.127)$$

$$\times \int_0^1 \int_0^{2\pi} \exp\left\{i\left[kW(\rho, \theta) - v'\rho \cos(\theta - \varphi) - \frac{1}{2}u'\rho^2\right]\right\} \rho d\rho d\theta.$$

При этом интенсивность (освещенность) света в точке P' равна

$$E(P') = u(P') u^*(P') = \left(\frac{Aa'^2}{\lambda R_0'^2}\right)^2 \left| \int_0^1 \int_0^{2\pi} \exp\left\{i\left[kW(\rho, \theta) - v'\rho \cos(\theta - \varphi) - \frac{1}{2}u'\rho^2\right]\right\} \rho d\rho d\theta \right|^2.$$

В точке параксиального изображения ($v' = 0, u' = 0$) при $W(\rho, \theta) = 0$ имеем

$$E_0(0) = \left(\frac{Aa'^2}{\lambda R_0'^2}\right)^2 \left| \int_0^1 \int_0^{2\pi} \rho d\rho d\theta \right|^2 = \pi^2 \left(\frac{Aa'^2}{\lambda R_0'^2}\right)^2.$$

Распределение интенсивности в изображении точки принято характеризовать нормированной величиной, равной отношению:

$$i(P') = \frac{E(P')}{E_0(P')} = \frac{1}{\pi^2} \left| \int_0^1 \int_0^{2\pi} \exp \left\{ i \left[kW(\rho, \theta) - v'\rho \cos(\theta - \varphi) - \frac{1}{2}u'\rho^2 \right] \right\} \rho d\rho d\theta \right|^2.$$

В отсутствие aberrаций интенсивность света максимальна в точке паракиального изображения. При наличии же aberrаций максимум интенсивности в общем случае может сместиться из точки паракиального изображения в другую точку. Практический интерес представляет максимальная величина нормированной интенсивности и ее положение в определенной плоскости наблюдения. Эту величину называют числом Штреля или определительной яркостью. В отсутствие aberrаций число Штреля $i(0,0) = 1$.

Предполагается, что допустимая оптическая неоднородность оптического стекла не приводит к заметному ухудшению качества изображения, образованного оптической системой, т.е. не вносит больших деформаций волнового фронта. Рассмотрим влияние малых волновых aberrаций на число Штреля. Световое возмущение в паракиальном изображении точки, т.е. при $x' = 0$ и $y' = 0$, в соответствии с формулой (4.127) определяется выражением

$$u(0,0) = -\frac{i}{\lambda} \frac{Aa'^2}{R_0'^2} \exp \left[i \left(\frac{R_0'}{a'} \right)^2 u' \right] \int_0^1 \int_0^{2\pi} \exp(ikW) \rho d\rho d\theta. \quad (4.128)$$

Как известно, показательную функцию можно представить степенным рядом вида [5]:

$$\exp x = 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} + \dots + \frac{x^n}{n!} + \dots$$

При этом выражение (4.128) можно представить в виде:

$$u(0,0) = -\frac{i}{\lambda} \frac{Aa'^2}{R_0'^2} \exp \left[i \left(\frac{R_0'}{a'} \right)^2 u' \right] \int_0^1 \int_0^{2\pi} \left[1 + ikW + \frac{1}{2}(ikW)^2 + \dots \right] \rho d\rho d\theta.$$

Пусть \overline{W}^n – среднее значение n -й степени W , т.е.

$$\overline{W}^n = \frac{\int_0^1 \int_0^{2\pi} W^n \rho d\rho d\theta}{\int_0^1 \int_0^{2\pi} \rho d\rho d\theta} = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi} W^n \rho d\rho d\theta. \quad \text{Тогда}$$

$$u(0, 0) = -i \frac{\pi}{\lambda} \frac{Aa'^2}{R_0'^2} \exp \left[i \left(\frac{R_0'}{a'} \right)^2 u' \right] \left(1 + ik\bar{W} - \frac{1}{2} k^2 \bar{W}^2 + \dots \right).$$

Освещенность в параксиальном изображении точки равна

$$E(0, 0) = u(0, 0) u^*(0, 0) = \left(\frac{\pi}{\lambda} \frac{Aa'^2}{R_0'^2} \right)^2 \left(1 + ik\bar{W} - \frac{1}{2} k^2 \bar{W}^2 + \dots \right) \left(1 - ik\bar{W} - \frac{1}{2} k^2 \bar{W}^2 - \dots \right).$$

В том случае, когда волновые aberrации настолько малы, чтобы можно было пренебречь величинами $k\bar{W}$ в степени выше второй, получаем

$$E(0, 0) \approx \left(\frac{\pi}{\lambda} \frac{Aa'^2}{R_0'^2} \right)^2 \left[1 + ik\bar{W} - \frac{1}{2} k^2 \bar{W}^2 - ik\bar{W} + (k\bar{W})^2 - \frac{1}{2} k^2 \bar{W}^2 \right] = \left(\frac{\pi}{\lambda} \frac{Aa'^2}{R_0'^2} \right)^2 \left[1 - k^2 \bar{W}^2 + (k\bar{W})^2 \right].$$

При $W \equiv 0$: $E_0(0, 0) = \left(\frac{\pi}{\lambda} \frac{Aa'^2}{R_0'^2} \right)^2$. При этом нормированная

освещенность в параксиальном изображении точки равна

$$i(0, 0) = \frac{E(0, 0)}{E_0(0, 0)} = 1 - k^2 \left[\bar{W}^2 - (\bar{W})^2 \right]. \quad (4.129)$$

Определим среднеквадратическую деформацию волнового фронта

$$W_{\text{СКВ}} = \left\{ \frac{\int_0^1 \int_0^{2\pi} [W(\rho, \theta) - \bar{W}]^2 \rho d\rho d\theta}{\int_0^1 \int_0^{2\pi} \rho d\rho d\theta} \right\}^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[\int_0^1 \int_0^{2\pi} W^2(\rho, \theta) \rho d\rho d\theta - 2\bar{W} \int_0^1 \int_0^{2\pi} W(\rho, \theta) \rho d\rho d\theta + (\bar{W})^2 \int_0^1 \int_0^{2\pi} \rho d\rho d\theta \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\bar{W}^2 - 2(\bar{W})^2 + (\bar{W})^2 \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\bar{W}^2 - (\bar{W})^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Полученный результат позволяет придать формуле (4.129) вид известной формулы Марешаля [34]

$$i(0, 0) = \tilde{E}(0, 0) \approx 1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 W_{\text{СКВ}}^2. \quad (4.130)$$

Таким образом, в случае малой величины aberrаций в соответствии с формулой Марешаля число Штреля определяется квадратом среднеквадратической деформации волнового фронта.

Согласно правилу четверти волны Рэля качество изображения можно считать достаточно совершенным, если максимальная деформация волнового фронта $|W|_{\max} \leq \frac{\lambda}{4}$. Следуя Марешалю, принято считать качество изображения достаточно совершенным, если нормированная освещенность (число Штреля) не менее 0,8. Из формулы (4.130) следует, что в этом случае $W_{\text{СКВ}} \leq \frac{\lambda}{14}$.

4.11.3. Требования к двойному лучепреломлению

Однородное по составу и структуре стекло представляет собой вполне изотропную среду. Однако, даже при весьма длительном отжиге стекла в нем наблюдаются остаточные напряжения, в результате чего от природы в оптически изотропном стекле возникает оптическая анизотропия, которая проявляется в двойном лучепреломлении. Двойное лучепреломление проявляется в том, что при падении световой волны на анизотропную среду в ней возникают две волны с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации.

Скорость распространения одной волны не зависит от направления распространения и определяется показателем преломления n_0 (обыкновенный луч), а скорость распространения другой волны зависит от направления распространения и в некотором направлении определяется показателем преломления n_e (необыкновенный луч). Максимальная абсолютная величина разности показателей преломления $n_e - n_0$ служит числовой характеристикой двойного лучепреломления. При прохождении светом расстояния l в рассматриваемой среде разность оптических путей $\delta = (n_e - n_0)l$.

Категория стекла по двойному лучепреломлению определяется разностью оптических путей в нем при прохождении светом пути $l = 1$ см. При этом $n_e - n_0 = \frac{\delta \text{ нм}}{l \text{ см}} = 10^{-7} \delta(\text{нм})$.

Известно, что ортогональные колебания не интерферируют. Следовательно, при наложении изображений, образованных обыкновенными и необыкновенными лучами, складываются интенсивности. При разности показателей преломления, равной δn , расстояние между плоскостями изображений бесконечно удаленного

предмета, образованных тонкой линзой, в соответствии с формулой (4.95) равно

$$\Delta = -\frac{\delta n}{n-1} f'.$$

Положив $\delta n = n_e - n_0 = 10^{-7} \delta(\text{нм})$, а $n = n(\lambda e)$, получаем

$$\Delta = -\frac{n_e - n_0}{n(\lambda e) - 1} f' = -\frac{10^{-7}}{n(\lambda e) - 1} \delta(\text{нм}) f'.$$

Плоскость наблюдения изображений естественно расположить между ними на равном расстоянии от каждого из них. При этом

$$\Delta_0 = -\frac{1}{2} \Delta = \frac{5 \cdot 10^{-8}}{n(\lambda e) - 1} \delta(\text{нм}) f'.$$

Зная допустимую величину отрезка Δ_0 , находим значение $\delta(\text{нм})$, по которому выбираем категорию стекла по двойному лучепреломлению.

4.11.4. Требования к показателю ослабления оптического стекла

Спектральный коэффициент пропускания τ_λ для монохроматического излучения длины волны λ определяется отношением потока излучения Φ_λ , прошедшего оптическую систему, к вошедшему в нее потоку $\Phi_{\lambda 0}$: $\tau_\lambda = \frac{\Phi_\lambda}{\Phi_{\lambda 0}}$. В общем случае

$$\tau_\lambda = \tau_{\lambda p} R_\lambda \tau_{\lambda l}, \quad (4.131)$$

где $\tau_{\lambda p}$ – коэффициент пропускания, обусловленный потерями потока в результате отражения на k просветленных и непросветленных

преломляющих поверхностях раздела двух сред: $\tau_{\lambda p} = \prod_{i=1}^{i=k} (1 - \rho_{\lambda i})$;

$\rho_{\lambda i}$ – коэффициент отражения светового потока от поверхности раздела двух сред; коэффициент отражения потока от поверхности, разделяющей стекло и воздух, с достаточной точностью (без учета

влияния угла падения) можно считать равным $\rho_{\lambda i} = \left(\frac{n_{\lambda q} - 1}{n_{\lambda q} + 1} \right)^2$, где

$n_{\lambda q}$ – показатель преломления стекла q -ой линзы для длины волны λ .

Если $R_{\lambda j}$ – коэффициент отражения зеркального покрытия j -ой отражающей поверхности, то для p отражающих поверхностей коэффициент отражения равен:

$$R_{\lambda} = \prod_{j=1}^{j=p} R_{\lambda j}.$$

При этом выражение (4.131) можно представить в виде

$$\tau_{\lambda} = \tau_{\lambda l} \prod_{j=1}^{j=p} R_{\lambda j} \prod_{i=1}^{i=k} (1 - \rho_{\lambda i}). \quad (4.132)$$

В этом выражении $\tau_{\lambda l}$ – коэффициент пропускания материала линз оптической системы, причем для m линз имеем: $\tau_{\lambda l} = \prod_{q=1}^{q=m} \tau_{\lambda l q}$.

Как было показано,

$$\lg \frac{1}{\tau_{\lambda l q}} = -\lg \tau_{\lambda l q} = \mu_{\lambda q} l_q = D_{\lambda q},$$

где $D_{\lambda q}$ – оптическая плотность стекла q -ой линзы толщиной $l_q = d_q$ (в см); величину $\mu_{\lambda q}$ принято называть показателем ослабления излучения длины волны λ при толщине его слоя 1 см.

Используя формулу (4.132), общий коэффициент пропускания оптической системы можно определить суммарной оптической плотностью системы в виде:

$$D_{\lambda} = D_{\lambda l} + D_{\lambda R} + D_{\lambda \rho}, \quad (4.133)$$

где $D_{\lambda l} = \sum_{q=1}^{q=m} \mu_{\lambda} d_q$; $D_{\lambda R} = \sum_{j=1}^{j=p} D_{\lambda R j}$, $D_{\lambda R j} = \lg \frac{1}{R_{\lambda j}}$;

$$D_{\lambda \rho} = \sum_{i=1}^{i=k} D_{\lambda \rho j}, \quad D_{\lambda \rho j} = \lg \frac{1}{1 - \rho_{\lambda i}}.$$

В соответствии с ГОСТ 23136-93 [9] требования к стеклу по показателю ослабления излучения определяют восемь категорий, характеризующихся предельными значениями показателя ослабления μ_A для источника излучения A . Категорию стекла по показателю ослабления выбирают, исходя из требований к пропусканию оптической системы, характеризующему коэффициентом τ . В том случае, когда оптическая система состоит из малого количества сравнительно тонких линз, нет необходимости выбирать высокую категорию стекла по μ_A . Примером таких систем могут служить объективы простых зрительных труб, фотообъективы. В случае

сложных оптических систем, таких, например, как объективы переменного фокусного расстояния передающих камер цветного телевидения [36], следует выбирать предельно допустимые для данной марки стекла высокие категории по показателю μ_A .

4.11.5. Требования к пузырьности оптического стекла

Устранить полностью во всей массе стекла в процессе его варки образовавшиеся пузыри газа и воздуха практически невозможно. Поэтому в заготовках стекла можно наблюдать оставшиеся маленькие и мельчайшие пузыри и непрозрачные включения. Рассмотрим их влияние на световые пучки лучей, формирующих изображение предмета.

На рис. 4.19а представлена оптическая система ϕ , в фокальной плоскости которой расположена полевая диафрагма диаметром D_p . Перед оптической системой ϕ расположена плоскопараллельная пластина, внутри которой показан пузырь. На рис. 4.19б показан пузырь сферической формы в плоскопараллельной пластине в сильно увеличенном масштабе; в точку N_1 поверхности пузыря падает параллельный оптической оси луч на расстоянии m от нее.

Учитывая закон преломления, в соответствии с рисунком имеем

$$\sin \varepsilon'_1 = n \sin \varepsilon_1 = -\frac{m}{r}, \quad (4.134)$$

где r – радиус пузыря. Положив $-\sin \varepsilon'_1 = 1$, получаем $-\sin \varepsilon_1 = \frac{1}{n}$.

Таким образом, при $\frac{1}{n} \leq -\sin \varepsilon_1 \leq 1$ свет полностью отражается от поверхности пузыря. Вполне очевидно, что при $-\sin \varepsilon_1 = 1$ луч проходит пластинку без изменения направления. При некотором значении угла $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, удовлетворяющем условию $\frac{1}{n} < -\sin \varepsilon_0 < 1$ угол между отраженным лучом и оптической осью $\omega_0 = -180^\circ - 2\varepsilon_0$. При этом

$$\varepsilon_0 = -90^\circ - \frac{1}{2}\omega_0. \quad (4.135)$$

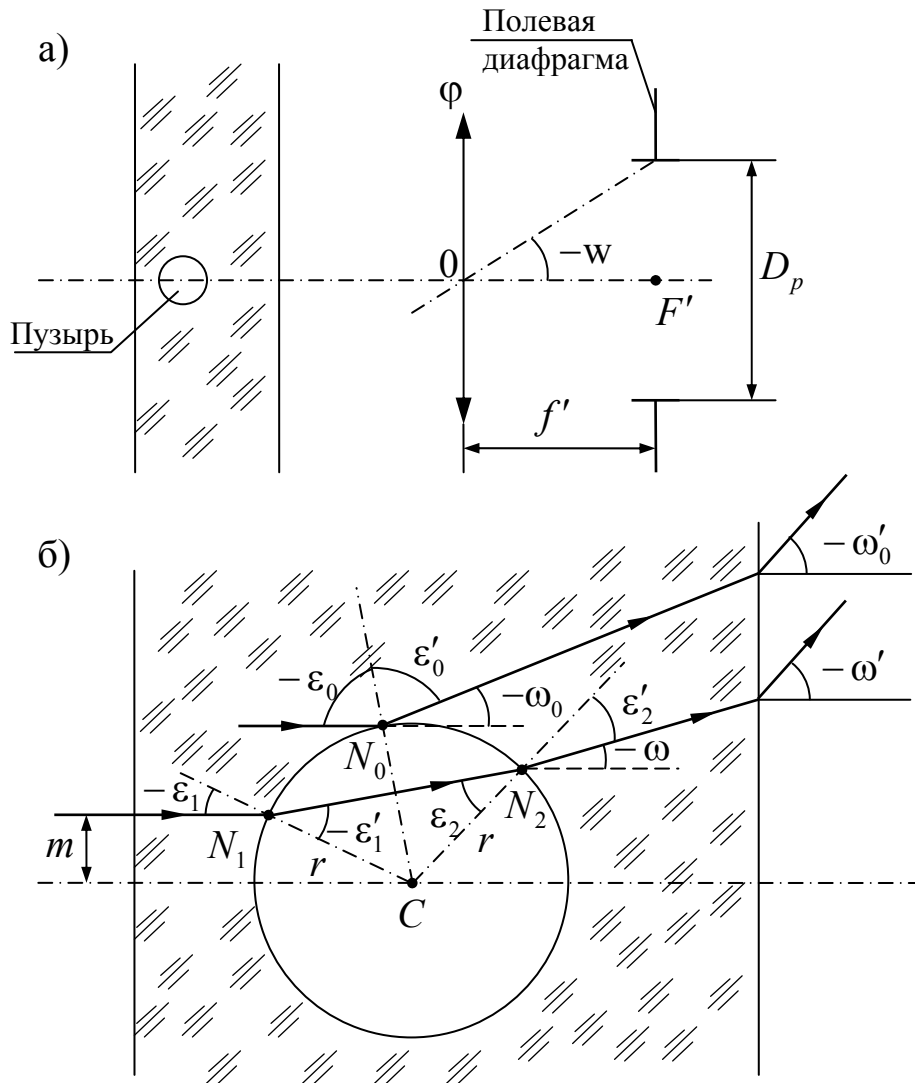


Рис. 4.19. Определение влияния пузыря на фоновую засветку изображения

В результате преломления луча на второй поверхности пластинки имеем $\sin \omega'_0 = n \sin \omega_0$. В соответствии с рис. 4.19а тангенс полевого

угла в пространстве предметов равен $\operatorname{tg} w = -\frac{D_p}{2f'}$. Положив $\omega'_0 = w$,

получаем $\sin \omega_{0w} = \frac{1}{n} \sin w$. При этом, учитывая соотношение (4.135),

находим, что

$$\sin \epsilon_{0w} = -\cos \frac{1}{2} \omega_{0w} = -\cos \frac{1}{2} \arcsin \frac{\sin w}{n}. \quad (4.136)$$

Таким образом, при $-\sin \epsilon_{0w} \leq -\sin \epsilon_0 \leq 1$ отраженные от поверхности пузыря лучи упадут на плоскость изображения в пределах полевой диафрагмы, образуя его фоновую засветку.

Площадь поперечного сечения светового пучка лучей, падающего на пузырь, равна $\delta S = \pi r^2$.

Площадь поперечного сечения пучка лучей, не претерпевающих полного внутреннего отражения, т.е. ограниченного углами падения $0 \leq -\sin \varepsilon_0 < -\sin \varepsilon_{0w} = \frac{m_{0w}}{r}$, равна $\delta S_{0w} = \pi m_{0w}^2$. Следовательно, рассматриваемую фоновую засветку изображения, ограниченного полевой диафрагмой, образует часть падающего на пузырь пучка лучей, относительная величина площади поперечного сечения которой равна

$$\delta \tilde{S}_{\phi 0} = \frac{\delta S - \delta S_{0w}}{\delta S} = 1 - \frac{\delta S_{0w}}{\delta S} = 1 - \frac{m_{0w}^2}{r^2}$$

или

$$\delta \tilde{S}_{\phi 0} = 1 - \sin^2 \varepsilon_{0w}. \quad (4.137)$$

Так, например, положив в формуле (4.136) угол $w = 30^\circ$, а $n = 1,5$, находим, что $\sin \varepsilon_{0w} = -0,9856$. При этом $\delta \tilde{S}_{\phi 0} = 0,0286$.

При $-\sin \varepsilon'_1 = -n \sin \varepsilon_1 < 1$ луч преломляется в точке N_1 и падает на поверхность пузыря в некоторую точку N_2 . Учитывая, что треугольник N_1CN_2 – равнобедренный, замечаем, что угол падения луча в точку N_2 , т.е. угол ε_2 , равен углу преломления луча в точке N_1 : $\varepsilon_2 = -\varepsilon'_1$. Следовательно, угол преломления $\varepsilon'_2 = -\varepsilon_1$. Преломленный в точке N_2 луч образует с оптической осью угол $-\omega$, в соответствии с рис. 4.19б равный

$$-\omega = -\varepsilon'_1 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon'_2 = 2(\varepsilon_1 - \varepsilon'_1). \quad (4.138)$$

В результате преломления луча на второй поверхности плоскопараллельной пластинки имеем

$$\sin \omega' = n \sin \omega = n \sin 2(\varepsilon_1 - \varepsilon'_1).$$

Отсюда находим, что

$$\cos(\varepsilon'_1 - \varepsilon_1) = \cos \frac{1}{2} \arcsin \frac{\sin \omega'}{n}.$$

Положив в этом выражении угол $\omega' = w$ и преобразовав его, получаем

$$\sin \varepsilon_1 = \sin \varepsilon_{\text{ив}} = \frac{\sin \frac{1}{2} \arcsin \frac{\sin w}{n}}{\sqrt{1 - 2n \cos \frac{1}{2} \arcsin \frac{\sin w}{n} + n^2}}. \quad (4.139)$$

В этом случае при $0 \leq -\sin \varepsilon_1 \leq -\sin \varepsilon_{\text{ив}}$ лучи, прошедшие сквозь пузырь, рассеиваются им на поверхности изображения, ограниченной полевой диафрагмой. При этом площадь поперечного сечения пучка

таких лучей равна $\delta S_{\text{фп}} = \pi m_{\text{пв}}^2$, где $m_{\text{пв}} = -r \sin \varepsilon_{\text{пв}}$. Следовательно, в этом случае фоновую засветку изображения, ограниченного полевой диафрагмой, образует часть падающего на пузырь пучка лучей, относительная величина площади которой равна

$$\delta \tilde{S}_{\text{фп}} = \frac{\delta S_{\text{фп}}}{\delta S} = \frac{m_{\text{пв}}^2}{r^2} = \sin^2 \varepsilon_{\text{пв}}. \quad (4.140)$$

Так, например, положив в формуле (4.139) угол $w = 30^\circ$, а $n = 1,5$, получаем $\sin \varepsilon_{\text{пв}} = -0,3123$. При этом $\delta \tilde{S}_{\text{фп}} = 0,0975$.

Выполненный анализ влияния пузыря на фоновую засветку изображения показал, что в засветке участвует не весь пучок лучей, падающих на пузырь, а только краевая зона (полное внутреннее отражение) и центральная часть пучка, рассеиваемая пузырем как отрицательной линзой. Отношение величины светового потока засветки $\Phi_{\text{фз}}$ к потоку Φ , падающему на пузырь, определяется суммой относительных величин площадей, определяемых формулами (4.137) и (4.140): $\frac{\Phi_{\text{фз}}}{\Phi} = \delta \tilde{S}_{\text{ф0}} + \delta \tilde{S}_{\text{фп}}$.

Анализ выполнен на частном примере расположения пузыря. Однако, в общем случае характер фоновой засветки определяет и угловая величина выходного зрачка. При этом пузырь приобретает вид непрозрачного экрана.

В основу анализа влияния пузыря как непрозрачного экрана на распределение освещенности в плоскости изображения положены соображения, изложенные в сохранившихся выписках из конспекта лекций Ивана Алексеевича Шошина «Сто страниц молодому оптику», составленного Е.О. Шульц-Ивановой.

На рис. 4.20 показана оптическая система φ , из крайних точек B_1 и B_2 меридионального сечения выходного зрачка которой выходят крайние лучи наклонных пучков, формирующих изображение, величина которого, в свою очередь, ограничена полевой диафрагмой.

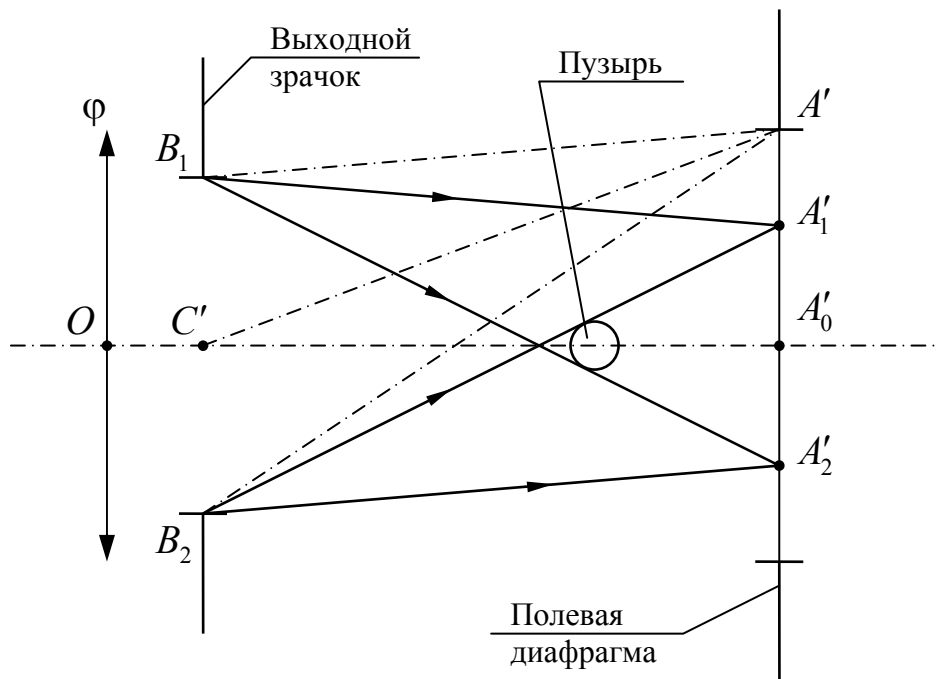


Рис. 4.20. Влияние пузыря на формирование полутени в плоскости изображения

В пучке лучей, сходящихся в точке A'_1 , крайний луч $B_2A'_1$, а в пучке лучей, сходящихся в точке A'_2 , крайний луч $B_1A'_2$ касаются пузыря, как показано на рисунке. При этом кольцевая зона изображения, ширина которой равна отрезку $A'A'_1$, представляет собой зону полного освещения, а на участке изображения диаметром $A'_1A'_2$ будет наблюдаться меняющаяся полутень. Весьма плавное наступление полутени не позволяет практически однозначно определить ее границу. Поэтому для определенности можно считать, что границу полутени определяют лучи $B_1A'_2$ и $B_2A'_1$, проходящие через центр пузыря.

В пучках лучей, на пути которых оказался пузырь, поток света уменьшается, при этом световые потери равны отношению площади сечения пузыря к площади сечения светового пучка лучей плоскостью, перпендикулярной к оптической оси. Опытным путем установлена линейная зависимость предельного относительного изменения освещенности, еще замечаемого глазом, от угловой величины ψ тени, при этом при $\psi = 0$: $\frac{\Delta E}{E} = 0,45\%$, а при $\psi = 50^\circ$:

$\frac{\Delta E}{E} = 7,9\%$. Аналитически эту зависимость можно представить уравнением

$$\frac{\Delta E}{E} = 0,0045 + 0,0016\psi. \quad (4.141)$$

Отношение площади сечения пузыря к площади сечения пучка лучей в этой плоскости не должно превосходить величины $\frac{\Delta E}{E}$, соответствующей угловой величине тени этого пузыря, когда его влияние еще не заметно, т.е. должно соблюдаться условие:

$$\frac{\text{площадь сечения пузыря}}{\text{площадь сечения пучка лучей}} \leq \frac{\Delta E}{E}. \quad (4.142)$$

Приняв это условие за основу, рассмотрим определение требований к пузырьности оптического стекла на примере телескопической системы (зрительной трубы).

Как следует из уравнения (4.141), чувствительность глаза к изменению освещенности весьма сильно зависит от угловой величины тени от пузыря в плоскости изображения, которая определяется не только положением пузыря в оптической системе, но и положением глаза наблюдателя. Определим угловую величину тени в возможных случаях расположения пузыря и глаза наблюдателя.

Определение величины угла ψ

Оптическую систему зрительной трубы будем считать состоящей из объектива и окуляра. Рассмотрим возможные случаи расположения пузыря в оптической системе трубы.

1. Пузырь между объективом и окуляром.

Этот случай расположения пузыря представлен на рис. 4.21. Не нарушая общности полученного результата, будем считать, что плоскость входного зрачка зрительной трубы совмещена с главной плоскостью объектива.

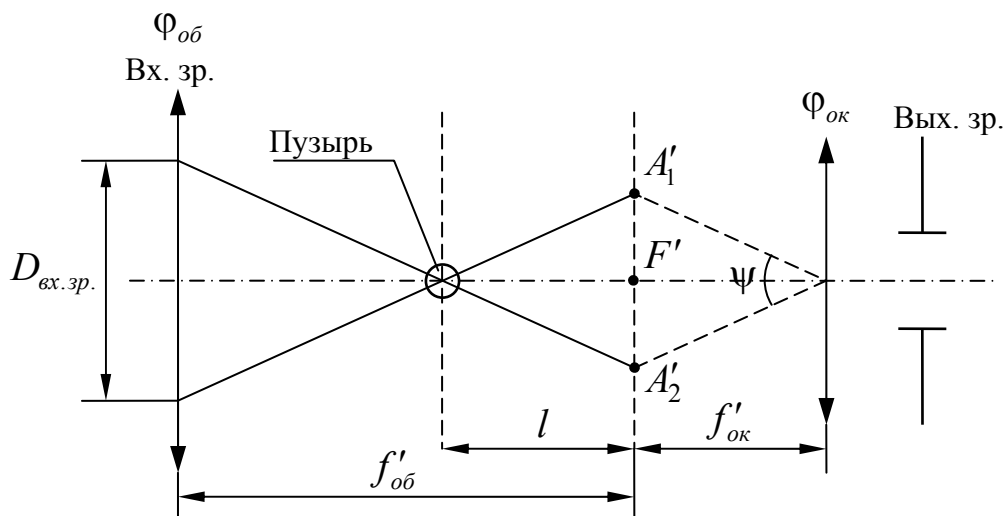


Рис. 4.21. Угловая величина тени от пузыря, расположенного между объективом и окуляром зрительной трубы

В соответствии с рисунком линейная величина (диаметр) тени равна

$$D_T = A_1' A_2' = \frac{D_{\text{вх. зр.}} l}{f'_{\text{об}} - l},$$

где l – расстояние от центра (плоскости сечения) пузыря до фокальной плоскости объектива. При этом

$$\operatorname{tg} \frac{1}{2} \psi = \frac{D_T}{2f'_{\text{ок}}}; \quad \psi = 2 \operatorname{arctg} \frac{D_T}{2f'_{\text{ок}}}.$$

Однако, даже при $\psi = 50^\circ$ величина $\operatorname{tg} \frac{1}{2} \psi = 0,4663$, а $\left(\frac{1}{2} \psi\right) \text{рад} = 0,4363$. Поэтому с погрешностью, не превышающей 3%, принимаем

$$\psi = \frac{D_T}{f'_{\text{ок}}} \text{рад} = \frac{D_T}{f'_{\text{ок}}} 57,3^\circ = \frac{D_{\text{вх. зр.}} l}{(f'_{\text{об}} - l) f'_{\text{ок}}} 57,3^\circ. \quad (4.143)$$

Это соотношение справедливо при $D_{\text{вых. зр.}} < d_{\text{гл}}$, где $d_{\text{гл}}$ – диаметр зрачка глаза. При $D_{\text{вых. зр.}} > d_{\text{гл}}$ диаметр светового пучка лучей $D_{\text{св}} < D_{\text{вх. зр.}}$, причем $\frac{D_{\text{св}}}{d_{\text{гл}}} = \frac{f'_{\text{об}}}{f'_{\text{ок}}}$. Отсюда $D_{\text{св}} = \frac{f'_{\text{об}}}{f'_{\text{ок}}} d_{\text{гл}} = -\Gamma d_{\text{гл}}$, где Γ – видимое (угловое) увеличение изображения предмета, наблюдаемого с помощью зрительной трубы $\left(\Gamma = -\frac{f'_{\text{об}}}{f'_{\text{ок}}}\right)$. В этом случае

$$\psi = -\frac{l}{f'_{\text{об}} - l} \frac{d_{\text{гл}} \Gamma}{f'_{\text{ок}}} 57,3^\circ. \quad (4.144)$$

2. Пузырь в фокальной плоскости.

В этом случае $l = 0$. При этом формально $\psi = 0$, что соответствует максимальной чувствительности глаза к изменению освещенности. Однако, в действительности линейный размер тени равен диаметру сечения пузыря, при этом требование к пузырьности стекла определяется требованием к чистоте поля изображения и (или) к чистоте сетки.

3. Пузырь за окуляром.

Такое расположение пузыря представлено на рис. 4.22, при этом предполагается, что зрачок глаза совмещен с выходным зрачком трубы. В этом случае угловой размер тени равен

$$\psi = \frac{D_{\text{вых. зр.}}}{l'} 57,3^\circ. \quad (4.145)$$

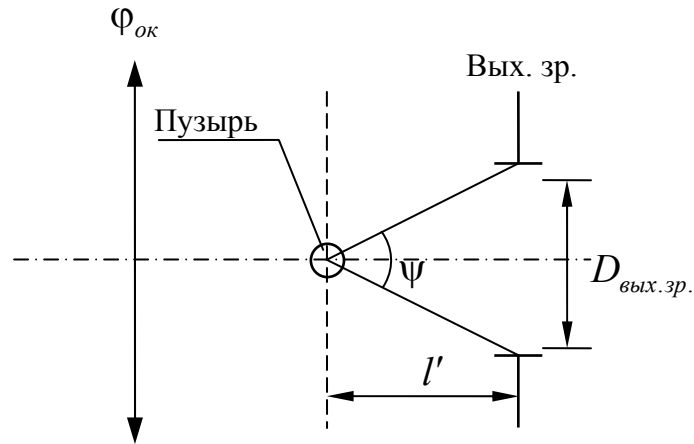


Рис. 4.22. Угловая величина тени от пузыря, расположенного за окуляром

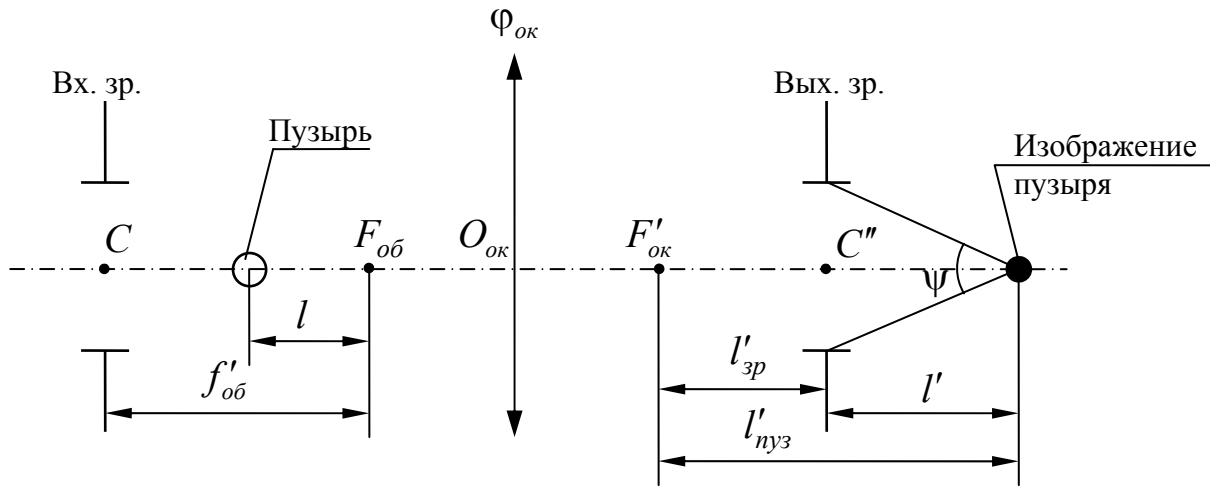


Рис. 4.23. Определение угловой величины тени по изображению пузыря за окуляром

Обратимся вновь к случаю 1, как показано на рис. 4.23. Смысл обозначений на рисунке вполне очевиден и не требует дополнительных пояснений. Используя формулу Ньютона $zz' = -f'^2$, с учетом знака величин, показанных на рисунке, имеем:

$$l'_{зр} = \frac{1}{f'_{об}} f'_{ок}{}^2 = -\frac{1}{\Gamma} f'_{ок}; \quad l'_{пуз} = \frac{1}{l} f'_{ок}{}^2. \quad \text{При этом } l' = l'_{пуз} - l'_{зр} = f'_{ок}{}^2 \left(\frac{1}{l} - \frac{1}{f'_{об}} \right)$$

или

$$l' = \frac{f'_{ок}{}^2}{f'_{об}} \frac{f'_{об} - l}{l}. \quad (4.146)$$

Подставив это соотношение в формулу (4.145), получаем

$$\psi = D_{\text{вых. зр.}} \frac{f'_{об}}{f'_{ок}{}^2} \frac{l}{f'_{об} - l} = -D_{\text{вых. зр.}} \frac{\Gamma}{f'_{ок}} \frac{l}{f'_{об} - l} = \frac{D_{\text{вх. зр.}}}{f'_{ок}} \frac{l}{f'_{об} - l}$$

или

$$\psi = \frac{D_{\text{вх. зр.}}}{f'_{ок}} \frac{l}{f'_{об} - l} 57,3^\circ. \quad (4.147)$$

В результате выполненных преобразований формула (4.145) приняла вид формулы (4.143), что определяет возможность приведения случая 1 к случаю 3.

Если $D_{\text{вых. зр.}} > d_{\text{гл}}$, то в формуле (4.145) величину $D_{\text{вых. зр.}}$ следует заменить величиной $d_{\text{гл}}$, представив ее в виде:

$$\psi = \frac{d_{\text{гл}}}{l'} 57,3^\circ,$$

а формула (4.147) примет вид формулы (4.144):

$$\psi = -\frac{d_{\text{гл}} \Gamma}{f'_{ок}} \frac{l}{f'_{об} - l} 57,3^\circ.$$

4. Пузырь перед объективом.

В этом случае следует определить положение изображения пузыря, образованного всей системой в целом и вычислить величину угла ψ как для пузыря за окуляром.

5. Пузырь во входном зрачке системы.

Поскольку в этом случае $l = f'_{об}$, то $f'_{об} - l = 0$, $\psi = \infty$ и, соответственно, $\frac{\Delta E}{E} = \infty$. Следовательно, тень от пузыря, расположенного во входном зрачке оптической системы, не оказывает мешающего влияния, что определяет возможность произвольного выбора категории стекла по пузырьности, руководствуясь соображениями, связанными с рассеянным светом, эстетическим восприятием пузырей в изделии (товарный вид) и т.п.

Определение допустимого размера пузыря

1. Пузырь между объективом и окуляром.

При диаметре пузыря, равном d , площадь его сечения $S_{\pi} = \frac{1}{4} \pi d^2$.

Диаметр светового пучка лучей в плоскости сечения пузыря

$D_p = \frac{D_{\text{св}}}{f'_{об}} l$, при этом площадь сечения пучка $S_p = \frac{1}{4} \pi \frac{D_{\text{св}}^2}{f'_{об}{}^2} l^2$. При

соблюдении условия (4.142) имеем

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{S_{\Pi}}{S_p} = \frac{d^2}{D_{\text{св}}^2} \frac{f'_{\text{об}}{}^2}{l^2}.$$

Отсюда находим, что допустимый диаметр пузыря

$$d \leq D_{\text{св}} \frac{l}{f'_{\text{об}}} \sqrt{\frac{\Delta E}{E}}. \quad (4.148)$$

Формула (4.141) позволяет представить это выражение в виде:

$$d \leq 0,1D_{\text{св}} \frac{l}{f'_{\text{об}}} \sqrt{0,45 + 0,16\psi}. \quad (4.149)$$

Выполнив замену угла ψ выражением (4.143), получаем

$$d \leq 0,3D_{\text{св}} \frac{l}{f'_{\text{об}}} \sqrt{0,05 + D_{\text{св}} \frac{l}{(f'_{\text{об}} - l)f'_{\text{ок}}}}. \quad (4.150)$$

Заметим, что при $D_{\text{вых. зр.}} < d_{\text{гл}}$ световой диаметр $D_{\text{св}} = D_{\text{вх. зр.}}$. При

ЭТОМ

$$d \leq 0,3D_{\text{вх. зр.}} \frac{l}{f'_{\text{об}}} \sqrt{0,05 + D_{\text{вх. зр.}} \frac{l}{(f'_{\text{об}} - l)f'_{\text{ок}}}}. \quad (4.151)$$

2. Пузырь за окуляром.

В этом случае площадь сечения светового пучка лучей

$$S_p = \frac{1}{4} \pi D_{\text{вых. зр.}}^2. \text{ При этом}$$

$$\frac{S_{\Pi}}{S_p} = \frac{d^2}{D_{\text{вых. зр.}}^2} = \frac{\Delta E}{E} = 0,0045 + 0,0016\psi = 0,0045 + 0,0016 \frac{D_{\text{вых. зр.}}}{l'} 57,3^\circ.$$

Отсюда находим, что

$$d \leq 0,3D_{\text{вых. зр.}} \sqrt{0,05 + \frac{D_{\text{вых. зр.}}}{l'}}. \quad (4.152)$$

$$\text{Если } D_{\text{вых. зр.}} > d_{\text{гл}}, \text{ то } d \leq 0,3d_{\text{гл}} \sqrt{0,05 + \frac{d_{\text{гл}}}{l'}}.$$

Как было показано, за окуляром можно рассматривать изображение пузыря, расположенного между объективом и окуляром. В этом случае диаметр изображения сечения пузыря равен $d_{\text{из}} = Vd$, где V – поперечное увеличение изображения; в рассматриваемом

$$\text{случае } V = \frac{f'_{\text{ок}}}{l}. \text{ При этом } d = \frac{d_{\text{из}}}{V} \leq 0,3D_{\text{вых. зр.}} \frac{l}{f'_{\text{ок}}} \sqrt{0,05 + \frac{D_{\text{вых. зр.}}}{l'}}.$$

$$\text{При } D_{\text{вых. зр.}} > d_{\text{гл}}: d \leq 0,3d_{\text{гл}} \frac{l}{f'_{\text{ок}}} \sqrt{0,05 + \frac{d_{\text{гл}}}{l'}}$$

3. Пузырь в любом месте оптической системы.

В этом случае для определения предельно допустимого размера пузыря следует выполнить следующие действия:

- найти положение изображения пузыря, образованного последующей оптической системой;
- найти расстояние от выходного зрачка оптической системы до изображения пузыря;

- вычислить значение угла ψ и отношение $\frac{\Delta E}{E}$;

- вычислить $d_{\text{из}} = D_{\text{вых. зр.}} \sqrt{\frac{\Delta E}{E}}$ или $d_{\text{из}} = d_{\text{гл}} \sqrt{\frac{\Delta E}{E}}$ при $D_{\text{вых. зр.}} > d_{\text{гл}}$;

- определить величину поперечного увеличения V изображения пузыря последующей системой;

- вычислить $d = \frac{d_{\text{из}}}{V}$.

Рассмотренный на примере зрительной трубы подход к определению предельного размера пузыря (или любого другого непрозрачного включения) легко распространить на все возможные оптические системы визуальных оптических приборов. Изложенные соображения позволяют сделать вывод о возможности определения не только угловой (и, соответственно, линейной) величины тени, но и характера изменения освещенности в ее пределах, что может позволить оценить допустимость влияния пузыря (или любого другого непрозрачного включения) на распределение освещенности в изображении, воспринимаемой, например, фотоэлектрическим приемником излучения.

4.11.6. Требования к свильности оптического стекла

Свили представляют собой стеклообразные прозрачные включения, отличающиеся по показателю преломления от окружающего их стекла. По своей форме они бывают в виде нитей и полос. В заготовках стекла наблюдаются одиночные свили и потоки свилей. Одиночные свили различаются резкостью, длиной и наличием в отдельных случаях узлов. Бессвильность характеризует химическую однородность стекла.

Оптическое стекло в процессе производства контролируется по бессвильности теневым методом, специально разработанным для этой

цели. Этот метод дает возможность визуально обнаружить большинство свилей, находящихся в оптической детали в заданном направлении просмотра. Поэтому бессвильность стекла, испытанного теньевым методом, гарантируется с большой надежностью.

Таким образом, бессвильность оптического стекла характеризуется отсутствием свилей, обнаруживаемых в определенных условиях просмотра.

При теньевом методе обнаружения действие свиля (или непрозрачного свилеподобного включения) уподобим действию пузыря, диаметр которого равен диаметру (ширине) поперечного сечения свиля, при этом при определении допустимого диаметра свиля будем исходить из соотношения (4.142) в виде:

$$\frac{S_{\text{св}}}{S_p} \leq \frac{\Delta E}{E}, \quad (4.153)$$

где $S_{\text{св}}$ – площадь сечения свиля в пределах поперечного сечения светового пучка лучей, S_p – площадь поперечного сечения пучка.

Представим себе схему установки для просмотра свилей в виде, показанном на рис. 4.24.

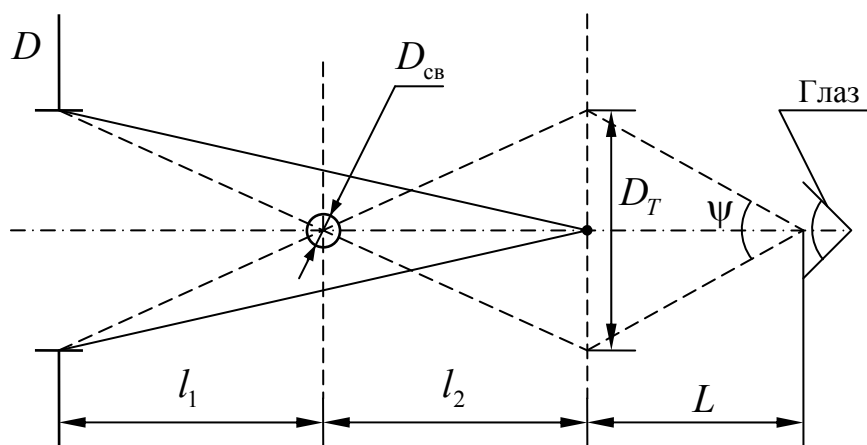


Рис. 4.24. Схема установки для просмотра свилей

На этом рисунке D – диаметр диафрагмы; $D_{\text{св}}$ – диаметр поперечного сечения свиля. В соответствии с рисунком диаметр поперечного сечения светового пучка лучей в месте расположения свиля равен

$$D_p = \frac{l_2}{l_1 + l_2} D. \quad (4.154)$$

Будем считать, что площадь свиля равна

$$S_{\text{св}} = D_{\text{св}} D_p.$$

При этом при $S_p = \frac{\pi}{4} D_p^2$ соотношение (4.153) принимает вид:

$$\frac{4 D_{\text{св}}}{\pi D_p} \leq \frac{\Delta E}{E}.$$

Отсюда, учитывая соотношение (4.154), находим, что

$$D_{\text{св}} \leq \frac{\pi \Delta E}{4 E} \frac{l_2}{l_1 + l_2} D. \quad (4.155)$$

Из рисунка следует, что диаметр тени, обусловленной наличием свили, равен

$$D_T = \frac{l_2}{l_1} D.$$

При расстоянии от экрана до глаза наблюдателя, равном L , угловой размер тени можно определить приближенным соотношением вида:

$$\psi = \frac{l_2}{l_1} \frac{D}{L} 57,3^\circ. \text{ При этом}$$

$$D_{\text{св}} \leq \frac{\pi}{4} \frac{l_2}{l_1 + l_2} \left(0,0045 + 0,0016 \frac{l_2}{l_1} \frac{D}{L} 57,3^\circ \right) D$$

или

$$D_{\text{св}} \approx 0,072 \frac{l_2}{l_1 + l_2} \left(0,05 + \frac{l_2}{l_1} \frac{D}{L} \right) D.$$

Если свили мало отличаются по показателю преломления от общей массы стекла, но занимают вполне конечную площадь, то при отсутствии заметной тени от них могут влиять на деформацию волнового фронта, а, следовательно, на качество изображения.

В соответствии с выражением (4.126) световое возмущение в гауссовой плоскости изображения определяется преобразованием Фурье от светового возмущения на сфере в пределах выходного зрачка, которое может быть записано в виде:

$$u(x', y') = -\frac{ik}{2\pi R_0'^2} \iint_{S_0'} F(m', M') \exp\left(-ik \frac{m'x' + M'y'}{R_0'}\right) dm' dM', \quad (4.156)$$

где S_0' – площадь выходного зрачка.

В этом выражении $F(m', M')$ – зрачковая функция;

$$F(m', M') = P(m', M') \mu(m', M') \exp[-ikW(m', M')],$$

где $u(m', M')$ – амплитуда светового возмущения на выходной сфере; $W(m', M')$ – функция волновой аберрации; $P(m', M')$ – единично-нулевая функция, определяющая область выходного зрачка, причем

$$P(m', M') = \begin{cases} 1, & (m', M') \in S'_0 \\ 0, & (m', M') \notin S'_0. \end{cases}$$

Будем считать, что за исключением местных деформаций волнового фронта, обусловленных свиями, волновые аберрации в изображении, образованном оптической системой, отсутствуют. При этом зрачковую функцию можно записать в виде:

$$F(m', M') = P_0(m', M')u(m', M') - \sum_{j=1}^{j=k} P_j(m', M')u(m', M') + \sum_{j=1}^{j=k} P_j(m', M')u(m', M') \exp[-ikW(m', M')]. \quad (4.157)$$

Характер деформации волнового фронта, вызванной изменением показателя преломления стекла в пределах свили, удобно определить в системе координат (\tilde{m}', \tilde{M}') , смещенной относительно системы осей (m', M') в точку с координатами (m'_0, M'_0) , расположенную в зоне свили. В этом случае, положив $u(m', M') = u_0$, зрачковую функцию можно определить выражением вида:

$$F(m', M') = u_0 P_0(m', M') - u_0 \sum_{j=1}^{j=k} P_j(m'_0 + \tilde{m}', M'_0 + \tilde{M}') + u_0 \sum_{j=1}^{j=k} P_j(m'_0 + \tilde{m}', M'_0 + \tilde{M}') u(m', M') \exp[-ikW(\tilde{m}', \tilde{M}')]. \quad (4.158)$$

При этом выражение (4.156) принимает вид:

$$u(x', y') = -\frac{iku_0}{R_0'^2} \iint_{S'_0} \exp\left(-ik \frac{m'x' + M'y'}{R_0'}\right) dm' dM' + \frac{iku_0}{R_0'^2} \sum_{j=1}^{j=k} \left[\exp\left(-ik \frac{m'_{0j}x' + M'_{0j}y'}{R_0'}\right) \iint_{S'_j} \exp\left(-ik \frac{\tilde{m}'x' + \tilde{M}'y'}{R_0'}\right) d\tilde{m}' d\tilde{M}' \right] - \frac{iku_0}{R_0'^2} \sum_{j=1}^{j=k} \left\{ \exp\left(-ik \frac{m'_{0j}x' + M'_{0j}y'}{R_0'}\right) \times \times \iint_{S'_j} \exp\left[-ikW_j(\tilde{m}', \tilde{M}') - ik \frac{\tilde{m}'x' + \tilde{M}'y'}{R_0'}\right] d\tilde{m}' d\tilde{M}' \right\}, \quad (4.159)$$

где S'_j – площадь j -ой свили.

Вполне очевидно, что свилы в стекле допустимой величины не должны заметно влиять на качество образованного оптической системой изображения. Поэтому допустимую величину свилей вполне можно определить по их влиянию на число Штреля.

Распределение освещенности в изображении точки определяется произведением комплексно-сопряженных функций

$$E(x', y') = u(x', y')u^*(x', y').$$

В точке параксиального изображения (т.е. при $x' = 0, y' = 0$) имеем

$$E(0, 0) = u(0, 0)u^*(0, 0).$$

Положив в выражении (4.159) $x' = 0$ и $y' = 0$, получаем

$$\begin{aligned} u(0, 0) &= -\frac{iku_0}{R_0'^2} \iint_{S_0} dm' dM' + \frac{iku_0}{R_0'^2} \sum_{j=1}^{j=k} \iint_{S'_j} d\tilde{m}' d\tilde{M}' - \\ &- \frac{iku_0}{R_0'^2} \sum_{j=1}^{j=k} \iint_{S'_j} \exp[-ikW_j(\tilde{m}', \tilde{M}')] d\tilde{m}' d\tilde{M}' = \\ &= -\frac{iku_0}{R_0'^2} S'_0 + \frac{iku_0}{R_0'^2} \sum_{j=1}^{j=k} S'_j - \frac{iku_0}{R_0'^2} \sum_{j=1}^{j=k} \iint_{S'_j} \exp[-ikW_j(\tilde{m}', \tilde{M}')] d\tilde{m}' d\tilde{M}'. \end{aligned}$$

$$\text{При } W_j(\tilde{m}', \tilde{M}') \equiv 0: u_0(0, 0) = -\frac{iku_0}{R_0'^2} S'_0.$$

При этом число Штреля

$$i(0, 0) = \frac{E(0, 0)}{E_0(0, 0)} = \frac{u(0, 0)u^*(0, 0)}{u_0(0, 0)u_0^*(0, 0)}.$$

Подставив в это соотношение соответствующие выражения и преобразовав его, получаем

$$\begin{aligned} i(0, 0) &= \left(1 - \frac{\sum_{j=1}^{j=k} S'_j}{S'_0}\right)^2 + \frac{S'_0 - \sum_{j=1}^{j=k} S'_j}{S_0'^2} \sum_{j=1}^{j=k} \left\{ \iint_{S'_j} \exp[-ikW_j(\tilde{m}', \tilde{M}')] d\tilde{m}' d\tilde{M}' + \right. \\ &+ \left. \iint_{S'_j} \exp[ikW_j(\tilde{m}', \tilde{M}')] d\tilde{m}' d\tilde{M}' \right\} + \\ &+ \frac{1}{S_0'^2} \sum_{j=1}^{j=k} \iint_{S'_j} \exp[-ikW_j(\tilde{m}', \tilde{M}')] d\tilde{m}' d\tilde{M}' \sum_{j=1}^{j=k} \iint_{S'_j} \exp[ikW_j(\tilde{m}', \tilde{M}')] d\tilde{m}' d\tilde{M}'. \end{aligned} \quad (4.160)$$

В этом выражении произведение

$$\int_{S'_j} \int \exp\left[-ikW_j(\tilde{m}', \tilde{M}')\right] d\tilde{m}' d\tilde{M}' \int_{S'_j} \int \exp\left[ikW_j(\tilde{m}', \tilde{M}')\right] d\tilde{m}' d\tilde{M}' < S'_j{}^2.$$

Если площадь всех свилей мала по сравнению с площадью выходного зрачка, т.е. если $\frac{1}{S'_0} \sum_{j=1}^{j=k} S'_j \ll 1$, то пренебрегая отношением площадей в степени, выше первой, получаем

$$i(0, 0) \approx 1 - \frac{2}{S'_0} \sum_{j=1}^{j=k} S'_j + \frac{1}{S'_0} \sum_{j=1}^{j=k} \left\{ \int_{S'_j} \int \exp\left[-ikW_j(\tilde{m}', \tilde{M}')\right] d\tilde{m}' d\tilde{M}' + \int_{S'_j} \int \exp\left[ikW_j(\tilde{m}', \tilde{M}')\right] d\tilde{m}' d\tilde{M}' \right\}. \quad (4.161)$$

Используя формулу Эйлера, согласно которой $\exp(\pm ix) = \cos x \pm i \sin x$, формулу (4.161) можно преобразовать к виду:

$$i(0, 0) \approx 1 - \frac{2}{S'_0} \sum_{j=1}^{j=k} \int_{S'_j} \int [1 - \cos kW_j(\tilde{m}', \tilde{M}')] d\tilde{m}' d\tilde{M}'. \quad (4.162)$$

Формула Эйлера позволяет формулу (4.160) преобразовать к виду:

$$i(0, 0) = \left(1 - \sum_{j=1}^{j=k} A_j\right)^2 + \left(\sum_{j=1}^{j=k} B_j\right)^2, \quad (4.163)$$

где $A_j = \frac{S'_j}{S'_0} - \frac{1}{S'_0} \int_{S'_j} \int [\cos kW_j(\tilde{m}', \tilde{M}')] d\tilde{m}' d\tilde{M}'$,

$$B_j = \frac{1}{S'_0} \int_{S'_j} \int [\sin kW_j(\tilde{m}', \tilde{M}')] d\tilde{m}' d\tilde{M}'.$$

Деформация волнового фронта, обусловленная наличием в массе стекла свили, характеризуется величиной и формой.

Нитевидная свиль может представлять собой прозрачное включение с резко отличающимся показателем преломления от показателя преломления основной массы стекла или с плавным изменением в поперечном сечении его. Для конкретизации анализа влияния свили на деформацию волнового фронта будем считать, что все многообразие форм деформации заключено между полосой постоянной деформации и полосой плавного изменения деформации волнового фронта от края к середине поперечного сечения свили [45]. При постоянной деформации волнового фронта при $-b_j \leq \tilde{m}' \leq b_j$ и

при $-h_j \leq \tilde{M}' \leq h_j$ ($4h_j b_j = S'_j$) величина деформации $W_j(\tilde{m}', \tilde{M}') = W_{0j}$.
 При этом из выражения (4.163) следует, что число Штреля

$$i(0, 0) = \left(1 - \sum_{j=1}^{j=k} A_j\right)^2 + \left(\sum_{j=1}^{j=k} B_j\right)^2,$$

где $A_j = \frac{S'_j}{S'_0} (1 - \cos kW_{0j})$, $B_j = \frac{S'_j}{S'_0} \sin kW_{0j}$.

Пусть $W_{0j} = \frac{1}{4} \lambda$. В этом случае число Штреля

$$i(0, 0) = 1 - \frac{2}{S'_0} \sum_{j=1}^{j=k} S'_j \left(1 - \frac{1}{S'_0} \sum_{j=1}^{j=k} S'_j\right). \quad \text{При } W_{0j} = \frac{1}{2} \lambda \quad \text{число Штреля}$$

$$i(0, 0) = \left(1 - \frac{2}{S'_0} \sum_{j=1}^{j=k} S'_j\right)^2. \quad \text{При } \sum_{j=1}^{j=k} S'_j = \frac{1}{2} S'_0 : i(0, 0) = 0.$$

Определим форму плавной деформации волнового фронта в пределах свили функцией вида:

$$W_j(\tilde{m}', \tilde{M}') = \frac{1}{2} W_{0j} \left(1 + \cos \frac{\pi}{b} \tilde{m}'\right).$$

Здесь $-b \leq \tilde{m}' \leq b$, $-h \leq \tilde{M}' \leq h$.

Подставив это выражение в формулу (4.163), получаем

$$A_j = \frac{S'_j}{S'_0} - \frac{1}{S'_0} \cos \frac{1}{2} kW_{0j} \iint_{S'_j} \cos \left(\frac{1}{2} kW_{0j} \cos \frac{\pi}{b} \tilde{m}'\right) d\tilde{m}' d\tilde{M}' + \\ + \frac{1}{S'_0} \sin \frac{1}{2} kW_{0j} \iint_{S'_j} \sin \left(\frac{1}{2} kW_{0j} \cos \frac{\pi}{b} \tilde{m}'\right) d\tilde{m}' d\tilde{M}',$$

$$B_j = \frac{1}{S'_0} \sin \frac{1}{2} kW_{0j} \iint_{S'_j} \cos \left(\frac{1}{2} kW_{0j} \cos \frac{\pi}{b} \tilde{m}'\right) d\tilde{m}' d\tilde{M}' + \\ + \frac{1}{S'_0} \cos \frac{1}{2} kW_{0j} \iint_{S'_j} \sin \left(\frac{1}{2} kW_{0j} \cos \frac{\pi}{b} \tilde{m}'\right) d\tilde{m}' d\tilde{M}'.$$

Известно [27], что

$$J_\nu(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Gamma\left(\nu + \frac{1}{2}\right)} \left(\frac{z}{2}\right)^\nu \int_0^\pi \sin^{2\nu} \theta \cos(z \cos \theta) d\theta.$$

При $\nu = 0$:

$$J_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(z \cos \theta) d\theta.$$

Обозначим $\frac{1}{2}kW_{0j} = z$, а $\frac{\pi}{b}\tilde{m}' = \theta$. При этом, учитывая, что

$$\int_0^{\pi} \sin^{2\nu} \theta \sin(z \cos \theta) d\theta = 0, \text{ выражения, определяющие коэффициенты}$$

A_j и B_j , можно преобразовать к виду:

$$A_j = \frac{S'_j}{S'_0} - \frac{2}{S'_0} \frac{b}{\pi} \cos z \int_{-h0}^h \int_0^{\pi} \cos(z \cos \theta) d\theta d\tilde{M}' = \frac{S'_j}{S'_0} [1 - \cos z J_0(z)],$$

$$B_j = \frac{2}{S'_0} \frac{b}{\pi} \sin z \int_{-h0}^h \int_0^{\pi} \cos(z \cos \theta) d\theta d\tilde{M}' = \frac{S'_j}{S'_0} \sin z J_0(z).$$

Переобозначив величины z и θ , получаем

$$A_j = \frac{S'_j}{S'_0} \left[1 - \cos \left(\frac{1}{2} kW_{0j} \right) J_0 \left(\frac{1}{2} kW_{0j} \right) \right], \quad B_j = \frac{S'_j}{S'_0} \sin \left(\frac{1}{2} kW_{0j} \right) J_0 \left(\frac{1}{2} kW_{0j} \right).$$

При линейном изменении свили от края к середине деформацию волнового фронта можно определить выражением вида:

$$W_j(\tilde{m}', \tilde{M}') = \begin{cases} W_{0j} \left(1 + \frac{\tilde{m}'}{b} \right) & \text{при } -b \leq \tilde{m}' \leq 0, \\ W_{0j} \left(1 - \frac{\tilde{m}'}{b} \right) & \text{при } 0 \leq \tilde{m}' \leq b, \end{cases}$$

При $-h \leq \tilde{M}' \leq h$: $W_j(\tilde{m}', \tilde{M}') = W_{0j}$.

В этом случае число Штреля определяется формулой (4.163) при

$$A_j = \frac{S'_j}{S'_0} \left(1 - \text{sinc} kW_{0j} \right), \quad B_j = \frac{S'_j}{S'_0} \left(\frac{kW_{0j}}{2} \text{sinc}^2 \frac{kW_{0j}}{2} \right),$$

где $\text{sinc} kW_{0j} = \frac{1}{kW_{0j}} \sin kW_{0j}$.

Пусть, например, имеется одна свиль, при этом $\frac{S'_1}{S'_0} = 0,01$ и

$W_{01} = 0,5\lambda$. Если деформация волнового фронта в пределах свили постоянна, то число Штреля $i(0, 0) = 0,96$, а если изменяется от края к середине линейно, то $i(0, 0) = 0,98$. Полученные соотношения позволяют оценить влияние формы и величины деформации волнового фронта, обусловленной наличием свили, на качество изображения.

Рассмотренный подход к оценке влияния свилей на качество изображения вполне можно распространить и на оценку влияния

локальных включений, отличающихся по показателю преломления от общей массы стекла [29]. Предположим, что границы таких включений имеют вид окружности. Для анализа влияния включений на качество изображения распределение светового возмущения в дифракционной картине изображения осевой точки в параксиальной плоскости удобно определить в полярной системе координат выражением (4.127) в виде:

$$u(r', \varphi) = -\frac{ika'^2}{2\pi R_0'^2} \iint_{S'} F(\rho, \theta) \exp\left[-ik \frac{a'}{R_0'} r' \rho \cos(\theta - \varphi)\right] \rho d\rho d\theta. \quad (4.164)$$

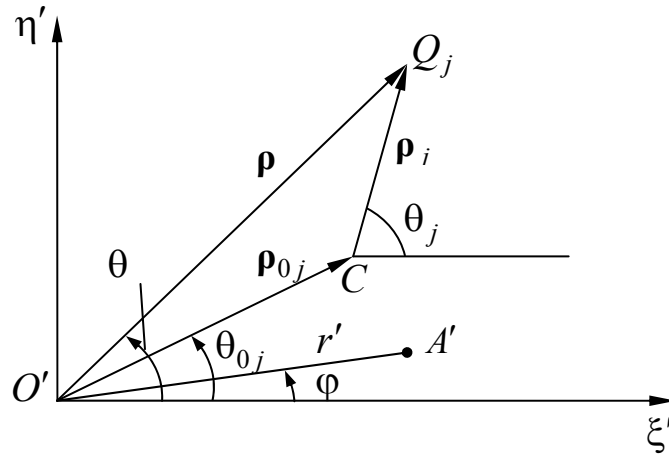


Рис. 4.25. Координаты включения стекла круглой формы

Обратимся к рис. 4.25, на котором показана точка Q_j зоны j -го включения в полярных координатах (ρ, θ) и (ρ_j, θ_j) . Полюсы системы координат (ρ, θ) и (r', φ) лежат на одной прямой, принятой в качестве оси, в точке O , а полюс C системы координат (ρ_j, θ_j) совмещен с центром зоны j -го включения, положение которого в системе координат (ρ, θ) определено координатами (ρ_{0j}, θ_{0j}) , причем полярные оси обеих систем координат параллельны друг другу.

На этом же рисунке показана точка A' плоскости изображения, положение которой определяется координатами (r', φ) . Из рисунка следует, что

$$\rho \cos(\theta - \varphi) = \rho_{0j} \cos(\theta_{0j} - \varphi) + \rho_j \cos(\theta_j - \varphi).$$

Обозначим $\theta - \varphi = \psi$, $\theta_{0j} - \varphi = \psi_{0j}$, $\theta_j - \varphi = \psi_j$. При этом зрачковую функцию в выражении (4.164) можно записать в виде

$$F(\rho, \psi) = P_0(\rho, \psi)u'(\rho, \psi) - \sum_{j=1}^{j=k} P_j(\rho_j, \psi_j)u'(\rho_j, \psi_j) +$$

$$+ \sum_{j=1}^{j=k} P_j(\rho_j, \psi_j) u'_j(\rho_j, \psi_j) \exp[-ikW_j(\rho_j, \psi_j)], \quad (4.165)$$

где $P_0(\rho, \psi)u'(\rho, \psi)$ – функция зрачка при отсутствии прозрачных включений, $P_j(\rho_j, \psi_j)u'(\rho_j, \psi_j)$ – функция экрана, помещенного на место j -ой зоны деформации волнового фронта, $P_j(\rho_j, \psi_j)u'_j(\rho_j, \psi_j)\exp[-ikW_j(\rho_j, \psi_j)]$ – функция j -ой зоны деформации волнового фронта. Полученные соотношения при $u'(\rho, \psi) = u'_j(\rho_j, \psi_j) = u'_0$ позволяют выражение (4.164) представить в виде

$$\begin{aligned} u(r', \varphi) = & -\frac{ika'^2 u'_0}{2\pi R_0'^2} \int_0^1 \int_0^{2\pi} P_0(\rho, \psi) \exp\left[-ik \frac{a'}{R_0'} r' \rho \cos \psi\right] \rho d\rho d\psi + \\ & + \frac{iku'_0}{2\pi R_0'^2} \sum_{j=1}^{j=k} a_j'^2 \exp\left(-ik \frac{a'}{R_0'} r' \rho_{0j} \cos \psi_{0j}\right) \times \\ & \times \int_0^1 \int_0^{2\pi} P_j(\rho_j, \psi_j) \exp\left(-ik \frac{a'_j}{R_0'} r' \rho_j \cos \psi_j\right) \rho_j d\rho_j d\psi_j - \\ & - \frac{iku'_0}{2\pi R_0'^2} \sum_{j=1}^{j=k} a_j'^2 \exp\left(-ik \frac{a'}{R_0'} r' \rho_{0j} \cos \psi_{0j}\right) \times \int_0^1 \int_0^{2\pi} P_j(\rho_j, \psi_j) \times \\ & \times \exp\left[-ikW_j(\rho_j, \psi_j) - ik \frac{a'_j}{R_0'} r' \rho_j \cos \psi_j\right] \rho_j d\rho_j d\psi_j. \end{aligned} \quad (4.166)$$

Напомним, что

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-iz \cos \theta) d\theta = J_0(z), \text{ а } \frac{d}{dz}[zJ_1(z)] = zJ_0(z).$$

Учитывая это, выражение (4.166) можно преобразовать к виду:

$$\begin{aligned} u(r', \varphi) = & -iku'_0 A'^2 \frac{J_1(\tilde{r}')}{\tilde{r}'} + ik u'_0 \sum_{j=1}^{j=k} A_j'^2 \frac{J_1(\tilde{r}'_j)}{\tilde{r}'_j} \exp[-i\tilde{r}' \rho_{0j} \cos(\theta_{0j} - \varphi)] - \\ & - \frac{iku'_0}{2\pi} \sum_{j=1}^{j=k} A_j'^2 \exp[-i\tilde{r}' \rho_{0j} \cos(\theta_{0j} - \varphi)] \times \\ & \times \int_0^1 \int_0^{2\pi} P_j(\rho_j, \psi_j) \exp[-ikW_j(\rho_j, \psi_j) - i\tilde{r}' \rho_j \cos \psi_j] \rho_j d\rho_j d\psi_j, \end{aligned}$$

где $A' = \frac{a'}{R_0'}$, $A'_j = \frac{a'_j}{R_0'}$.

В осевой точке параксиального изображения имеем

$$u(0) = -\frac{1}{2}iku'_0A'^2 + \frac{1}{2}iku'_0 \sum_{j=1}^{j=k} A_j'^2 - \frac{iku'_0}{2\pi} \sum_{j=1}^{j=k} A_j'^2 \int_0^1 \int_0^{2\pi} P_j(\rho_j, \psi_j) \exp[-ikW_j(\rho_j, \psi_j)] \rho_j d\rho_j d\psi_j. \quad (4.167)$$

При $W_j(\rho_j, \psi_j) \equiv 0$ световое возмущение $u_0(0) = -\frac{1}{2}iku'_0A'^2$. При аппроксимации параболоидом вращения деформации волнового фронта, обусловленной прозрачным включением в стекле, имеем

$$W_j(\rho_j, \psi_j) = W_{0j}(1 - \rho_j^2).$$

Подставив это выражение в формулу (4.167) и выполнив интегрирование, получаем

$$u(0) = -\frac{1}{2}iku_0 \left(A'^2 - \sum_{j=1}^{j=k} A_j'^2 + \sum_{j=1}^{j=k} A_j'^2 \frac{\sin kW_{0j}}{kW_{0j}} \right) - u_0 \sum_{j=1}^{j=k} A_j'^2 \frac{(\sin \frac{kW_{0j}}{2})^2}{W_{0j}}.$$

Используя полученные соотношения, находим, что число Штреля в рассматриваемом случае равно

$$i(0) = \frac{u(0)u^*(0)}{u_0(0)u_0^*(0)} = \left[1 - \frac{1}{S'_0} \sum_{j=1}^{j=k} S'_j \left(1 - \frac{\sin kW_{0j}}{kW_{0j}} \right) \right]^2 + \left(\frac{2}{S'_0} \sum_{j=1}^{j=k} S'_j \frac{\sin^2 \frac{kW_{0j}}{2}}{kW_{0j}} \right)^2,$$

где $\frac{1}{S'_0} \sum_{j=1}^{j=k} S'_j = \frac{A_j'^2}{A'^2}$. Так, например, при $\sum_{j=1}^{j=k} S'_j = 0,1S'_0$ и при $W_{01} = \dots = W_{0j} = \dots = W_{0k} = 0,5\lambda$ число Штреля $i(0) = 0,814$.

Заметим, что анализ влияния свилей и других прозрачных включений выполнен в предположении, что они расположены в плоскости выходного зрачка. Однако, как правило, это условие не соблюдается. Вполне очевидно, что размеры зон деформации волнового фронта изменяются пропорционально изменению размеров поперечного сечения светового пучка лучей в месте расположения прозрачного включения, что и следует учитывать при выполнении расчетов.

4.12. Методы определения характеристик качества оптического стекла

Характеристики качества оптического стекла, поставляемого заводом-изготовителем (поставщиком), должны соответствовать требованиям заказчика (изготовителя оптических приборов). Для исключения возможных разногласий обязательные методы определения характеристик качества оптического стекла регламентируются соответствующими государственными стандартами.

4.12.1. Методы измерения показателя преломления

Для видимой области спектра по измеренным значениям показателя преломления вычисляют коэффициент дисперсии

$$v_e = \frac{n_e - 1}{n_{F'} - n_{C'}},$$

где $n_e, n_{F'}, n_{C'}$ – показатели преломления стекла для спектральных линий e, F', C' .

Наиболее распространенными методами измерения показателей преломления и дисперсии оптических материалов в видимой области спектра являются гониометрические, рефрактометрические и интерференционные. Эти методы обеспечивают необходимую в большинстве случаев точность измерений и используются для измерений с помощью серийно выпускаемых приборов.

ГОСТ 28869-90 (Материалы оптические. Методы измерений показателя преломления) устанавливает обязательные методы измерений показателя преломления (гониометрические и рефрактометрические) в видимой и инфракрасной областях спектра.

Гониометрические методы

Измерение показателя преломления на гониометре (гониометре-спектрометре) можно осуществлять методом наименьшего отклонения, автоколлимационным методом, методом луча, нормально входящего в призму или нормально выходящего из призмы и др.

Метод наименьшего отклонения

При измерениях этим методом необходимо из исследуемого стекла изготовить двугранную призму с преломляющим углом θ . Сущность метода заключается в том, что призму, главное сечение которой должно быть параллельно визирным осям коллиматора и

зрительной трубы, устанавливают по отношению к падающему на нее параллельному пучку лучей так, чтобы угол φ отклонения лучей призмой имел минимальное значение из всех возможных углов отклонения данной призмой, как показано на рис. 4.26. Пусть луч \bar{S} , параллельный плоскости главного сечения призмы ABC , падает на грань AB под углом ε_1 к ее нормали, как показано на рис. 4.27, и

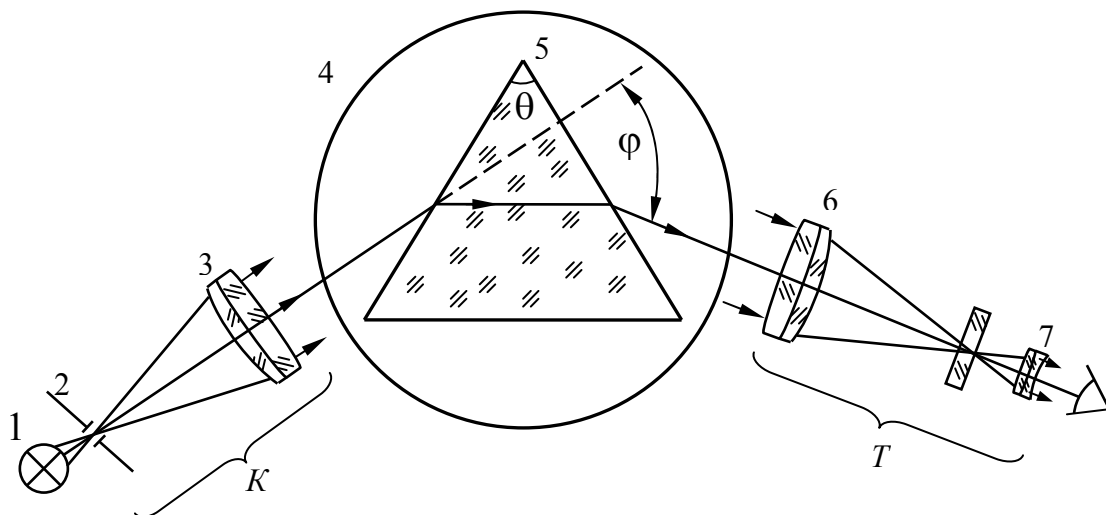


Рис. 4.26. Схема измерения показателя преломления на гониометре методом наименьшего отклонения

после преломления на гранях AB и BC выходит из призмы в направлении \bar{S}' , отклоняясь от первоначального направления на угол φ . Из рис. 4.27 следует, что

$$\sin \varepsilon_1 = n \sin \varepsilon'_1, \quad (4.168)$$

$$\sin \varepsilon'_2 = n \sin \varepsilon_2. \quad (4.169)$$

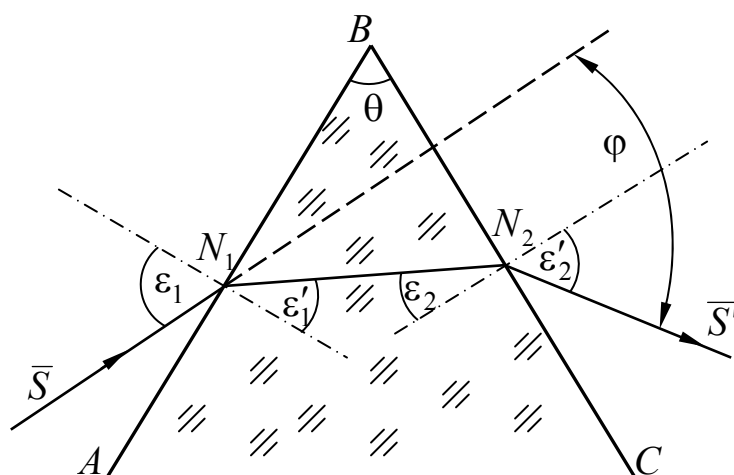


Рис. 4.27. Определение угла наименьшего отклонения

При этом преломляющий угол призмы θ и угол отклонения луча φ равны:

$$\theta = \varepsilon'_1 + \varepsilon_2, \quad (4.170)$$

$$\varphi = \varepsilon_1 - \varepsilon'_1 + \varepsilon'_2 - \varepsilon_2 = \varepsilon_1 + \varepsilon'_2 - \theta. \quad (4.171)$$

Дифференцируя выражения (4.168) и (4.169), получаем

$$\cos \varepsilon_1 d\varepsilon_1 = n \cos \varepsilon'_1 d\varepsilon'_1, \quad (4.172)$$

$$\cos \varepsilon'_2 d\varepsilon'_2 = n \cos \varepsilon_2 d\varepsilon_2. \quad (4.173)$$

Дифференцируя выражения (4.170) и (4.171), при $\theta = const$ имеем

$$d\varepsilon'_1 = -d\varepsilon_2 \quad (4.174)$$

$$\frac{d\varphi}{d\varepsilon_1} = 1 + \frac{d\varepsilon'_2}{d\varepsilon_1}.$$

При экстремальном значении угла φ производная $\frac{d\varphi}{d\varepsilon_1} = 0$. При

этом

$$d\varepsilon'_2 = -d\varepsilon_1. \quad (4.175)$$

Разделив левую и правую части выражения (4.172) соответственно на левую и правую части выражения (4.173), получаем

$$\frac{\cos \varepsilon_1 d\varepsilon_1}{\cos \varepsilon'_2 d\varepsilon'_2} = \frac{\cos \varepsilon'_1 d\varepsilon'_1}{\cos \varepsilon_2 d\varepsilon_2}.$$

Соотношения (4.174) и (4.175) позволяют полученное выражение представить в виде:

$$\frac{\cos \varepsilon_1}{\cos \varepsilon'_1} = \frac{\cos \varepsilon'_2}{\cos \varepsilon_2}. \quad (4.176)$$

Вполне очевидно, что при $\varepsilon'_2 = \varepsilon_1$ и при $\varepsilon'_1 = \varepsilon_2$ это выражение обращается в тождество. При этом выражения (4.170) и (4.171) принимают вид:

$$\theta = 2\varepsilon'_1 \quad (4.177)$$

$$\varphi = 2\varepsilon_1 - 2\varepsilon'_1. \quad (4.178)$$

Отсюда следует, что $\varepsilon'_1 = \frac{1}{2}\theta$, $\varepsilon_1 = \frac{\theta + \varphi}{2}$.

Подставив эти соотношения в выражение (4.168), получаем

$$n = \frac{\sin \frac{\theta + \varphi}{2}}{\sin \frac{1}{2}\theta}. \quad (4.179)$$

Измерив на гониометре углы θ и φ и подставив полученные значения в формулу (4.179), находим значение показателя преломления стекла призмы для выбранной длины волны.

В соответствии с ГОСТ 28869-90 преломляющий угол θ должен соответствовать требованиям формулы:

$$\theta = 2 \left[\arcsin \frac{1}{n_{\lambda}} - \left(6_{-3,5}^{+1,5} \right) \right]. \quad (4.180)$$

Размеры рабочей преломляющей грани призмы должны быть не менее $30 \times 50 \text{ мм}^2$. Отклонение отполированных рабочих поверхностей призмы от плоскости не должно быть более 0,25 интерференционной полосы. Угол между рабочими гранями и опорной плоскостью, параллельной главному сечению призмы должен быть равен $90^{\circ} \pm 1'$.

Требования к качеству материала призмы (по ГОСТ 23136):

- оптическая однородность – 1-й категории;
- бесвильность (категория и класс) – 1А;
- двулучепреломление – 2-й категории.

Измерения проводят при нормальных условиях рабочего пространства (ГОСТ 8.050):

- | | |
|--------------------------------------|---------------|
| – температура воздуха, °С | 20,0±0,5 |
| – атмосферное давление, кПа | 101,325±1,500 |
| – относительная влажность воздуха, % | 58±10. |

Колебание температуры во время измерений должно быть не более $0,5^{\circ}\text{C}$.

Подготовка гониометра к работе заключается в том, чтобы коллиматор K и зрительная труба T были установлены на бесконечность, а визирные оси коллиматора и зрительной трубы расположены перпендикулярно к оси вращения гониометра. Кроме того, щель 2 коллиматора, освещаемая источником 1, должна быть параллельна оси вращения гониометра. Способы обеспечения этих требований подробно изложены в инструкции по эксплуатации гониометра.

Величина преломляющего угла θ призмы 5 из исследуемого стекла определяется с помощью автоколлимационной зрительной трубы T , визирная ось которой последовательно устанавливается перпендикулярно к граням призмы, образующим угол θ . Эти положения зрительной трубы фиксируются в момент совмещения перекрестия сетки окуляра 7 с его автоколлимационным изображением. При этом снимаются отсчеты φ_1 и φ_2 по лимбу гониометра, а преломляющий угол определяется по формуле:

$$\theta = 180^\circ - (\varphi_1 - \varphi_2).$$

Для измерения угла φ зрительную трубу T из начального положения, когда ее визирная ось совпадает с визирной осью коллиматора K , следует повернуть на угол, приблизительно равный углу φ , как показано на рис. 4.26. После этого призму 5 следует установить на столе 4 гониометра так, чтобы световые пучки, падающие на ее грани и преломляющиеся на них, занимали середины отверстий объектива 3 коллиматора и объектива 6 зрительной трубы, при этом биссектриса угла θ должна быть приблизительно параллельна биссектрисе угла, образованного визирными осями коллиматора и зрительной трубы. Стол с призмой закрепляют в этом положении и поворачивают зрительную трубу, пока не появится изображение щели 2 коллиматора. При этом положении зрительной трубы стол 4 с призмой поворачивают вокруг оси гониометра и следят за движением изображения щели 2.

Пройдя некоторое расстояние, изображение щели останавливается в положении наименьшего отклонения, а затем начинает двигаться в обратном направлении. Закрепив столик с призмой в положении наименьшего отклонения, следует довернуть зрительную трубу, совместив ее перекрестие с изображением щели, после чего зрительную трубу закрепляют. Поворачивая микрометрическим винтом столик с призмой вместе с отсчетным лимбом в ту и другую сторону на малый угол, проверяют соответствие установки трубы углу наименьшего отклонения. Если при малых поворотах столика с призмой изображение щели несколько смещается с перекрестия в сторону преломляющего угла призмы, то, установив призму в положение, соответствующее крайнему положению изображения, уточняют установку зрительной трубы.

Совместив центр перекрестия с изображением щели в уточненном положении наименьшего отклонения, снимают первый отсчет. Затем, убрав призму со стола гониометра, поворачивают зрительную трубу при закрепленном отсчетном лимбе до тех пор, пока не появится изображение щели, образованное в отсутствие призмы. Совместив центр перекрестия с изображением щели, снимают второй отсчет. Разность полученных отсчетов равна углу ε наименьшего отклонения для выбранной длины волны.

Для повышения точности измерений следует измерять удвоенный угол наименьшего отклонения, устанавливая призму и зрительную трубу последовательно в симметричные положения I и II ,

как показано на рис. 4.28. Оба положения соответствуют наименьшему отклонению лучей призмой.

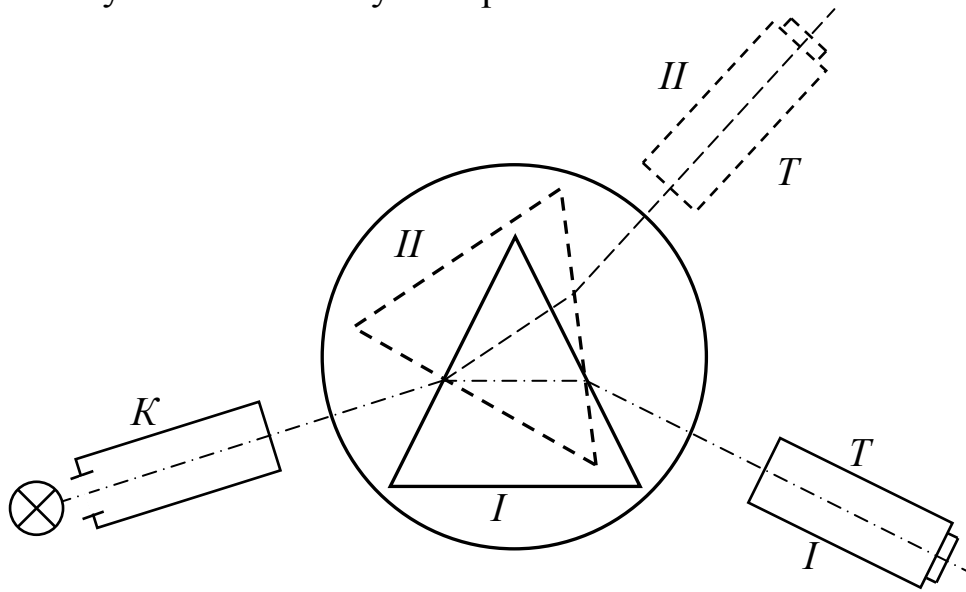


Рис. 4.28. Схема измерения удвоенного угла наименьшего отклонения

Определим влияние погрешностей измерения углов θ и φ на точность измерения показателя преломления n . Для этого сначала прологарифмируем формулу (4.179), а затем продифференцируем полученное выражение:

$$\ln n = \ln \sin \frac{\theta + \varphi}{2} - \ln \sin \frac{1}{2}\theta,$$

$$dn = \frac{1}{2}n \left[\operatorname{ctg} \frac{\theta + \varphi}{2} (d\theta + d\varphi) - \operatorname{ctg} \frac{1}{2}\theta d\theta \right]. \quad (4.181)$$

При этом средняя квадратическая погрешность σ_n в зависимости от средних квадратических погрешностей σ_θ и σ_ε определится выражением вида:

$$\sigma_n = \frac{1}{2}n \sqrt{(\sigma_\theta^2 + \sigma_\varepsilon^2) \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta + \varphi}{2} + \sigma_\theta^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{1}{2}\theta}. \quad (4.182)$$

Так как углы θ и φ измеряют на одном и том же приборе приблизительно с одинаковой точностью, то можно положить $\sigma_\theta = \sigma_\varepsilon$. При этом формула (4.182) принимает вид:

$$\sigma_n = \frac{1}{2}n\sigma_\theta \sqrt{2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta + \varphi}{2} + \operatorname{ctg}^2 \frac{1}{2}\theta}. \quad (4.183)$$

О порядке величины погрешности в измерении показателя преломления рассмотренным методом может дать представление пример, подобный примеру, приведенному в [31].

Пусть требуется определить среднюю квадратическую погрешность измерения показателя преломления стекла марки Ф1 для длины волны $\lambda = 546,07 \text{ нм}$. Номинальное значение показателя преломления $n_e = 1,61688$. При этом показателе преломления формуле (4.180) соответствует угол $\theta = 70^\circ$. Измерения углов θ и φ выполнены на гониометре с погрешностью $\sigma_\theta = \sigma_\varepsilon = 2'' = 1 \cdot 10^{-5} \text{ рад}$.

Из формулы (4.179) следует, что угол наименьшего отклонения $\varphi = 66^\circ$. Подставив соответствующие величины в формулу (4.183), получаем, что $\sigma_n = \pm 1,24 \cdot 10^{-5}$.

Метод автоколлимации

Заметим, что в схеме измерения методом наименьшего отклонения путь луча в призме и следы рабочих граней в ее главном сечении образуют равнобедренный треугольник, симметричный относительно гипотенузы преломляющего угла θ . Вполне очевидно, что этот треугольник можно считать оптической разверткой [42] призмы, след отражающей поверхности которой на плоскости ее главного сечения совмещен с гипотенузой преломляющего угла θ , как показано на рис. 4.29. Полученная таким образом схема измерения показателя преломления формально эквивалентна схеме измерения методом наименьшего отклонения. Эта схема определила метод измерения, названный методом автоколлимации при измерении на гониометрах.

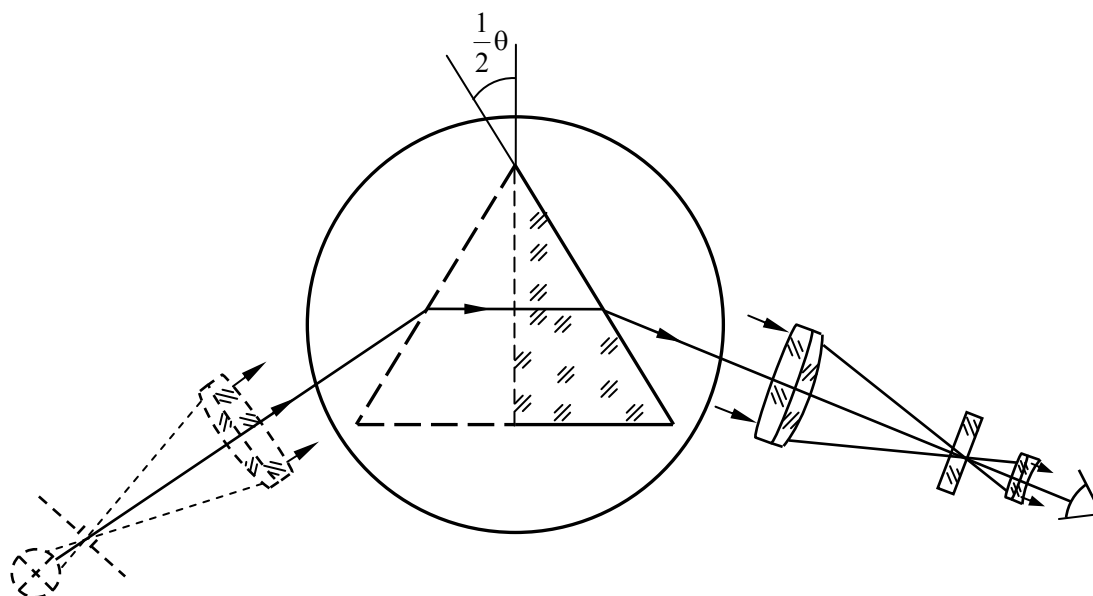


Рис. 4.29. Преобразование схемы измерения показателя преломления методом наименьшего отклонения в схему измерения методом автоколлимации

Метод автоколлимации, или метод Аббе, основан на измерении преломляющего угла θ призмы из исследуемого стекла и угла ε_1 падения луча на преломляющую поверхность призмы, после преломления на которой луч падает на отражающую поверхность призмы по нормали к ней ($\varepsilon_2 = \varepsilon_2' = 0$), как показано на рис. 4.30.

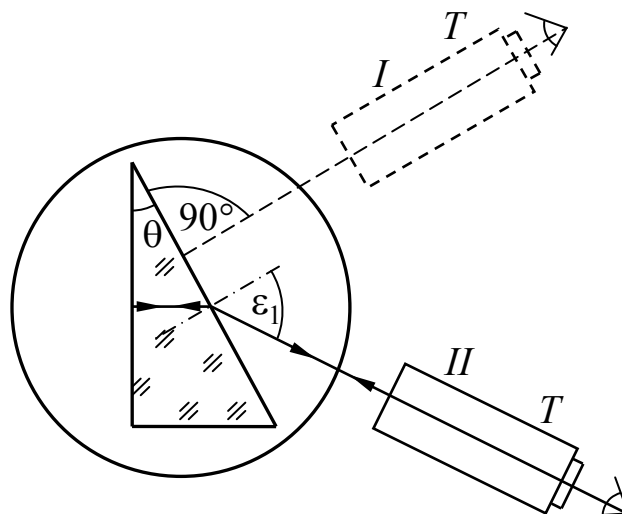


Рис. 4.30. Схема измерения показателя преломления на гониометре методом автоколлимации

Учитывая, что в этой схеме угол преломления $\varepsilon_1' = \theta$, показатель преломления определяется формулой

$$n = \frac{\sin \varepsilon_1}{\sin \theta}. \quad (4.184)$$

Преломляющий угол призмы согласно ГОСТ 28869-90 должен соответствовать требованиям формулы

$$\theta = \arcsin \frac{1}{n_\lambda} - \left(6_{-3,5}^{+1,5} \right). \quad (4.185)$$

Размеры рабочих граней призмы должны быть не менее $30 \times 50 \text{ мм}^2$. Отклонение отполированных рабочих поверхностей призмы от плоскости не должно быть более 0,25 интерференционной полосы. Следует, однако, иметь в виду [40], что при деформации преломляющей поверхности, равной Δ , деформация волнового фронта (волновая аберрация), падающего на поверхность под углом ε , равна

$$W_{\text{п}} = \Delta \left(\sqrt{n^2 - \sin^2 \varepsilon} - \cos \varepsilon \right), \quad (4.186)$$

а при деформации поверхности внутреннего отражения той же величины деформация волнового фронта

$$W_{\text{во}} = 2n\Delta \cos \varepsilon. \quad (4.187)$$

Используя данные предыдущего примера, принимаем $n = 1,61688$, $\theta = 35^\circ$. При этом $\sin \varepsilon = \sin \varepsilon_1 = n \sin \theta = 0,92740$, $\varepsilon = 68^\circ$, $W_{\Pi} = 0,95\Delta$. В рассматриваемом случае $\varepsilon_2 = \varepsilon'_2 = 0$. При $\varepsilon = 0$: $W_{\text{во}} = 2n\Delta = 3,23\Delta$. При назначении требований к форме поверхностей следует учитывать различный характер влияния их деформации на деформацию волнового фронта. Следует учитывать и то обстоятельство, что при наклонном падении пучка лучей на сферическую поверхность, мало отличающуюся от плоской, волновой фронт приобретает астигматичность, величина которой равна

$$W = \frac{1}{g_i} \Delta \cdot \text{tg}^2 \varepsilon, \quad (4.188)$$

где [40]

- для преломляющей поверхности: $g_i = -\frac{1}{\cos \varepsilon - \sqrt{n^2 - \sin^2 \varepsilon}}$,
- для внутренней отражающей поверхности: $g_i = -\frac{1}{2n \cos \varepsilon}$,
- для наружной отражающей поверхности: $g_i = -\frac{1}{2 \cos \varepsilon}$.

Величина преломляющего угла θ призмы из исследуемого стекла определяется с помощью автоколлимационной зрительной трубы T , визирная ось, которой последовательно устанавливается перпендикулярно к граням призмы, образующим угол θ .

Призму торцевой поверхностью устанавливают на стол гониометра и выполняют измерения только с помощью автоколлимационной зрительной трубы T , устанавливая ее в два положения, как показано на рис. 4.30. В положении I автоколлимационное изображение перекрестия должно совпадать с самим перекрестием, что свидетельствует о том, что визирная ось зрительной трубы перпендикулярна преломляющей грани. При этом снимают первый отсчет. Затем поворачивают зрительную трубу к основанию призмы до получения автоколлимационного изображения перекрестия от зеркальной грани. Совместив изображение перекрестия с самим перекрестием (положение II), снимают второй отсчет. Разность двух отсчетов определяет угол ε_1 . Показатель преломления вычисляют по формуле (4.184).

Влияние погрешностей измерения углов θ и ε_1 на точность измерения показателя преломления n определим последовательным логарифмированием формулы (4.184) и дифференцированием

полученного выражения. Перейдя от дифференциалов к средним квадратическим погрешностям σ_n , σ_θ и σ_ε , получим

$$\sigma_n = n\sqrt{\sigma_\varepsilon^2 \operatorname{ctg}^2 \varepsilon_1 + \sigma_\theta^2 \operatorname{ctg}^2 \theta}. \quad (4.189)$$

При $\sigma_\theta = \sigma_\varepsilon$:

$$\sigma_n = n\sigma_\theta \sqrt{\operatorname{ctg}^2 \varepsilon_1 + \operatorname{ctg}^2 \theta}. \quad (4.190)$$

Используя данные предыдущего примера, принимаем $n = 1,61688$, $\theta = 35^\circ$; $\sigma_\theta = \sigma_\varepsilon = 2'' = 1 \cdot 10^{-5}$ рад. Применяв формулы (4.184) и (4.190), находим, что $\varepsilon_1 \cong 68^0$; $\sigma_n \cong \pm 2,4 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, метод автоколлимации проще в проведении, но более трудоемок в изготовлении призмы и в сопоставимых условиях измерения грубее метода наименьшего отклонения.

Метод луча, нормально входящего в призму или нормально выходящего из нее

Дополним предыдущую схему коллиматором, расположив его визирную ось перпендикулярно к зеркальной поверхности призмы. Если при этом отражающее покрытие с соответствующей грани призмы убрать (а, правильнее, не наносить его), то получим схему измерения показателя преломления, представленную на рис. 4.31, которая формально эквивалентна предыдущей, но без потребности в

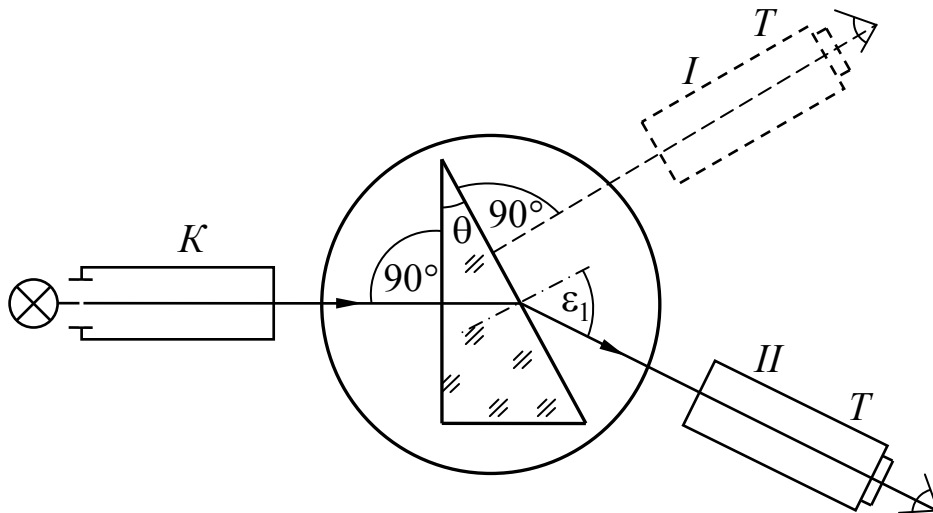


Рис. 4.31. Схема измерения показателя преломления, эквивалентная схеме измерения методом автоколлимации

автоколлимационном ходе лучей. Разность отсчетов положений I и II зрительной трубы определит величину угла ε_1 , а, следовательно, при известной величине угла θ в соответствии с формулой (4.184) и показатель преломления. Однако, для этого необходимо установить

визирную ось коллиматора перпендикулярно одной из рабочих граней призмы. Процесс измерения показателя преломления в этом случае можно выполнить в следующей последовательности.

Для начала в отсутствие призмы следует выставить параллельность визирных осей коллиматора и зрительной трубы, совместив центр перекрестия в фокальной плоскости объектива зрительной трубы с изображением щели коллиматора, зафиксировать трубу в этом положении (положение *I*) и снять первый отсчет ее положения. Затем торцевой поверхностью следует положить призму на стол гониометра и выставить одну из ее рабочих граней перпендикулярно к визирной оси трубы. Для этого, вращая стол с призмой, следует совместить автоколлимационное изображение перекрестия зрительной трубы с самим перекрестием. При этом призма должна занять положение *I*, как показано на рис. 4.32. Затем поворачивают стол с призмой на 180° в положение *II*, что обеспечивает нормальное падение лучей, вышедших из коллиматора, на грань призмы. После этого поворачивают зрительную трубу к основанию призмы (положение *II*) до совмещения центра перекрестия с изображением щели и снимают второй отсчет. Разность двух отсчетов определяет угол φ . При этом в соответствии с законом преломления имеем

$$n = \frac{\sin(\theta + \varphi)}{\sin \theta}. \quad (4.191)$$

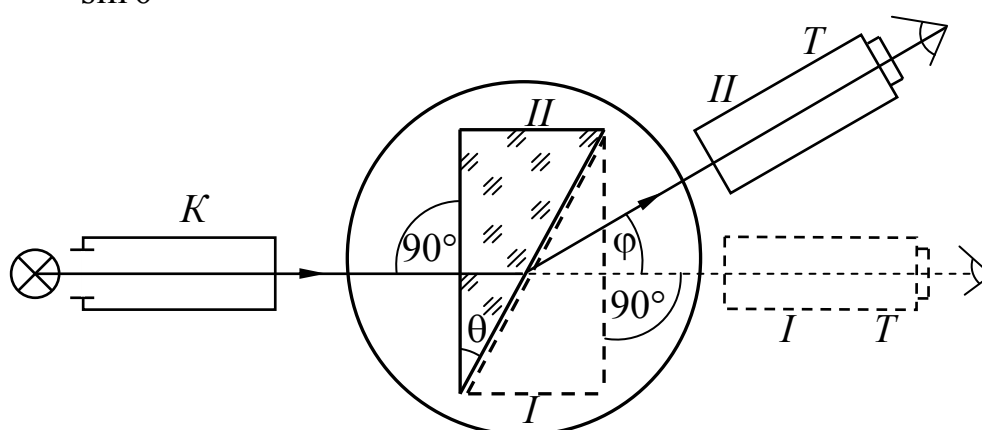


Рис. 4.32. Схема измерения показателя преломления на гониометре методом луча, нормально входящего в призму (или нормально выходящего из нее)

Схему измерения показателя преломления стекла методом луча, нормально входящего в призму, легко преобразовать в схему измерения методом луча, нормально выходящего из призмы. Для этого после установки визирной оси зрительной трубы перпендикулярно к одной из граней призмы столик гониометра

жестко соединяют со зрительной трубой и как одно целое поворачивают до совмещения центра перекрестия трубы с изображением щели коллиматора. В этом случае коллиматор и зрительная труба как бы меняются местами по сравнению с методом луча, нормально входящего в призму. Показатель преломления вычисляют по той же формуле (4.191).

Средняя квадратическая погрешность σ_n измерения показателя преломления стекла этим методом равна

$$\sigma_n = n\sqrt{(\sigma_\theta^2 + \sigma_\varphi^2) \operatorname{ctg}^2(\theta + \varphi) + \sigma_\theta^2 \operatorname{ctg}^2\theta}. \quad (4.192)$$

При $\sigma_\theta = \sigma_\varphi$ получаем

$$\sigma_n = n\sigma_\theta \sqrt{2 \operatorname{ctg}^2(\theta + \varphi) + \operatorname{ctg}^2\theta}. \quad (4.193)$$

Напомним исходные данные предыдущего примера: $n = 1,61688$, $\theta = 35^\circ$; $\sigma_\theta = \sigma_\varphi = 2'' = 1 \cdot 10^{-5}$ рад. Применяв формулу (4.191), находим, что $\varphi = 33^\circ$. При этом в соответствии с формулой (4.193) $\sigma_n \approx 2,5 \cdot 10^{-5}$.

Рефрактометрические методы

Рефрактометрический метод измерения показателя преломления стекла основан на явлении полного внутреннего отражения при прохождении луча из среды с бóльшим показателем преломления в среду с мёньшим показателем.

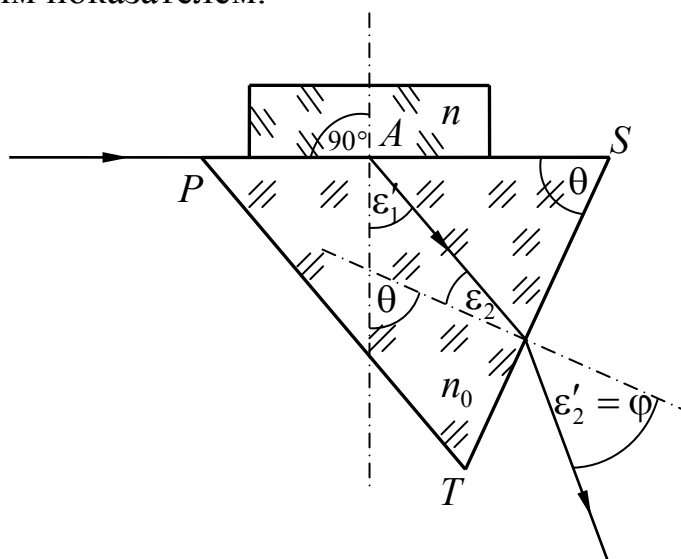


Рис. 4.33. Ход лучей при рефрактометрических методах измерения показателя преломления

В схеме измерения показателя преломления рефрактометрическим методом, представленной на рис. 4.33, используется эталонная

призма PST , угол θ и показатель преломления n_0 материала которой принято считать измеренными с высокой точностью. На грань PS установлен образец стекла, показатель преломления n которого должен быть измерен. Луч, падающий на границу раздела двух сред, например, в точку A под углом $\varepsilon_1 = 90^\circ$, входит в эталонную призму под углом ε'_1 , равным углу полного внутреннего отражения, величина которого определяется формулой

$$\sin \varepsilon'_1 = \frac{n}{n_0}, \quad (4.194)$$

где n и n_0 – показатели преломления сред, причем $n_0 > n$. Из рис. 4.33 следует, что $\varepsilon'_1 = \theta - \varepsilon_2$, где $\sin \varepsilon_2 = \frac{\sin \varepsilon'_2}{n_0}$. Будем считать, что

при $\varepsilon_1 = 90^\circ$ угол $\varepsilon'_2 = \varphi$. Тогда, подставив последовательно значения углов ε'_1 и $\sin \varepsilon_2$ в формулу (4.194), в результате очевидных преобразований получаем общую зависимость, на которой основана теория рефрактометрических методов измерения показателя преломления:

$$n = \sin \theta \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \varphi} - \cos \theta \sin \varphi. \quad (4.195)$$

Из формулы (4.195) следует, что для определения показателя преломления n стекла необходимо измерить лишь угол φ , так как показатель преломления n_0 эталонной призмы и ее угол θ являются константами прибора и известны с высокой точностью.

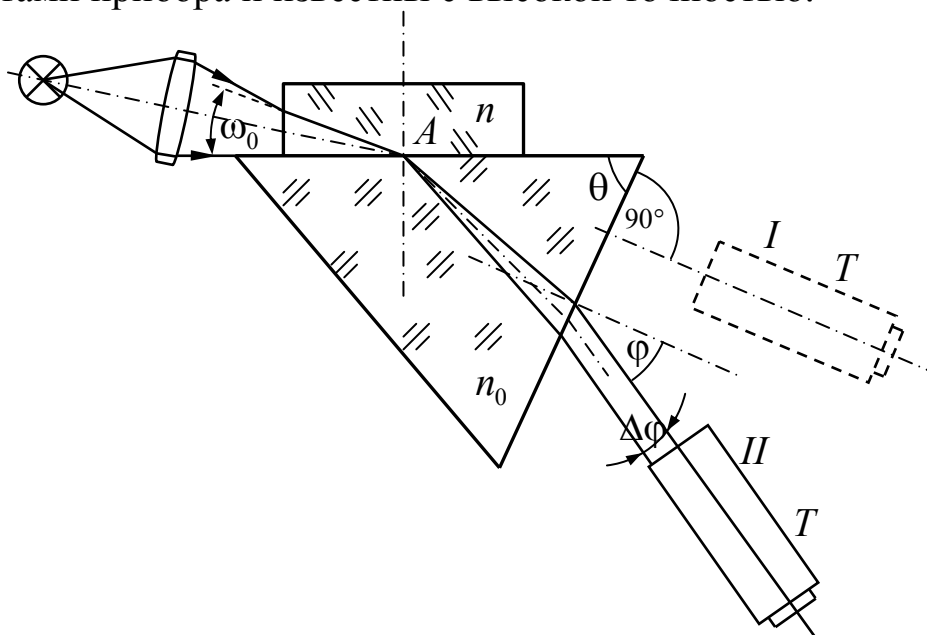


Рис. 4.34. Схема измерения показателя преломления рефрактометрическим методом

Предположим, что из осветителя (рис. 4.34) на поверхность раздела двух сред падают коллимированные пучки лучей, взаимная расходимость которых удовлетворяет условию $0 \leq \omega \leq \omega_0$. При этом угол падения лучей на поверхность раздела сред изменяется в пределах от $\varepsilon_1 = 90^\circ$ до $\varepsilon_1 = 90^\circ - \omega_0$. При $\varepsilon_1 = 90^\circ$ угол $\varepsilon'_2 = \varphi$, а при $\varepsilon_1 = 90^\circ - \omega$ угол $\varepsilon'_2 > \varphi$, т.е. угол ε'_2 принимает минимальное значение, если угол ε'_1 равен углу полного внутреннего отражения. Пусть при $\varepsilon_1 = 90^\circ - \omega_0$ угол $\varepsilon'_2 = \varphi + \delta\varphi$. При этом ширина световой полоски, наблюдаемой с помощью окуляра в фокальной плоскости объектива зрительной трубы, равна

$$2l' = f'_{об} \delta\varphi.$$

Если угол $\delta\varphi \geq W$, где W половина углового поля зрительной трубы, то половина поля в фокальной плоскости объектива трубы будет светлой, а половина – темной.

Для измерения угла φ зрительную трубу сначала устанавливают перпендикулярно к выходной грани эталонной призмы (положение *I*), что проверяют по автоколлимационному изображению перекрестия. Затем зрительную трубу поворачивают до совмещения центра перекрестия с верхней границей раздела светлого и темного полей (положение *II*). Угол поворота зрительной трубы равен углу φ . Подставив полученную в результате измерения величину угла φ в формулу (4.195), можем вычислить значение показателя преломления n . Если угол $\theta = 90^\circ$, то формула (4.195) принимает вид:

$$n = \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \varphi}. \quad (4.196)$$

При этом рефрактометр называют рефрактометром Пульфриха. Если угол $\theta = 60^\circ$, то рефрактометр называют рефрактометром Аббе. При этом формула (4.195) принимает вид:

$$n = \frac{1}{2} \left[\sqrt{3(n_0^2 - \sin^2 \varphi)} - \sin \varphi \right]. \quad (4.197)$$

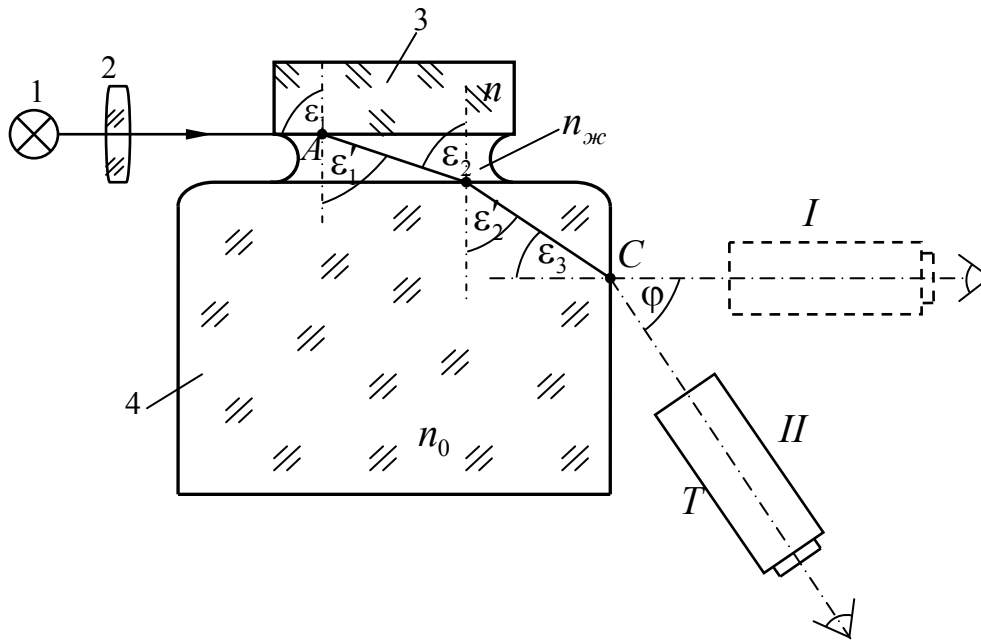


Рис. 4.35. Принципиальная схема рефрактометра Пульфриха: 1 – источник света, 2 – конденсор, 3 – исследуемый образец, 4 – эталонная призма

Наибольшее распространение в практике оптических измерений нашел рефрактометр Пульфриха, схема которого представлена на рис. 4.35. Между исследуемым образцом 3 и эталонной призмой 4 вводится слой жидкости, показатель преломления которой имеет промежуточное значение между показателем преломления образца и призмы, т.е. $n < n_{ж} < n_0$. Слой жидкости имеет форму плоскопараллельной пластины, а поэтому не оказывает никакого влияния на результаты измерений. Действительно в соответствии с законом преломления при $\varepsilon_1 = 90^\circ$ имеем

$$n = n_{ж} \sin \varepsilon'_1 = n_{ж} \sin \varepsilon_2 = n_0 \sin \varepsilon'_2; \quad (4.198)$$

$$n_0 \sin \varepsilon_3 = n_0 \cos \varepsilon'_2 = \sin \varphi. \quad (4.199)$$

При этом

$$n = \sqrt{n_0^2 - n_0^2 \cos^2 \varepsilon'_2} = \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \varphi},$$

что подтверждает справедливость формулы (4.196).

Однако, если слой жидкости имеет форму клина, то возникает погрешность в измерении n . Пусть угол клина жидкости равен γ . При этом величина угла ε'_1 остается неизменной, а угол ε_2 изменяется на угол γ (получит приращение, равное углу γ). Дифференцируя члены третьего равенства (4.198), получаем

$$n_{ж} \cos \varepsilon_2 d\varepsilon_2 = n_0 \cos \varepsilon'_2 d\varepsilon'_2.$$

Учитывая соотношение (4.199), преобразуем полученное выражение к виду:

$$\gamma \sqrt{n_{ж}^2 - n_0^2 + \sin^2 \varphi} = \sin \varphi d\varepsilon'_2, \quad (4.200)$$

где $\gamma = d\varepsilon_2$. Дифференцируя члены второго равенства (4.199), получаем

$$-n_0 \sin \varepsilon'_2 d\varepsilon'_2 = \cos \varphi d\varphi.$$

Отсюда находим, что

$$d\varepsilon'_2 = -\frac{\cos \varphi d\varphi}{n_0 \sin \varepsilon'_2} = -\frac{\cos \varphi d\varphi}{\sqrt{n_0^2 - \sin^2 \varphi}}.$$

Подставив это соотношение в формулу (4.200), получаем

$$\gamma \sqrt{n_{ж}^2 - n_0^2 + \sin^2 \varphi} = -\frac{\sin \varphi \cos \varphi d\varphi}{\sqrt{n_0^2 - \sin^2 \varphi}}. \quad (4.201)$$

Дифференцируя выражение (4.196), имеем

$$dn = -\frac{\sin \varphi \cos \varphi d\varphi}{\sqrt{n_0^2 - \sin^2 \varphi}}. \quad (4.202)$$

Из равенства правых частей выражений (4.201) и (4.202) следует, что если слой жидкости имеет форму клина, то погрешность измерения показателя преломления определится выражением вида:

$$dn = \gamma \sqrt{n_{ж}^2 - n_0^2 + \sin^2 \varphi} \quad (4.203)$$

или

$$dn = \gamma \sqrt{n_{ж}^2 - n^2}. \quad (4.204)$$

Здесь $n < n_{ж}$. Ограничиваясь первыми двумя членами в разложении функции (4.204) в степенной ряд, получаем

$$\Delta n \approx n_{ж} \left(1 - \frac{n^2}{n_{ж}^2} \right) \gamma. \quad (4.205)$$

Если принять $\Delta n = 1 \cdot 10^{-5}$, $n = 1,61688$, а $n_{ж} = 1,65$, то $\gamma = 2,4''$. Контролировать клиновидность слоя жидкости можно путем непосредственного наблюдения интерференционных полос равной толщины, которые располагаются параллельно ребру клина. Ширина полосы b связана с углом клина γ и длиной волны света λ зависимостью

$$b = \frac{\lambda}{2n_{ж}\gamma}.$$

Таким образом, чтобы обнаружить клин с углом $\gamma = 2,4'' = 1,2 \cdot 10^{-5}$ рад при $\lambda = 0,6328$ мкм и $n_{ж} = 1,65$, необходимо иметь образец стекла, длина рабочей грани которого не менее 16 мм.

Для выполнения измерений на рефрактометре Пульфриха из исследуемого стекла изготавливают образец, который в соответствии с ГОСТ 28869-90 должен иметь форму прямоугольной пластины размерами не менее $15 \times 15 \times 4 \text{ мм}^3$. Угол между рабочими гранями образца должен быть равен $90^\circ \pm 10'$. Фаски и выколки на ребре прямого угла не допускаются. Отклонение рабочих поверхностей от плоскости не должны превышать двух интерференционных полос на 1 см длины с местными отклонениями до 0,5 интерференционной полосы. Параметр шероховатости отполированных рабочих граней образца по ГОСТ 2789: $R_z \leq 0,050 \text{ мкм}$. В рабочем объеме образца не должно быть скоплений пузырей и включений. Требования к качеству стекла (по ГОСТ 23136):

- бессвильность – 2-й категории;
- двулучепреломление – 3-й категории.

Образец стекла при измерении показателя преломления на рефрактометре Пульфриха имеет более простую форму по сравнению с образцом при гониометрических методах измерения, так как необходимо обеспечить преломление (отражение в обратном ходе) лучей только на плоской границе контакта образца с эталонной призмой. Поэтому рефрактометрические методы по сравнению с гониометрическими менее трудоемки в подготовке и обеспечивают возможность более быстрого измерения показателя преломления, что является их важным преимуществом.

Полированные стороны образца и рабочую поверхность призмы протирают мягкой тканью, смоченной спиртом или бензином. На рабочую поверхность образца с помощью стеклянной палочки наносят каплю жидкости, например, альфа-монобромнафталина ($n_D = 1,66$), йодистого метилена чистого ($n_D = 1,74$) или йодистого метилена, насыщенного серой ($n_D = 1,79$). Испытуемый образец одной полированной поверхностью с каплей жидкости накладывают на призму рефрактометра так, чтобы его другая полированная поверхность была перпендикулярна к плоскости поворота зрительной трубы и обращена в сторону осветителя. Затем для повышения точности измерения образец легкими нажимами руки притирают так, чтобы устранить клиновидность слоя жидкости, или добиваются расположения интерференционных полос параллельно плоскости вращения трубы T , когда клиновидность слоя жидкости не влияет на результат измерения угла. Измерение следует проводить при температуре $(20 \pm 2)^\circ\text{C}$. При измерении предельного угла для каждой

спектральной линии снимают не менее пяти отсчетов. Окончательное значение угла определяют как среднее арифметическое полученных отсчетов.

Для анализа точности измерения n продифференцируем выражение (4.196) по переменным φ и n_0 и перейдем к средним квадратическим погрешностям:

$$dn = \frac{n_0}{n} dn_0 - \frac{\sin 2\varphi}{2n} d\varphi. \quad (4.206)$$

$$\sigma_n = \sqrt{\left(\frac{n_0}{n}\right)^2 d_{n_0}^2 + \left(\frac{\sin 2\varphi}{2n}\right)^2 d_\varphi^2}. \quad (4.207)$$

Пусть при $n = 1,61688$ показатель преломления $n_0 = 1,70$. При этом, используя формулу (4.196), находим, что угол $\varphi = 31,673^\circ$. Пусть $\sigma_{n_0} = 1 \cdot 10^{-5}$, $\sigma_\varphi = 2'' = 1 \cdot 10^{-5}$ рад. Тогда, подставив соответствующие величины в формулу (4.207), получаем, что $\sigma_n = 1,09 \cdot 10^{-5}$. Из приведенного примера следует, что погрешность измерения показателя преломления на рефрактометре Пульфриха вполне сопоставима с погрешностью измерения показателя преломления n_0 эталонной призмы. Погрешность измерения n_0 может быть уменьшена до $2 \cdot 10^{-6}$. При этом $\sigma_n \approx 0,35 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, рефрактометрический метод измерения показателя преломления стекла точнее гониометрического метода наименьшего отклонения, при этом измерения на рефрактометре выполняются гораздо проще и быстрее, чем на гониометре.

Интерференционный сравнительный метод измерения (метод И.В. Обреимова)

Метод Обреимова относится к числу иммерсионных, основанных на сравнении показателей преломления стекла образца сравнения (эталона) и пробы стекла, погруженных в жидкость, используя при этом явление исчезновения видимости контуров стекла при той длине волны монохроматического света, при которой показатели преломления жидкости и стекла одинаковы. Основное отличие метода Обреимова от других иммерсионных методов заключается в том, что момент наступления равенства показателей преломления стекла и жидкостей устанавливается с высокой точностью при наблюдении интерференционных явлений вблизи границы раздела сред. Явление интерференции света, возникающее вблизи границы

раздела двух сред из-за разности хода лучей через эталон и жидкость, позволяет определять равенство показателей преломления жидкости и стекла эталона с погрешностью $\pm 1 \cdot 10^{-4}$. Применяя термостатирование кюветы с жидкостью, можно уменьшить погрешность сравнения показателей преломления до $\pm 2 \cdot 10^{-5}$. При измерении показателя преломления стекла методом Обреимова нет необходимости в изготовлении специального образца и можно измерять показатель преломления небольших осколков стекла, маленьких линз с неизвестными радиусами, призм и т.п. Высокая производительность и достаточно высокая точность измерения показателя преломления этим методом позволяют контролировать однородность плавки стекла в процессе варки его на заводе.

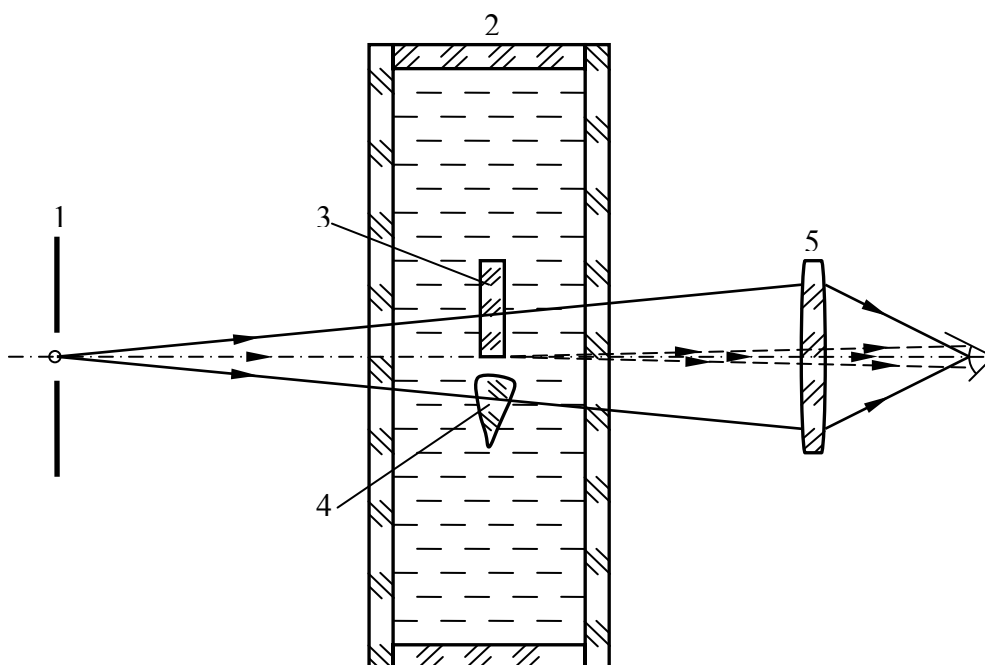


Рис. 4.36. Схема устройства для измерения показателя преломления методом Обреимова

Схема устройства для измерения показателя преломления методом Обреимова представлена на рис. 4.36. Основными элементами устройства являются монохроматор (на рисунке не показан) с выходной щелью 1, кювета 2 с жидкостью и лупа 5 для наблюдения интерференционной картины. В кювету наливают жидкость, показатель преломления которой приблизительно такой же, как и исследуемого стекла. Иммерсионные жидкости в зависимости от показателей преломления стекла готовят из составляющих, приведенных в табл. 4.25:

Таблица 4.25. Иммерсионные жидкости

Состав иммерсионной жидкости	Показатель преломления стекла
Смесь глицерина с водой	1,33...1,47
Смесь бензина с керосином	1,35...1,45
Смесь альфа-монобромнафталина с керосином	1,45...1,65
Смесь альфа-монобромнафталина с йодистым метиленом	1,65...1,74
Раствор серы в йодистом метиле	1,74...1,78

Расчет смеси при требуемом значении $n_{жс}$ выполняется с помощью формулы

$$n_{жс} = n_1 \frac{V_2 n_2 - V_1 n_1}{V_2 + V_1},$$

где n_1 и n_2 – показатели преломления жидкостей набора, V_1 и V_2 – объемы тех же жидкостей.

При требуемом объеме жидкости $V = V_1 + V_2$ с помощью этой формулы находим объемы V_1 и V_2 .

Образец сравнения представляет собой квадратную плоскопараллельную пластинку, одна из прямоугольных боковых граней которой является рабочей. Сторона квадрата в соответствии ГОСТ 28869-90 должна быть не менее 8 мм, а толщина образца $d = 1...2$ мм. Отклонение от параллельности ребер рабочих граней образца не должно превышать 0,005 мм.

Если показатели преломления жидкости и образца сравнения неодинаковы, то на краю образца возникает дифракция лучей, которые интерферируют с лучами в жидкости с разностью хода

$$\delta = (n_{жс} - n_0) d = m \lambda, \quad (4.208)$$

где $n_{жс}$ и n_0 – показатели преломления жидкости и образца соответственно, d – толщина образца, λ – длина волны света, m – порядок интерференции.

Контрольный образец (образец сравнения) устанавливают перпендикулярно к оптической оси таким образом, чтобы щель монохроматора была параллельна рабочей грани образца. Критерием перпендикулярности установки образца к оптической оси является симметричность наблюдаемой картины интерференционных полос по отношению к центральной полосе на ребре рабочей грани образца, а критерием параллельности рабочей грани образца щели монохроматора является четкость наблюдаемой картины.

В том случае, когда m – целое число, вдоль рабочего ребра образца располагается светлая интерференционная полоса и образец

почти исчезает на общем светлом фоне. Если $\delta = \frac{2m+1}{2}\lambda$, где m – целое число, то ребро образца становится темным.

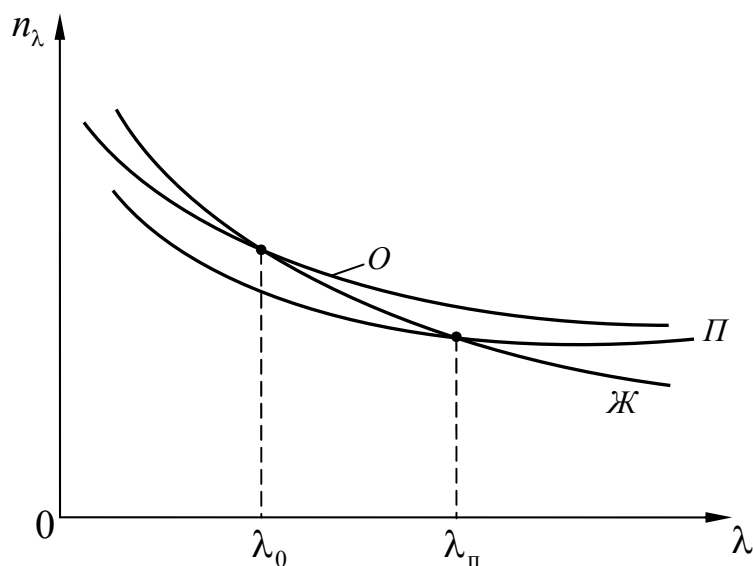


Рис. 4.37. Дисперсионные кривые образца сравнения O , пробы стекла Π и иммерсионной жидкости \mathcal{J}

На рис. 4.37 представлен возможный вариант кривых дисперсии образца сравнения O , пробы стекла Π и иммерсионной жидкости \mathcal{J} . Дисперсия жидкостей всегда больше дисперсии обычных стекол, а поэтому если кривые O и Π достаточно близки одна к другой, то всегда можно подобрать такую иммерсионную жидкость, чтобы кривая \mathcal{J} пересекала обе кривые O и Π в видимой области спектра, а пересечение кривых \mathcal{J} и Π произошло вблизи заданной длины волны. Из вида кривых \mathcal{J} и O следует, что при изменении с помощью монохроматора длины волны λ измеряется разность показателей преломления $n_{\mathcal{J}} - n_0$, а, следовательно, изменяется и разность хода δ .

Если для излучения какой-либо длины волны λ_0 показатели преломления жидкости и образца сравнения одинаковы, как показано на рис. 4.37, то для этого излучения жидкость и образец представляют собой оптически однородную среду. В этом случае разность хода $\delta = 0$ и порядок интерференции $m = 0$. При этом наблюдаемые с помощью лупы контуры образца исчезают (на практике полного исчезновения не возникает по разным причинам: загрязнение поверхностей, более высокая прозрачность стекла по сравнению с жидкостью и т.п.). Однако, контуры образца подобным образом исчезают при разности хода, определяемой формулой (4.208), когда m – целое число. Чтобы отличить нулевую полосу ($m = 0$) от других

интерференционных полос, один из трехгранных углов образца, прилегающий к рабочей грани, срезают, как показано на рис. 4.38. Образующийся при этом в сечении треугольник должен иметь наибольшую сторону от 2 до 3 мм. Разность хода в пределах срезанного угла будет переменной и контур всей рабочей грани исчезнет лишь при $n_{жс} = n_0$, т.е. при $m = 0$.

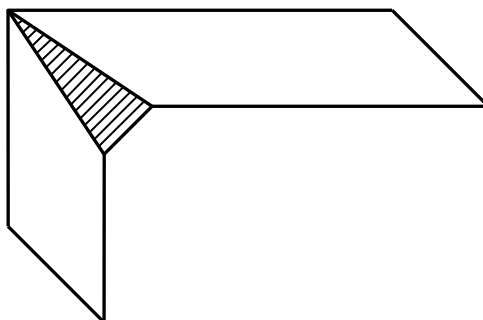


Рис. 4.38. Образец стекла со срезанным трехгранным углом, прилегающим к рабочей грани

Вдоль контуров пробы стекла наблюдаются аналогичные явления. Однако, вследствие неравномерной толщины пробы исчезновение его контуров может произойти только для одной длины волны, на рис. 4.37 равной λ_{π} . Собственно процесс измерения заключается в следующем.

1. Изменяя длину волны излучения, выходящего из монохроматора, находят момент исчезновения контура ребра всей рабочей грани образца, т.е. при $m = 0$, и по барабану монохроматора снимают отсчет λ_0 . При этом кривая дисперсии образца $n_0 = n_0(\lambda)$ должна быть определена с высокой точностью в пределах всего рабочего диапазона длин волн излучения.

2. Вращая барабан монохроматора в сторону длинных волн и считая при этом целое число светлых полос m , прошедших через ребро образца сравнения, находят момент исчезновения контура пробы стекла и снимают отсчет длины волны λ_{π} , при которой это произошло.

3. Снимают отсчеты λ_m и λ_{m+1} по барабану монохроматора при установке на ближайšie от λ_{π} светлые полосы m и $m+1$ порядка интерференции.

4. Определяют дробную часть полосы Δm , соответствующую длине волны λ_{π} :

$$\Delta m = \frac{\lambda_{\pi} - \lambda_m}{\lambda_{m+1} - \lambda_m}.$$

Полученное число полос $m + \Delta m$ определяет разность хода лучей в образце сравнения и в равном ему по толщине слое жидкости при длине волны λ_{π} :

$$(n_0 - n_{жс})d = (m + \Delta m)\lambda_{\pi}.$$

Но в этом случае показатель преломления жидкости равен показателю преломления n пробы стекла. Следовательно,

$$n = n_0 - \frac{m + \Delta m}{d}\lambda_{\pi}. \quad (4.209)$$

Чувствительность метода ограничивается точностью измерения дробной части Δm интерференционной полосы. Опыт показал, что

$\Delta m \approx \frac{1}{30}$ полосы. При этом

$$\Delta n \approx \frac{\lambda}{30} d. \quad (4.210)$$

При $\lambda = 600$ нм и $d = 2$ мм величина $\Delta n = 1 \cdot 10^{-5}$.

Для измерения показателя преломления проб стекла методом Обреимова в диапазоне от 1,4 до 1,7 необходимо иметь набор примерно из 30 образцов сравнения (эталонов) из расчета, что каждый будет обеспечивать измерение показателя преломления в пределах интервала $\pm 5 \cdot 10^{-3}$. Показатель преломления n_0 каждого эталона и его дисперсии должны быть известны с предельной точностью из предварительных измерений на рефрактометре или спектрометре.

4.12.2. Метод определения оптической однородности

Под оптической однородностью понимается однородность стекла по показателю преломления. Длина оптического пути, проходящего плоским волновым фронтом через плоскопараллельную пластинку, изготовленную из стекла с неоднородной по показателю преломления массой, в разных точках различна. Отклонение формы прошедшего через такую пластинку волнового фронта от плоскости определяет его волновую aberrацию. В результате определение освещенности в изображении точки, образованном таким волновым фронтом, отличается от безaberrационного, причем разрешающая способность такого изображения, как правило, ухудшается.

Метод определения оптической однородности на коллиматорной установке с помощью штриховых миры и точечных диафрагм

установлен ГОСТ 3518-80 [13]. Метод основан на определении предельных углов разрешения на коллиматорной установке с помощью штриховых мир: угла φ с введенным в параллельный пучок лучей образцом стекла и угла φ_0 без образца стекла при длине волны излучения $\lambda = 0,55$ мкм, и вычислении отношения $\frac{\varphi}{\varphi_0}$, определяющего категории оптической однородности стекла по ГОСТ 23136-78.

Диаметр или наибольшая сторона светового отверстия заготовок, деталей и образцов для испытаний должны быть не более диаметра объектива коллиматора, но не менее 60 мм. Отклонение от плоскости полированных рабочих поверхностей образцов стекла не должно быть более:

для 1-й категории оптической однородности – 1 интерференционной полосы при допуске на местные ошибки до 0,1 полосы;

для 2–5-й категории оптической однородности – 5 интерференционных полос при допуске на местные ошибки до 0,5 полосы.

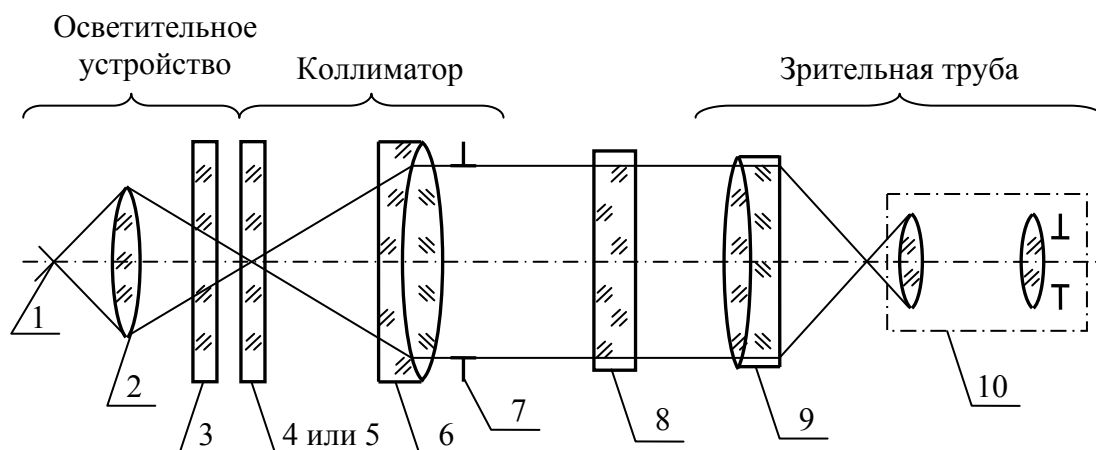


Рис. 4.39. Оптическая схема коллиматорной установки: 1 – источник света, 2 – конденсор, 3 – сменный фильтр или матовое стекло, 4 – набор штриховых мир, 5 – набор точечных диафрагм (4, 5 – сменные), 6 – объектив коллиматора, 7 – диафрагма коллиматора, 8 – образец стекла, 9 – объектив зрительной трубы, 10 – микроскоп

Для проведения измерений применяют коллиматорную установку, оптическая схема которой представлена на рис. 4.39 [13]. Коллиматорная установка включает в себя осветительное устройство, коллиматор, образец стекла и зрительную трубу. В состав коллиматора входит объектив и набор штриховых мир и точечных диафрагм. Штриховые миры представляют собой стеклянные пластины с нанесенными на них темными штрихами на светлом фоне,

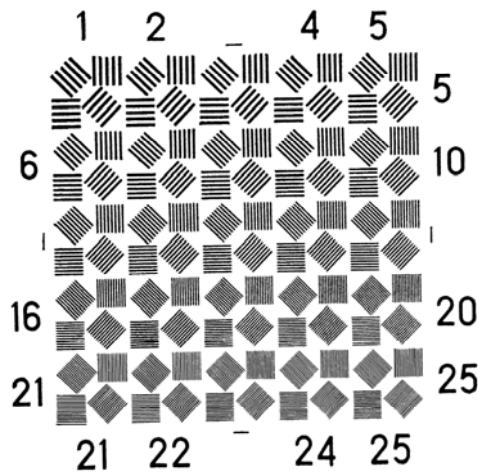


Рис. 4.40. Штриховая мира

как показано на рис. 4.40. Известны шесть номеров стандартных штриховых мир, каждая из которых состоит из 25 элементов с цифровой характеристикой по краям (ГОСТ 15115-78, ГОСТ 23479-79). Один элемент состоит из четырех групп штрихов: с вертикальным, горизонтальным направлением и под углом 45° в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Ширина линии $l = 2a$, где a – ширина светлого штриха. Ширина линии в каждой мире убывает от элемента к элементу по закону геометрической прогрессии со знаменателем $\frac{1}{\sqrt[12]{2}} \approx 0,94$. В угловой мере ширина линии мира равна

$$\alpha = 206265 \frac{l}{f'} \text{ (угл.сек),}$$

где f' – фокусное расстояние объектива коллиматора.

Объективы коллиматора и зрительной трубы должны соответствовать следующим требованиям:

- фокусное расстояние, не менее 600 мм
- относительное отверстие, не более 1:9.

Точечные диафрагмы должны быть изготовлены из непрозрачного материала в форме пластин с отверстиями диаметром 0,007; 0,010; 0,020 и 0,100 мм. Точечные диафрагмы используют для оценки качества оптической системы коллиматорной установки и для контроля образцов стекла на соответствие 1-й категории оптической однородности. Дифракционное изображения точки в фокальной плоскости объектива должно состоять из круглого светлого пятна, окруженного концентричными с ним кольцами. Дифракционная картина не должна обнаруживать отклонения от круга, иметь разрывов и размытостей.

Радиус центрального светлого пятна в безабберационном изображении точки определяется формулой

$$r_0 = \frac{1,22\lambda}{2 \sin \sigma'} = \frac{1,22\lambda}{D} f', \quad (4.211)$$

где D – диаметр входного зрачка объектива, образующего изображение точки; f' – фокусное расстояние объектива.

При этом в угловой мере имеем

$$\varphi_0 = \frac{r_0}{f'} = \frac{1,22\lambda}{D}. \quad (4.212)$$

Теоретический угол разрешения, выраженный в угловых секундах, принято считать равным

$$\varphi_0 = \frac{K}{D}, \quad (4.213)$$

где D – диаметр входного зрачка объектива в мм; K – коэффициент, равный 120 с·мм.

В процессе измерения оптической однородности стекла выполняют следующие основные операции.

1. В ход лучей оптической системы коллиматорной установки вводят штриховую миру, которую подбирают из набора в соответствии с фокусным расстоянием объектива коллиматора таким образом, чтобы значение теоретического угла разрешения соответствовало угловому размеру одного из средних номеров элементов миры.

2. Изображение штриховой миры в фокальной плоскости зрительной трубы совмещают с ее центральной зоной. В качестве окуляра зрительной трубы используют микроскоп с увеличением изображения, равным 100^x .

Микроскоп фокусируют до резкого изображения миры. Рассматривая ее изображение, находят предельно разрешаемый элемент i_1 миры, полосы всех направлений которого различаются одновременно по всей длине. По номеру разрешаемого элемента i миры, номеру миры и значению фокусного расстояния объектива коллиматора находят предельный угол разрешения φ_1 коллиматорной установки. Предельный угол разрешения φ_1 не должен отличаться от теоретического угла разрешения φ_0 более, чем на угловой размер одного элемента миры, если φ_0 и φ_1 выражены в угловых размерах элементов миры.

3. Образец стекла протирают спирто-эфирной смесью СЭ-90 или другими растворителями, применяемыми для чистки оптических деталей и устанавливают между объективами коллиматора и зрительной трубы. Определяют предельно разрешаемый элемент i миры без перефокусировки микроскопа.

По номеру разрешаемого элемента i миры и значению фокусного расстояния объектива коллиматора находят предельный угол разрешения φ коллиматорной установки, в параллельный пучок которой введен образец стекла. Затем для исследуемого образца стекла вычисляют отношение $\frac{\varphi}{\varphi_1}$, округляя полученные числа до двух значащих цифр.

4. При просмотре образцов стекла на соответствие их 1-й категории оптической однородности на место штриховой миры устанавливают точечную диафрагму и выводят образец стекла из хода лучей оптической системы. Центр дифракционного изображения точечной диафрагмы в фокальной плоскости объектива зрительной трубы совмещают с ее центральной зоной; микроскоп фокусируют до резкого изображения дифракционной картины точечной диафрагмы.

5. Между объективами коллиматора и зрительной трубы устанавливают образец стекла и рассматривают дифракционное изображение точечной диафрагмы без перефокусировки микроскопа.

6. По значению отношения $\frac{\varphi}{\varphi_1}$ и качеству дифракционного изображения точечной диафрагмы или изображения штриховой миры определяют в соответствии с ГОСТ 23136 категорию оптической однородности стекла просматриваемого образца.

Для образца стекла, соответствующего 1-й категории оптической однородности, дифракционное изображение точечной диафрагмы должно состоять из круглого пятна, окруженного концентрическими кольцами, и не должно иметь разрывов, хвостов и заметного на глаз отклонения от круга. При просмотре образцов стекла на соответствие 3–5-й категориям оптической однородности допускаются незначительные аберрации астигматизма, комы, размытости в изображении миры, если они не мешают различать полосы всех направлений предельно разрешаемого элемента без перефокусировки микроскопа.

4.12.3. Методы определения двулучепреломления

Остаточная неоднородность после отжига стекла по показателю преломления, а, следовательно, и по коэффициенту линейного расширения, а также структурные изменения при механической обработке стекла приводят к остаточным напряжениям, определяющим появление двойного лучепреломления, подобного двойному лучепреломлению, которое наблюдается в одноосных кристаллах, например, таких, как исландский шпат, кварц и другие. Луч плоскополяризованного света, проходящий через стекло с остаточными напряжениями, распадается на два луча: обыкновенный и необыкновенный. Плоскости колебаний в направлении распространения этих лучей взаимноперпендикулярны и совпадают с направлениями главных натяжений в стекле. Оба луча в стекле распространяются с различной скоростью, в результате чего образуется некоторая разность хода. Попадая в анализатор, составляющие взаимноперпендикулярных колебаний оказываются в одной плоскости, в результате чего интерферируют между собой, создавая картину цветных полос или просветленное поле.

Для обыкновенного и необыкновенного лучей при любом направлении их падения стекло имеет разные показатели преломления.

Методы определения двулучепреломления на поляризационном измерительном компенсаторе, полярископе-поляриметре и фазовом поляриметре в видимой области спектра устанавливает ГОСТ 3519-91 [14].

Метод определения двулучепреломления на поляризационном измерительном компенсаторе или полярископе-поляриметре

Метод основан на измерении угла поворота анализатора поляризационного измерительного компенсатора или полярископа-поляриметра, осуществляемого для компенсации разности хода при двулучепреломлении в оптическом материале, когда поляризатор и анализатор находятся в скрещенном положении и образуют угол 45° с направлениями главных напряжений. Для проведения измерений можно использовать поляризационные измерительные компенсаторы и полярископы-поляриметры любого типа с погрешностью отсчета угла поворота θ анализатора не более $0,2^\circ$. Схема установки для измерения двулучепреломления стекла представлена на рис. 4.41.

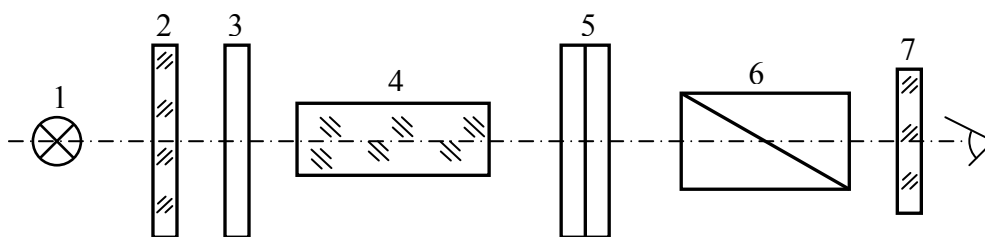


Рис. 4.41. Схема измерения двулучепреломления стекла: 1 – источник излучения, 2 – матовое стекло, 3 – поляризатор, 4 – исследуемый образец стекла, 5 – компенсатор, 6 – анализатор, 7 – съемный светофильтр

В качестве поляризатора и анализатора могут служить турмалиновые пластинки, призма Николя, зеркало из черного стекла (марблит), установленное под углом полной поляризации, и поляроиды. Плоское черное зеркало обеспечивает полную поляризацию света при угле поля до 12° .

Поляроиды представляют собой прозрачные пленки с нанесенным на них поляризующим слоем соединения хинина и иода – герпатита. Герпатит наносят на пленку таким слоем, чтобы кристаллы удлиненной формы ориентировались в одном направлении. Прозрачность герпатитовых пленок составляет около 30 %, при аппретурном угле световых пучков до 60° степень поляризации света достигает 99,9 %. В качестве компенсатора применяют четвертьволновую фазовую пластинку для излучения длины волны 530–550 нм с погрешностью аттестации не более ± 10 нм в сочетании с вращающимся анализатором (компенсатор Сенармона). Для пропускания излучения спектральной полосы в интервале длин волн 530–550 нм применяют съемный светофильтр, изготовленный из цветного стекла марок ЗСЗ, ЗС10 или ЗС11 в соответствии с ГОСТ 9411. В качестве анализатора чаще всего на практике используют призму Николя.

Поверхности исследуемого стекла, через которые ведется просмотр, могут быть шлифованными или полированными. Шлифованные поверхности перед измерением смачивают иммерсионной жидкостью, показатель преломления которой не должен отличаться от показателя преломления стекла более, чем на 0,02 для излучения при $\lambda = 589,3$ нм. Иммерсионную жидкость составляют из жидкостей с известным показателем преломления.

Установку поляризатора в приборе выполняют следующим образом. Удалив четвертьволновую фазовую пластинку, устанавливают анализатор при включенном источнике излучения на минимальную освещенность и записывают отсчет угла θ_1 по лимбу.

Затем анализатор поворачивают вокруг оси на 180° , устанавливают на минимальную освещенность и записывают отсчет θ_2 . Продолжая вращать в том же направлении, поворачивают еще на 180° , после чего устанавливают на деление лимба, соответствующее углу отклонения, равному $\frac{\theta_1 - \theta_2}{2} \pm 45^\circ$. Поворачивая поляризатор, устанавливают его на минимальную освещенность и в этом положении закрепляют.

Перед каждой серией измерений двулучепреломления заготовок и образцов оптических материалов следует проверять нулевое положение лимба анализатора. Для этого, удалив четвертьволновую фазовую пластинку, устанавливают анализатор при включенном источнике излучения на минимальную освещенность, что соответствует нулевому положению лимба. Затем вводят компенсатор, при этом освещенность наблюдаемого поля прибора не должна изменяться.

При нулевом положении анализатора по лимбу между поляризатором и компенсатором вводят испытуемый образец стекла в виде круглой или прямоугольной пластины. Размер образца стекла в направлении просмотра в зависимости от двулучепреломления должен удовлетворять требованиям табл. 4.26:

Таблица 4.26. Зависимость размера образца стекла от величины двулучепреломления

Двулучепреломление, $\text{нм} \cdot \text{см}^{-1}$	Размер образца, мм, не менее
До 3 включ.	70
св. 3 " 8 "	50
" 8 " 13 "	30
" 13	4

Отношение сторон сечения, перпендикулярного к направлению просмотра, должно быть не менее 2:1 при просмотре в середине образца, при этом наименьший размер сторон сечения должен быть не менее 4 мм.

Если образец стекла имеет натяжения, определяющие разность хода при двулучепреломлении до 540 нм, то в середине и на краях его появляются просветления, разделенные двумя темными полосами. При этом вводят съемный светофильтр и осуществляют компенсацию поворотом анализатора. При вращении анализатора темные полосы должны перемещаться в направлении к середине до их полного слияния в середине образца.

При разности хода при двулучепреломлении более 540 нм при нулевом положении анализатора считают число N полос между

участком образца оптического материала, где должно быть измерено двулучепреломление, и ближайшей к нему нейтральной полосой. Поворачивая анализатор, добиваются того, чтобы в месте измерения оказалась темная часть полос (при разности хода до 540 нм) или нейтральной полосы (при разности хода более 540 нм).

Заметим, что нейтральная полоса – это темная полоса, наблюдаемая на участках образца, где разность главных напряжений равна нулю. Положение нейтральной полосы определяют в белом свете, когда другие темные полосы оказываются окрашенными, а нейтральная полоса остается темной.

При положении анализатора, соответствующем моменту компенсации, по лимбу отсчитывают угол θ его поворота в направлении измерения. Разность хода δ при двулучепреломлении вычисляют по формуле

$$\delta = \frac{\lambda(360^\circ N + 2\theta)}{360^\circ}, \quad (4.214)$$

где λ – длина волны, нм, N – число темных полос между нейтральной полосой и серединой или краем образца, $N = 0, 1, 2, \dots$, θ – угол поворота анализатора.

Значения δ вычисляют для каждого случая измерения в одной точке, которые проводят не менее трех раз.

Разность хода при двулучепреломлении, рассчитанная на 1 см длины хода лучей, равна

$$\delta_0 = \frac{1}{L} \delta, \quad (4.215)$$

где L – длина образца стекла.

Сходимость результатов измерений разности хода, вычисленных по формуле (4.214), не должна превышать значений, приведенных в табл. 4.27:

Таблица 4.27. Сходимость результатов измерений разности хода

Разность хода при двулучепреломлении, нм	Сходимость результатов измерений, нм
До 100 включ.	± 3
св. 100 до 200 "	± 4
" 200 " 400 "	± 8
" 400 " 600 "	± 12
" 600 " 1000 "	± 20
" 1000	± 25

Метод определения показателя двулучепреломления на фазовом поляриметре

Метод определения показателя двулучепреломления основан на измерении углов θ и φ , характеризующих линейно поляризованное излучение, прошедшее через образец оптического материала.

Угол θ характеризует разность фаз колебаний электрических векторов линейно поляризованных составляющих излучения и измеряется углом поворота анализатора при компенсации возникшей разности фаз компенсатором.

Угол φ в соответствии с ГОСТ 23778 определяет азимут главного направления, соответствующего наибольшему значению показателя преломления.

Для проведения измерения можно использовать фазовый координатно-синхронный полярископ-поляриметр любого типа с ценой деления шкалы отсчета углов θ и φ не более $0,5^\circ$. Типовая схема фазового поляриметра представлена на рис. 4.42.

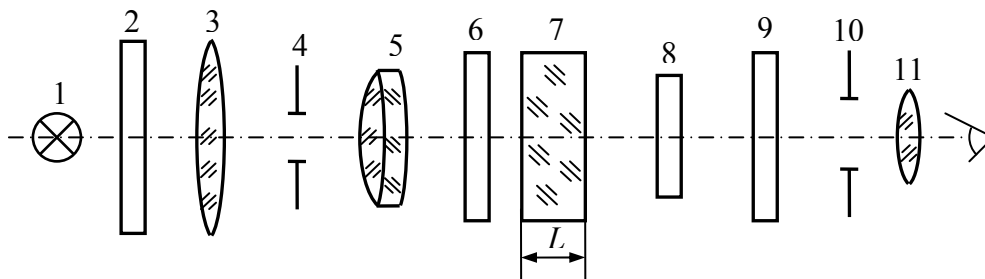


Рис. 4.42. Типовая схема фазового поляриметра: 1 – источник излучения, 2 – светофильтр, 3 – конденсор, 4, 10 – диафрагмы, 5 – объектив коллиматора, 6 – поляризатор, 7 – измеряемый образец оптического материала, 8 – компенсатор, 9 – анализатор, 11 – окуляр

Перед проведением измерения следует проверить нулевое положение лимба синхронного поворота поляризатора и анализатора. Для этого при выведенной четвертьволновой фазовой пластинке следует установить лимб синхронного поворота на нулевую отметку, анализатор – на минимальную освещенность, что должно соответствовать нулевому положению лимба анализатора. Затем следует ввести четвертьволновую фазовую пластинку и произвести синхронное вращение поляризатора с анализатором и четвертьволновой фазовой пластинкой. При этом наблюдаемое поле прибора не должно просветляться.

Размер L образца стекла в направлении прохождения излучения не ограничен. При измерении углов поворота поляризатора и анализатора следует выполнять вращением против часовой стрелки.

Для измерения азимута главного направления поляризатор и анализатор с четвертьволновой фазовой пластинкой синхронно поворачивают до получения минимальной освещенности на рабочем участке образца. Угол поворота φ отсчитывают по лимбу механизма синхронного поворота. Для измерения разности фаз при двулучепреломлении поляризатор, анализатор и четвертьволновую фазовую пластинку синхронно поворачивают до значения угла, равного $\varphi \pm 45^\circ$. Затем поворачивают анализатор до получения минимальной освещенности на рабочем участке образца. Угол поворота θ анализатора отсчитывают по лимбу анализатора.

Порядок полосы следует определять числом интерференционных полос, расположенных между нейтральной полосой и измеряемой точкой образца. Целое число порядков разности фаз N может быть определено с помощью клинового компенсатора.

Отсчеты по лимбам следует снимать три раза, каждый раз повторяя измерения. За окончательный результат следует принимать среднее арифметическое полученных отсчетов.

Разность фаз определяется формулой

$$\psi = 2(\theta + 180^\circ N). \quad (4.216)$$

Параметр показателя двулучепреломления (ГОСТ 23778) – проекции показателя двулучепреломления на оси, относительно которых определяют значения $n_1 - n_2$, образующие угол φ с главными направлениями, вычисляют по формуле

$$n_{11} - n_{12} = \frac{\lambda(\theta + 180^\circ N) \cdot 10^{-7}}{180^\circ L} \cos 2\varphi. \quad (4.217)$$

Второй параметр показателя двулучепреломления, указывающий ориентацию главных направлений относительно осей измерения, вычисляют по формуле

$$n_{12} = \frac{\lambda\theta \cdot 10^{-7}}{360^\circ L} \sin 2\varphi. \quad (4.218)$$

При этом относительная погрешность измерения параметра $n_{11} - n_{12}$ определяется формулой

$$\frac{\Delta(n_{11} - n_{12})}{n_{11} - n_{12}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\theta}{\theta + 180^\circ N}\right)^2 + \left(\frac{1}{1 + \frac{\theta}{180^\circ N}} \frac{\Delta L}{L}\right)^2 + (2\operatorname{tg} 2\varphi \Delta\varphi)^2}, \quad (4.219)$$

где $\Delta\theta$, $\Delta\varphi$ – погрешность отсчета углов θ и φ (в градусах), ΔL – погрешность измерения размера образца, а относительную погрешность измерения параметра n_{12} рассчитывают по формуле

$$\frac{\Delta n_{12}}{n_{12}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\theta}{1+\theta}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + (2\operatorname{tg} 2\varphi \Delta\varphi)^2}. \quad (4.220)$$

4.12.4. Метод измерения показателя ослабления оптического стекла

Метод измерения показателя ослабления для источника A на двулучевом фотометре компенсационного типа устанавливает ГОСТ 3520-84. Суть метода заключается в измерении коэффициента пропускания τ_A образца стекла на фотометре с источником излучения, спектральная плотность потока излучения которого соответствует излучению стандартного источника A (излучению абсолютного черного излучателя при температуре 2856 K), и с приемником излучения, спектральная чувствительность которого приведена к относительной спектральной световой эффективности монохроматического излучения для дневного зрения; показатель ослабления μ_A определяется в результате последующего расчета.

Для измерения коэффициента пропускания образца стекла применяют фотометр типа ФМ 94М, оптическая схема которого приведена на рис. 4.43 [15].

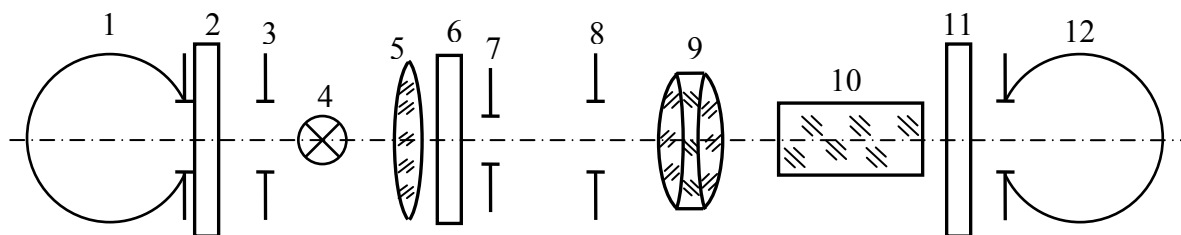


Рис. 4.43. Оптическая схема фотометра типа ФМ 94М: 1, 12 – приемник излучения, 2, 6 – корригирующий фильтр, 3, 8 – ирисовая диафрагма, 4 – источник излучения, 5 – конденсор, 7 – диафрагма, 9 – объектив, 10 – образец стекла, 11 – сектор-ослабитель

Приемником излучения служит фотометрический шар с селеновым фотоэлементом в сочетании с корригирующим фильтром. Фотоэлемент должен иметь световую чувствительность по току не менее $400 \text{ мкА} \cdot \text{лм}^{-1}$. Корригирующий фильтр приводит кривую относительной спектральной чувствительности селенового фотоэлемента к кривой относительной спектральной световой эффективности монохроматического излучения для дневного зрения.

Отклонение спектральной чувствительности приемника излучения от относительной спектральной световой эффективности монохроматического излучения для дневного зрения не должно быть более определяемого формулой

$$\left| \frac{\Phi_{e\lambda} s_{\lambda}}{\Phi_{e1555} s_{555}} - \frac{\Phi_{A1\lambda} V_{\lambda}}{\Phi_{A1555} V_{555}} \right| \leq 0,05, \quad (4.211)$$

где $\Phi_{A1\lambda}$ – относительная спектральная плотность потока излучения в видимой области спектра, соответствующая излучению абсолютного черного излучателя при температуре 2856 К по ГОСТ 7721-76; $\Phi_{e\lambda}$ – относительное спектральное распределение измерительного потока (излучения источника); Φ_{A1555} – спектральная плотность потока излучения стандартного источника A для длины волны $\lambda = 555$ нм в относительных единицах по ГОСТ 7721-76; Φ_{e1555} – значение измерительного потока (излучения источника) для длины волны $\lambda = 555$ нм; s_{555} – значение чувствительности приемника излучения для длины волны $\lambda = 555$ нм; V_{λ} – относительная спектральная световая эффективность монохроматического излучения для дневного зрения по ГОСТ 8.332-78; s_{λ} – спектральная чувствительность приемника излучения.

Исследуемый образец стекла должен иметь форму параллелепипеда или пластины с плоскопараллельными рабочими поверхностями, как показано на рис. 4.44.

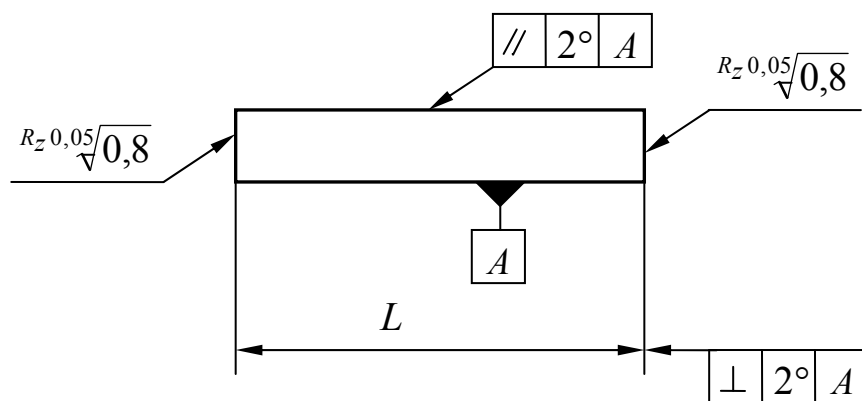


Рис. 4.44. Требования к измеряемому образцу стекла

Размер L образца стекла в направлении измерения при определении показателя ослабления должен обеспечить проведение измерения коэффициента пропускания в пределах 0,50–0,95, что для большинства стекол соответствует размеру образца от 100 до 300 мм. Рабочие поверхности образца перед измерением коэффициента

пропускания тщательно протирают последовательно сменяемыми ватными тампонами, смоченными спиртоэфирной смесью, применяемой для чистки оптических деталей.

Отсчет по шкале прибора с введенным в пучок лучей образцом стекла повторяют для двух положений образца, перевернув его бывшей входной поверхностью к приемнику излучения и одновременно повернув на 90° вокруг оптической оси. Каждое показание по шкале следует снимать не менее двух раз. За окончательное значение принимают среднее арифметическое полученных отсчетов.

Коэффициент пропускания τ_A образца вычисляют по формуле

$$\tau_A = \frac{a_x - a_1}{a_2 - a_1} (\tau_2 - \tau_1) + \tau_1, \quad (4.222)$$

где a_1 – показание по шкале при введенном ослабителе с меньшим коэффициентом пропускания τ_1 , a_2 – показание по шкале при введенном ослабителе с большим коэффициентом пропускания τ_2 , a_x – показание по шкале при введенном образце.

Коэффициенты пропускания τ_1 и τ_2 каждого из секторов-ослабителей вычисляют как отношение суммы углов просвета к полному углу, равному 360° .

Для вычисления показателя ослабления μ_A образца стекла применяют формулы:

$$\mu_A = \frac{1}{L} (D_A - D_p) \quad (4.223)$$

или

$$\mu_A = \frac{1}{L} \lg \frac{R_1}{\tau_A}, \quad (4.224)$$

где L – размер образца в направлении измерения; D_A – оптическая плотность образца ($D_A = -\lg \tau_A$); D_p – поправка, характеризующая потери излучения при однократном отражении от обеих рабочих поверхностей образца, представленная в виде составляющей части оптической плотности образца; R_1 – поправочный коэффициент, характеризующий те же потери, представленный в виде составляющей части общего коэффициента пропускания образца.

Значение поправки D_p вычисляют с точностью до четвертого десятичного знака, используя формулу

$$D_p = -2 \lg \frac{4n_e}{(n_e + 1)^2}. \quad (4.225)$$

Эту формулу можно преобразовать к виду:

$$D_p = 4 \lg(n_e + 1) - 2 \lg n_e - 1,2041, \quad (4.226)$$

где n_e – показатель преломления стекла образца для линии e в спектре излучения ртути (длина волны $\lambda_e = 546,07$ нм), условно принимаемый постоянным в пределах спектральной полосы 380–780 нм с точностью до третьего десятичного знака; для стекол со средней дисперсией $n_{F'} - n_{C'} \geq 0,02$ показатель преломления вычисляют для $\lambda = \frac{546,07 + 587,56}{2} = 566,8$ нм.

Значение поправочного коэффициента R_1 вычисляют с точностью до четвертого десятичного знака, используя формулу

$$R_1 = \frac{16n_e}{(n_e + 1)^4}. \quad (4.227)$$

Погрешность измерения коэффициента пропускания образца стекла определяется формулой

$$\sigma = \frac{0,014}{(a_2 - a_1)^2} \sqrt{(a_2 - a_1)^2 + (a_2 - a_x)^2 + (a_x - a_1)^2}.$$

Величина погрешности не должна быть более 0,0005.

4.12.5. Метод определения пузырьности оптического стекла

Пузырность оптического материала оценивается категорией (диаметром наибольшего пузыря в заготовки), классом (средним числом пузырей в единице массы или объема сырьевого материала), средним числом пузырей определенного размера по ГОСТ 23136 или суммарной площадью сечений пузырей, содержащихся в единице объема материала.

Метод определения пузырьности в соответствии с ГОСТ 3522-81 [16] заключается в просмотре оптических материалов при направленном освещении на темном фоне и определении размеров и числа имеющихся в них пузырей.

Просмотр или подсветку образца стекла осуществляют через полированные поверхности. Однако, при допустимых пузырях диаметром до 0,1 мм при размере образца, не превышающем 50 мм, эта поверхность может быть поверхностью раскола. При допустимых пузырях свыше 0,1 мм и до 10 мм размер образца стекла не ограничен, при этом поверхность просмотра может быть

полированной или поверхностью раскола, поверхностью после литья, вытягивания, проката; шлифованной или прессованной поверхностью, смоченной иммерсионной жидкостью.

Для определения размеров пузырей диаметром до 10 мм включительно применяют набор контрольных образцов с пузырями, указанными в табл. 4.28:

Таблица 4.28. Параметры контрольных образцов набора

Номер контрольного образца в наборе	Категория контрольных пузырей	Диаметр контрольного пузыря, мм	Допуск на отклонение диаметра, мм
1	1	0,03	-0,005
2	1a	0,05	±0,005
3	2	0,10	±0,01
4	3	0,20	±0,02
5	4	0,30	±0,03
6	5	0,50	±0,05
7	6	0,70	±0,07
8	7	1,00	±0,10
9	8	2,00	±0,20
10	9	3,00	±0,30
11	10	5,00	±0,50
12	—	10,00	±1,00

Образцы (проба, заготовки, детали), предназначенные для определения класса пузырьности, должны быть отобраны от сырьевого оптического материала перед его разделкой на заготовки или от партии заготовок (деталей) техническим контролем предприятия-изготовителя в количестве и по схеме, установленной технической документацией на материал.

Образцами, предназначенными для определения числа пузырей, могут быть куски стекла по форме, близкой к кубу, объемом 160-180 см³, куски с двумя противоположно обработанными сторонами (с полированными поверхностями), а также пластины, отрезанные от листа, плитки, бруса размером 100×100 мм².

При определении пузырьности дорогостоящих оптических материалов и материалов, варка которых произведена в сосудах малой вместимости, допускается использование образцов уменьшенных размеров, при этом должно быть гарантировано выполнение требований заказа, для которого используют данный материал.

Перед началом просмотра подготавливают к работе установку, приборы, приспособления и образцы стекла, тщательно очистив их

поверхности от загрязнений салфеткой, смоченной спирто-эфирной смесью. На каждом образце при определении класса или среднего числа пузырей определенного диаметра должны быть обозначены марка стекла, номер варки, прессования и номер образца в соответствии со схемой отбора проб.

При определении пузырности используют следующие приборы, приспособления, реактивы, материалы:

- микроскопы;
- универсальную измерительную трубку;
- измерительные лупы по ГОСТ 25706;
- телескопические монокулярные лупы типа ТЛА или ЛПШ-474;
- объект-микрометр;
- окуляр-микрометр с измерительной сеткой;
- весы по ГОСТ 29329;
- спирто-эфирную смесь СЭ-90;
- салфетки из батиста или фланели по ГОСТ 29298;
- кюветы;
- иммерсионные жидкости;
- карандаш-стеклограф.

При определении категории и класса пузырности, а также среднего числа пузырей образец помещают в пучок лучей от осветителя. Просмотр ведут при боковом или прямом освещении через поверхность, соответствующую установленным ГОСТом требованиям к образцу. При боковом освещении пучок лучей от осветителя направляют на боковую поверхность образца таким образом, чтобы поверхности, через которые ведут просмотр, оставались в тени. Это достигается раскрытием диафрагмы в зависимости от толщины образца стекла.

Контроль образцов стекла с пузырями диаметром до 0,05 мм выполняют на установке с осветительной лампой, в состав которой входит осветитель с лампой накаливания 500 Вт по ГОСТ 2239, щелевая диафрагма, экран, создающий темный фон. На этой же установке допускается проводить контроль образцов стекла с пузырями любого диаметра.

Контроль образцов стекла с пузырями диаметром более 0,05 мм выполняют на установке с кинопроекционной лампой, в состав которой входит осветитель с кинопроекционной лампой 300 Вт, реостат, конденсор диаметром 12–15 см, щелевая диафрагма, экран, создающий темный фон.

Для контроля образцов стекла с пузырями диаметром более 0,1 мм применяют установку с лампой накаливания, основными частями которой являются осветитель с лампой накаливания ЛБ 60Вт, экран, создающий темный фон, лупа 4[×] по ГОСТ 25706, микроскоп типа МБС.

Контроль образцов стекла с пузырями и включениями любого размера можно осуществить на установке с микроскопом, основными частями которой являются лампа 100 Вт, зеленый матовый светофильтр, микроскоп с увеличением 17[×], окуляр с сеткой, столик с отсчетом перемещения в трех направлениях.

Для контроля образцов стекла большого объема с пузырями диаметром более 0,2 мм применяют переносную установку с подсветкой, состоящую из осветителя с лампой накаливания 12 В, 100 Вт для оптических приборов и экрана, создающего темный фон.

Контроль образцов оптического стекла с включениями размером не менее 0,001 мм можно осуществить на установке с ртутной лампой, основными частями которой являются осветитель с ртутной лампой сверхвысокого давления 250 Вт, ирисовая диафрагма, экран, создающий темный фон.

Определение пузырности I категории проводят на установке с осветительной лампой 500 Вт при просмотре через соответствующую поверхность. Регулировку яркости излучения производят по контрольному образцу №1 таким образом, чтобы его видимость была наилучшей. Образец, в котором при просмотре в этих условиях не обнаружен пузырь, следует считать соответствующим требованиям I категории по ГОСТ 23136.

Определение числа пузырей диаметром до 0,03 мм включительно следует производить на установке с осветительной лампой 500 Вт. Определение размеров, числа пузырей и включений допускается производить в проходящем свете с помощью микроскопа, измерительной трубки или лупы. Диаметр пузыря определяют визуально сравнением с делением шкалы окуляра при выбранном рабочем увеличении объектива. Увеличение объектива может быть изменено в зависимости от размера пузыря.

Определение числа пузырей диаметром не более 0,5 мм следует производить в темном помещении, диаметром более 0,5 мм – в затемненном.

При просмотре образцов большого объема предварительно выбирают не менее трех контролируемых участков: один – в

центральной зоне, второй – в зоне с наибольшим числом пузырей, остальные – в зависимости от распределения пузырей.

При необходимости определения глубины залегания пузыря и включений в заготовках (деталях) микроскоп или измерительную трубку сначала фокусируют на освещаемую полированную поверхность заготовки, а затем на выбранный пузырь, отсчитывая при этом необходимое перемещение микроскопа или измерительной трубки.

Результаты определения категории пузырности вносят в сопроводительный документ, приложенный к партии оптического стекла. Результаты определения класса пузырности оптического стекла, среднего числа пузырей определенного диаметра в единичной массе или объеме, суммарной площади сечений пузырей, распределение их по размерным группам и диаметру наибольшего пузыря вписывают в сопроводительный документ (паспорт), прилагаемый к образцам сырьевого материала.

4.12.6. Метод определения бессвильности оптического стекла

Метод определения бессвильности оптического стекла устанавливает ГОСТ 3521-81 [17]. Сущность метода заключается в оценке теневой картины свили, получаемой на экране проекционной установки при просмотре стекла в заданном направлении либо сравнением ее с теневой картиной свили контрольного образца (при контроле 1-й и 2-й категорий бессвильности по ГОСТ 23136-78), либо определением длины свилей, расстояния между ними, площади, занятой свиллями, глубины залегания (при контроле параметра K_x I–V категорий оптической однородности по ГОСТ 23136-78). Пробу для изготовления образцов для испытания следует отбирать от сырьевого оптического стекла перед разделкой его на заготовки в объеме и по схеме, установленным технической документацией, или от партии заготовок (деталей) по ГОСТ 13240-78 техническим контролем предприятия-изготовителя.

Определение бессвильности оптического стекла производят на проекционной установке, оптическая схема которой приведена на рис. 4.45.

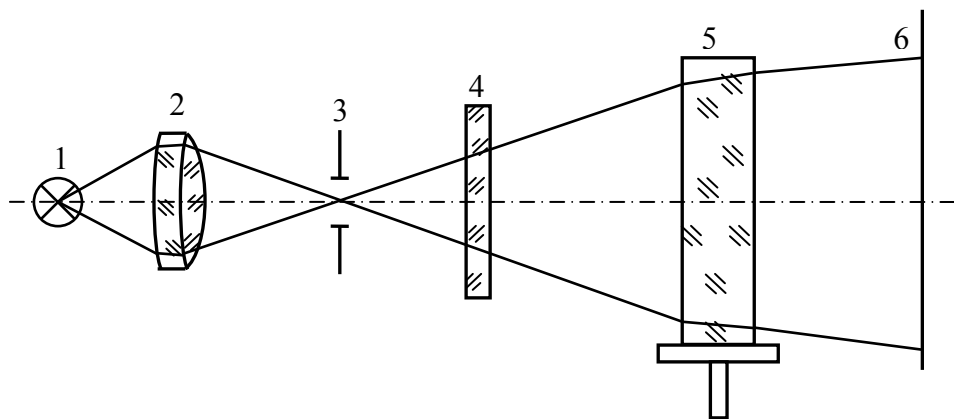


Рис. 4.45. Оптическая схема установки для определения бессвильности оптического стекла: 1 – источник излучения, 2 – конденсор, 3 – сменная диафрагма, 4 – светофильтр, 5 – держатель для стекла, 6 – экран

В качестве источника излучения в проекционной установке должна применяться лампа типа ДРШ. Источник излучения должен обеспечивать освещенность экрана не менее 5 лк на расстоянии 8000 мм от диафрагмы диаметром 2 мм. Изображение источника, построенное конденсором, должно быть расположено в отверстии диафрагмы. Светофильтры ослабители должны быть изготовлены из стекла марок НС6, НС7, НС8 и НС9 по ГОСТ 9411-81. Экран, на который проецируется теневая картина свилей, должен быть изготовлен из чертежной бумаги по ГОСТ 597-73, покрытой порошком мела, просеянным через сито 10000 отв.см⁻². При фотографировании экран следует заменить фотографической контрастной бумагой. Держатель стекла должен обеспечивать поворот образца для испытаний под углом $\pm 45^\circ$ в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Расстояние от диафрагмы до экрана должно быть равно 750 ± 50 мм, а расстояние от свили до экрана – 500 ± 50 мм, при этом при определении свили 1-й категории диаметр диафрагмы должен быть равен 2 мм, а свили 2-й категории – 4 мм.

Определение бессвильности выполняют в затемненном помещении. Фотографирование теневой картины свилей производят при неактиничном (не оказывающем, например, теплового воздействия) освещении.

Определение бессвильности стекла 1-й и 2-й категорий производят путем сравнения теневой картины свили проверяемого стекла и контрольного образца. Для этого контрольный образец свили той категории, по которой должен быть проведен просмотр, помещают и укрепляют в держателе. В пучок лучей вводят такой светофильтр, при котором освещенность экрана не утомляет глаз наблюдателя. Путем перемещения и покачивания держателя

добиваются четкой теневой картины свили контрольного образца. Затем путем изменения диаметра диафрагмы или расстояния между источником излучения и контрольным образцом, или выполняя то и другое одновременно в зависимости от конструкции установки, добиваются исчезновения теневой картины свили на экране. В этом положении контрольный образец заменяют испытуемым стеклом. При оценке стекла 1-й и 2-й категорий бессвильности теневая картина свилей в исследуемом стекле и в контрольном образце соответствующей категории должна быть незаметной для глаза в одних и тех же условиях.

Определение 3-й категории бессвильности стекла производят путем просмотра образца оптического стекла в проходящем свете, рассматривая через него границу свет-тень или объект в соответствии с техническими условиями, устанавливающими условия работы детали в приборе. Условия наблюдения объекта указывают при заказе. При этом не должны наблюдаться грубые изломы или сдвиги участков границы свет-тень или искажения заданного техническими условиями объекта в пределах, превышающих допустимые.

Определение 4-й категории бессвильности производят путем контроля выполнения режима варки и размешивания, установленного в технической документации для стекла данной марки.

Определение параметра K_x , требования к которому предусмотрены I–IV категориями оптической однородности, производят путем визуального измерения длины свилей, расстояния между ними с учетом масштаба изображения на экране и площади, занятой свилем, по их теневой картине на экране проекционной установки и в результате просмотра стекла, содержащего свили, в поляризованном свете с целью обнаружения сопровождающего свили двулучепреломления.

Определение параметра K_x , требования к которому предусмотрены V категорией по оптической однородности, состоит в нахождении местоположения свилей по толщине заготовки и измерении двулучепреломления около них. Глубину залегания обнаруженных грубых свилей и отличие свилей от поверхностных дефектов определяют методом параллакса при поворотах образца оптического стекла перед экраном проекционной установки.

Образцы оптического стекла в зависимости от заданного класса бессвильности просматривают в одном либо в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработка оптических систем, работающих в ультрафиолетовой или в инфракрасной областях спектра, основана на применении материалов, прозрачных в соответствующих областях спектра. Вполне естественно, что если требуется включить в оптическую систему цветной светофильтр, то проще всего это сделать, применив цветное стекло. И, тем не менее, по массовости применения и объему потребления оптическое бесцветное стекло бесспорно занимает первое место среди других оптических материалов. Успешное создание новых высоко светосильных и широкопольных оптических систем определяется, как правило, возможностью многовариантного выбора подходящего материала по показателю преломления, дисперсии и, что немало важно, по показателю его качества.

Предположим, что стекла выбранных марок позволили разработать оптическую систему, удовлетворяющую предъявляемым к ней требованиям. Для изготовления оптических деталей разработанной системы необходимо определить допустимые отклонения геометрических параметров от номинальных величин, неизбежные при изготовлении деталей, и требования к качеству их материала. При этом требования к категории и классу по ГОСТ 23136-93 оптического бесцветного стекла не должны превышать установленных ГОСТ 3514-94 и приведенных в табл. П12. Вторая цифра или буква соответствуют категории или классу для заготовок стекла, изготавливаемых партиями любых объемов при массовом производстве.

При определении требований к оптическому стеклу следует руководствоваться результатами расчетов, выполненных, например, в соответствии с методиками, изложенными в настоящем пособии, свойствами приемника излучения (в частном случае глаза), функциональным назначением разработанного оптического устройства и, наконец, просто здравым смыслом, основанным на имеющемся опыте решения подобных задач. Для уверенности в принятом решении и для того, чтобы избежать перестраховки при определении требований к стеклу, разработчик в зависимости от его квалификации в большей или в меньшей степени испытывает потребность в подсказке, основанной на опыте других творцов новой техники. Рекомендуемые требования к качеству стекла типовых деталей и элементов оптических систем, заимствованные из монографии профессора С.М. Латыева [32, 46], приведены в

табл. П13. При этом обращаем внимание на то обстоятельство, что при сопоставлении принятых требований к стеклу с приведенными в таблице или при определении требований с помощью таблицы следует проявлять известную осторожность. Дело в том, что требования к стеклу конкретной детали определяются отношением диаметра светового пучка лучей в пределах световой зоны детали к ее диаметру. Важно заметить, что требуемая освещенность изображения фотографируемого предмета достигается, например, изменением (уменьшением) апертурной диафрагмы объектива, а, следовательно, и диаметра светового пучка лучей, что приводит к изменению требований к стеклу деталей объектива. Изменение масштаба изображения, образованного объективом трансфокатором, даже при неизменной освещенности изображения приводит не только к изменению (уменьшению) светового пучка лучей, но и к изменению диаметра световой зоны. Площадь световых пучков лучей может уменьшаться в зависимости от значения полевого угла в результате их виньетирования оправами линз. Таким образом, необходимо учитывать все возможные факторы, влияющие на определение требований к стеклу. Поэтому нередко случается, что приемлемые требования к стеклу удается получить в результате компромиссного решения этой задачи.

Рекомендации по цифровой записи параметров стекла и требований к ним приведены в Приложении.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица П1. Температурные коэффициенты показателя преломления $\beta_{\text{абс}}(t, \lambda)$

Марка стекла	$\beta_{\text{абс}}(t, \lambda) \cdot 10^7, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$			Марка стекла	$\beta_{\text{абс}}(t, \lambda) \cdot 10^7, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$			Марка стекла	$\beta_{\text{абс}}(t, \lambda) \cdot 10^7, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$		
	F'	e	C'		F'	e	C'		F'	e	C'
ЛК3	-27	-28	-30	ТК20	4	2	0	БФ25	39	34	28
ЛК4	23	21	19	ТК21	17	12	8	БФ28	77	67	58
ЛК6	-20	-22	-24	ТК23	20	17	14	ТБФ4	59	50	42
ЛК7	38	36	34	СТК3	-12	-15	-18	ЛФ5	31	25	20
ФК14	-41	-44	-46	СТК7	-34	-37	-40	ЛФ9	-6	-11	-16
К8	9	6	3	СТК9	44	39	35	ЛФ10	12	8	4
К14	24	21	18	СТК12	18	15	12	Ф1	39	31	23
К19	9	6	3	СТК19	47	41	37	Ф4	42	34	26
БК4	6	3	0	КФ4	21	18	16	Ф6	38	30	24
БК6	2,0	-0,4	-3,0	КФ6	27	24	20	Ф9	-11	-18	-25
БК8	19	16	13	КФ7	31	27	23	Ф13	44	37	30
БК10	23	19	16	БФ1	20	17	14	ТФ1	28	18	10
БК13	10	7	5	БФ6	11	6	3	ТФ2	55	42	32
ТК2	18	15	11	БФ7	26	22	19	ТФ3	62	49	36
ТК4	25	22	19	БФ8	15	10	6	ТФ4	74	59	44
ТК8	22	18	14	БФ11	28	24	20	ТФ5	80	62	48
ТК12	11	8	6	БФ12	20	13	6	ТФ7	46	31	19
ТК13	8	6	3	БФ13	31	26	22	ТФ8	58	45	33
ТК14	1	-1	-3	БФ16	12	6	1	ТФ10	108	85	65
ТК16	4	1	-2	БФ21	34	29	24	ОФ1	19	16	13
ТК17	-8	-10	-13	БФ24	42	35	28	ОФ4	24	20	16

Таблица П2. Термооптические постоянные $V(t, \lambda)$

Марка стекла	$V(t, \lambda) \cdot 10^7, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$			Марка стекла	$V(t, \lambda) \cdot 10^7, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$			Марка стекла	$V(t, \lambda) \cdot 10^7, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$		
	F'	e	C'		F'	e	C'		F'	e	C'
ЛК3	-102	-105	-110	ТК20	-27	-31	-35	БФ25	30	23	15
ЛК4	35	31	27	ТК21	-16	-22	-29	БФ28	86	75	60
ЛК6	-82	-87	-93	ТК23	24	11	6	ТБФ4	38	28	18
ЛК7	76	73	68	СТК3	-57	-61	-66	ЛФ5	19	11	1
ФК14	-122	-127	-132	СТК7	-101	-107	-112	ЛФ9	-58	-66	-74
К8	-14	-19	-25	СТК9	35	32	25	ЛФ10	-14	-21	-29
К14	19	13	8	СТК12	0	-4	-9	Ф1	24	13	0
К19	-21	-25	-31	СТК19	40	34	28	Ф4	29	17	4
БК4	-23	-28	-35	КФ4	13	10	5	Ф6	25	14	3
БК6	-34	-39	-44	КФ6	28	23	14	Ф9	-76	-86	098
БК8	14	9	3	КФ7	41	34	27	Ф13	34	22	11
БК10	8	3	-3	БФ1	8	2	-3	ТФ1	-9	-21	-35
БК13	-10	-14	-18	БФ6	-23	-30	-38	ТФ2	38	22	6
ТК2	0	-3	-10	БФ7	10	6	0	ТФ3	37	21	3
ТК4	16	11	5	БФ8	-18	-26	-33	ТФ4	54	30	11
ТК8	7	-1	-6	БФ11	13	8	2	ТФ5	54	33	15
ТК12	-5	-8	-12	БФ12	-19	-29	-41	ТФ7	3	-15	-32

Таблица П2 (продолжение)

Марка стекла	$V(t,\lambda)\cdot 10^7, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$			Марка стекла	$V(t,\lambda)\cdot 10^7, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$			Марка стекла	$V(t,\lambda)\cdot 10^7, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$		
	F'	e	C'		F'	e	C'		F'	e	C'
ТК13	-14	-18	-22	БФ13	19	13	6	ТФ8	36	20	3
ТК14	-28	-30	-35	БФ16	-30	-37	-45	ТФ10	82	57	35
ТК16	-25	-31	-37	БФ21	17	10	0	ОФ1	14	7	1
ТК17	-49	-51	-56	БФ24	24	13	3	ОФ4	24	19	12

Таблица П3. Температурный коэффициент линейного расширения $\alpha(t)\cdot 10^7, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$

Марка стекла	$\alpha(t)\cdot 10^7, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$	Марка стекла	$\alpha(t)\cdot 10^7, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$	Марка стекла	$\alpha(t)\cdot 10^7, \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$
ЛК3	86	ТК20	67	БФ25	66
ЛК4	50	ТК21	72	БФ28	59
ЛК6	80	ТК23	52	ТБФ4	65
ЛК7	40	СТК3	71	ЛФ5	68
ФК14	87	СТК7	84	ЛФ9	81
К8	68	СТК9	51	ЛФ10	72
К14	64	СТК12	57	Ф1	70
К19	74	СТК19	51	Ф4	70
БК4	71	КФ4	63	Ф6	69
БК6	74	КФ6	63	Ф9	90
БК8	56	КФ7	55	Ф13	70
БК10	66	БФ1	67	ТФ1	82
БК13	62	БФ6	77	ТФ2	74
ТК2	64	БФ7	68	ТФ3	77
ТК4	58	БФ8	77	ТФ4	78
ТК8	62	БФ11	63	ТФ5	78
ТК12	58	БФ12	82	ТФ7	88
ТК13	61	БФ13	61	ТФ8	76
ТК14	63	БФ16	78	ТФ10	75
ТК16	65	БФ21	71	ОФ1	59
ТК17	68	БФ24	74	ОФ4	44

Таблица П4. Удельная теплоемкость C , теплопроводность λ и температуропроводность a

Марка стекла	$C, \text{ Дж/кг}\cdot^\circ\text{C}$	$\lambda, \text{ Вт/м}\cdot^\circ\text{C}$	$a\cdot 10^6, \text{ м}^2/\text{с}$	Марка стекла	$C, \text{ Дж/кг}\cdot^\circ\text{C}$	$\lambda, \text{ Вт/м}\cdot^\circ\text{C}$	$a\cdot 10^6, \text{ м}^2/\text{с}$
ЛК4	795	(1,02)	0,55	БФ1	(712)	(0,93)	0,49
ЛК6	606	0,80	0,55	БФ6	436	0,67	0,49
ЛК7	580	1,08	0,81	БФ7	544	0,80	0,46
ФК14	550	0,54	0,29	БФ8	(586)	0,77	0,40
К8	710	1,08	0,61	БФ11	490	0,70	0,39
К14	772	–	0,34	БФ12	420	0,62	0,40
К19	725	–	–	БФ13	870	0,68	(0,20)
БК4	686	1,05	0,55	БФ16	476	0,66	0,34
БК6	651	0,88	0,42	БФ24	436	0,69	0,44
БК8	678	0,94	0,49	БФ25	–	–	0,42
БК10	602	0,89	0,48	БФ28	456	0,71	0,40

Таблица П4 (продолжение)

Марка стекла	C , Дж/кг·°C	λ , Вт/м·°C	$a \cdot 10^6$, м ² /с	Марка стекла	C , Дж/кг·°C	λ , Вт/м·°C	$a \cdot 10^6$, м ² /с
БК13	538	0,83	0,51	ЛФ5	400	0,74	0,57
ТК2	510	0,74	0,46	ЛФ9	704	1,04	0,55
ТК4	(502)	(0,66)	0,45	ЛФ10	590	0,94	0,58
ТК8	(544)	(0,73)	(0,37)	Ф1	522	0,81	0,43
ТК12	598	0,89	0,49	Ф4	(460)	0,78	0,46
ТК13	428	0,71	0,48	Ф6	470	0,76	0,46
ТК16	520	0,84	0,45	Ф9	538	0,74	0,47
ТК17	498	0,72	0,40	Ф13	500	0,72	0,41
ТК20	552	–	–	ТФ1	500	(0,72)	0,38
ТК21	436	0,68	0,39	ТФ2	(460)	(0,68)	0,36
ТК23	516	0,80	0,48	ТФ3	376	0,65	0,39
СТК3	486	0,72	0,38	ТФ4	402	0,66	0,36
СТК9	556	0,74	0,42	ТФ5	326	0,56	0,36
СТК12	597	0,92	0,44	ТФ7	(419)	(0,67)	0,39
СТК19	512	–	–	ТФ8	416	0,66	0,38
КФ4	392	0,61	0,60	ТФ10	376	0,62	0,32
КФ6	604	0,99	0,66	ОФ1	648	0,78	0,47
КФ7	498	–	0,76	ОФ4	496	0,71	0,39

Таблица П5. Температуры, соответствующие вязкостям $10^{12,0 \pm 0,5}$ и $10^{9,0 \pm 0,7}$ Па·с оптических стекол

Марка стекла	T_{10}^{12} , °C	T_{10}^9 , °C	Марка стекла	T_{10}^{12} , °C	T_{10}^9 , °C
ЛК3	480	585	БФ1	520	630
ЛК4	540	665	БФ6	525	635
ЛК6	395	510	БФ7	560	640
ЛК7	585	715	БФ8	515	610
ФК14	510	575	БФ11	605	685
К8	540	630	БФ12	475	570
К14	545	625	БФ13	600	670
К19	545	645	БФ16	604	625
БК4	555	650	БФ21	475	580
БК6	550	640	БФ24	475	565
БК8	600	660	БФ25	570	640
БК10	570	660	БФ28	535	610
БК13	610	585	ТБФ4	555	620
ТК2	615	700	ЛФ5	460	575
ТК4	635	725	ЛФ9	480	565
ТК8	635	715	ЛФ10	470	560
ТК12	605	670	Ф1	455	565
ТК13	635	710	Ф4	455	545
ТК14	620	685	Ф6	460	545
ТК16	660	720	Ф9	440	535
ТК17	620	670	Ф13	455	550
ТК20	640	710	ТФ1	420	530
ТК21	620	690	ТФ2	440	520
ТК23	635	700	ТФ3	430	500
СТК3	635	685	ТФ4	435	505

Таблица П5 (продолжение)

Марка стекла	$T_{10}^{12}, ^\circ C$	$T_{10}^9, ^\circ C$	Марка стекла	$T_{10}^{12}, ^\circ C$	$T_{10}^9, ^\circ C$
СТК7	605	655	ТФ5	425	495
СТК9	630	670	ТФ7	390	470
СТК12	640	690	ТФ8	410	495
СТК19	620	670	ТФ10	405	470
КФ4	625	625	ОФ1	450	540
КФ6	445	565	ОФ4	485	530
КФ7	520	625			

Таблица П6. Радиационно-оптическая устойчивость оптических стекол

Марка стекла	$\Delta D, \text{см}^{-1}$		Марка стекла	$\Delta D, \text{см}^{-1}$	
	$1 \cdot 10^5 P$	$5 \cdot 10^5 P$		$1 \cdot 10^5 P$	$5 \cdot 10^5 P$
ЛК3	0,120	0,400	БФ1	0,200	0,510
ЛК4	0,130	0,455	БФ6	0,360	0,865
ЛК6	1,100	0,300	БФ7	0,375	0,860
ЛК7	0,100	0,350	БФ8	0,430	0,950
ФК14	0,500	1,100	БФ11	0,300	0,640
К8	0,260	0,920	БФ12	0,495	1,090
К14	0,280	0,077	БФ13	0,485	1,045
К19	0,285	0,920	БФ16	0,430	0,940
БК4	0,400	1,160	БФ21	0,460	0,828
БК6	0,435	1,240	БФ24	0,480	0,765
БК8	0,295	0,810	БФ25	0,460	0,950
БК10	0,315	0,705	БФ28	0,570	1,370
БК13	0,250	0,615	ТБФ4	0,300	0,530
ТК2	0,200	0,460	ЛФ5	0,500	1,050
ТК4	0,220	0,530	ЛФ9	0,120	0,350
ТК8	0,080	0,180	ЛФ10	0,080	0,200
ТК12	0,265	0,810	Ф1	0,600	1,120
ТК13	0,255	0,810	Ф4	0,700	1,170
ТК14	0,300	0,950	Ф6	0,530	1,180
ТК16	0,290	0,750	Ф9	0,350	0,705
ТК17	0,425	1,175	Ф13	0,500	1,060
ТК20	0,300	0,950	ТФ1	0,600	0,970
ТК21	0,275	0,575	ТФ2	0,510	1,065
ТК23	0,345	0,950	ТФ3	0,750	1,080
СТК3	0,450	0,980	ТФ4	0,460	0,855
СТК7	0,670	1,650	ТФ5	0,600	0,930
СТК9	0,360	0,830	ТФ7	0,410	0,725
СТК12	0,345	0,780	ТФ8	0,455	0,930
СТК19	0,430	1,000	ТФ10	0,490	0,650
КФ4	0,250	0,860	ОФ1	0,120	0,380
КФ6	0,180	0,400	ОФ4	0,490	1,280
КФ7	0,180	0,420			

Таблица П7. Показатель светорассеяния σ для спектральной линии e

Марка стекла	Показатель светорассеяния $r_e \cdot 10^5, \text{см}^{-1}$	Марка стекла	Показатель светорассеяния $r_e \cdot 10^5, \text{см}^{-1}$
ЛК3	1,5	БФ1	1,6
ЛК4	2,0	БФ6	2,6
ЛК6	2,0	БФ7	3,5
ЛК7	1,4	БФ8	3,0
ФК14	1,4	БФ11	2,3
К8	0,8	БФ12	5,1
К14	1,2	БФ13	3,4
К19	0,9	БФ16	3,0
БК4	1,8	БФ21	6,0
БК6	1,9	БФ24	6,7
БК8	7,3	БФ25	8,7
БК10	3,8	БФ28	10,0
БК13		ТБФ4	13,0
ТК2	6,0	ЛФ5	2,2
ТК4	2,5	ЛФ9	8,2
ТК8	2,1	ЛФ10	3,5
ТК12	(7,6)	Ф1	7,1
ТК13	4,3	Ф4	8,7
ТК14	4,8	Ф6	7,1
ТК16	1,5	Ф9	(13)
ТК17	1,5	Ф13	5,6
ТК20	1,5	ТФ1	7,2
ТК21	1,8	ТФ2	13,0
ТК23	3,3	ТФ3	16,0
СТК3	3,2	ТФ4	18,0
СТК7	4,1	ТФ5	17,0
СТК9	7,7	ТФ7	6,5
СТК12	4,8	ТФ8	13,0
СТК19	6,8	ТФ10	13,0
КФ4	3,3	ОФ1	5,7
КФ6	3,6	ОФ4	5,7
КФ7	6,5		

Таблица П8. Механические характеристики, характеризующиеся отношением объема сошлифованного стекла марки К8 к объему стекла данной марки, сошлифованному при тех же условиях

Марка стекла	Плотность $\rho, \text{г}/\text{см}^3$	Оптический коэффициент напряжения при 0,55 мкм $B \cdot 10^{12}, \text{Па}^{-1}$	Модуль упругости $E \cdot 10^{-7}, \text{Па}$	Модуль сдвига $G \cdot 10^{-7}, \text{Па}$	Коэффициент поперечной и деформации μ	Относительная твердость по сошлифованию (относительно К8)
ЛК3	2,46	2,90	6311	2569	0,228	0,85
ЛК4	2,33	3,70	6360	2639	0,305	1,00
ЛК6	2,30	3,80	4880	1966	0,241	0,80
ЛК7	2,30	3,55	6791	2851	0,191	1,23
ФК14	3,39	1,45	5733	2282	0,256	0,39
К8	2,52	2,70	8065	3336	0,209	1,00
К14	2,53	3,20	7713	3205	0,203	1,04

Таблица П8 (продолжение)

Марка стекла	Плотность ρ , $\frac{\text{г}}{\text{см}^3}$	Оптический коэффициент напряжения при 0,55 мкм $B \cdot 10^{12}$, Па^{-1}	Модуль упругости $E \cdot 10^{-7}$, Па	Модуль сдвига $G \cdot 10^{-7}$, Па	Коэффициент поперечной и деформации μ	Относительная твердость по сошлифованию (относительно К8)
К19	2,62	3,00	7056	2894	0,219	0,90
БК4	2,76	3,00	7027	2865	0,226	0,90
БК6	2,86	2,70	7007	2844	0,232	0,87
БК8	2,85	2,85	8026	3265	0,229	0,91
БК10	3,12	3,00	7340'	2950	0,244	0,81
БК13	3,04	2,50	7752	3133	0,237	0,88
ТК2	3,20	2,75	7203	2888	0,247	0,84
ТК4	3,58	2,25	7762	3082	0,259	0,80
ТК8	3,61	2,05	7654	3022	0,266	0,75
ТК12	3,06	2,40	8379	3370	0,243	0,83
ТК13	3,44	2,00	7752	3347	0,259	0,79
ТК14	3,51	1,85	8526	3381	0,261	0,74
ТК16	3,56	1,85	8016	3163	0,267	0,76
ТК17	3,66	1,80	8418	3294	0,278	0,68
ТК20	3,58	1,90	8095	3182	0,272	0,73
ТК21	3,98	1,95	7781	3020	0,288	0,57
ТК23	3,24	2,30	8261	3275	0,261	0,90
СТК3	3,91	1,55	8849	3449	0,283	0,61
СТК7	4,22	1,40	8144	3154	0,291	0,50
СТК9	4,11	2,00	11584	4462	0,298	1,18
СТК12	3,46	1,85	11221	4356	0,288	1,02
СТК19	4,09	1,95	11535	4450	0,296	1,13
КФ4	2,57	3,00	7036	2903	0,212	1,05
КФ6	2,52	3,10	6664	2786	0,196	0,98
КФ7	2,51	3,25	6625	2761	0,200	0,90
БФ1	2,67	3,25	6831	2839	0,203	0,86
БФ6	3,16	3,05	6468	2602	0,243	0,81
БФ7	3,23	3,00	7301	2925	0,248	0,81
БФ8	3,28	2,95	6419	2590	0,239	0,78
БФ11	3,66	2,35	7713	3034	0,271	0,74
БФ12	3,67	2,55	6105	2456	0,243	0,69
БФ13	3,82	2,15	7624	3002	0,270	0,72
БФ16	4,02	1,65	7889	3067	0,286	0,58
БФ21	3,56	2,95	6203	2512	0,235	0,72
БФ24	3,67	2,65	6301	2553	0,234	0,73
БФ25	3,47	2,80	7203	2881	0,250	0,80
БФ28	3,96	2,40	6537	2640	0,238	0,72
ТБФ4	4,46	2,35	9477	3622	0,308	0,79
ЛФ5	3,23	3,25	5557	2308	0,204	0,68
ЛФ9	2,61	3,60	6752	2714	0,244	0,69
ЛФ10	2,73	3,00	6664	2735	0,218	0,83
Ф1	3,57	2,95	5557	2275	0,221	0,65
Ф4	3,67	3,00	5527	2262	0,222	0,64
Ф6	3,48	3,05	5704	2378	0,199	0,60
Ф9	2,93	3,15	6576	2636	0,247	0,60
Ф13	3,63	2,85	5655	2326	0,215	0,67

Таблица П8 (продолжение)

Марка стекла	Плотность ρ , $\frac{\text{г}}{\text{см}^3}$	Оптический коэффициент напряжения при 0,55 мкм $B \cdot 10^{12}$, Па^{-1}	Модуль упругости $E \cdot 10^{-7}$, Па	Модуль сдвига $G \cdot 10^{-7}$, Па	Коэффициент поперечной и деформации μ	Относительная твердость по сошлифованию (относительно К8)
ТФ1	3,86	2,60	5361	2184	0,227	0,61
ТФ2	4,09	2,25	5498	2240	0,227	0,64
ТФ3	4,46	1,85	5508	2255	0,221	0,62
ТФ4	4,65	1,50	5390	2174	0,240	0,62
ТФ5	4,77	1,25	5390	2178	0,240	0,61
ТФ7	4,52	1,65	5312	2127	0,249	0,55
ТФ8	4,23	2,10	5615	2284	0,229	0,62
ТФ10	5,19	0,70	5419	2176	0,245	0,52
ОФ1	2,56	4,00	5302	2164	0,225	0,79
ОФ4	3,48	2,00	6801	2651	0,283	0,64

Таблица П9. Группы химической устойчивости, определяемые по ГОСТ 13917

Марка стекла	Группа устойчивости к влажной атмосфере	Группа кислотоустойчивости	Марка стекла	Группа устойчивости к влажной атмосфере	Группа кислотоустойчивости
ЛК3	А	4	БФ1	Б	1
ЛК4	А	3	БФ6	А	2
ЛК6	А	6	БФ7	А	4
ЛК7	А	1	БФ8	А	2
ФК14	д	5	БФ11	А	4
К8	А	1	БФ12	А	4
К14	А	1	БФ13	А	4
К19	А	1	БФ16	А	4
БК4	А	1	БФ21	А	2
БК6	А	1	БФ24	А	3
БК8	А	4	БФ25	А	4
БК10	А	4	БФ28	А	4
БК13	А	3	ТБФ4	с	4
ТК2	А	3	ЛФ5	А	1
ТК4	А	4	ЛФ9	А	1
ТК8	А	4	ЛФ10	А	1
ТК12	А	5	Ф1	А	1
ТК13	А	5	Ф4	А	2
ТК14	А	5	Ф6	А	1
ТК16	А	5	Ф9	А	1
ТК17	А	6	Ф13	А	1
ТК20	А	5	ТФ1	А	4
ТК21	А	4	ТФ2	А	5
ТК23	А	5	ТФ3	А	4
СТК3	А	5	ТФ4	А	4
СТК7	с	6	ТФ5	А	4
СТК9	с	5	ТФ7	А	4
СТК12	с	5	ТФ8	А	4
СТК19	с	4	ТФ10	А	4

Таблица П9 (продолжение)

Марка стекла	Группа устойчивости к влажной атмосфере	Группа кислотоустойчивости	Марка стекла	Группа устойчивости к влажной атмосфере	Группа кислотоустойчивости
КФ4	А	1	ОФ1	А	6
КФ6	Б	1	ОФ4	д	6
КФ7	А	1			

Таблица П10. Магнитооптическая постоянная для линий спектра e и D

Марка стекла	Магнитооптическая постоянная V_{λ} , рад/А		Марка стекла	Магнитооптическая постоянная V_{λ} , рад/А	
	e	D		e	D
ЛК3	0,062	0,051	БФ7	0,088	0,077
ЛК4	0,070	0,058	БФ8	0,113	0,099
ЛК6	0,066	0,058	БФ11	0,091	0,080
ЛК7	0,066	0,058	БФ12	0,146	0,124
ФК14	0,070	0,058	БФ13	0,106	0,091
К8	0,070	0,062	БФ16	0,110	0,095
К14	0,077	0,066	БФ21	0,142	0,120
К19	0,077	0,066	БФ24	0,164	0,142
БК4	0,077	0,066	БФ25	0,113	0,099
БК6	0,080	0,069	БФ28	0,172	0,150
БК8	0,077	0,066	ТКФ4	0,153	0,132
БК10	0,084	0,073	ЛФ5	0,139	0,117
БК13	0,077	0,066	ЛФ9	0,153	0,132
ТК2	0,084	0,069	ЛФ10	0,117	0,099
ТК4	0,084	0,073	Ф1	0,161	0,139
ТК8	0,088	0,077	Ф4	0,169	0,146
ТК12	0,073	0,062	Ф6	0,157	0,135
ТК14	0,077	0,066	Ф9	0,179	0,154
ТК16	0,080	0,069	Ф13	0,165	0,142
ТК17	0,080	0,069	ТФ1	0,186	0,161
ТК20	0,084	0,073	ТФ2	0,197	0,172
СТК3	0,080	0,069	ТФ3	0,234	0,201
СТК9	0,102	0,088	ТФ4	0,256	0,219
СТК12	0,088	0,077	ТФ5	0,270	0,234
КФ4	0,080	0,069	ТФ7	0,252	0,219
КФ6	0,080	0,069	ТФ8	0,216	0,186
КФ7	0,099	0,084	ТФ10	0,303	0,263
БФ1	0,088	0,077	ОФ1	0,099	0,084
БФ6	0,102	0,088	ОФ4	0,128	0,110

Таблица П11. Диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(f, t)$ и удельное сопротивление ρ

Марка стекла	Диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(f, t)$		Тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta(f, t) \cdot 10^4$		Удельное объемное сопротивление ρ , Ом·см	
	10^6 Гц	10^{10} Гц	10^6 Гц	10^{10} Гц	150°C	300°C
ЛК3	6,5	6,2	29	95	$1 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^7$
ЛК4	5,7	5,4	28	85	$2 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^9$
ЛК6	5,8	5,6	25	80	$1 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^8$
ЛК7	5,3	5,0	30	85	$8 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^9$
ФК14	7,8	7,3	25	65	$5 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^7$
К8	6,7	6,3	30	80	$6 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^7$
К14	6,6	6,2	55	100	$2 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^6$
К19	6,8	6,4	25	75	$2 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^8$
БК4	–	6,8	–	45	$1 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^9$
БК6	–	6,7	–	80	$4 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^9$
БК8	6,4	6,1	28	80	$6 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^{10}$
БК10	–	7,2	–	60	$7 \cdot 10^{14}$	$7 \cdot 10^{10}$
БК13	–	7,0	–	65	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{10}$
ТК2	7,7	7,3	14	60	$3 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{11}$
ТК4	–	8,0	–	55	$2 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{13}$
ТК8	–	8,2	–	50	$2 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{13}$
ТК12	–	7,0	–	50	$1 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{11}$
ТК13	–	7,7	–	45	$1 \cdot 10^{19}$	$6 \cdot 10^{13}$
ТК14	–	8,0	–	45	$6 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{13}$
ТК16	8,6	8,2	6	50	$7 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{13}$
ТК17	–	8,5	–	55	–	–
ТК20	8,7	8,5	10	30	$2 \cdot 10^{17}$	$3 \cdot 10^{12}$
ТК21	9,6	9,5	16	35	$1 \cdot 10^{16}$	$4 \cdot 10^{11}$
ТК23	–	7,2	–	40	–	–
СТК3	2	9,1	–	60	–	–
СТК9	–	9,6	–	–	–	–
СТК12	–	7,1	–	50	–	–
СТК19	–	10,2	–	75	–	–
КФ4	–	6,4	–	80	$3 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^7$
КФ6	–	5,7	–	80	$1 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^7$
КФ7	–	6,0	–	85	–	–
БФ1	6,5	6,1	22	65	–	–
БФ6	–	7,3	–	60	$3 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^9$
БФ7	–	7,4	–	60	$5 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{10}$
БФ8	–	7,4	–	55	$7 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{10}$
БФ11	8,7	8,3	11	50	$6 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{13}$

Таблица П11 (продолжение)

Марка стекла	Диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(f, t)$		Тангенс угла диэлектрических потерь $tg\delta(f, t) \cdot 10^4$		Удельное объемное сопротивление ρ , Ом·см	
	10^6 Гц	10^{10} Гц	10^6 Гц	10^{10} Гц	150°C	300°C
БФ12	8,4	8,0	10	50	$6 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{11}$
БФ13	8,7	8,4	10	45	$1 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{13}$
БФ16	–	9,8	–	60	$4 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{11}$
БФ21	7,8	7,7	10	55	$2 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{10}$
БФ24	8,4	8,2	10	50	–	–
БФ25	8,4	8,0	10	60	$3 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{11}$
БФ28	9,0	8,6	13	65	$1 \cdot 10^{16}$	$4 \cdot 10^{11}$
ТБФ4	11,9	11,3	14	70	–	–
ЛФ5	7,0	6,4	13	55	$5 \cdot 10^{13}$	$7 \cdot 10^9$
ЛФ9	–	7,9	–	65	$1 \cdot 10^{11}$	$7 \cdot 10^7$
ЛФ10	–	6,8	–	60	$2 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^8$
Ф1	–	7,2	–	30	–	–
Ф4	–	7,4	–	50	$2 \cdot 10^{15}$	$6 \cdot 10^{10}$
Ф6	–	6,8	–	40	–	–
Ф9	–	8,7	–	45	$6 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^8$
Ф13	7,4	7,2	9	45	–	–
ТФ1	8,5	8,0	8	50	$3 \cdot 10^{15}$	$6 \cdot 10^{10}$
ТФ2	8,9	8,7	8	80	$1 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{10}$
ТФ3	10,3	9,9	9	65	$1 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{10}$
ТФ4	–	10,7	–	40	$9 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{10}$
ТФ5	(11,6)	10,8	(12)	110	$7 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{10}$
ТФ7	10,6	10,1	11	60	$6 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^9$
ТФ8	–	8,9	–	50	$6 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{10}$
ТФ10	12,8	12,6	30	40	$1 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^9$
ОФ1	–	5,3	–	50	–	–
ОФ4	–	7,9	–	30	$3 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{13}$

Таблица П12. Требования к оптическому бесцветному стеклу

Марка стекла	Категория по							Класс		
	показателю пре- ломления n_e	коэффи- циенту дисперсии ν_e	средней дисперсии $n_{F'} - n_{C'}$	показателю ослабления μ_A	оптической однородности заготовок размером, мм		двулуче- преломле- нию	бессвиль- ности	однородности партии по n_e, ν_e или $n_{F'} - n_{C'}$	бессвиль- ности
					до 150	св. 150				
ЛК1	4-5	3-4	2-3	5-7	1-3	II-IV	2-4	1-2	Б-Г	Б
ЛК3	1-4	2-3	1-3	4-5	1-3	II-IV	2-4	1-2	Б-Г	Б
ЛК103	1-4	2-3	1-3	4-5	1-3	II-IV	2-4	1-2	Б-Г	Б
ЛК4	1-4	1-4	1-3	3-4	1-3	III-IV	1-4	1-2	Б-Г	Б
ЛК5	1-4	2-4	1-3	5-7	2-3	III-IV	1-4	2	Б-Г	Б
ЛК105	1-4	2-4	1-3	7-8	2-3	III-IV	2-4	2	Б-Г	Б
ЛК6	1-4	2-3	1-3	2-5	1-3	II-IV	2-4	1-2	Б-Г	Б
ЛК7	1-4	2-4	1-3	5-6	2-3	III-IV	2-4	2	Б-Г	Б
ЛК107	1-4	2-4	1-3	5-6	1-3	III-IV	1-4	1-2	Б-Г	Б
ЛК8	3-4	3-4	2-3	4-6	1-3	II-IV	1-4	2	В-Г	Б
ФК11	1-4	1-3	1-2	3-5	1-3	-	1-4	2	В-Г	Б
ФК13	3-4	2-4	2-4	3-5	1-3	-	1-4	2	Б-Г	Б
ФК14	1-4	1-3	1-3	2-4	1-3	-	1-4	1-2	Б-Г	Б
ФК24	3-4	1-2	2-3	3-4	1-3	-	1-4	1-2	Б-Г	Б
ТФК11	3-4	2-4	3-5	4-5	1-3	-	1-4	1-2	Г	Б
К1	2-4	1-3	1-3	2-4	1-3	I-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
К2	1-4	1-3	1-3	3-4	1-3	I-IV	1-4	2	Б-Г	А-Б
К102	2-4	1-3	1-3	3-6	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
К3	2-4	2-4	2-3	4-5	1-3	I-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
К8	1-4	1-3	1-3	2-4	1-3	I-IV	1-4	1-2	А-Г	А-Б
К108	1-4	1-3	1-3	2-5	1-3	I-IV	1-4	1-2	А-Г	А-Б
К100	1-4	1-3	1-3	5-6	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
К110	2-4	2-4	2-4	5-7	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б

Таблица П12 (продолжение)

Марка стекла	Категория по							Класс		
	показателю пре- ломления n_e	коэффи- циенту дисперсии ν_e	средней дисперсии $n_{F'} - n_{C'}$	показателю ослабления μ_A	оптической однородности заготовок размером, мм		двулуче- преломле- нию	бессвиль- ности	однородности партии по n_e, ν_e или $n_{F'} - n_{C'}$	бессвиль- ности
					до 150	св. 150				
К14	1-4	1-3	1-3	3-5	1-3	I-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
К114	1-3	2-3	1-3	4-5	1-3	I-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
К15	1-4	1-3	1-3	3-4	1-3	I-IV	1-4	2	Б-Г	А-Б
К19	5-4	2-3	1-3	3-4	1-3	I-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
К119	3-4	2-3	1-3	4-5	1-3	I-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
К20	2-4	2-3	2-3	3-4	1-3	I-IV	1-4	2	Б-Г	А-Б
БК4	1-3	1-3	1-2	2-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БК104	1-4	2-4	1-3	4-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БК6	1-4	1-3	1-3	2-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БК106	1-4	2-3	1-3	4-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БК8	1-4	1-3	1-2	2-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БК108	1-4	2-4	1-3	4-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БК10	1-4	1-3	1-3	2-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БК110	1-4	2-4	1-3	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БК13	2-4	2-3	2-3	4-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БК114	3-5	3-4	3-5	4-6	2-3	II-V	2-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТК2	1-3	1-2	1-2	3-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТК102	1-4	2-3	2-3	4-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТК4	1-3	1-2	1-2	3-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТК104	1-4	2-3	2-3	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТК8	1-3	1-2	1-2	2-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТК108	1-3	2-3	1-3	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б

Таблица П12 (продолжение)

Марка стекла	Категория по							Класс		
	показателю пре- ломления n_e	коэффи- циенту дисперсии ν_e	средней дисперсии $n_{F'} - n_{C'}$	показателю ослабления μ_A	оптической однородности заготовок размером, мм		двулуче- преломле- нию	бессвиль- ности	однородности партии по n_e, ν_e или $n_{F'} - n_{C'}$	бессвиль- ности
					до 150	св. 150				
TK9	1-4	1-3	1-3	3-5	1-3	II-IV	1-4	2	Б-Г	А-Б
TK12	1-4	1-3	1-3	3-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	Б
TK112	1-4	2-3	1-2	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
TK13	1-3	2-3	2-3	3-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
TK113	1-3	2-3	1-2	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
TK14	1-4	1-3	1-3	2-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
TK114	1-4	2-3	2-3	4-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
TK16	1-4	1-3	1-3	2-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
TK116	1-4	2-3	1-3	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
TK17	2-4	1-3	1-3	2-4	1-3	-	1-4	1-2	Б-Г	Б
TK20	1-4	1-3	1-3	3-5	1-3	II-IV	4	1-2	Б-Г	А-Б
TK120	1-3	2-3	1-2	4-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
TK21	1-4	1-2	1-3	3-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
TK121	1-4	2-3	1-3	4-6	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
TK23	1-3	1-3	1-3	2-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
TK123	1-4	2-3	1-3	3-5	1-3	III-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
TK125	2-4	2-3	1-3	3-5	1-3	-	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
TK134	3-4	2-3	2-3	3-5	1-3	-	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
СТК3	1-4	1-3	1-3	2-3	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	Б
СТК103	1-4	2-4	1-4	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	Б
СТК7	1-4	1-4	1-4	2-3	2-3	II-IV	2-4	2	Б-Г	Б
СТК8	1-4	1-3	1-4	1-3	2-3	-	1-4	2	Б-Г	Б

Таблица П12 (продолжение)

Марка стекла	Категория по							Класс		
	показателю пре- ломления n_e	коэффи- циенту дисперсии ν_e	средней дисперсии $n_{F'} - n_{C'}$	показателю ослабления μ_A	оптической однородности заготовок размером, мм		двулуче- преломле- нию	бессвиль- ности	однородности партии по n_e, ν_e или $n_{F'} - n_{C'}$	бессвиль- ности
					до 150	св. 150				
СТК9	2-4	1-3	2-3	4-7	2-3	-	2-4	2	Б-Г	Б
СТК10	4-5	2-4	2-4	3-6	2-3	-	1-4	2	Б-Г	Б
СТК12	1-4	1-3	1-3	1-4	2-3	II-IV	2-4	2	Б-Г	Б
СТК112	1-4	1-3	1-3	7-8	2-3	II-IV	1-4	2	Б-Г	Б
СТК15	3-4	2-4	2-4	4-6	2-3	-	1-4	2	Г	Б
СТК16	3-4	2-4	3-5	4-7	2-3	-	1-4	2	Г	Б
СТК19	1-4	1-3	1-3	3-4	2-3	II-IV	2-4	2	Б-Г	Б
СТК119	1-4	1-3	1-3	6-7	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	в
СТК20	3-4	2-3	3-5	4-7	2-3	-	1-4	1-2	Б-Г	Б
ОК1	4-5	2-4	3-4	5-6	1-3	-	1-3	2	А-Г	Б
ОК2	4-5	3-4	3-4	5-6	2-4	-	1-3	2	Б-Г	Б
ОК3	3-5	2-3	2-4	3-5	1-3	-	1-3	2	В-Г	Б
ОК4	2-5	2-3	2-4	2-5	1-3	-	1-3	2	В-Г	Б
КФ1	2-4	2-3	2-3	4-6	1-3	-	1-4	1-2	Б-Г	Б
КФ4	1-4	1-3	1-3	4-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
КФ104	2-4	2-4	1-3	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
КФ6	1-4	2-4	1-4	4-5	1-3	-	2-4	1-2	Б-Г	Б
КФ7	1-4	2-3	1-3	5-7	1-3	-	2-4	2	Б-Г	Б
БФ1	2-4	2-3	1-3	2-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ101	2-4	2-3	1-3	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ4	1-4	1-3	1-3	3-4	1-3	II-IV	1-4	2	Б-Г	А-Б
БФ104	2-4	2-3	2-3	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б

Таблица П12 (продолжение)

Марка стекла	Категория по							Класс		
	показателю пре- ломления n_e	коэффи- циенту дисперсии ν_e	средней дисперсии $n_{F'} - n_{C'}$	показателю ослабления μ_A	оптической однородности заготовок размером, мм		двулуче- преломле- нию	бессвиль- ности	однородности партии по n_e, ν_e или $n_{F'} - n_{C'}$	бессвиль- ности
					до 150	св. 150				
БФ6	2-4	1-3	2-3	4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ106	2-4	2-3	1-3	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ7	1-2	1-2	1-2	3-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ107	2-4	2-3	1-3	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ8	2-4	1-3	1-3	3-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ108	2-4	2-3	2-3	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ11	1-2	1-2	1-2	4-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ111	1-2	2-3	1-2	4-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ12	1-4	1-3	1-4	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ112	1-2	2-3	1-3	4-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ13	1-3	1-4	1-4	2-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ113	1-3	2-4	1-4	4-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ16	1-4	1-3	1-3	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ21	1-2	1-2	1-2	4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ121	1-2	2-3	3-4	4-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ123	3-5	2-4	3-5	3-5	1-3	-	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ24	1-2	1-3	1-4	2-4	2	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ25	2-4	2-4	2-4	2-5	1-3	II-IV	1-4	2	Б-Г	А-Б
БФ125	1-3	2-4	1-3	6-7	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
БФ26	2-4	1-3	1-3	3-4	1-3	II-IV	1-4	2	Б-Г	А-Б
БФ27	2-4	1-4	2-4	3-5	1-3	II-IV	1-4	2	Б-Г	А-Б
БФ28	2-4	1-3	3-4	3-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б

Таблица П12 (продолжение)

Марка стекла	Категория по							Класс		
	показателю пре- ломления n_e	коэффи- циенту дисперсии ν_e	средней дисперсии $n_{F'} - n_{C'}$	показателю ослабления μ_A	оптической однородности заготовок размером, мм		двулуче- преломле- нию	бессвиль- ности	однородности партии по n_e, ν_e или $n_{F'} - n_{C'}$	бессвиль- ности
					до 150	св. 150				
БФ32	3-5	2-4	2-5	6-8	2-3	-	1-4	2	Г	А-Б
ТБФ101	4-5	3-4	4-5	5-8	2-3	II-IV	1-3	1-2	Б-Г	А-Б
ТБФ3	4-5	2-4	3-5	5-7	1-3	-	1-4	1-2	Б-Г	Б
ТБФ4	3-4	1-3	3-4	5-8	1-3	-	2-4	1-2	Б-Г	Б
ТБФ8	4-5	3-4	4-5	6-8	2-3	-	1-4	1-2	Г	Б
ТБФ9	4-5	1-3	2-3	3-6	2-3	-	2-4	1-2	Б-Г	Б
ТБФ10	4-5	3-4	4-5	4-7	2-3	-	2-4	-	Б-Г	Б
ТБФ11	4-5	3-4	4-5	4-6	1-3	-	1-4	1-2	Б-Г	Б
ТБФ13	4-5	2-3	4-5	6-8	2-3	-	2-4	2	Б-Г	Б
ТБФ14	5	4-5	5	$\leq 0,02 \text{ см}^{-1}$	2-3	-	2-4	2	Б-Г	Б
ТБФ25	4-5	3-4	4-5	5-6	2-3	-	1-4	1-2	Б-Г	Б
ЛФ5	1-4	1-3	1-3	3-4	1-3	I-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ЛФ105	1-4	1-3	1-3	3-4	1-3	II-IV	2-4	1-2	Б-Г	А-Б
ЛФ7	2-3	1-2	1-2	4-6	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	Б
ЛФ9	1-3	1-2	1-3	6-7	1-3	-	2-4	1-2	Б-Г	А-Б
ЛФ10	1-3	1-2	1-2	5-7	1-3	-	2-4	1-2	Б-Г	А-Б
ЛФ11	2-4	2-4	2-4	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ЛФ111	3-5	2-4	3-5	3-6	2-3	-	2-4	1-2	Б-Г	А-Б
ЛФ12	3-5	2-4	3-5	3-6	2-3	-	2-4	1-2	Б-Г	А-Б
Ф1	1-4	1-3	1-4	2-4	1-3	I-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
Ф101	1-4	1-3	1-4	3-5	1-3	I-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
Ф2	1-3	1-2	1-3	2-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б

Таблица П12 (продолжение)

Марка стекла	Категория по							Класс		
	показателю пре- ломления n_e	коэффи- циенту дисперсии v_e	средней дисперсии $n_{F'} - n_{C'}$	показателю ослабления μ_A	оптической однородности заготовок размером, мм		двулуче- преломле- нию	бессвиль- ности	однородности партии по n_e, v_e или $n_{F'} - n_{C'}$	бессвиль- ности
					до 150	св. 150				
Ф102	1-4	1-3	1-4	4-5	1-3	I-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
Ф4	2-4	1-3	2-4	4-5	1-3	I-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
Ф104	1-2	1-3	1-2	3-4	1-3	I-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
Ф6	1-4	1-2	1-3	3-4	1-3	I-IV	1-4	1-2	Б-Г	Б
Ф106	2-4	1-3	1-3	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
Ф8	1-4	1-3	1-3	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
Ф108	3-4	1-3	2-4	2-5	1-3	-	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
Ф9	2-5	1-3	1-4	5-6	1-3	-	2-4	1-2	Б-Г	Б
Ф109	2-5	2-4	2-5	8	1-3	-	1-4	2	Б-Г	Б
Ф13	1-3	1-3	1-4	2-4	1-3	II-IV	2-4	1-2	Б-Г	А-Б
Ф113	1-4	1-3	2-4	3-4	1-3	II-IV	2-4	1-2	Б-Г	А-Б
Ф18	3-4	1-3	2-3	3-6	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
Ф20	3-4	2-3	3-4	3-5	2-3	-	2-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТФ1	1-4	1-3	1-4	2-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТФ101	1-4	1-3	1-4	4-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТФ2	1-4	1-2	1-3	3-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТФ102	1-4	1-2	1-3	4-6	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТФ3	1-4	1-3	1-4	2-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТФ103	1-4	1-3	1-4	6-8	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТФ4	1-4	1-2	1-4	2-5	2-5	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТФ104	1-4	1-3	1-4	7-8	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТФ5	1-4	1-2	1-4	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б

Таблица П12 (продолжение)

Марка стекла	Категория по							Класс		
	показателю пре- ломления n_e	коэффи- циенту дисперсии ν_e	средней дисперсии $n_{F'} - n_{C'}$	показателю ослабления μ_A	оптической однородности заготовок размером, мм		двулуче- преломле- нию	бессвиль- ности	однородности партии по n_e, ν_e или $n_{F'} - n_{C'}$	бессвиль- ности
					до 150	св. 150				
ТФ105	1-4	1-3	1-4	7-8	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТФ7	1-4	1-2	1-4	2-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТФ107	1-4	1-3	1-4	6-7	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТФ8	1-4	1-2	1-3	2-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТФ108	1-4	1-3	1-4	5-6	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТФ10	1-3	1-2	1-4	3-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТФ110	1-4	1-3	1-4	7-8	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	А-Б
ТФ11	3-5	2-4	3-5	4-7	1-3	-	2-4	1-2	Б-Г	Б
ТФ12	3-4	1-3	2-4	6-8	1-3	-	1-4	1-2	Б-Г	Б
ТФ13	3-4	1-3	3-4	3-5	1-3	-	1-4	1-2	Б-Г	Б
ТФ14	4-5	3-4	4-5	2-3	1-3	-	2-4	1-2	Б-Г	Б
ТФ15	4-5	2-4	4-5	5-6	2-3	-	2-4	1-2	Б-Г	Б
ТФ21	4-5	3-4	4-5	4-7	2-3	-	2-3	1-2	Б-Г	Б
СТФ2	4-5	2-3	4-5	$\leq 0,02 \text{ см}^{-1}$	2-3	-	2-4	1-2	Б-Г	Б
СТФ3	5	3-4	5	$\leq 0,03 \text{ см}^{-1}$	2-3	-	2-4	1-2	Г	Б
СТФ11	4-5	3-4	4-5	$\leq 0,03 \text{ см}^{-1}$	-	-	2-4	1-2	Б-Г	Б
ОФ1	1-3	1-4	1-4	4-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	Б
ОФ101	2-4	1-4	1-3	4-5	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	Б
ОФ3	2-4	2-4	2-4	3-4	1-3	-	2-4	1-2	Б-Г	Б
ОФ4	3-4	1-2	1-2	2-3	1-3	II-IV	2-4	1-2	Б-Г	Б
ОФ5	3-5	1-2	1-2	3-5	1-3	-	1-4	1-2	Б-Г	Б
ОФ6	4-5	2-3	1-2	2-3	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	Б

Таблица П12 (продолжение)

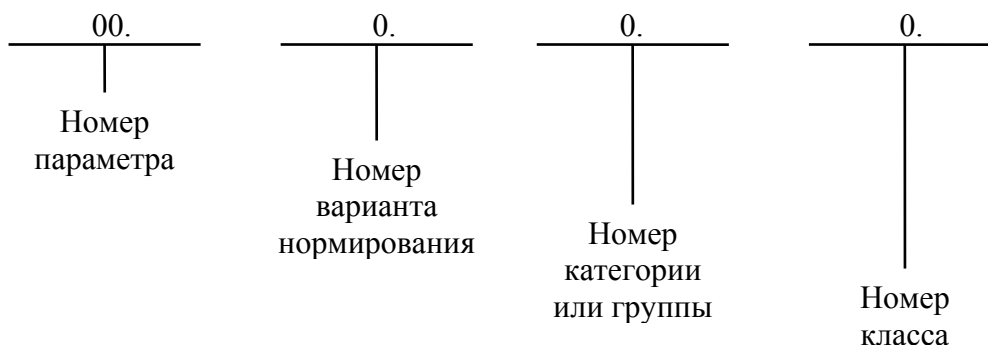
Марка стекла	Категория по							Класс		
	показателю пре- ломления n_e	коэффи- циенту дисперсии ν_e	средней дисперсии $n_{F'} - n_{C'}$	показателю ослабления μ_A	оптической однородности заготовок размером, мм		двулуче- преломле- нию	бессвиль- ности	однородности партии по n_e, ν_e или $n_{F'} - n_{C'}$	бессвиль- ности
					до 150	св. 150				
ОФ7	2-4	2-4	2-4	3-4	1-3	II-IV	1-4	1-2	Б-Г	Б
ОФ8	4-5	2-4	2-5	3-5	1-3	II-IV	2-4	1-2	Б-Г	Б
ОФ9	4-5	2-4	2-5	4-5	1-3	II-IV	2-4	1-2	Б-Г	Б

Таблица П13. Рекомендации ГОСТ 23136-93 по цифровой записи параметров стекла и требований к его качеству

1. Цифровая запись параметра, категории или группы и класса по нему, которым соответствует качество материала или которые заказаны потребителем, состоит из двух частей: постоянной и переменной.

Постоянной частью является номер параметра, переменная часть состоит из номера варианта нормирования параметра, номера категории или группы и номера класса, выбираемых по табл. П14.

Структура и последовательность записи рекомендуется следующей:



2. Под вариантом нормирования параметра в данном случае понимают величину (критерий), характеризующую качество материала по данному параметру.

Примеры вариантов нормирования:

- оптическую однородность оценивают по разрешающей способности, контролируемой на коллиматорной установке, либо по трем параметрам, контролируемым косвенно по двулучепреломлению и бессвильности;
- двулучепреломление оценивают по разности хода, измеренной в краевой зоне, либо по разности хода, измеренной в направлении наибольшего размера заготовки в середине торца;
- пузырность можно характеризовать площадью, занимаемой пузырями, либо размером наибольшего пузыря и числом пузырей и т.д. При этом установленные по различным критериям категории или группы и классы не будут эквивалентны друг другу.

Вариант нормирования параметров, соответствующий принятому в международной практике, обозначен «1». Вариант нормирования параметров в соответствии с государственными стандартами обозначен «2». Вариант частного нормирования параметров конкретного изготовителя обозначен «3».

3. При необходимости оценки качества материалов дополнительными параметрами, критериями, группами и классами допускается обозначать их порядковыми номерами, следующими за установленными ГОСТ 23136-93.

4. При отсутствии требований по какому-либо параметру запись его не проводят.

При отсутствии установленных категорий или групп и классов по определенному параметру вместо их номера ставят прочерк.

При записи одной горизонтальной строкой цифры, относящиеся к разным параметрам, разделяют знаком «/».

5. Вместо цифровой записи качества материала допускается пользоваться буквенно-цифровой записью, при которой буквенные обозначения классов и категорий, установленные ГОСТ 23136-93, не заменяются цифрами.

6. Пример цифровой и буквенно-цифровой записи качества бесцветного стекла, соответствующего требованиям:

по показателю преломления – 2-я категория, класс В (или 2В):

01.1.2.3 или 01.1.2.В

по коэффициенту дисперсии – 1-я категория:

02.1.1. –

по оптической однородности – II-я категория:

07.3.2. –

по двулучепреломлению – 4-я категория:

08.2.4. –

по бессвильности – категория 3а, класс Б (или 3аБ):

09.2.4.2. или 09.2.3а.Б

по пузырьности – группа 12, класс 23:

10.1.2.3

3-я категория, класс Г (или 3Г):

10.2.4.4 или 10.2.4.Г

Таблица П14

Наименование параметра	Номер параметра	Номер варианта нормирования	Категория или группа		Класс	
			Обозначение по ГОСТ 23136-93	Номер при цифровой записи	Обозначение по настоящему стандарту	Номер при цифровой записи
Показатель преломления	01	1	1–5	1–5	А Б В Г	1 2 3 4
Коэффициент дисперсии	02	1	1–5	1–5	В Г	1 2
Средняя дисперсия	02	2	1–5	1–5	В Г	1 2
Спектральный показатель ослабления (поглощения)	03	1	–	–	1–2	1–2
Показатель ослабления излучения источника А	03	2	1–8	1–8	–	–
Граница пропускания	04	2	1–3	1–3	–	–
Показатель, характеризующий особое оптическое свойство	05	2	–	–	–	–
Радиационно-оптическая устойчивость	06	2	–	–	–	–
Оптическая однородность	07	2	1–5	1–5	–	–
		3	I–V	1–5		
Двулучепреломление	08	1	I–V	1–5	–	–
		2	1–5	1–5		
Бессвильность стекла	09	2	1	1	А Б	1 2
			2	2		
			3	3		
			3а	4		
			4	5		

Таблица П14 (продолжение)

Наименование параметра	Номер параметра	Номер варианта нормирования	Категория или группа		Класс	
			Обозначение по ГОСТ 23136-93	Номер при цифровой записи	Обозначение по настоящему стандарту	Номер при цифровой записи
Свилеподобные дефекты в кристаллах	09	2	1–4	1–4		
Пузырность	10	1	11–17	1–7	21–28	1–8
		2	1	1	А	1
			1a	2	Б	2
			2	3	В	3
			3	4	Г	4
			4	5	Д	5
			5	6	Е	6
			6	7	Ж	7
			7	8		
			8	9		
			9	10		
	10	11				
Включения	11	2	1–5	1–5	–	–

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев Л.Н. Прикладная теория aberrаций. Учебное пособие. – СПб: СПбГИТМО (ТУ), 2002. – 98 с.
2. Афанасьев В.А. Оптические измерения: Учебник для вузов. – М.: Высшая школа, 1981. – 229 с., ил.
3. Бесцветное оптическое стекло. Каталог. М.: Дом оптики, 1990. – 131 с.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. – 856 с.
5. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся ВТУЗов. – М.: ГИТТЛ, 1957. – 608 с.
6. Волосов Д.С. Фотографическая оптика: (Теория, основы проектирования, оптические характеристики). Учебное пособие для киновузов. – М.: Искусство, 1978. – 543 с.
7. Герцбергер М. Современная геометрическая оптика. М.: Издательство иностранной литературы, 1962. – 487 с.
8. ГОСТ 13659-78. Стекло оптическое. Физико-химические характеристики. Основные параметры. М.: ИПК Издательство стандартов, 1999.
9. ГОСТ 23136-93. Материалы оптические. Параметры. Межгосударственный стандарт. М.: ИПК Издательство стандартов, 1995.
10. ГОСТ 13240-78. Заготовки оптического стекла. Технические условия. М.: Издательство стандартов, 1985.
11. ГОСТ 3514-94. Стекло оптическое бесцветное. Технические условия. Межгосударственный стандарт. М.: ИПК Издательство стандартов, 1996.
12. ГОСТ 28869-90. Материалы оптические. Методы измерений показателя преломления. М.: Издательство стандартов, 1991.
13. ГОСТ 3518-80. Стекло оптическое бесцветное. Метод определения оптической однородности на коллиматорной установке. М.: Издательство стандартов, 1980.
14. ГОСТ 3519-91. Материалы оптические. Методы определения двулучепреломления. М.: Издательство стандартов, 1991.
15. ГОСТ 3520-84. Стекло оптическое бесцветное. Метод измерения показателя ослабления для источника А. М.: Издательство стандартов, 1984.
16. ГОСТ 3522-81. Материалы оптические. Метод определения пузырности. М.: ИПК Издательство стандартов, 1998.

17. ГОСТ 3521-81. Стекло оптическое. Метод определения бесшвильности. М.: Издательство стандартов, 1982.
18. Грамматин А.П. Методы синтеза оптических систем. Учебное пособие. – СПб: СПбГИТМО (ТУ), 2002. – 65 с.
19. Грамматин А.П. Синтез оптических систем, состоящих из линз с апланатическими и изопланатическими поверхностями и бесконечно тонких компонентов. Сборник статей: Разработка и испытание оптических систем. – «Труды ГОИ», 1981, т. 49, вып. 183.
20. Гуриков В.А. История прикладной оптики. М.: Наука, 1993. – 176 с.
21. Демкина Л.И., Селезнева А.М., Щавелев О.С. О нормировании термооптической постоянной оптического стекла. Журнал «ОМП», 1963. – № 8, С. 33.
22. Доладугина В.С. К вопросу об оптической однородности заготовок из стекла. Журнал «ОМП», 1962. – № 4, С. 32.
23. Запрягаева Л.А., Свешникова И.С. Расчет и проектирование оптических систем: Учебник для ВУЗов. – М.: ЛОГОС, 2000, 584 с.
24. Зверева С.В. В мире солнечного света. Л.: Гидрометеиздат, 1988. – 160 с. с ил.
25. Зверев В.А. Основы геометрической оптики. Учебное пособие. – СПб: СПбГИТМО (ТУ), 2002. – 218 с.
26. Зверев В.А., Точилина Т.В. Основы оптоотехники. Учебное пособие. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2005. – 293 с.
27. Зверев В.А., Точилина Т.В. Специальные разделы прикладной математики для оптоотехников. Учебное пособие. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2005. – 235 с.
28. Зверев В.А., Кривокустова Е.В. Оптоотехника несферических поверхностей. Учебное пособие. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2006. – 203 с.
29. Зверев В.А. Оптическая система с синтезированной апертурой. Журнал «ОМП», 1986, № 12, с. 12–16.
30. Качалов Н.Н. Стекло. М.: АН СССР, 1959. – 465 с.
31. Креопалова Г.В., Лазарева Н.Л., Пуряев Д.Т. Оптические измерения. Учебник для вузов по специальности «Оптико-электронные приборы» и «Технология оптического приборостроения». Под общей ред. Д.Т. Пуряева. М.: Машиностроение, 1987. – 264 с.

32. Латыев С.М. Конструирование точных (оптических) приборов: Учебное пособие. – СПб: Политехника, 2007. – 579 с.: ил.
33. Ломоносов М.В. Письмо о пользе Стекла. В кн. «Русская поэзия XVIII века». СПб: Лениздат, 1966. – 191 с.
34. Марешаль А., Франсон М. Структура оптического изображения. М.: Мир, 1964. – 295 с.
35. О'Нейл Э. Введение в статистическую оптику. М.: Мир, 1966. – 254 с.
36. Оптические головки передающих камер ЦТВ: Справочник. Под общей редакцией к.т.н. О.В. Василевского. Л.: Машиностроение, 1988. – 109 с., ил.
37. Петровский Г.Т. Школа оптического материаловедения в Государственном оптическом институте им. С.И. Вавилова. Оптический журнал, том 70, № 12, 2003, С. 28–30.
38. Петровский Г.Т. 80 лет Государственному оптическому институту. Оптический журнал, том 65, № 12, 1998, С. 5–6.
39. Петровский Г.Т., Доценко А.В. Стеклообразные и стеклокристаллические оптические материалы. Оптический журнал, 1993, № 11, С. 69–76.
40. Погарев Г.В. Юстировка оптических приборов. Л.: Машиностроение, 1968. – 292 с.
41. Рождественский Д.С. Записка об оптическом стекле. Труды ГОИ, 1932, т. VIII, вып. 84.
42. Русинов М.М. Юстировка оптических приборов. М.: Недра, 1969. – 328 с.
43. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969. – 672 с.
44. Слюсарев Г.Г. Расчет оптических систем. Л.: Машиностроение, 1975. – 640 с. с ил.
45. Сокольский М.Н. Допуски и качество оптического изображения. Л.: Машиностроение, 1989. – 221 с.
46. Справочник технолога-оптика. / Под ред. М.А. Окатова. СПб: Политехника, 2004. – 680 с.
47. СССР–DDR. Каталог оптического бесцветного неорганического стекла. Москва, В/О МАШПРИБОРИНТОРГ-VEB JENAer GLASWERK SCHOTT&GEN, JENA.
48. Физический энциклопедический словарь. Гл. ред. А.М. Порохов. М.: Сов. энциклопедия, 1983. – 928 с., ил.
49. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. М.-Л.: Машиностроение, 1966. – 564 с.



В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

КАФЕДРА ПРИКЛАДНОЙ И КОМПЬЮТЕРНОЙ ОПТИКИ

Кафедра прикладной и компьютерной оптики была образована в 1996 году путем объединения двух старейших кафедр оптического факультета: кафедры теории оптических приборов и кафедры оптических приборов и компьютерной оптики, в результате чего кафедра стала крупнейшей и ведущей в России в области прикладной оптики, оптических приборов и компьютерной оптики.

Кафедра имеет восемь учебно-исследовательских лабораторий: оптических измерений, контрольно-измерительных оптических приборов, микроскопов и медицинских оптических приборов, геодезических приборов, кинофотоприборов, компьютерных средств контроля оптики, исследования качества оптического изображения, а также лабораторию компьютерной оптики. На кафедре работают два сетевых компьютерных класса.

В учебном процессе используются научный потенциал и лабораторная база крупнейшего в России научного центра в области оптики – ВНИИ ГОИ им. С.И. Вавилова, ведущего оптического предприятия – ОАО «ЛОМО».

Достижения кафедры отмечены двумя Ленинскими премиями, пятью Государственными премиями, премией Совета Министров СССР, премией Французской академии Наук. Кроме того, работы, выполненные на кафедре, отмечались многочисленными медалями и дипломами международных и российских выставок, медалями С.П. Королева, Ю.А. Гагарина, премиями Минвуза.

В настоящее время кафедра ведет подготовку специалистов и научную работу в следующих взаимосвязанных направлениях:

- теория и проектирование оптических систем, традиционно называемые вычислительной оптикой;
- оптические измерения и контроль оптических элементов и систем;

- оптические приборы, включая общую теорию, микроскопы и контрольно-измерительные приборы, геодезические приборы, офтальмологическая оптика;

- математические методы, алгоритмы, программы и компьютерные системы решения оптических задач, что можно коротко назвать компьютерной оптикой.

С 1965 года на кафедре оптико-механических приборов благодаря новаторским идеям и методам профессора С.А. Родионова получает развитие новое направление в прикладной оптике – разработка математических методов, алгоритмов и программного обеспечения для решения оптических задач. Результаты фундаментальных исследований С.А. Родионова в области формирования изображения, теории дифракции и математического моделирования были положены в основу разработки пакета программ для автоматизированного проектирования оптических систем ОПАЛ, широко известного в оптической промышленности.

В настоящее время объектами исследований в области компьютерной оптики, проводимых на кафедре являются:

- методы и программы проектирования оптических систем (методы синтеза, анализа аберраций и качества изображения, методы оптимизации, расчет допусков);

- обработка данных контроля оптических элементов и систем (интерферограммы, гартманогаммы и т.п.);

- компьютерное моделирование изображения с учетом различных факторов (частичная когерентность, поляризация, нелинейности и неизопланатизм и т.д.);

- теория и методы оптимальной компьютерной юстировки;

- моделирование процессов ближнепольной оптики.

Общепрофессиональная и специальная подготовка специалистов базируется на следующих составляющих:

- фундаментальных и широких знаний в области предмета разработки и исследования (прикладной оптики, оптотехники, оптических приборов и систем);

- глубоких знаний прикладной математики, включая математическое моделирование, численные методы, методы оптимизации и т.п.;

- владения современными компьютерными технологиями, особенно применяемыми в инженерной и научной деятельности.

В настоящее время кафедра прикладной и компьютерной оптики факультета Оптико-информационных систем и технологий является одним из старейших подразделений Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики, ориентированным на выпуск высоко-квалифицированных специалистов.

С информацией о кафедре можно ознакомиться на сервере: aco.ifmo.ru

**Виктор Алексеевич Зверев
Екатерина Всеволодовна Кривопустиова
Татьяна Вячеславовна Точилина**

Оптические материалы

Часть 1

**Учебное пособие для конструкторов оптических систем и
приборов.**

Дизайн обложки Н.А. Кривопустиова

Редакционно-издательский отдел СПбГУ ИТМО

Зав. РИО Н.Ф. Гусарова

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99.

Подписано в печать 31.03.2009

Заказ № 2093. Тираж 100 экз.