

Посвящается памяти
Григория Самуиловича
ЛАНДСБЕРГА

535.312

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕОРИИ ОТРАЖЕНИЯ СВЕТА

В. А. Кизель

До недавнего времени оптические характеристики вещества, необходимые для выяснения его свойств и структуры, определялись в основном по параметрам проходящего света. Между тем свет, отраженный от вещества, несет в себе не меньшее количество информации о его свойствах. Эта информация не идентична получаемой «на просвет» и зачастую удачно дополняет ее. Поэтому интерес к исследованиям процессов отражения и связи параметров отраженного света со структурой вещества быстро растет. Металлооптика уже давно строится на изучении отражения, так же как и молодая оптика полупроводников; в последнее время эти методы все чаще применяются к кристаллическим и аморфным диэлектрикам. Многие результаты теории представляют интерес для оптики и радиофизики плазмы. Вместе с тем, здесь имеются и свои специфические трудности. Все это требует детального знания теории процесса отражения от сред различной физической природы.

Возникшие возможности получения небывало мощных световых потоков делают доступными измерения ряда оптических эффектов, например, нелинейных, ранее не поддававшихся наблюдению. Это побуждает интерес к развитию ряда разделов теоретической оптики, казавшихся ранее полностью исчерпанными и тривиальными, в частности, теории отражения.

Поле отраженного света является лишь частью всего электромагнитного светового поля, сложившегося в средах по обе стороны границы раздела, и формирование отраженного пучка трудно проанализировать в отрыве от рассмотрения всего процесса в целом. Однако экспериментальная специфика вопроса заставляет все же выделить рассмотрение явлений отражения в особую главу физической оптики.

Закон отражения света считается древнейшим и простейшим из всех законов оптики. Если первое не вызывает сомнений, то простота закона — лишь кажущаяся; более серьезный его анализ выявляет ряд сложных вопросов, не полностью разрешенных и до сего времени. Именно поэтому продолжается его пересмотр, в последние годы принесший новые результаты.

§ 1. ОСНОВЫ МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

Обычно употребляемые формулы, описывающие отражение света, получаются в классической макроскопической линейной электродинамике для случая отражения неограниченной плоской монохроматической волны

от плоской *) неподвижной границы раздела двух полубесконечных однородных сред при соблюдении условия излучения¹, в предположении о локальных связях между напряженностями поля и индукциями.

Если падающая волна задается выражением вида

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega(t - \frac{\mathbf{m}\mathbf{r}}{c})}; \quad \mathbf{m} = \frac{c}{\omega} \mathbf{k}, \quad (1)$$

где $\mathbf{E}_0$ — комплексный вектор, не зависящий от $\mathbf{r}$ и t , $\mathbf{m}$ — вектор рефракции (вообще говоря, комплексный) и $\mathbf{k}$ — волновой вектор (выражение

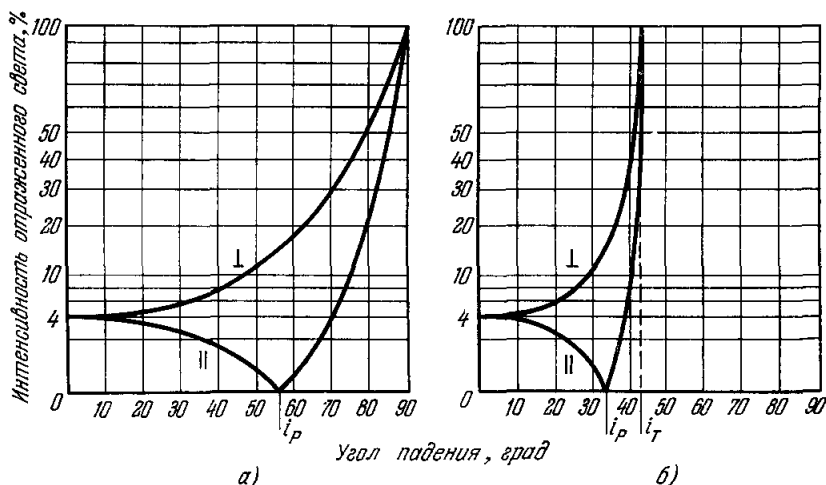


Рис. 1. $E_{r\perp}(\varphi)$ и $E_{r\parallel}(\varphi)$ для прозрачного диэлектрика: а) $n_1 < n_2$, б) $n_1 > n_2$.

По оси ординат отложены коэффициенты отражения $R_{\perp}$ и $R_{\parallel}$.

для $\mathbf{H}$ имеет аналогичный вид), и предполагается, что отраженное и преломленное поля могут быть также изображены как результат суперпозиции плоских волн того же вида, то закон отражения может быть записан так:

$$\omega = \omega_{r1} = \dots = \omega_{ri} = \omega_{d1} = \dots = \omega_{di}, \quad (2a)$$

$$[\mathbf{m}\mathbf{N}] = [\mathbf{m}_{r1}\mathbf{N}] = \dots [\mathbf{m}_{ri}\mathbf{N}] = [\mathbf{m}_{d1}\mathbf{N}] = \dots [\mathbf{m}_{di}\mathbf{N}]. \quad (2б)$$

Здесь индекс r относится к отраженным волнам, а d — к преломленным, $\mathbf{N}$ — нормаль к поверхности раздела, направленная в сторону проходящего света. Формула (2б) показывает, что плоскость падения и плоскости отражений параллельны. Фаза отраженного света определяется с точностью до знака (т. е. до множителя $e^{\pm i\pi}$ в (1), который должен быть установлен дополнительным определением⁴⁻⁷. Физический смысл этого заключается в определенных ограничениях на граничные условия^{7а}, обеспечивающих убывание амплитуды при распространении.

Разлагая, например, векторы $\mathbf{E}$ на составляющие, параллельные и перпендикулярные плоскости падения, можно получить для соответствующих амплитуд

$$E_{r\perp} = E_{0\perp} \left(\frac{\mathbf{m}_d \mathbf{N}}{\mu_2} - \frac{\mathbf{m}_N}{\mu_1} \right) \left(\frac{\mathbf{m}_r \mathbf{N}}{\mu_1} - \frac{\mathbf{m}_d \mathbf{N}}{\mu_2} \right)^{-1}, \quad (3a)$$

$$E_{r\parallel} = E_{0\parallel} \left(\frac{n_2}{n_1 \mu_2} \mathbf{m}_N - \frac{n_1}{n_2 \mu_1} \mathbf{m}_d \mathbf{N} \right) \left(\frac{n_1}{n_2 \mu_1} \mathbf{m}_d \mathbf{N} - \frac{n_2}{n_1 \mu_2} \mathbf{m}_r \mathbf{N} \right)^{-1}. \quad (3б)$$

*) Мы рассматриваем в этой работе лишь отражение от гладких поверхностей (шероховатости очень малы по сравнению с длиной волны). Отражение от шероховатых поверхностей исследовано, например, в^{2, 3}.

Здесь μ_1 и μ_2 — магнитные проницаемости, n_1 и n_2 — показатели преломления; индекс I относится к той среде, откуда приходит свет. Мы ограничились здесь случаем изотропных сред *).

Для немагнитных сред, обозначая через φ и ψ соответственно углы падения и преломления ($\sin \psi = n_1/n_2 \sin \varphi$), получим известные формулы Френеля

$$E_{r\perp} = E_{0\perp} \frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)}, \quad (4a)$$

$$E_{r\parallel} = E_{0\parallel} \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)}. \quad (4б)$$

В дальнейшем, если не оговорено иное, среду I мы будем считать вакуумом и термин «среда» относить ко второй среде, обозначая $n_2 = n$.

В случае, когда среда поглощает, как известно, вектор рефракции оказывается комплексным:

$$m_d = n n_{\text{волн}} + i x n_{\text{ампл}}$$

(причем, согласно (2б), $[n_{\text{ампл}} N] = 0$). Здесь x обычно называется показателем поглощения (не вполне корректно, лучше — «показатель затухания»), $n_{\text{волн}}$ и $n_{\text{ампл}}$ — соответственно волновая и амплитудная нормали ($n_{\text{волн}}^2 = n_{\text{ампл}}^2 = 1$).

Однако при таких обозначениях n и x зависят от φ и от поляризации падающего света. Если ввести комплексный показатель преломления **) $v = n_0 + i x_0$ (где n_0 и x_0 — значения n и x при $\varphi = 0$) и комплексный угол преломления χ , то v будет константой вещества и формула Френеля с v и χ вместо n и ψ сохраняет свой вид (4а, б). Если поглощают обе среды, подобные обозначения вводятся для обеих сред (v_1 и v_2 , χ_1 и χ_2). Из формул (4а, б) видно, что в поглощающей среде волны имеют продольную компоненту. Формулы Френеля в таком виде и общие следствия их обсуждаются во многих монографиях и здесь подробно не излагаются (см., например, ¹⁵⁻¹⁸). На рис. 1 показаны зависимости $E_{r\perp}$ и $E_{r\parallel}$ от φ для непоглощающих сред 1, а на рис. 2 — те же зависимости для коэффициентов отражения при различно поглощающих средах 2 (см. также рис. 6). Таблицы численных данных, рассчитанных по формулам Френеля для различных значений n и x , даны, например, в ^{19, 20, 21}.

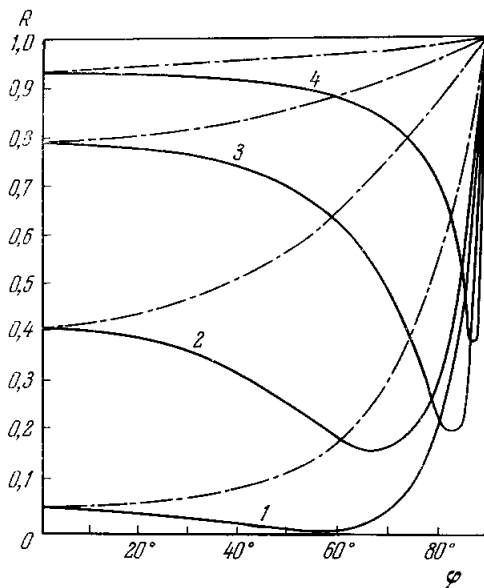


Рис. 2. $R_{\perp}(\varphi)$ (---) и $R_{\parallel}(\varphi)$ (—) для отражения в вакуум от поглощающей среды: 1 — $n = 1,52$, $x = 0,0$; 2 — $n = 1,52$, $x = 1,0$; 3 — $n = 11$, $x = 6$; 4 — $n = 44$, $x = 43$.

*) Для анизотропных сред вид формул существенно усложняется. Особенно сложными они становятся для сред с низкой симметрией структуры, где главные оси тензоров ϵ , μ , σ не совпадают. Оказывается, возможно существование 44 типов кристаллов, различных по оптическим свойствам. Общие формулы см. в ^{8, 9}. Формулы для одноосных прозрачных кристаллов даны в ¹⁰, для поглощающих — в ¹¹.

**) С теоретической точки зрения ¹² проще пользоваться комплексными ϵ и μ ; однако для экспериментатора более удобен в качестве характеристики комплексный показатель преломления. Для описания отражения от поглощающих сред (в особенности от металлов при аномальном скин-эффекте ¹³; см. § 15) удобно понятие поверхностного импеданса. Этот вопрос рассматривался в УФН ¹⁴, так же как и некоторые специальные проблемы отражения от металлов.

§ 2. ОБЛАСТЬ ПРИМЕНИМОСТИ ТЕОРИИ

Необходимо заметить следующее: лежащее в основе вывода формул (2а) — (4б) предположение о том, что поле у поверхности может быть разложено на падающую, отраженную и преломленную волны, и что эти волны имеют вид (1), не всегда справедливо.

А. Для анизотропных однородных сред можно указать случаи ^{22, 23}, когда уравнения Максвелла удовлетворяются только решениями вида

$$\mathbf{E} = (\mathbf{E}'_0 e^{i \frac{m r}{c}} + \mathbf{E}''_0 \frac{m r}{c} e^{i \frac{m r}{c}}) e^{-i \omega t}, \quad (5)$$

для которых имеют место особые законы распространения и, в частности, отражения. Экспериментально подобные волны пока не обнаруживались и не исследовались. Они, очевидно, могут иметь место только в непосредственной близости от поверхности раздела.

Б. При сильной неоднородности хотя бы одной из соприкасающихся сред разделение поля на падающую и отраженную волны оказывается вообще невозможным ^{4, 24} или, в некоторых более простых случаях плавного изменения параметров среды, весьма трудным ^{25 *}). Полное решение задачи в случае скачкообразного изменения свойств оказывается возможным, хотя и довольно сложным физически и математически, лишь в случае неоднородности в одном измерении, именно в слоистых средах, где слои параллельны поверхности раздела ^{4, 26}.

Отражение от неоднородных сред составляет особый специальный раздел теории и выходит за пределы нашего обзора: мы рассмотрим лишь самый простейший случай — отражение при наличии поверхностного слоя (§ 13—16).

В. Рассмотрение отражения ограниченных пучков выявляет также то обстоятельство, что разделение поля на падающую и отраженную волны становится невозможным в области больших значений φ , близких к скользящему, из-за явлений дифракции. В работе ²⁹ были получены общие формулы, включающие в себя как закон отражения, так и закон дифракции, и переходящие (практически) в формулы Френеля при не слишком больших φ .

Подчеркнем далее еще одно сделанное нами ограничение: как указывалось, формулы (4а), (4б) получены для неподвижной поверхности раздела. Анализ процессов отражения от движущейся поверхности сложен; он был в последнее время пересмотрен заново в обширной и длительной дискуссии, возникшей в связи с обсуждением работ ³⁰ и проблемы зависимости скорости света от движения источника (см., например, ³¹). Отражение света от движущегося зеркала рассмотрено подробно в ^{31, 32}. По этому вопросу см. также ^{33, 34}.

§ 3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС

Заметим, что для однородных и изотропных сред, которыми мы ограничиваемся в настоящем обзоре, формулы Френеля, являющиеся решением соответствующей краевой задачи, ничего не говорят о взаимодействии волн после отражения, именно о возможной их интерференции и образовании стоячих волн (последнее, в частности, должно повлиять на энергетический баланс). Анализ ¹⁵ показывает, что при отражении на границе прозрачной и поглощающей сред в последней поток энергии имеет компо-

*) Некоторые вопросы отражения от дисперсных и мутных сред рассмотрены в ^{27, 28}.

ненту $S_{\perp} \neq 0$. Для более подробного анализа энергетического баланса необходимо рассмотреть ограниченные пучки. Наиболее последовательный анализ проведен в работе ³⁵ для самого общего случая — отражения ограниченного пучка от границы раздела двух поглощающих сред. Условия для слагающих потока даются в виде ³⁵

$$\begin{aligned} (S_{\perp} + S_{r\perp} + S_{i\perp}) (\cos \chi_1)^* &= S_{d\perp} (\cos \chi_2)^*, \\ (S_{\parallel} + S_{r\parallel} + S_{i\parallel}) (\cos \chi_1) &= S_{d\parallel} (\cos \chi_2), \end{aligned} \quad (6)$$

где S , S_r , S_d — обычные выражения для потоков энергии соответствующих лучей, а

$$S_i = \frac{c}{4\pi} \{[E_r H^*] + [E H_r^*]\} \quad (7)$$

— «интерференционный член». Только при таком выборе условий энергетический баланс оказывается соблюденным.

Физический смысл (7) нагляднее всего выступает при рассмотрении случая, когда в (6) $\chi_1 = \chi_2 = 0$, а отражение близко к 100% (κ_2 очень велико). В этом случае в среде I в результате интерференции падающей и отраженной волн возникают стоячие волны. В узлах этих волн энергия близка к нулю, в пучностях максимальна. Член (7) изображает тот поток энергии, который осуществляет указанное перераспределение ее при образовании стоячих волн (см. также ³⁶) и поддерживает эти волны.

Если ввести обозначения для измеряемых на опыте коэффициентов отражения и пропускания соответственно R , I и D :

$$1 - R = 1 + \frac{S_r}{S}; \quad I = \frac{S_i}{S}; \quad D = \frac{S_d \cos \chi_2}{S \cos \chi_1}, \quad (8)$$

то

$$1 - R + I = D.$$

Величина I чисто мнимая и

$$\operatorname{Re}(1 - R) = 1 - R = \operatorname{Re} D.$$

Если же, как это иногда делается ³⁷, принять, что измеряются на опыте величины

$$1 - R' = 1 + \frac{\operatorname{Re}(S_r \cos \chi_1)}{\operatorname{Re}(S \cos \chi_1)}; \quad I' = \frac{\operatorname{Re}(S_i \cos \chi_1)}{\operatorname{Re}(S \cos \chi)}; \quad D' = \frac{\operatorname{Re}(S_d \cos \chi_2)}{\operatorname{Re}(S \cos \chi_1)},$$

то $\operatorname{Re} I' \neq 0$ и в формулах (4а), (4б) приходится вводить «френелевские» и «энергетические» амплитуды ³⁷. В пользу обозначений (8) говорят и измерения ³⁵, однако вопрос еще требует обсуждения ³⁸ (см. также дискуссию ³⁷⁻⁴⁰).

С вопросом о энергетическом балансе связан в некоторой мере вопрос о групповой скорости. Л. И. Мандельштам ⁴¹ указал, что при выводе формул Френеля неявно предполагается положительность групповой скорости в обеих средах. Между тем это не всегда так (в частности, например, при сильной пространственной дисперсии $\langle m v_{gr} \rangle$ может быть и более $\pi/2$) (см. ^{41а}).

В связи с этим находится и вопрос о характере отражения от границы двух сред, из которых одна обладает положительной, а другая — отрицательной аномальной дисперсией. Такая ситуация может возникнуть на границе плазмы или среды с инверсной заселенностью уровней. Этот вопрос для световых волн подробно не рассматривался; укажем лишь на работу ⁴², содержащую некоторые соображения по этому вопросу. Возможно усиление света; при отражении от среды с отрицательной дисперсией может быть $|E_r|^2 > |E|^2$, нелинейное взаимодействие волн и другие явления.

§ 4. НАПРАВЛЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЭНЕРГИИ

Пользуясь языком лучевой оптики, можно высказать утверждение, что часто принимаемое предположение о возникновении отраженного луча в той же точке поверхности, куда приходит падающий луч, бездоказательно. Как уже упоминалось, при отражении поток энергии во второй среде, вообще говоря, имеет компоненту $S_{\perp} \neq 0$. Это имеет место в случае

поглощающей среды и в случае полного внутреннего отражения¹⁵.

Для анализа направления движения энергии необходимо рассмотреть ограниченные пучки. В наиболее общем виде для границы двух поглощающих сред это сделано в^{42а} (см. также исторический очерк^{42б} и ссылки там). Было показано, что место выхода отраженного луча смещено относительно места падения входящего как в плоскости падения (вперед по ходу луча), так и в перпендикулярном направлении (смещения соответственно $\Delta\rho$ и Δh). Плоскости падения и отражения параллельны, как этого требует (2б), но

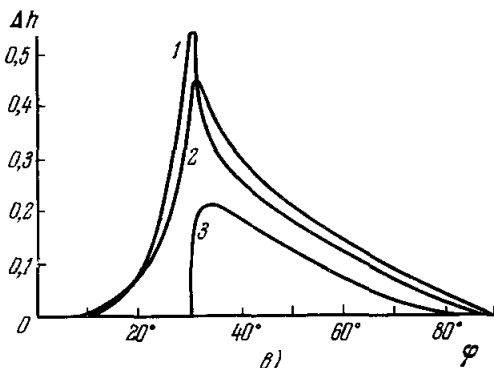
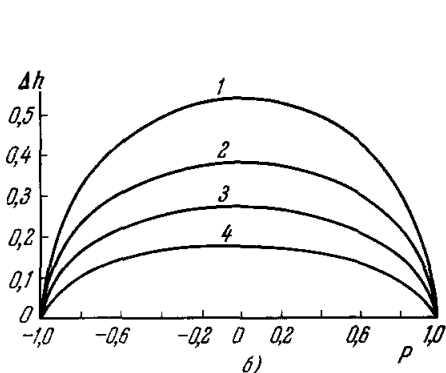
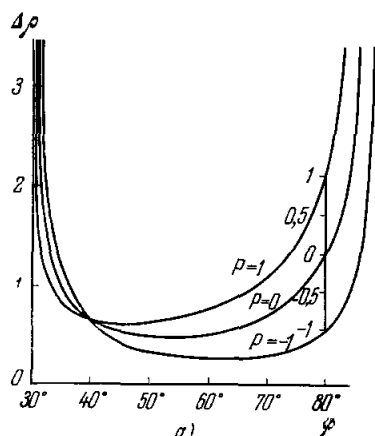


Рис. 3. а) Смещение отраженного луча в плоскости падения $\Delta\rho$ (φ) для разных значений поляризации падающего; б) смещение отраженного луча перпендикулярно к плоскости падения Δh (φ) для разных значений поляризации падающего при разности фаз между $E_{\parallel}$ и $E_{\perp}$ в падающем (δ) и отраженном (γ) лучах:

1 — δ = 90°, γ = 90°; 2 — δ = 0°, γ = 90°;
3 — δ = 45°, γ = 45°; 4 — δ = 0°, γ = 45°;

в) Δh (φ) при $n_1/n_2 = 2$.

Падающий луч поляризован: 1 — по кругу, 2 — по эллипсу, 3 — линейно.

не совпадают. Смещения зависят от поляризации падающего луча, φ , n и $\frac{n_1}{n_2}$; некоторые примеры показаны на рис. 3. Смещения имеют место и в случае непоглощающих сред. При $n_1 < n_2$ $\Delta\rho = 0$, но $\Delta h \neq 0$ в общем случае эллиптической поляризации; при $n_1 > n_2$, вообще говоря, $\Delta\rho \neq 0$ и $\Delta h \neq 0$. Экспериментальные измерения разностей фаз, возникающих в последнем случае, производились в⁴³.

Своеобразная конфигурация поля во второй среде при полном внутреннем отражении (п. в. о.) и направление движения энергии в ней наиболее подробно проанализированы в⁴⁴. Поток энергии во второй среде движется вдоль поверхности, играющей роль своеобразного волновода⁴⁵ и

выходит в первую среду, с перераспределением энергии по сечению пучка.

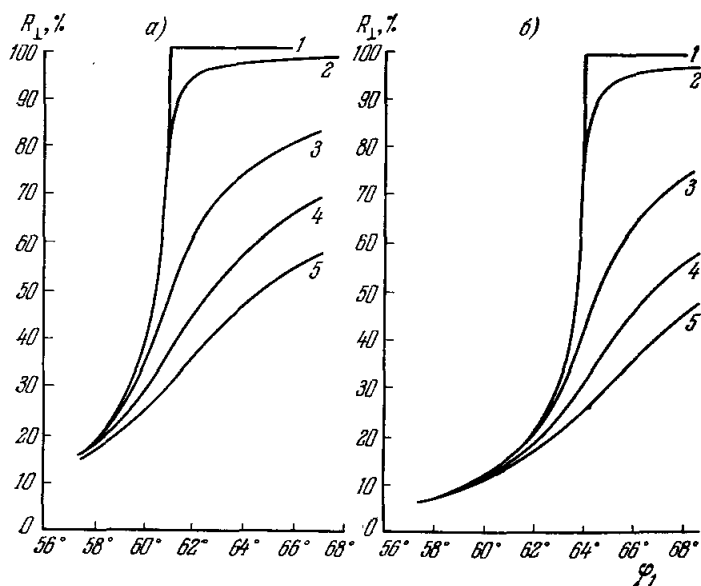


Рис. 4. Коэффициент отражения $R_{\perp}$ при отражении в непоглощающий диэлектрик от слабо поглощающей среды.
1 — $\kappa = 0$; 2 — $\kappa = 0,001$; 3 — $\kappa = 0,01$; 4 — $\kappa = 0,02$; 5 — $\kappa = 0,03$
при: а) $n_2/n_1 = 0,8733$ и б) $n_2/n_1 = 0,8998$.

Экспериментальные измерения $\Delta\rho$ были проведены в ^{46, 47} (см. обзор ⁴²⁵), результаты хорошо согласуются с теорией. Измерений Δh , видимо, не производилось. Измерения глубины проникновения l поля во вторую, менее плотную среду были произведены со счетчиком фотонов ⁴⁸. l достигает величины порядка $\sim 10\lambda$; оно наибольшее у критического угла и спадает с ростом φ (по-разному для $E_{\perp}$ и $E_{\parallel}$).

Отметим, что наличие ничтожного поглощения во второй (менее плотной) среде резко меняет конфигурацию всего поля ⁴⁹ (рис. 4). Полное внутреннее отражение практически исчезает; это свидетельствует о существенной зависимости размеров и формы области формирования отраженной волны от окружения и свойств среды.

Зависимость напряженности поля у поверхности раздела в зависимости от угла падения была рассчитана в ⁵⁰ (рис. 5); она согласуется с измерениями ⁴⁸ — напряженность поля быстро спадает с ростом φ .

§ 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА

К экспериментальной проверке формул Френеля (4а) и (4б) оптика возвращалась неоднократно; в истории вопроса стоят такие имена, как Жамен,

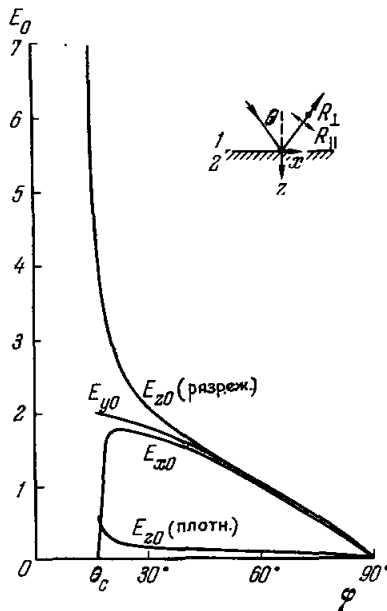


Рис. 5. Напряженность поля у поверхности при полном отражении ($n_1 > n_2$) в зависимости от φ :

E_{x0} — со стороны среды 2, E_{y0} — со стороны среды 2, E_{z0} — со стороны среды 2 — верхняя кривая, E_{z0} — со стороны среды 1 — нижняя кривая.

Рэлей, Друде, Вуд, Раман, Мандельштам (библиографию см. в ^{51, 52}). Было показано, что от этих формул наблюдаются некоторые отступления:

а) Согласно (4б) $E_{r\parallel}$ должно обращаться в нуль при $\varphi = \varphi_{\text{Бр}}$ (угол Брюстера), где $\text{tg } \varphi_{\text{Бр}} = n$, а разность фаз δ между $E_{r\perp}$ и $E_{r\parallel}$ должна при этом скачкообразно измениться от π до нуля. Эксперимент показывает, что $E_{r\parallel}$ в нуль не обращается и имеет повышенные (относительно предсказываемых формулами) значения в интервале $\varphi_{\text{Бр}} \sim 1-2^\circ$. Изменения $\delta(\varphi)$ и $\rho = \frac{|E_{r\parallel}|}{|E_{r\perp}|}$ показаны на рис. 6 ⁵².

В работах автора с сотрудниками ⁵²⁻⁵⁴ было показано (на примере жидкостей, где исключена механическая обработка поверхности), что

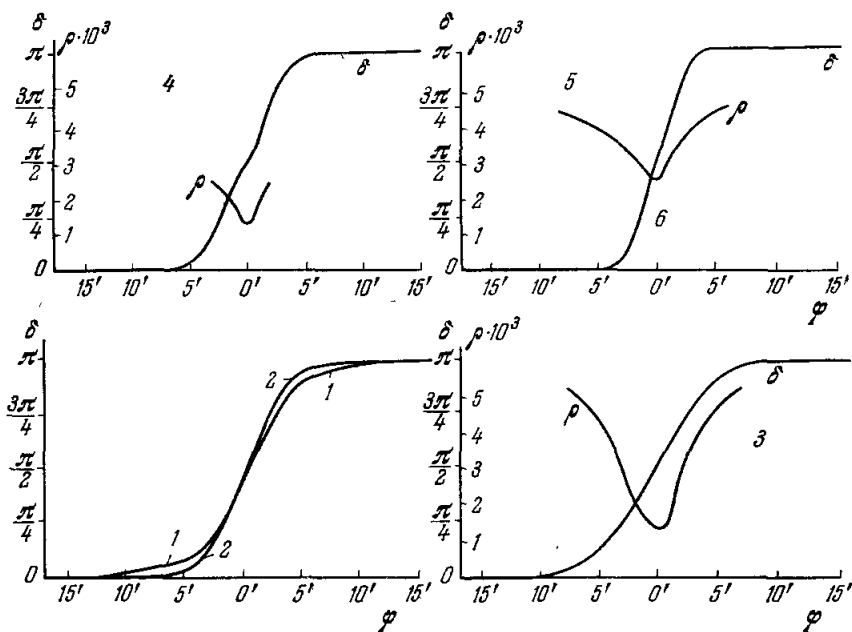


Рис. 6. Зависимость разности фаз δ между $E_{r\parallel}$ и $E_{r\perp}$ и отношения осей эллипса поляризации $\rho = |E_{r\parallel}|^2 / |E_{r\perp}|^2$ от φ вблизи $\varphi_{\text{Бр}}$.

Угол Брюстера принят за нуль. 1 — CCl_4 , 2 — бромформ, 3 — ксилол, 4 — хлорбензол, 5 — бромистоводородная кислота, 6 — циклогексанол.

даже при полнейшей очистке вещества всеми современными методами эффект уменьшается, но не исчезает, остается и у поверхности, находящейся под вакуумом. Иначе говоря, несомненно, что есть остаточный эффект, не обусловленный загрязнениями.

б) При $n_1 = n_2$ отражения быть не должно; между тем, оно наблюдается. Л. И. Мандельштам ⁵⁵ указал на ряд возможных причин этих отступлений. Его соображения были развиты в работах ^{51, 56}, где было показано, что единственной возможной причиной появления эффекта может быть наличие у поверхности вещества слоя особой молекулярной структуры, отличной от структуры вещества в толще (см. § 14). Эффект б) рассматривался менее подробно, нежели а), однако можно утверждать, что и здесь причиной является наличие адсорбционных слоев у границы раздела.

Для выяснения причины указанных отступлений необходимо рассмотреть микроскопическую теорию.

§ 6. МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ

В случае, когда среда обладает дискретной структурой (мы рассматриваем здесь только микроскопическую, молекулярную структуру однородной среды), закон отражения усложняется.

Расчет, сделанный в рамках классической теории для случая отражения света от поверхности идеальной кубической решетки, состоящей из неподвижных точечных изотропных гармонических осцилляторов (см. ^{57, 51}), приводит к выводу: отражение происходит так, как если бы среда была непрерывной, но на ее поверхности имелся бы переходный слой, параметры которого определяются свойствами решетки *). Законы отражения в этом случае иные (см. ниже), хотя численно отступления от формул Френеля и невелики.

Рассмотрим этот вопрос подробнее для случая прозрачного диэлектрика. При создании молекулярной оптики в классических работах ⁵⁸⁻⁶⁰ и ряде других (подробную библиографию см. в ^{61, 62}) с помощью развитых методов расчета были получены и законы отражения. Схема рассуждений во всех работах сводилась к следующему:

Расчет производился методами классической линейной электродинамики для установившегося процесса. Среда изображается в виде совокупности неподвижных элементарных изотропных центров (например, молекул), распределенных в пространстве (в вакууме) по определенному закону. В качестве такого закона принимался или «идеальный беспорядок» — полная равновероятность всех расположений, или же расположение по узлам кубической решетки. Падающая волна имеет вид (1). Под действием волнового поля, сложившегося в среде, в молекулах индуцируется переменный электрический дипольный момент — возникает «волна поляризации» (с фазовой скоростью c/n). В результате эти молекулы испускают вторичное когерентное (изменение частоты в излучающих центрах не рассматривается) излучение, распространяющееся со скоростью c в вакууме; излучатели считаются незатухающими, а их собственные частоты — далекими от ω .

Суммарное эффективное поле изображается в виде

$$E(r, t)_{\text{эфф}} = E(r, t) + \int_{v'(\sigma)} \text{rot rot} \sum_{N_1} \frac{p(r', t - \frac{R}{c})}{R} dv', \quad (9)$$

$$R = |r - r'|, \quad p = \beta E_{\text{эфф}}(r', t - \frac{R}{c}), \quad (9a)$$

где r' — координата рассматриваемой молекулы, β — ее поляризуемость и N_1 — число молекул в 1 см^3 . Интегрирование производится по всему объему вещества, за исключением «сферы молекулярного действия» (поверхность σ с радиусом a), окружающей тот диполь, для которого рассчитывается $E_{\text{эфф}}$; суммирование — по всем молекулам, кроме рассматриваемой. Межмолекулярные силы и эффекты «связи осцилляторов» не учитываются.

Далее, находят условия, при которых — в результате интерференции первичной и всех вторичных волн, описываемой (9), внутри среды формируется плоская световая волна (преломленная), вообще говоря, с иными значениями m и n , чем у падающей, а последняя в результате интерференции в среде гасится (отсюда название — «теорема погашения»). Таких условий должно быть, очевидно, два — одним из них является закон

*) Вообще говоря, этот вывод справедлив и при более общих предположениях о природе осцилляторов.

преломления (условие для ψ), другим — условие для n , из которого определяется то значение n , при котором устанавливается искомое волновое поле. Расчет поля вне среды при соблюдении указанных условий дает отраженную волну. Иначе говоря, интерференционное поле содержит два типа волн. Одни из них распространяются со скоростью c , а другие — со скоростью c/n . Первые образуют отраженную волну и гасят первичную в среде, вторые образуют преломленную волну в среде. Выбор выражения для эффективного поля не свободен от возражений (ибо по мере углубления в среду поле E деформируется) и оспаривается до сего времени. Отсылая за подробностями к ^{63, 64}, отметим лишь, что, по меткому выражению ⁶⁴ «молекула в глубине среды не видит поля E » (к вопросу о размерах той области, в которой формируется отраженная волна, мы вернемся ниже).

В первых работах в качестве условия для n была получена формула Лоренц — Лорентца

$$\frac{n^2+2}{n^2-1} = A, \quad A = \frac{3}{4\pi N_1 \beta}. \quad (10)$$

Ограниченная применимость этой формулы для реальных сред указывает на ограниченную справедливость сделанных при ее выводе предположений (что, однако, не ограничивает применимость теоремы погашения)*).

При более корректных расчетах ⁶⁰ для n было получено условие, которое выглядит несколько сложнее:

$$\frac{n^2+2}{n^2-1} - \frac{n^2+10}{10} \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2 + \frac{2}{3} i \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^3 = A. \quad (11)$$

Во всех названных работах формулы Френеля получались как первые члены некоторых разложений по степеням a/λ , т. е. не являлись вполне точными и, строго говоря, были применимы лишь на расстояниях от поверхности, много больших a . Последний, наиболее строгий, вывод, основанный на наименьшем количестве допущений, был дан в ^{61, 62}; для n получено условие

$$3e^{-ia} \left\{ \left(\cos an - \frac{\sin an}{an} \right) \left(\frac{1}{n^2-1} - \frac{1}{(an)^2} - \frac{i}{(an)^3} \right) + \frac{1+ia \sin an}{n^2-1} \frac{1}{an} \right\} = A. \quad (12)$$

Ограничиваясь членами до третьего порядка по a , получим

$$\frac{n^2+2}{n^2-1} + \frac{n^2+10}{10} a^2 + \frac{i}{3} a^3 = A. \quad (13)$$

В работах ^{51, 57} методика расчета близка к ^{53, 59}; формулы Френеля были получены в виде

$$E_{r\perp} = -E_{0\perp} \frac{\sin(\varphi-\psi)}{\sin(\varphi+\psi)} \left\{ 1 + i \frac{4\pi d}{\lambda} \gamma_y \cos \varphi \right\}, \quad (14a)$$

$$E_{r\parallel} = E_{0\parallel} \frac{\operatorname{tg}(\varphi-\psi)}{\operatorname{tg}(\varphi+\psi)} \left\{ 1 + i \frac{4\pi d}{\lambda} \frac{\gamma_x \cos^2 \psi - \gamma_z \sin^2 \varphi}{\cos^2 \psi - \sin^2 \varphi} \cos \varphi \right\}. \quad (14б)$$

(ось z направлена вглубь среды нормально к поверхности, ось x образуется пересечением плоскости падения с поверхностью). $\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z$ — некоторые действительные параметры решетки, зависящие от выбора выражения для n , и d — ее постоянная.

Следует отметить, что все уточнения последующих авторов относились к процедуре расчета, а не к исходным физическим предположениям о характере внутреннего поля, расположении и структуре излучателей и т. п.

*) Из (9a) — (10) следует, что $E_{\text{эфф}} = E \frac{n^2+2}{3}$ (10a).

Появление комплексных членов в (11) — (14) означает, что при падении линейно поляризованного света отраженный свет будет поляризован эллиптически. С другой стороны, комплексность n и m в (11) — (13) указывает на отток энергии из того вида поля, которое рассматривается в задаче *) (поглощения в рамках этих теорий быть не должно, ибо осцилляторы предположены незатухающими). Иначе говоря, кроме «интерференционных максимумов отражения и преломления» имеет место и некоторое рассеяние. Выяснение причин этого требует специального исследования. Здесь отметим лишь, что неучет затухания — неоправданная идеализация, приводящая к ошибкам при рассмотрении энергетического баланса. Кроме того, при выводе не учтено влияние поверхности на

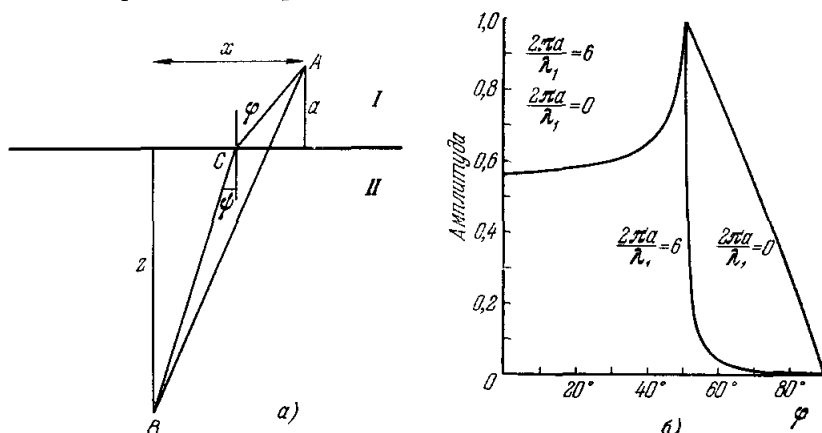


Рис. 7. а) A — источник, B — точка наблюдения. Колебания перпендикулярны к плоскости чертежа.
б) Результаты расчета при $n = n_2/n_1 = \sin \phi / \sin \psi = 1,33$. Амплитуда в относительных единицах. Случай $\sin \psi < n$.

излучение близлежащих частиц. Как известно, в однородной среде рассеяния света не происходит. Однако при наличии неоднородности в виде поверхности раздела положение меняется. В работе Л. И. Мандельштама ⁶⁵ показано, что для излучателей, находящихся на расстоянии от поверхности, сравнимом с λ , правильное отражение и преломление сменяются рассеянием; между тем в нашей задаче ближайшие к поверхности излучатели находятся именно в таких условиях.

На рис. 7 показан результат расчета ⁶⁵ амплитуды световых колебаний $E_{\perp}$, приходящих в точку B от источника A при $z \gg \lambda$, и a , сравнимом с λ . Видно, что при $\frac{a}{\lambda} \gg 1$ граница света и тени резка, но при $\frac{a}{\lambda} \rightarrow 0$ амплитуда спадает лишь постепенно, т. е. имеется сильное рассеяние. В ⁶⁶ произведен расчет и для случая, когда $z \approx \lambda$. В ⁶⁵ показана обратимость хода лучей.

То обстоятельство, что формулы Френеля в ⁶⁰ оказывались приближенными и справедливыми лишь на некотором расстоянии от поверхности, дало повод автору высказать предположение (правда, небезупречно обоснованное) о том, что и теорема погашения справедлива не строго и лишь в оптической области; этому утверждению следуют и в некоторых позднейших работах ⁶³.

*) Для подробного анализа энергетического баланса необходимо рассмотреть ограниченные пучки, а не неограниченные плоские волны.

Однако в ⁶², как указывалось, доказательство теоремы более строго, причем не только для обычного, но и для полного внутреннего отражения ⁶¹ и для оптически активных и анизотропных сред ^{67, 68}; как увидим ниже, она справедлива и для нелинейных сред. Строгий вывод более простой методикой дан в ⁶⁹.

В работе ⁷⁰ задача об отражении света была решена совершенно иным путем — макроскопическим расчетом методом функции Грина, причем были получены интегральные уравнения, выражающие теоремы погашения в общем виде; иначе говоря, эта теорема оказывается просто следствием уравнений Максвелла и не специфична лишь для оптической области *) или для микроскопического рассмотрения.

Микроскопическое рассмотрение для поглощающих сред и проводников, подобное теореме погашения, насколько нам известно, не проводилось, за исключением работы ⁶⁸, где рассматривалась классическая модель металла для $\lambda \sim 1$ см. Универсальная трактовка вопроса здесь вряд ли возможна вследствие многообразия микропроцессов. В ⁷¹ был дан полуфеноменологический расчет отражения от анизотропного металла с учетом вида поверхности Ферми (несколько примитивно, принимая ее за эллипсоид).

§ 7. КВАНТОМЕХАНИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ

Строгими методами квантовой электродинамики задача не решалась.

В работе ⁷² были проведены расчеты, где в качестве центров рассеяния приняты квантовые системы — водородоподобные одноэлектронные атомы (без учета влияния спина), причем учитываются электрический и магнитный дипольные и электрический квадрупольные моменты. Взаимодействие их с электромагнитным полем рассчитывается по классической теории. Общая схема расчетов, изложенная выше, сохранена полностью; применяется теорема погашения. При расчете взаимодействия с полем автор ограничивается линейной электродинамикой.

Для электрически-дипольного излучения, как и следовало ожидать, были получены формулы Френеля и условие (10), где, однако, формально введенный параметр поляризуемости заменен обычным выражением

$$\frac{e^2}{m_0 \omega^2} \left(\sum_s \frac{\omega_{sn}^2}{\omega_{sn}^2 - \omega^2} f_{sn} - 1 \right). \quad (15)$$

Здесь f_{sn} — сила осциллятора для соответствующих электрически-дипольных переходов.

Для электрически-квадрупольного излучения (магнитно-дипольное излучение у данных излучателей отсутствует) получены выражения:

$$E_{r\perp} = E_{0\perp} \frac{\sin(\varphi - \psi) \cos(\varphi + \psi)}{\sin 2\varphi} B (C - |\bar{m}|^2 D), \quad (16a)$$

$$E_{r\parallel} = E_{0\parallel} \left\{ \frac{\sin(\varphi - \psi) [\cos(\varphi + \psi) - \sin(\varphi + \psi)]}{\sin 2\varphi} BC - \frac{\sin(\varphi - \psi) \cos(\varphi + \psi)}{\sin 2\varphi} BD \frac{m_0 \omega^2}{e^2} \right\}, \quad (16b)$$

где

$$B = \frac{4\pi}{n^2 - 1} N_1,$$

$$C = \frac{e^2}{m_0 \omega^2} \sum_s \frac{\omega_{sn}^2}{\omega_{sn}^2 - \omega^2} q_{sn}, \quad D = \frac{e^2}{m_0 c^2} \int_0^\infty r^4 R_{nl}(r) R_{n'l'}(r) dr.$$

*) Более того, в ²⁶ она была обобщена и на акустические процессы.

Здесь q_{sn} — сила осциллятора электрически-квадрупольного перехода, а R_{nl} — радиальная часть волновой функции.

Как видно, эти формулы существенно отличаются от (4а), (4б) — здесь имеются иные угловые зависимости и иные интенсивности, отсутствует угол Брюстера, имеет место эллиптическая поляризация при отражении. Очевидно, что эти обстоятельства могут быть использованы для определения природы излучателей.

Вместо (10) получено выражение

$$B \{ (2n^2 + 3) c - (n^2 + 4) n^2 D \} = 5.$$

В ⁷³ учтено и влияние спина. Экспериментальной проверки этих результатов, насколько нам известно, пока не производилось.

§ 8. ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВОГО ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ

В рассуждениях § 6 предполагались неподвижность частиц и равномерное их распределение в пространстве.

Л. И. Мандельштам показал, что движение частиц само по себе не нарушает когерентность и не меняет характера процесса (не приводит к рассеянию). Последнее возникает только вследствие флуктуаций плотности или других параметров (вопрос о упорядоченных коллективных процессах будет затронут ниже), когда правильность интерференции будет нарушена. Это рассеяние будет отличаться от обсужденного в § 6 тем, что оно, так же как и создающие его флуктуации, некогерентно с отраженным светом (теорема погашения все же и здесь будет справедлива). Г. С. Ландсберг показал ⁷⁴, что для правильного отражения эффект Доплера также отсутствует. На самой поверхности раздела вместе с отражением может иметь место дополнительное рассеяние, обусловленное как флуктуациями формы поверхности, так и флуктуациями параметров среды, капиллярными волнами и т. п.

Подробное рассмотрение теории этого рассеяния и экспериментально его наблюдения см. в ⁷⁵. Для этого рассеяния эффект Доплера должен иметь место ⁷⁴, но получающееся изменение частоты лежит за пределами возможностей наблюдения.

§ 9. РАЗМЕРЫ ОБЛАСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ОТРАЖЕННОГО ПУЧКА

Рассмотрение микроскопического механизма явления отражения приводит к возникновению ряда вопросов, на который полученные формулы ответа не дают. Остаются неясными размеры той области, в которой формируется отраженная волна, длительность ее формирования и свойства когерентности отраженного света. Вопрос о размерах той области, в которой формируется отраженная волна, распадается в свою очередь на два: а) на каком расстоянии от отражающей поверхности можно выделить из общего поля отраженную волну, б) какова практически глубина того слоя отражающей среды, которая определяет свойства отраженной волны? В применении к поглощающим средам второй вопрос может быть сформулирован (несколько неадекватно первой формулировке) и так: какая глубина проникновения достаточна, например, для того, чтобы отраженная волна приобрела симметрию отражающей среды?

Для упрощения мы будем рассматривать ниже случай, когда среда 1 — вакуум. Расчеты, приведенные в § 6, определяют поле на удалениях от поверхности, значительных по сравнению с микроскопически характерным для среды размером — размером молекул или расстоянием между ними; эти удаления, вообще говоря, зависят от угла падения пучка

и от конфигурации поля (§ 4). В отношении области формирования можно сказать следующее. Для прозрачных сред верхний предел этой области определяется длиной когерентности, т. е. тем расстоянием, на котором вторичное (рассеянное) излучение частиц, приходящее к поверхности, еще когерентно с падающей волной. В рассмотренном выше приближении невзаимодействующих частиц и слабого поля излучения длина когерентности определяется свойствами падающего света (в этом приближении даже многократное рассеяние когерентно ⁷⁶; при взаимодействии частиц это не так, см., например, ⁷⁷⁻⁷⁹).

Отметим, что из приведенных данных по полному внутреннему отражению (§ 4) следует, что слой толщиной порядка 10λ уже полностью

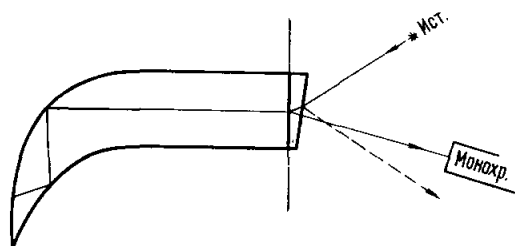


Рис. 8. Схема опыта для наблюдения селективного отражения.

формирует отраженный луч. С другой стороны, данные по поверхностным слоям (§ 13) говорят, что отличия свойств нескольких первых молекулярных слоев лишь незначительно меняют характер отражения, т. е. весь формирующий слой много толще.

Для поглощающих сред верхний предел определяется глубиной проникновения, т. е. (для металла) — долями λ . Здесь, однако, следует иметь в виду

два соображения. С одной стороны, при наличии нелокальных связей (пространственной дисперсии) и аномального скин-эффекта (что часто имеет место для наиболее сильно поглощающих сред, например, металлов; см. § 14) размер слоя, влияющего на формирование отраженного света, будет больше глубины проникновения из-за явлений переноса. С другой стороны, при рассмотрении отражения от поглощающих сред пренебрегать взаимодействием поглощающих центров (независимо от механизма поглощения) уже нельзя. Это взаимодействие может существенно изменить длину когерентности в данной среде, сделав ее весьма малой.

В качестве одного из примеров явлений при отражении от поглощающей среды приведем описание опытов, позволяющих подойти с новой стороны к процессу отражения, проследить процесс «формирования отражающей поверхности». Отсылая за подробностями к работам ⁸⁰, изложим схему опыта (рис. 8). В кювету налит раствор сильно поглощающего и люминесцирующего красителя в бесцветном растворителе с $n_{\text{раств}} \approx n_{\text{стекла}}$. При малых концентрациях происходит очень слабое отражение от поверхности раздела «стекло — растворитель». Пучок проникает на большую глубину и вызывает на пути люминесценцию. По мере возрастания концентрации глубина проникновения падает, а люминесценция слабеет из-за концентрационного тушения; интенсивность отраженного света растет, появляется отражение от поверхности раздела «стекло — краситель», а при глубине проникновения $\sim 1 - 2\lambda$ оно становится полностью «металлическим» (со всеми его признаками — селективность, эллиптичность и т. п.). Аналогичные опыты с парами щелочных и др. металлов выполнены в работах ^{81, 82}. Общее квантовомеханическое рассмотрение явлений дано в ^{83, 84}.

Таким образом, в подобных опытах возможно проследить постепенное (по мере сближения) развитие взаимодействия частиц и возникновение отражения от образуемой ими постепенно поверхности, а также замену некогерентного излучения когерентным рассеянием. При этом отчетливо

выявляется связь интенсивности селективного отражения, глубины проникновения и характера взаимодействия.

В работах ⁸⁰ было, например, выяснено, что тушение люминесценции наступает при межмолекулярных расстояниях $\sim 50\text{--}150 \text{ \AA}$ (газокине-

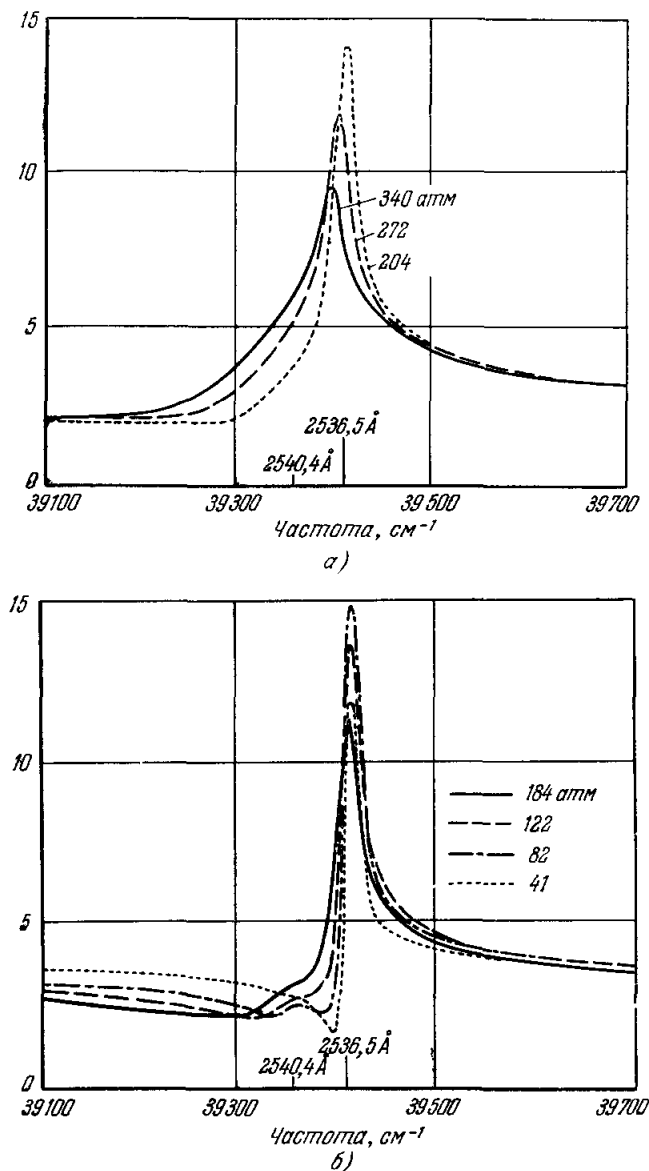


Рис. 9. Изменение формы линии отражения ртутных паров с давлением (по схеме рис. 8).

тический диаметр молекул $\sim 5 \text{ \AA}$), заметное селективное правильное отражение — при существенно меньших расстояниях и, наконец, взаимодействие, меняющее силы осцилляторов поглощения, — при еще меньших расстояниях $\sim 10\text{--}30 \text{ \AA}$. В работах ⁸¹, ⁸² было высказано предположение о наличии когерентной резонансной флуоресценции (см. в ⁸⁵) и особом

механизме затухания. На рис. 9 показано изменение формы линии отражения, а следовательно, линии поглощения и характера дисперсии — при сближении частиц (для атомов Hg). Очевидно, при этом меняются и глубина проникновения и длина когерентности, причем различно для разных λ .

Детали трактовки явлений в работах ⁸⁰⁻⁸² могут оспариваться, но сама возможность наблюдения постепенного развития взаимодействий не подлежит сомнению.

§ 10. ВРЕМЯ УСТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ ПРИ ОТРАЖЕНИИ

Во всех предыдущих рассуждениях рассматривались лишь стационарные процессы; вопрос о ходе установления этих процессов не рассматривался.

Распространение фронта монохроматической волны в диспергирующей среде, как известно, было предметом подробного обсуждения в работах Зоммерфельда — Бриллюэна — Леонтовича ^{86, 87, 88}. Однако количественных оценок для случая световых волн в этих обсуждениях не делалось, экспериментальных измерений не производилось, а частный вопрос о времени установления поля при отражении вообще не рассматривался (некоторые качественные соображения см. ⁸⁹; однако так рассмотрен лишь двумерный объект, что существенно меняет дело).

Попыткой дать весьма грубую оценку нижнего предела этого времени была заметка ⁹⁰, где для металлического зеркала на основании примитивного расчета, в духе элементарной классической электронной теории, была дана цифра 10^{-10} сек; такого порядка задержка на отражение Δt может объяснить расхождения в результатах измерений скорости света в установках с однократным и многократными отражениями. Результаты этого расчета не следует переоценивать; важно лишь указание на возможность экспериментальной оценки.

В работе ⁹¹ была сделана попытка экспериментального разделения (селективного) отраженного света и люминесценции по параметру длительности. Однако из-за недостаточного временного разрешения аппаратуры был оценен лишь верхний предел $\tau_{отр} < 40\tau_{люм}$. Строгое рассмотрение в ⁹² привело к $\Delta t < 5 \cdot 10^{-14}$ сек для видимой области и $\Delta t < 6 \cdot 10^{-17}$ сек для ультрафиолета. Экспериментально удалось лишь установить, что $\Delta t < 10^{-12}$ сек.

Подход к рассмотрению вопроса, несомненно, должен следовать пути, указанному Л. И. Мандельштамом в ⁸⁹, но с рассмотрением трехмерного объекта.

§ 11. ИЗМЕНЕНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ ПРИ ОТРАЖЕНИИ

Изменение когерентности при отражении было рассмотрено в ^{93, 94}. Если падает волна типа (1), т. е. полностью когерентный свет, отраженный свет также полностью когерентен (рассмотрение велось для прозрачных сред). Если падающий свет частично когерентен, картина меняется. Когерентность, по существу, является характеристикой микроструктуры света, однако, как известно (см., например ^{85, 79, 95}), понятие когерентности и ее численной меры — степени когерентности вводится формально и в макроскопическом рассмотрении, которое и проведено в ⁹³. Когерентность пучка меняется при отражении, если $\varphi \neq 0$, и переменна вдоль пучка.

§ 12. ОТРАЖЕНИЕ ОТ СРЕД, ОБЛАДАЮЩИХ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Оптика сред, обладающих пространственной дисперсией (п. д.) подробно рассмотрена в ^{12, 91, 97}, поэтому мы ограничимся лишь несколькими замечаниями применительно к нашей задаче.

Если ограничиться сравнительно слабой п. д., что для большинства «обычных» оптических сред (кроме плазмы) достаточно, то для однородной непроводящей среды]

$$D_i(\omega, \mathbf{m}) = \varepsilon_{ij}(\omega) E_j + i\gamma_{ijk}(\omega) \nabla_j E_k + \alpha_{ijhl}(\omega) \nabla_j \nabla_h E_l. \quad (23)$$

Здесь первый член справа описывает частотную дисперсию, второй — п. д. первого порядка (гиротропия или оптическая активность), третий — п. д. второго порядка и т. д.

Аналогичные выражения, вообще говоря, должны быть написаны для $B_i(\omega, \mathbf{m})$; мы ограничимся случаями, где $\mu_{ij}(\omega)$ (но $\gamma_{ijk, \text{магн}}$ может быть и отлична от нуля).

Свойства тензоров $\hat{\gamma}$ и $\hat{\alpha}$ зависят от симметрии кристалла и типа экситонного перехода (или иных физических свойств, вызывающих эффект); анализ этих свойств дан в ¹².

Основными следствиями п. д. первого порядка по ¹² являются эллиптическое двупреломление и, в некоторых направлениях, вращение плоскости поляризации. Далее, вблизи резонансной частоты для заданного направления могут существовать три волны с различными скоростями; для новой, третьей волны, $n^{(3)}$ при приближении к $\omega_{\text{рез}}$ со стороны длинных волн, начиная с расстояния порядка 100—200 Å, сильно растет, становясь много больше $n^{(1)}$, $n^{(2)}$.

Характер распространения света в средах с п. д. (для первого порядка) в зависимости от симметрии кристалла рассмотрен также в ⁹⁸. Следует отметить, что здесь применено выражение для энергии поля, отличное от использованного в ^{12, 97}. Выводы получены несколько иными: третья волна в кубических кристаллах отсутствует, в некоторых других возникает только при $\gamma_{ijk, \text{магн}} \neq 0$. В кубических кристаллах она появится только при выборе уравнения связи в виде

$$H_i(\omega, \mathbf{m}) = \mu_{ij}^{-1}(\omega) B_j + i\gamma'_{ijk, \text{магн}} \nabla_j B_k.$$

При решении краевых задач для сред с п. д. число граничных условий должно быть больше, чем при выводе формул (4а), (4б). Действительно, если возникает «новая волна», должно возрасти и количество граничных условий. Этот вопрос рассмотрен в ¹² (должны быть учтены и поверхностные состояния, благодаря которым поляризуемость слоя может стать гиротропной ⁹⁹). Общие формулы для E_r и $\tilde{R}(\omega, \varphi, \theta)$ при п. д. первого порядка оказываются весьма громоздкими и мало наглядными, почему мы и рассмотрим отдельно зависимости от ω , φ и θ (где θ — угол между $\mathbf{E}$ и плоскостью падения).

В ¹² для случая нормального падения волны вида (1) на поверхность изотропной гиротропной среды проанализирована зависимость $R(\omega)$. Наиболее интересным является вывод, что в связи с появлением в области $\omega < \omega_{\text{рез}}$ новой волны, для которой $n^{(3)}$ очень велико, максимум (рис. 10) $R(\omega)$, без п. д. лежащий в области $\omega > \omega_{\text{рез}}$, может оказаться сдвинутым в эту область и, вероятно, сильно деформированным. Отраженный свет будет обладать эллиптической поляризацией, а интенсивность его должна осциллировать с изменением толщины кристалла и зависеть от поляризации падающего света.

В ¹⁰⁰ проведен для того же случая формально-макроскопический расчет. Рассмотрена область вдали от $\omega_{\text{рез}}$, изотропные среды или кубические кристаллы, без учета третьей волны. Отраженный свет поляризован эллиптически, причем эллиптичность η сильно зависит от φ . При $E = E_{\parallel}$ и $\varphi = 0$ $\eta = 0$; эллиптичность незначительно растет с φ , на расстоянии нескольких угловых секунд от некоторого $\varphi_{\text{д}}$, ближнего к $\varphi_{\text{бр}}$, она сильно возрастает, превращается в круговую, падает до нуля при $\varphi = \varphi_{\text{д}}$, снова возрастает до круговой обратного знака на том же расстоянии и быстро падает до малой величины, обращаясь в нуль при $\varphi = \pi/2$. В случае $E = E_{\perp}$ эллиптичность очень мала и мало

меняется, сохраняя знак. При промежуточных ориентациях E , η становится меньше (в отличие от поглощающих сред без п. д., где при $E = E_{\perp}$ и $E = E_{\parallel}$ $\eta = 0$ и максимально при некоторой промежуточной ориентации).

Отражение от гиротропных сред рассматривалось несколько менее подробно и в ¹⁰¹. Здесь был, в частности, затронут и вопрос об отражении от ферромагнитной среды. Вопросы отражения от ферро- и ферримагнетиков рассмотрены также в ^{8, 17}, где были проведены соответствующие феноменологические макроскопические расчеты.

В случае, если $\gamma_{ijk} = 0$, должна быть учтена пространственная

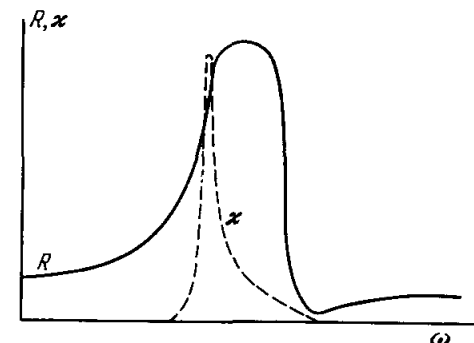


Рис. 10. $R(\omega)$ и $\chi(\omega)$ для среды, состоящей из сильно затухающих гармонических дипольных осцилляторов по классической теории дисперсии и формулам Френеля.

дисперсия второго порядка. В некоторых случаях (при отрицательной эффективной массе экситона) могут появиться третья и четвертая волны, но уже на расстоянии $10\text{--}20 \text{ \AA}$ от $\omega_{\text{рез}}$. Во всех случаях кубический кристалл, даже высшей симметрии O_h , оказывается анизотропным по α . Эффекты п. д. второго порядка значительно меньше, чем в п. д. первого порядка, и могут быть заметными лишь при $\gamma = 0$.

Отражение от изотропной среды для этого случая при нормальном падении рассмотрено в ¹². Формулы, аналогичные формулам Френеля, даны также в ¹⁰² для кристалла класса O_h и любых φ ; как методика расчета (микроскопического), так и результаты несколько отличны от ¹², конечные выводы аналогичны. Отражение анизотропно относительно осей кристалла, ход его зависит от поляризации падающего света. Расчет отражения проведен также в ¹⁰³; показано, что добавочные волны могут влиять на фазу отраженного света, смещая ее на большие углы (порядка $5\text{--}20^\circ$). Отражение при наличии поверхностных экситонов рассмотрено в ⁹⁹. Отражение от среды с сильной п. д. — плазмы, в том числе и релятивистской, рассмотрено в ^{97, 104, 105}. Эффекты п. д. — нелокальной связи γ и E , когда имеет место аномальный скин-эффект, оказываются существенными при рассмотрении отражения от металлов. Результат для низкотемпературной плазмы будет приведен ниже (§ 14) при обосновании одного частного случая; он имеет широкую область применимости ⁹⁷.

Отражение от сред с пространственной дисперсией второго порядка (кристалл CdS) исследовалось экспериментально в ^{106, 107}, однако истолкование результатов не однозначно. Следует отметить, что единственным бесспорным экспериментальным доказательством существования эффектов второго порядка является анизотропное поглощение в кристалле Cu_2O

12, 108 в области квадрупольной линии. В 109 были наблюдаемы при отражении эффекты, связанные с экситонами, в жидком и твердом Хс. Отражение от гиротропных (немагнитных) сред было исследовано лишь в работе 110, где, однако, несмотря на большую точность измерений, эффект обнаружен не был. Причиной этого вероятно, является слишком малая сила осцилляторов поглощения у исследованного объекта (кристалла натрий-уранацетата).

§ 13. ОТРАЖЕНИЕ ПРИ НАЛИЧИИ МАКРОСКОПИЧЕСКОГО ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ (ПОКРЫТИЯ)

Хорошо известно, что всякая физическая граница раздела никогда не представляет собой геометрической плоскости. Если даже допустить полное отсутствие поверхностных пленок, окислов, загрязнений, поверхностной текстуры, вызванной неизбежной в оптической области обработкой, и эффектов типа «ступенчатой структуры» поверхности кристалла, — это утверждение все же останется в силе, и физическая граница раздела всегда представляет переходный слой определенной толщины.

При наличии такого слоя законы отражения усложняются.

Макроскопические расчеты хода отражения при наличии тонких переходных диэлектрических слоев проводились в последнее время в 111 (здесь дан и обзор более старых работ) и в 112. Предполагается, что показатель преломления n_c существующего на границе двух сред переходного слоя толщины l непрерывно меняется от n_1 до n_2 ; решение задачи приближенно и дается в виде разложения по степеням $\frac{l}{\lambda}$. Если расположить ось z нормально к плоскости $n_c = \text{const}$ и направить вглубь среды, то

$$E_{r\perp} = E_{0\perp} \left(\alpha + i \frac{\omega}{c} |\mathbf{m}| \rho + \frac{\omega^2}{c^2} |\mathbf{m}|^2 \tau \right), \quad (17a)$$

$$E_{r\parallel} = E_{0\parallel} \left(\alpha' + i \frac{\omega}{c} |\mathbf{m}| \rho' + \frac{\omega^2}{c^2} |\mathbf{m}|^2 \tau' \right), \quad (17b)$$

где α и α' определяются формулами (4a), (4б), и

$$\rho = 2n_1 \cos \varphi \frac{p - ln_2^2}{(n_1 \cos \varphi + n_2 \cos \psi)^2}; \quad p = \int_0^l n_c^2(z) dz;$$

$$\rho' = 2n_1 \cos \varphi \frac{ln_2^2 - p \cos^2 \psi - qn_1^2 n_2^2 \sin^2 \varphi}{(n_2 \cos \varphi + n_1 \cos \psi)^2}; \quad q = \int_0^l \frac{dz}{n_c^2(z)};$$

$$\tau = 2n_1 n_2 \frac{h - f}{(n_1 \cos \varphi + n_2 \cos \psi)^2} \cos \varphi \cos \psi + \\ + 2n_1 \cos \varphi \frac{p - l'n_2^2}{(n_1 \cos \varphi + n_2 \cos \psi)^3} (-p + ln_1^2 \sin^2 \varphi - ln_1 n_2 \cos \varphi \cos \psi);$$

$$\tau' = 2 \frac{(f - h) n_1 n_2 \cos \varphi \cos \psi}{(n_2 \cos \varphi + n_1 \cos \psi)^2} + 2 \frac{(s - r) n_1^2 n_2 \sin^2 \varphi \cos \varphi \cos \psi}{(n_2 \cos \varphi + n_1 \cos \psi)^2} + \\ + 2n_1 \cos \varphi \frac{ln_2^2 - p \cos^2 \psi - qn_1^2 n_2^2 \sin^2 \varphi}{(n_2 \cos \varphi + n_1 \cos \psi)^3} (-ln_1 n_2 - p \cos \varphi \cos \psi + qn_1^2 n_2 \sin^2 \varphi);$$

$$f = \int_0^l zn_c^2(z) dz; \quad h = \int_0^l p'(z) dz; \quad r = \int_0^l q'(z) n_c^2(z) dz;$$

$$s = \int_0^l \frac{p'(z)}{n_c^2(z)} dz; \quad p'(z) = \int_0^z n_c^2(z) dz; \quad q'(z) = \int_0^z \frac{dz}{n_c^2(z)}.$$

Если $l = 0$, получаются формулы Френеля; ограничиваясь членами первого порядка по l/λ (т. е. полагая $\tau = \tau' = 0$, получим так называемые формулы Друде, по виду совпадающие *) с (14а), (14б), но со значениями $\gamma_x = \gamma_y = (p - ln_2^2)/d(1 - n_2^2)$; $\gamma_z = (l - qn_2^2)/d(1 - n_2^2)$, если $n_1 = 1$. Очевидно, что расчеты применимы лишь при $l \gg d$, где d — микроскопически характерный размер среды — постоянная решетки или размер молекулы; с другой стороны, должно быть (особенно, если ограничиваться первым приближением) $l \ll \lambda$, т. е. $5-10 \text{ \AA} \ll l \ll 5000 \text{ \AA}$. Это говорит о том, что область строгой применимости не особенно велика **). Существуют и другие расчеты, где делаются несколько иные допущения и приближения. Таковы, например, формулы ¹¹³, которые в некоторых случаях лучше согласуются с опытом ¹⁰⁴. Обзор некоторых работ такого рода см. ^{26, 115}. Следует полагать, что для разных объектов необходимо подбирать различные методики расчета и делать различные приближения и допущения ***).

Макроскопические формулы первого порядка для отражения с учетом рассеяния в поверхностном слое, его дихроизма и двойного лучепреломления даны в ¹¹⁸.

Из формул первого порядка следует, что при наличии поверхностного слоя при $\varphi = \varphi_{\text{Бр}}$ $E_{\parallel}$ не обращается в нуль, фаза δ меняется плавно и отраженный свет вблизи $\varphi_{\text{Бр}}$ поляризован эллиптически, т. е. имеют место все явления, описанные в § 5.

Формулы второго порядка дают более сложную картину. Оказывается, что угол Брюстера ($\text{tg } \varphi_{\text{Бр}} = n$), «угол поляризации» ($E_{\parallel}$ минимально) и «главный угол» ($\delta = \pi/2$) не совпадают. Это, как показали, например, работы ^{52, 53}, действительно имеет место, хотя различие, в соответствии с (17а), (17б), не превышает $1'$. Расчет второго приближения дает также отражение при $n_1 = n_2$.

Для более толстых слоев существуют другие методы расчета (обзор их см., например, в ^{4, 26, 119, 120}). Эти расчеты играют большую роль в современной практической оптике, определяя параметры просветляющих или отражающих покрытий, интерференционных фильтров и т. п. Обзоры этой специальной области имеются в УФН ¹²¹ и ряде монографий ^{4, 26}. Отражение от тонкого ($\sim 10-100 \text{ \AA}$) покрытия, имеющего иную природу, чем среда, было рассмотрено ²⁶ исходя из представления о том, что частицы слоя («двумерного коллоида») хаотически распределены по поверхности и настолько малы, что эффектами Ми можно пренебречь.

§ 14. ОТРАЖЕНИЕ ПРИ НАЛИЧИИ МИКРОСКОПИЧЕСКОГО СЛОЯ. ПОВЕРХНОСТЬ ЖИДКОСТИ

Менее изучен вопрос об отражении от поверхности, когда поверхностный слой создан не нанесением покрытия загрязнением или обработкой, но особой молекулярной структурой вещества у поверхности, обусловленной анизотропией и асимметрией внутреннего поля в этой области.

Так, считается почти достоверным ^{122, 123}, что на свободной поверхности жидкости существует моно- или бимолекулярный слой с особо упоря-

*) В (14а), (14б) $n_1 = 1$, а $n_2 = n$.

**) В ¹¹² дается даже более жесткая верхняя граница: $l < 100 \text{ \AA}$ для первого и $l < 1000 \text{ \AA}$ для второго приближения (на самом деле различие между этими приближениями вряд ли столь велико).

***) Следует отметить, что формулы Друде и при тонких пленках, лежащих на металле, применимы не для любых значений n ¹¹⁶. Для диэлектрических пленок уже при $l \sim 25 \text{ \AA}$ заметны отклонения ¹¹⁷.

доченной ориентацией молекул и, возможно, с иными межмолекулярными расстояниями. На поверхности раствора также имеется слой (вероятно, того же порядка толщины), где концентрация иная, чем в объеме, так называемый «слой Гиббса»¹²¹.

Микроскопический расчет, основанный на физических предпосылках § 6, но с дополнительным предположением об особых свойствах приповерхностных слоев, был проведен в^{51, 56}. При этом были получены формулы (14а), (14б), где, однако, параметры γ_x , γ_y , γ_z имеют другие значения. Вычисление этих параметров требует, конечно, определенных моделей поверхностного слоя. Расчеты были проведены для простой кубической решетки с примитивной ячейкой в предположении, что молекулы первого слоя анизотропны и могут быть ориентированы определенным образом, а поляризуемость их β_0 может быть иной, чем в объеме (β); расстояния от первого слоя до последующих $d_z \neq d$.

Исходя из изложенного представления о строении поверхности жидкости, расчет с введением некоторых допущений был затем распространен и на жидкость в предположении, что ее молекулы анизотропны; для главных поляризуемостей можно записать

$$\beta_{0x} + \beta_{0y} + \beta_{0z} = \beta_1 + \beta_2 + \beta_3 - 3\beta.$$

(В случае, если ориентации молекул различны, как это предполагает для жидкостей, например, теория¹¹⁵, за β_{0i} можно принять усредненные по всем молекулам слоя величины.)

Здесь были получены выражения (b^3 — объем, приходящийся на одну молекулу жидкости)

$$\gamma_x = \gamma_y = \frac{1}{1 - (4\pi/3b^3)\beta_{0x}} \left\{ \frac{\beta - \beta_{0x}}{\beta} + \frac{B}{2b^3} \beta_{0x} \right\}, \quad (18a)$$

$$\gamma_z = \frac{1}{1 + (8\pi/3b^3)\beta_{0x}} \left\{ \frac{\beta - \beta_{0z}}{\beta} - \frac{B}{b^3} \beta_{0z} \right\}, \quad (18б)$$

$$B = 0,329 \exp \frac{2\pi(b-b_z)}{d}.$$

Несмотря на то, что для жидкостей теоретические расчеты менее обоснованы из-за недостаточной разработанности теории, экспериментальную проверку возможно проводить лишь в случае жидкостей, ибо только здесь идеальное качество отражающей поверхности может быть получено без обработки ее.

В последних по времени работах^{54, 126-129} (библиография дана там же)

для многих жидкостей измерялись $\rho = \frac{|E_{\parallel}|}{|E_{\perp}|}$ и разность фаз между ними δ ,

т. е. эллиптичность η отраженного света. Она возникает из-за наличия множителя i в формулах (14а), (14б) и может служить мерилем отличия структуры поверхности от толщи жидкости; ее значения, как следует из формул (14) и (18), заметны лишь вблизи $\varphi_{\text{Бр}}$.

Результаты эксперимента по порядку величины*) согласуются с теорией, однако дают несколько заниженные значения ρ для анизотропных и завышенные — для изотропных молекул. Это показывает, что фактор ориентации — не единственный.

Попытки улучшить совпадение подбором выражения для $E_{\text{эфф}}$, учитывающего анизотропию внутреннего поля, создающего упорядоченную

*) Для жидкостей отношение осей эллипса колебаний лежит в пределах $1 : 30 \cdot 10^{-3} - 1 : 250 \cdot 10^{-3}$.

ориентацию ¹²⁸, полного успеха не дали *). Хорошее согласие с опытом дает учет особенностей функции распределения у поверхности ^{211a}. Зависимость $\delta(\lambda)$ хорошо согласуется с опытом ⁵³.

Свойства слоя, как показал эксперимент, меняются с T — величина ρ уменьшается, как и следовало ожидать, при предположении об упорядоченной ориентации; ход изменений согласуется с рентгено- и электронографическими данными и значениями параметров корреляции ориентации молекул ¹²⁵; для анизотропных молекул зависимость от T сильнее,

как и следовало ожидать. При приближении T к температуре затвердевания значения ρ , т. е. отличия поверхностного слоя, начинают сильно возрастать и наблюдается нечто вроде предкристаллизации ¹²⁷⁻¹²⁹ (рис. 11).

Из этого сравнительно подробно рассмотренного примера видно, какой обширный круг сложных молекулярно-оптических вопросов может быть изучен. Отсюда видно также, что эти эффекты полностью маскируют меньшие на 1—2 порядка эффекты, предсказываемые (14a), (14б).

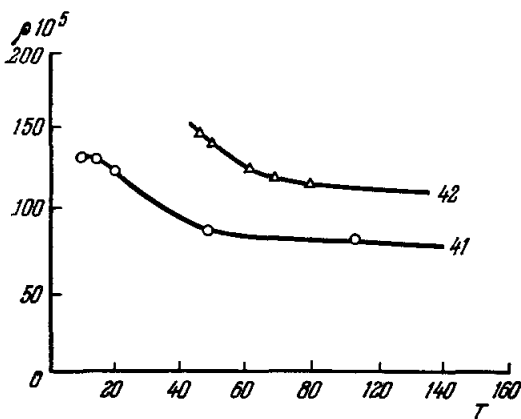
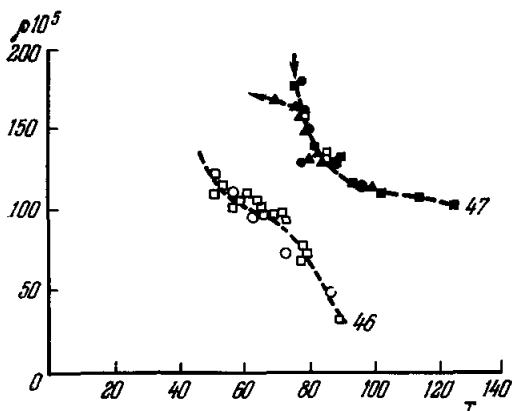


Рис. 11. Зависимость $\rho(T)$ при $\varphi = \varphi_{Br}$ от температуры.

41 — бромистый этилен. 42 — σ -нитрофенол ($T_{плавл} = 44^\circ$), 46 — монохлоруксусная кислота ($T_{плавл} = 61^\circ (\alpha), 56^\circ (n), 50^\circ (\gamma)$), 47 — ацетамид ($T_{плавл} = 82^\circ$). $\blacktriangle$ — охлаждение, $\bullet$ — нагрев.

§ 15. ОТРАЖЕНИЕ ПРИ НАЛИЧИИ МИКРОСКОПИЧЕСКОГО ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ. ПОВЕРХНОСТЬ МЕТАЛЛОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Переходные слои, естественно, существуют не только в жидкости. Так, в металле даже при идеальной решетке плотность электронного облака у поверхности спадает до нуля от того значения, которое она имеет в толще, не скачкообразно, но на протяжении 1—3 Å. Далее, на равновесных гранях металлических кристаллов имеется размытие границы фаз (т. е. «размытие решетки») на глубину 5—10 атомных слоев. Кроме того, переходный слой может быть образован не толь-

ко статической структурой, но и кинетическими процессами, например, явлениями переноса. Если даже пренебречь всеми изложенными выше обстоятельствами, то сам факт отражения приходящих из глубины металла электронов от поверхности уже создает около нее условия, отличные от условий в толще, т. е. создает известный пограничный слой, толщина которого примерно равна длине свободного пробега электрона.

*) Так же как замена при выводе (18) лорентцовского выражения для $E_{эфф}$ (9), примененного в ⁵⁶, на формулу Онзагера или формулу Бакингема

При отражении света от поверхности металла этот слой также вносит своеобразие в ход отражения, в особенности в случае аномального скин-эффекта, когда эффективная глубина проникновения поля в металл мала по сравнению со средней длиной пробега электронов и со средним расстоянием, проходимым электронами за период колебаний поля (имеет место пространственная дисперсия). Здесь уместен иной подход к решению задачи.

Учитывая только эффект отражения электронов от «геометрической поверхности» металла, которая считается идеальной, и пренебрегая прочими перечисленными факторами, можно формально ввести некоторые поверхностные токи и решать задачу макроскопически.

При этом получаются ¹³⁰ формулы Френеля, но показатели преломления в них зависят от поляризации и угла падения:

$$n_{\perp}^2(\varphi, \omega) = \epsilon(\omega) + \frac{8\pi\sigma_n(\omega)}{c} \sqrt{\epsilon(\omega) - \sin^2 \varphi} + \left(\frac{4\pi\sigma_n(\omega)}{c} \right)^2, \quad (19a)$$

$$n_{\parallel}^2(\varphi, \omega) = \epsilon(\omega) + \frac{8\pi\sigma_n(\omega)}{c} \sqrt{\epsilon(\omega) - \sin^2 \varphi} + \left(\frac{4\pi\sigma_n(\omega)}{c} \right)^2 + \frac{4\pi\sigma_n(\omega)}{c} \frac{\sin^2 \varphi}{\sqrt{\epsilon(\omega) - \sin^2 \varphi}}, \quad (19b)$$

где $\sigma_n(\omega)$ — «поверхностная проводимость», характеризующая ход микропроцессов на поверхности. Экспериментальная проверка (19a), (19b) представляла бы большой интерес, позволила бы установить наличие аномального скин-эффекта и т. п.

Еще одним примером может служить отражение от поверхности полупроводника (InSb) ¹³¹, имеющего тонкий поверхностный слой с повышенной концентрацией носителей. Вблизи плазменных частот коэффициент отражения R меняется; оказывается возможным определить концентрацию и $m_{\text{эфф}}$ носителей. Подобным методом контролировалась чистота поверхности InSb ^{132, 133}; существование поверхностного слоя доказано и для кристаллов GaAs ¹³⁴. Из этих примеров видны обширные возможности применений теории.

§ 16. ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ

В предыдущих рассуждениях предполагалось, что у поверхности может иметь место особое расположение и ориентация молекул или других элементарных излучателей. Однако свойства этих излучателей обычно предполагались неизменными; иначе говоря, предполагалось, что структура энергетических уровней в поверхности та же, что и в объеме вещества.

Между тем, известно, что вблизи поверхности всегда имеют место специфические поверхностные состояния, создаваемые или дефектами решетки, сверхстехиометрическими атомами и т. п. или же, даже в случае идеальной решетки, отличиями в межмолекулярных взаимодействиях, симметрии внутреннего поля (таковы например, «уровни Тамма» в полупроводниках; см. также ¹³⁵).

Вопросу о поверхностных уровнях, соответствующих им поверхностных возбуждениях и их перемещениях посвящена большая литература; рассматривается как возникновение особых поверхностных экситонов, так и влияние границ на поведение объемных экситонов (см. ¹²). Не входя в подробности этих теорий, подчеркнем лишь большое разнообразие возможных состояний. Глубина слоя, в котором должны наблюдаться эти явления, зависит от типа состояния. Так, например, для глубины зоны поверхностных экситонов даются оценки — от нескольких Å для экситонов Френкеля до ~ 100 Å для экситонов Ванье — Мотта (см., например, ¹², стр. 257).

Все эти явления, как следует из предыдущего, вообще говоря, должны влиять на ход отражения. Вопрос о влиянии поверхностных экситонов рассмотрен в § 12; здесь же в качестве примера приведен схематический, но наглядный расчет¹³⁵, сделанный для «уровней Тамма». Вводя представление о «поверхностной зоне», возникшей из этих уровней, автор рассматривает движение электронов (дырок) в ней. Эти электроны должны быть сосредоточены в приграничной области — слое толщиной, по оценке

автора, порядка 10^{-8} см, и поэтому их движение можно рассматривать как поверхностный ток. Вводя соответствующую поверхностную проводимость σ_n , автор получает например, для случая, когда $E = E_{\perp}$,

$$E_{r\perp} = E_{0\perp} \frac{\cos \varphi - \sqrt{\zeta^2 - \sin^2 \varphi} - \xi}{\cos \varphi + \sqrt{\zeta^2 - \sin^2 \varphi} + \xi}. \quad (20)$$

Здесь $\zeta = \frac{|m|}{|m_d|}$, а $\xi = \frac{4\pi\sigma_n(\omega)}{c|m_d|}$.

В частном случае, когда $m = m_d$, т. е. когда отражение при отсутствии поверхностных уровней не происходит, из (20) получим

$$E_{r\perp} = -E_{0\perp} \frac{\xi}{2 \cos \varphi - \xi}. \quad (24)$$

На рис. 12 показаны найденные зависимости компонент E_r от угла падения. Для сравнения показаны эти зависимости в случае, когда имеется объемная проводимость и для случая поверхностного слоя с $n = 1.05 n_1$, рассчитанная по формулам Друде. При поверхностной проводимости зависимость для $E_{r\parallel}$ -компоненты совершенно иная; это может быть использовано для ее обнаружения. Численные оценки¹³⁵ говорят, что обнаружение эффекта для полупроводников в принципе возможно. Так, вдали от полосы поглощения, при наполовину заполненной зоне ($N_{\text{пов}} \sim$

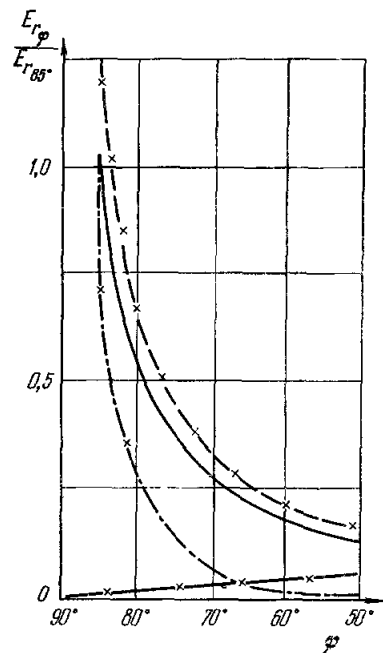


Рис. 12. Зависимости $E_{r\perp}(\varphi)$ (—) и $E_{r\parallel}(\varphi)$ (*—*—*) при наличии поверхностных состояний; $E_{r\parallel}$ (*—*) — при наличии объемной проводимости и (*—*—*) — при наличии поверхностного слоя с $n = 1.05 n_1$ по Друде.

$\sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$), $n_2^2 = 2$, $\xi = 1$ и $\varphi = 60$. Коэффициенты отражения $R_{\perp}$ и $R_{\parallel}$ равны соответственно 40 и 4%, а в отсутствие поверхностных состояний — соответственно 15 и 0,3%. Необходимо, однако, отметить, что эффект, вероятно, будет маскироваться значительно более заметными влияниями поверхностных дислокаций и микрорельефа поверхности, если она не обработана, и текстуры — в случае обработки, так что объект для проверки, вероятно, следует искать среди жидких полупроводников. Следует, впрочем, отметить, что достоверных прямых экспериментальных наблюдений поверхностных состояний немного¹³⁶. Общий обзор оптических свойств тонких пленок дан в¹³⁷.

§ 17. ОТРАЖЕНИЕ ОТ НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕД

Вопрос о границах применимости линейного приближения для анализа распространения электромагнитных волн рассмотрен, например, в¹³⁹. Было показано, что помимо плазмы, нелинейной уже при слабых полях,

эффекты нелинейности могут обнаруживаться и в других средах, при ныне осуществимых напряженностях полей. Границы линейности для металлов были также исследованы ^{140, 141 *}).

Обычно квантовая оптика ограничивается рассмотрением двухфотонных процессов рассеяния — эффектов второго порядка (т. е. второго приближения теории возмущений) и использует получаемую в этом приближении формулу Крамерса — Гейзенберга (см., например, ¹⁴²). При рассмотрении нелинейных сред (н. л. с.) необходимо учесть и «трехфотонные процессы»; дисперсионные формулы, учитывающие это (третье) приближение, были впервые получены, видимо, в ¹⁴³ (см. также ¹⁴¹); подробные, более современные расчеты для рассеяния света на атомах даны в ^{145–147}.

Взаимодействие электромагнитных волн с веществом в этом приближении рассматривалось в ¹⁴⁵ и ряде других (см., например, обзоры ^{148–150}). Было показано, что возможна макроскопическая трактовка явлений с введением тензора нелинейной поляризуемости (который уже должен быть рассчитан из микроскопической теории **)). Эту трактовку мы и рассмотрим. Предварительно отметим лишь, что нелинейные эффекты могут возникать не только из-за нелинейности поляризуемости отдельных молекул.

Световой луч, проходя через среду, состоящую из анизотропных молекул, будет оказывать ориентирующее действие на них. Этот эффект делает среду нелинейной. Впервые это обстоятельство было отмечено, видимо, в ^{152, 153}, где было указано, что необходимая для получения заметного эффекта в непоглощающем диэлектрике плотность энергии имеет порядок 10^5 вт/см^2 (т. е. в настоящее время достижима). Подробная теория была дана недавно в ¹⁵⁴. Для поглощающих веществ будет возникать и ориентационный фотодиохроизм; это явление было обнаружено и исследовано ^{156, 157}. Нелинейность может также возникнуть из-за пространственной дисперсии нелокализованных возбуждений ¹⁵⁸. Мы не касаемся здесь «параметрических эффектов» — изменения неоптических параметров под действием света.

Как было показано в § 13, 14, появление упорядоченной ориентации молекул даже 1–2 поверхностных слоев проявляет себя в отражении света измеримым образом. Если ориентация, внесенная световым полем, и незначительна, то зато область, охваченная ею, значительно превосходит по размерам те моно- или бимолекулярные слои, действие которых обсуждалось выше, и обнаружение эффектов по отражению, несомненно, возможно.

Поскольку напряженности светового поля даже для лазеров все же много меньше внутримолекулярных, можно для случая действующего поля (1) представить поляризуемость (вдали от собственных частот) в виде

$$P_{i0}(t, \omega) = \beta_{ij} E_j + \chi_{ijkl} E_j E_k = P_{i \text{ лин}} + P_{i \text{ квадр}}$$

$$= \int_{-\infty}^0 \sum_j \beta_{ij}(t', \omega) E_j(t - t') dt' +$$

$$+ \int_{-\infty}^0 dt' \int_{-\infty}^0 dt'' \sum_j \sum_k \chi_{ijkl}(t', t'', \omega) E_j(t - t') E_k(t - t' - t''), \quad (22)$$

где функции ответа системы $\hat{\beta}(t', \omega)$ и $\hat{\chi}(t', t'', \omega)$ определяются дисперсионными формулами микротехории. Анализ свойств симметрии тензора χ

*) Мы не рассматриваем здесь ферро- и ферримагнитные среды (макроскопические расчеты для них даны, например, в ^{8, 17}) и сегнетоэлектрики.

**) См. также ¹⁵¹.

проведен в ^{147, 159}; он имеет компоненты, отличные от нуля для сред, лишенных центра симметрии (подобен тензору пьезоэлектрического эффекта).

Соответственно может быть записана формула Лоренц — Лорентца:

$$\mathbf{E}_{\text{эфф}} = \mathbf{E} + \frac{4\pi}{3} \mathbf{P}_{\text{лин}} + \frac{4\pi}{3} \mathbf{P}_{\text{квадр}}. \quad (23)$$

Из третьего приближения теории следует, что при распространении в н. л. с. монохроматической волны возникает индуцированный момент частоты 2ω . Он направлен по волновому вектору основной волны; поэтому излучение в направлении этого вектора отсутствует и проходящие волны частоты ω в идеально однородной изотропной среде второй гармоники не создают ^{145, 160}. При наличии неоднородности в виде границы раздела вторая гармоника будет возникать. Эти соображения несколько упрощены; в частности, они относятся к сравнительно слабо диспергирующей среде (где c_ω и $c_{2\omega}$ мало различаются *). Процессы отражения, где среда 2 нелинейна, рассмотрены в ^{160, 162, 163}.

Расчеты, произведенные в ^{160, 162} для наиболее простого случая отражения неограниченных плоских монохроматических волн на границе линейной и оптически изотропной нелинейной среды, приводят к следующей картине. Кроме обычных отраженной и преломленной волн основной частоты (углы соответственно φ и ψ), согласно (22), (23) в н. л. с. возникает волна нелинейной поляризации частоты 2ω , аналогично волне линейной поляризации (§ 6), идущая под углом $\psi_{\text{поляриз. } 2\omega} = \psi$; эта волна имеет продольную компоненту **). Она создает отраженный луч, идущий под углом $\varphi_{2\omega}$, и преломленный, идущий под углом $\psi_{2\omega}$. При этом

$$\sin \varphi_{2\omega} = \frac{n_1(\omega)}{n_1(2\omega)} \sin \varphi, \quad (24)$$

где $n_1(\omega)$ и $n_2(2\omega)$ — показатель преломления для линейного приближения. И для этих волн при микроскопическом рассмотрении, аналогичном § 6, может быть доказана теорема погашения ¹⁶², что придает последней весьма большую общность.

Для амплитуд в ^{147, 162} получены выражения (для оптически изотропной среды)

$$E_{r\perp}(2\omega) = -4\pi P_{\text{квадр}\perp}(2\omega) \{n_2(2\omega) \cos \psi_{2\omega} + n_1(2\omega) \cos \varphi_{2\omega}\}^{-1} \times \\ \times \{n_2(2\omega) \cos \psi_{2\omega} + n_2(\omega) \cos \psi_\omega\}, \quad (25a)$$

$$E_{r\parallel}(2\omega) = 4\pi P_{\text{квадр}\parallel}(2\omega) \{\sin \alpha \{n_1(2\omega) \cos \psi_{2\omega} + n_2(2\omega) \cos \varphi_{2\omega}\}^{-1} \times \\ \times \{1 - [n_2^2(\omega) + n_2^2(2\omega)] n_1^2(2\omega) \sin^2 \varphi_{2\omega}\} + \\ + \cos \alpha \sin \psi \{n_2(2\omega) n_2(\omega) \cos \psi_{2\omega} + n_2(2\omega) \cos \varphi_{2\omega}\}^{-1}\}. \quad (25b)$$

Здесь α — угол $< \overline{P}_{\text{квадр}\parallel}(2\omega) \overline{m}_d(\omega) >$, а $n = \sqrt{\epsilon_{\text{лин}}}$. Напомним, что анизотропия тензора $\hat{\chi}$ отлична от таковой для $\hat{\epsilon}$. Интенсивность отраженной волны можно приближенно оценить по формуле ¹⁶⁰ $R \sim (\chi E_0)^2$.

Для кристалла к. п. д. χ порядка $3 \cdot 10^{-9}$ CGSE, и при поле 10^{-5} в/см получим интенсивность гармоники 10^{-12} от основной волны. Для полупроводника GaAs χ порядка $2,6 \cdot 10^{-6}$ и интенсивность отраженной гармо-

*) При сильной дисперсии среды, особенно вблизи собственных частот ее, явления усложняются ^{145, 161}; еще более усложняются они в этом случае, если волна квази-монохроматична. В анизотропной среде, где число лучей больше (разная анизотропия $\hat{\beta}$ и $\hat{\chi}$) и между ними может возникнуть интерференция ¹⁶², ход отражения будет зависеть от глубины проникновения.

** Напомним, что мы рассматриваем электрически нелинейные среды.

ники порядка 10^{-6} , что вполне измеримо. Того же порядка цифры можно ожидать для InSb и Te.

Теория предсказывает далее^{147,162}, что при падении на поверхность н. л. с. двух волн частоты $\omega_1 = \omega_2$ под углами φ_1 и φ_2 в поле излучения

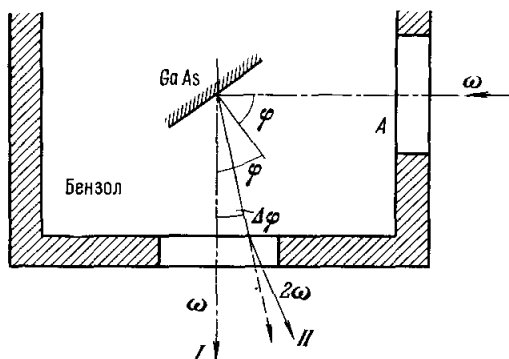


Рис. 13. Ход лучей в ячейке с кристаллом при погружении его в бензол.

возникают (кроме обычных отраженных волн частоты ω) три отраженные волны частоты 2ω с углами отражения — для случая, когда m_1 и m_2 лежат в одной плоскости:

$$\left. \begin{aligned} \sin \varphi_{11}(2\omega) &= \frac{2 \{m_1(\omega) i\}}{|m_r(2\omega)|}, \\ \sin \varphi_{12}(2\omega) &= \frac{\{m_1(\omega) i\} + \{m_2(\omega) i\}}{|m_r(2\omega)|}, \\ \sin \varphi_{22}(2\omega) &= \frac{2 \{m_2(\omega) i\}}{|m_r(2\omega)|}. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Здесь i — единичный вектор направления линии пересечения плоскости падения с поверхностью (оси x). Если ω_1 и ω_2 различны, волна будет иметь частоту

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2.$$

Экспериментальная проверка теории была проведена для монокристалла GaAs в¹⁶⁴⁻¹⁶⁵. Особенное внимание (по причинам, излагаемым ниже) было уделено процедуре полировки кристалла; глубина слоя, деформированного обработкой, не превышала $\sim 250 \text{ \AA}$. После этого поверхность кристалла протравливалась, но лишь настолько, что не возникли неровности. В¹⁶⁴ было проверено соотношение (24) при погружении кристалла в бензол; $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_{2\omega} = 2^\circ 10'$ в согласии с теорией; отражение происходило от грани $[1, -1, 0]$ (рис. 13).

На этом же монокристалле была также исследована зависимость $E_{r\perp}(2\omega)$ и $E_{r\parallel}(2\omega)$ от ориентации плоскости падения относительно кристаллографических направлений (рис. 14). Результат совпадает с предсказаниями теории.

В работе¹⁶⁵, при отражении от плоскостей $[1, 1, 0]$ (рис. 15, а, б) и $[0, 0, 1]$ (рис. 15, в), были исследованы зависимости $E_{r\perp}(2\omega)$ и $E_{r\parallel}(2\omega)$

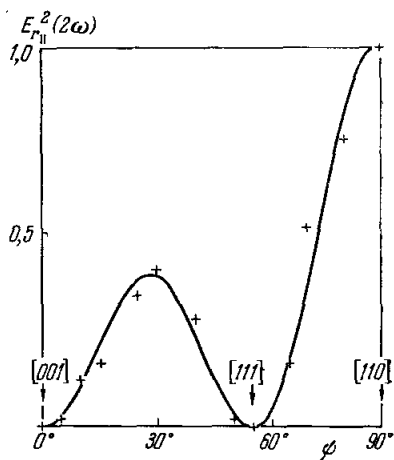


Рис. 14. Зависимость $E_{r\perp}^2(2\omega)$ от азимута плоскости падения φ относительно оси $[0, 0, 1]$ для GaAs (E в относит. един.) при неизменном φ .

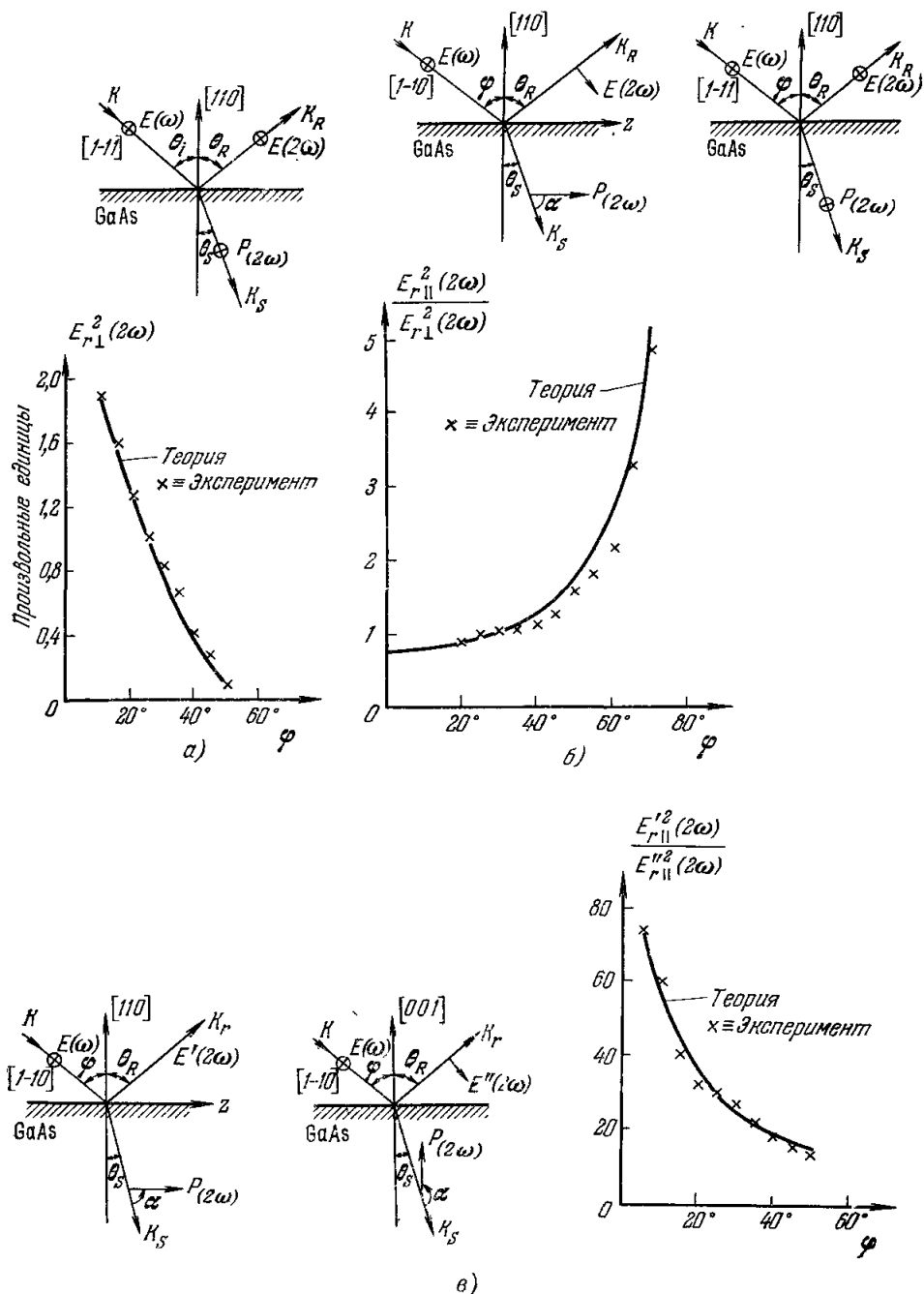


Рис. 15. а) $E_{r\perp}^2(2\omega)$ для второй гармоники при отражении от грани $[1, 1, 0]$ для GaAs; б) то же отношение интенсивностей при отражении от грани $[1, 1, 0]$ и при разных ориентациях плоскости падения; в) то же отношение интенсивностей при отражении от граней $[1, 1, 0]$ и $[0, 0, 1]$ для второй гармоники (плоскость падения совпадает с плоскостью $[1, 1, 0]$, для GaAs).

от φ . Полученные значения

$$\varepsilon(\omega) = 12,0 - i \cdot 0,2 \quad \text{и} \quad \varepsilon(2\omega) = 19,5 - i \cdot 2,5 \quad (\lambda_{\text{возб}} = 1,06 \text{ мк})$$

хорошо согласуются с данными работы ¹⁶⁶.

Из теории следует также, что отношение интенсивностей отраженного и прошедшего света второй гармоники не зависит от $\hat{\chi}$. Это отношение было измерено в ¹⁶⁴ для $\lambda_{\text{возб}} = 1,06$, причем результат хорошо совпал с теорией.

Опыты с InSb и Te также дали согласие с теорией ¹⁶⁴.

§ 18. ОТРАЖЕНИЕ ОТ СРЕД, ОБЛАДАЮЩИХ ЦЕНТРОМ СИММЕТРИИ

Исследовалось также нелинейное отражение от Ge, Si ¹⁶⁷ и от Au, Ag ¹⁶⁸. Здесь сказываются два обстоятельства. Как указывалось, χ_{ijk} отличны от нуля лишь для среды, лишенной центра симметрии. Однако это справедливо лишь в дипольном приближении; в электрическом квадрупольном и магнитно-дипольном приближениях имеет место обратная ситуация. Экспериментальные измерения для металлов были выполнены в ¹⁶⁸ (ранее была краткая работа ¹⁶⁹). В ¹⁷¹ исследовалось отражение от металла гигантских импульсов рубинового лазера с модуляцией добротности. Мощность второй гармоники составляла 10^{-15} от падающей (см. также ¹⁷¹). Было показано, что, например, для Ag (класс симметрии O_h) для $\varphi = 45^\circ$ при $\mathbf{E} = \mathbf{E}_\perp$ отражение второй гармоники равно нулю, при $\mathbf{E} = \mathbf{E}_\parallel$ оно максимально, а в промежуточных случаях $|E_r| \sim \cos^4 \theta$, где θ — угол между $\mathbf{E}$ и плоскостью падения. При теоретическом расчете было принято, что

$$P_{\text{нелин}} \approx (\mathbf{E} \nabla \mathbf{E}). \quad (27)$$

Согласие с теорией было удовлетворительно.

В работе ¹⁷⁰ указывалось, что в (27) должен быть добавлен второй член $\sim \left[\mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right]$; согласие с опытом при этом улучшилось.

Однако в ¹⁷³ наиболее подробно рассмотрен вопрос о вкладах плазмы электронов проводимости и замкнутых оболочек атомов; роль этих оболочек в квадрупольной нелинейной поляризуемости оказалась значительной, примерно такой же, как и плазмы, в отличие от вывода, сделанного в ¹⁷⁰.

§ 19. ОБЛАСТЬ ФОРМИРОВАНИЯ И КОГЕРЕНТНОСТЬ ДЛЯ СЛУЧАЯ НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕД

Этот вопрос значительно более сложен; если для линейных компонент остаются в силе соображения § 9—11, то для нелинейных картина меняется. Вообще говоря, фазы $\varepsilon(\omega)$ и $\varepsilon(2\omega)$ не согласуются и фазовые скорости волн неодинаковы: $\{m(\omega) \neq m(2\omega)\}$ ¹⁴⁷. Линейные и нелинейные процессы оказываются не (или не вполне) когерентными; однако два нелинейных процесса одинакового порядка когерентны между собой, если они возникли в результате действия двух когерентных волн основной частоты ¹⁶⁵. Вследствие этого отраженный луч второй гармоники формируется практически в слое порядка не более λ даже в прозрачной среде, например KDP *), остальные же области практически вклада не вносят.

В поглощающей среде область формирования определяется глубиной проникновения, которая различна для основной частоты и гармоники, как это видно, например, для GaAs из приведенных выше цифр. Этот кристалл почти прозрачен при $\lambda_\omega = 1,06 \text{ мк}$ и сильно поглощает при

*) Однако амплитуда отраженной волны не зависит от согласования скоростей.

$\lambda_{2\omega}$ для второй гармоники; глубина области формирования поэтому (в отличие от основной волны) не превосходит $\lambda/6$. Этой глубины, как видно, достаточно для придания отраженному лучу свойств симметрии среды. При этом необходимо, однако, иметь в виду, что в нескольких первых молекулярных слоях симметрия (даже при тех мерах предосторожности при обработке, которые были описаны выше) может и должна быть ниже, чем в объеме. Это может также вносить вклад при отражении от сред, обладающих центром симметрии в толще (Ge, Ag). В связи с малостью области формирования второй гармоники наличие полного внутреннего отражения основной частоты, вообще говоря, мало влияет на амплитуду второй гармоники, меняя заметно лишь фазу; подробности см. в ^{147, 162}. Для кристалла KDP при освещении рубиновым лазером длина когерентности второй гармоники была весьма приближенно оценена ¹⁷⁴ в 1 см.

§ 20. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВ ПО ПАРАМЕТРАМ ОТРАЖЕННОГО СВЕТА

Практические применения законов отражения необозримы; мы, в соответствии с направленностью данного обзора, рассмотрим лишь ту часть применений, где речь идет об исследованиях физического строения вещества. Некоторые возможности были уже указаны выше; здесь мы рассмотрим наиболее важную задачу определения основных параметров спектра поглощения $\kappa(\lambda)$ и дисперсии $n(\lambda)$ по спектру отражения $R(\lambda)$. Существует много различных методов такого определения.

1. Поскольку для данной λ необходимо определение двух констант, должны быть произведены два независимых измерения. Это могут быть, например:

А. Измерения коэффициента отражения $R_{\text{ест}}$ (для естественного света) при нормальном падении из двух разных внешних сред («сред 1»). Сюда относятся, например, метод Кравца ¹⁵⁵.

Б. Измерения R при падении из определенной среды под разными углами:

- 1) $R_{\text{ест}}$ при двух углах падения,
- 2) $R_{\perp}$ или $R_{\parallel}$ при двух углах падения,
- 3) $R_{\perp}$ и $R_{\parallel}$ при одном угле падения.

В. Измерения отношения $\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}}$:

- 1) при двух углах падения,
- 2) при одном угле падения с измерением разности фаз между компонентами.

Г. Измерения компонент и угла Брюстера:

- 1) $R_{\perp}$ или $R_{\parallel}$ и угол Брюстера,
- 2) $R_{\perp}$ или $R_{\parallel}$ или $\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}}$ при произвольном угле падения и угле

Брюстера,

- 3) $\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}}$ при $\varphi_{\text{Бр}}$ и угол Брюстера $\varphi_{\text{Бр}}$.

Д. Измерения трех характерных углов (§ 13) — главного угла, угла Брюстера и угла наибольшей поляризации ¹⁷⁵.

Подобных комбинаций параметров можно предложить очень много. Поскольку связь $F(n, \kappa, \varphi, R)$ весьма сложна и немонотонна, точность измерений сильно зависит от значений параметров. Сравнительный анализ точности этих методов производился многими авторами ^{19, 20, 176–185}. Разработан также ряд графических методов ¹⁸⁶ и монограмм ¹⁸⁷. Для

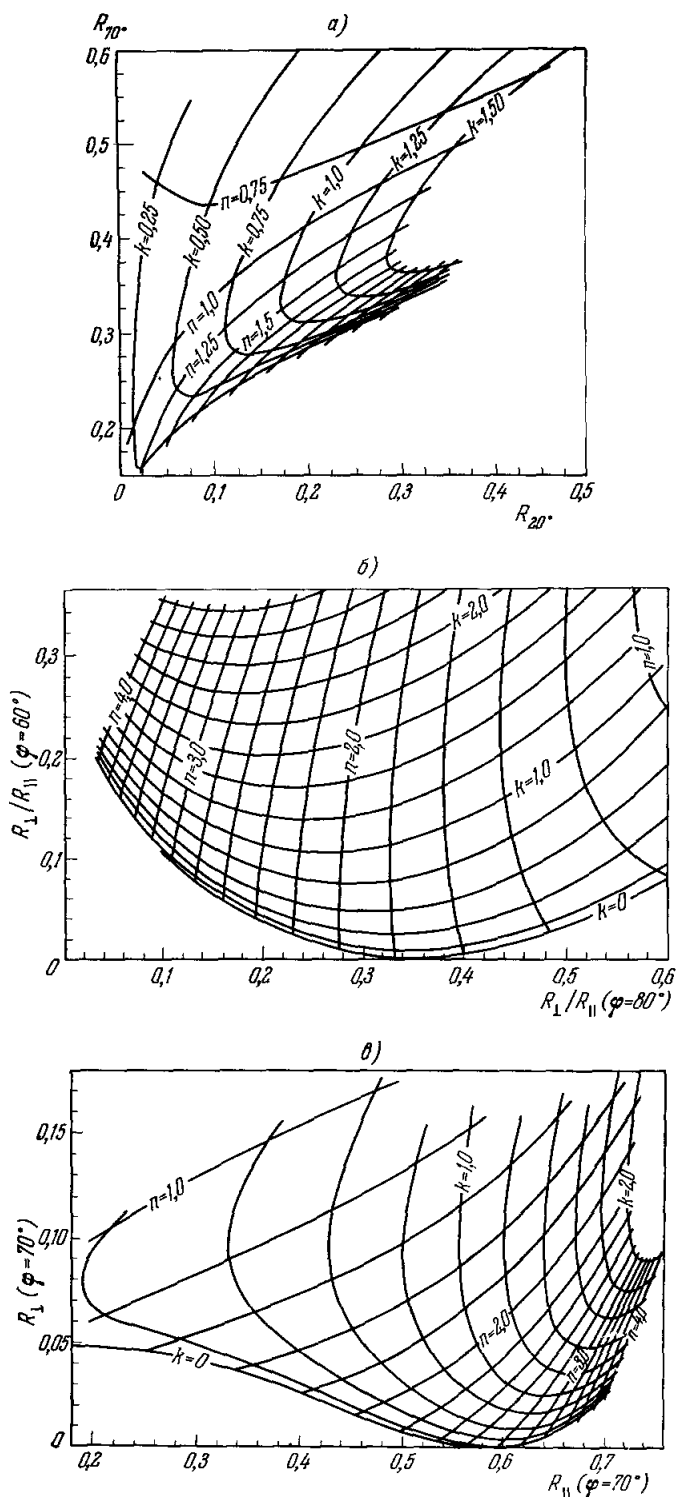


Рис. 16. а) Номограммы для n и k при способе Б1: углы $\varphi_1 = 20^\circ$ и $\varphi_2 = 70^\circ$; б) то же при способе Б1 при $\varphi_1 = 60^\circ$ и $\varphi_2 = 80^\circ$; в) то же при способе Б3 при $\varphi = 70^\circ$;

анизотропных сред была также показана возможность определения расположения к дисперсии осей ¹⁸⁸.

Мы приведем здесь результаты расчетов ¹⁸⁹ (рис. 16) и оформленные в несколько иной форме данные ¹⁹⁰ (рис. 17). Как видно, точность измерений для данных значений n и κ существенно различна в разных методах и зависит от выбранных φ . Следует отметить, что с точки зрения эксперимента точность измерения абсолютных значений R гораздо меньше, чем измерений отношения $\frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}}$ или $\frac{E_{r\perp}}{E_{r\parallel}}$.

Из изложенного видно, далее, что оптимального универсального метода измерения n и κ из числа указанных выбрать нельзя, и методика

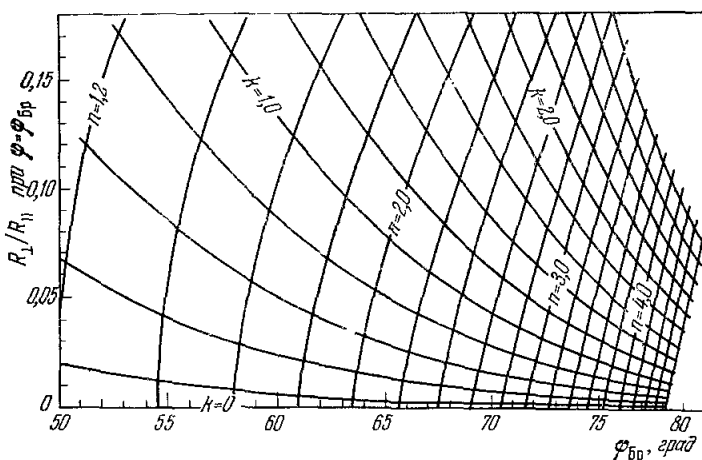


Рис. 16. г) То же при способе ГЗ.

должна меняться в зависимости от значений этих величин. В связи с этим, видимо, несколько более универсальным будет метод параметров Стокса, в котором производятся измерения четырех величин, характеризующих интенсивность и поляризацию ^{20, 191}. Недавно был предложен иной способ задания параметров светового луча, более полно описывающий последний вообще и ход отражения его в частности ¹⁹². Однако применение его к измерениям n и κ и анализ его возможностей в этом отношении еще не производились. Из рис. 16, 17, в частности, видно что особенно трудны измерения при малых значениях κ *).

II. В последнее время получил широкое распространение метод «нарушенного полного внутреннего отражения», использующий эффект, показанный на рис. 6. Отсылая за техническими подробностями к работам ^{194, 195, 210}, укажем лишь, что этот метод, видимо, особенно благоприятен для малых κ ¹⁹⁶.

III. Были предложены ¹⁸⁷ (в особенности для случая малых κ ⁸⁰) методы, в которых при обработке данных по отражению используются определенные предположения о законе дисперсии — связи n и κ ; как видно из рисунков, если одна из этих величин определяется неточно, для другой положение обычно обратное.

IV. Можно также, не делая подобных предположений, использовать связи n и κ , устанавливаемые формулами Крамерса — Кронига, имеющи-

*) В ¹⁹³ отмечено, что при очень больших n и κ точность в некоторых методах также снижается.

ми очень широкую область применимости²⁰¹. Существует ряд методов пользования этими формулами^{184, 198-200}. Обычно вычисления строятся следующим образом: измеряя экспериментально $R(\omega)_\varphi = 0$, находят

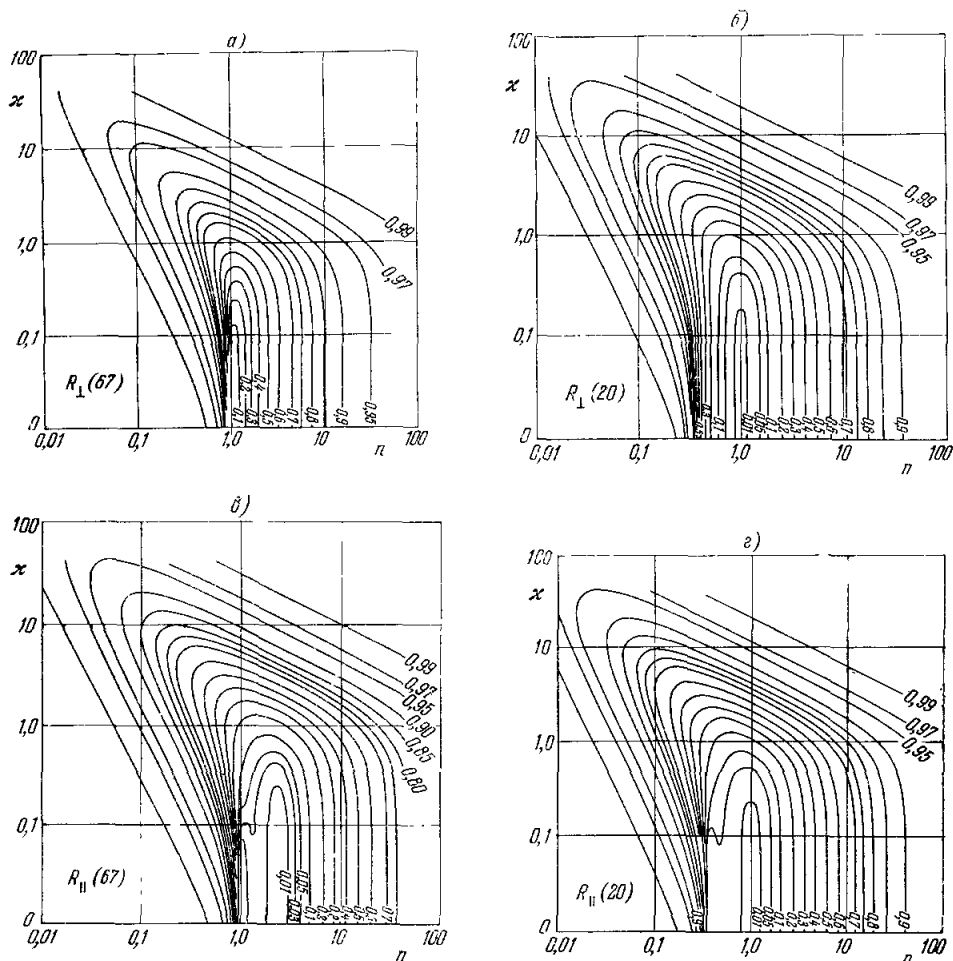


Рис. 17. Номограмма коэффициентов отражения $R_\perp$ и $R_\parallel$ при углах падения 20 и 67°.

затем $r(\omega)$ — амплитудный коэффициент отражения для нормального падения (среда 1 — вакуум):

$$r(\omega) e^{i\theta(\omega)} = -\frac{v(\omega) - 1}{v(\omega) + 1}, \quad r(\omega) = \sqrt{R(\omega)}, \quad (28)$$

где $\theta(\omega)$ определяется по формуле

$$\theta(\omega) = \frac{\omega}{\pi} \int_0^\infty \ln \frac{R(\omega)}{R(\omega_0)} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} d\omega_0. \quad (29)$$

Из (28) и (29) можно, далее, получить

$$\begin{aligned} \kappa(\omega) &= \frac{2 \sqrt{R(\omega)} \sin \theta(\omega)}{\{1 - \sqrt{R(\omega)}\}^2 + 4 \sqrt{R(\omega)} \sin^2 \frac{\theta(\omega)}{2}}, \\ n(\omega) &= \frac{1 - R(\omega)}{\{1 - \sqrt{R(\omega)}\}^2 + 4 \sqrt{R(\omega)} \sin^2 \frac{\theta(\omega)}{2}}. \end{aligned} \quad (30)$$

Основной трудностью здесь является то, что интегрирование в (29) и других подобных формулах должно производиться по всей области, где $(n - 1)$ и κ отличны от нуля, тогда как реальные измерения проводятся в весьма ограниченном спектральном интервале, обычно не включающем, например, мощные полосы поглощения в дальнем ультрафиолете ($\lambda < 2000 \text{ \AA}$). Поэтому основная проблема здесь заключается в разумной экстраполяции данных за пределы, в которых проведены измерения, и в корректном учете возникающих отсюда погрешностей и внесении соответствующих поправок. Вопрос о процедуре экстраполяции рассмотрен в ²⁰², ²⁰³, оценка погрешностей и допустимости экстраполяции в ²⁰⁴, ²⁰⁵; по-видимому, в ряде случаев можно практически добиться точности 0,5—1 %.

V. На рис. 10 показана зависимость $R(\omega)$, вычисленная для среды, состоящей из дипольных осцилляторов с большим затуханием по классической теории дисперсии и формулам Френеля. Видно, что «ширина линий» $R(\omega)$ много больше ширины линии $\kappa(\omega)$, т. е. разрешение будет много хуже (подобный же вывод получится и при любой другой формуле для дисперсии), а определение κ по R иногда сложно. Оптимальные условия для такого определения применительно к узкой линии указаны, например, в ²⁰⁶; оказывается, что форма изолированной линии зависит от φ и поляризации; лучше всего выявляется структура линии при наблюдении $E_{\tau||}$ под углом Брюстера. (Отметим, что некоторые оценки в ²⁰⁶ встречали возражения ²⁰⁷.)

Мы видим, что простой и древний закон отражения света при глубоком его анализе оказывается далеко не тривиальным, не исчерпанным и не выясненным до конца. Буквально в каждом из рассмотренных аспектов мы смогли отметить и подчеркнуть нерешенные вопросы. Это еще раз доказывает, насколько полезен для науки периодический пересмотр ее основных положений, который открывает исследователям ряд новых возможностей и ставит перед ними ряд новых задач.

Московский физико-технический институт

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Зоммерфельд, Дифференциальные уравнения физики, ИЛ., М., 1950, § 28.
2. А. С. Торопец, Оптика и спектроскопия **7**, 803 (1959).
3. К. Торгансе, Е. Спраггоу, JOSA **56**, 916 (1966).
4. Л. М. Бреховский, Волны в слоистых средах, Изд-во АН СССР, М., 1957.
5. N. Dupařsky, Czechosl. Phys. J. **12**, 742 (1962).
6. И. Н. Шкляревский, Оптика и спектроскопия **11**, 752 (1961).
7. G. Friedman, H. Sandhu, Amer. J. Phys. **33**, 135 (1965).
- 7a. W. Ellis, JOSA **56**, 746 (1966).
8. А. В. Гуревич, Ферриты на сверхвысоких частотах, Связьиздат, М., 1961, гл. 7.
9. Л. М. Томильчик, Диссертация, Минск, 1959.
10. Я. Б. Дашевский, ЖЭТФ **8**, 1007 (1938).
11. Г. В. Скроцкий, Г. Г. Талуц, Укр. фіз. жур. **4**, 724 (1959).
12. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, М., «Наука», 1965.
13. М. А. Леонтович, С. М. Рытов, ЖЭТФ **23**, 246 (1952).
14. В. Л. Гинзбург, Г. П. Мотулевич, УФН **55**, 469 (1955).
15. Ф. И. Федоров, Оптика анизотропных сред, Изд-во АН БССР, Минск, 1958.
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, Электродинамика сплошных сред, Гостехиздат, М.—Л., 1957.
17. А. В. Соколов, Оптические свойства металлов, М., Физматгиз, 1961

18. M. Born, E. Wolf, Principles of Optics, London, 1959—1963, vol. 1—3.
19. A. Vašicek, Tables for Determination of Optical Constants from Intensities of reflected Light, Praha, 1964.
20. А. П. Пришивалко, Отражение света от поглощающих сред, Изд-во АН БССР, Минск, 1963.
21. H. Holi, Symposium on Thermal Radiation of Solids, London, 1965, стр. 45—61.
22. А. П. Хапалюк, Оптика и спектроскопия **12**, 106 (1962).
23. Ф. И. Федоров, Оптика и спектроскопия **14**, 256 (1963).
24. Д. И. Мировицкий, Оптика и спектроскопия **18**, 668 (1965).
25. Д. И. Мировицкий, И. Ф. Будагян, Оптика и спектроскопия **21**, 237 (1966).
26. Г. В. Розенберг, Оптика тонкослойных покрытий, Гостехиздат, М., 1958.
27. Г. В. Розенберг, Некоторые вопросы распространения электромагнитных волн в мутных средах, Диссертация, М., 1955.
28. К. С. Шифрин, Рассеяние света в мутных средах, Гостехиздат, М.—Л., 1951.
29. В. А. Фок, УФН **36**, 308 (1948).
30. S. Kantor, JOSA **52**, 978 (1962).
31. P. Beckmann, P. Mandics, J. Res. Nat. Bur. Stand. **68D**, 1265 (1964).
32. R. Waddoups, W. Edwards, M. Farrell, JOSA **55**, 142 (1965).
33. И. М. Франк, УФН **68**, 397 (1959).
34. M. Otsuka, J. Phys. Soc. Jap. **21**, 1398 (1966).
35. B. Dold, Optik **22**, 615 (1965).
36. C. Fragstein, Ann. de Phys. **7**, 63 (1950).
37. A. Vašicek, Optik **20**, 607 (1963).
38. A. Mañan, JOSA **46**, 913 (1956).
39. C. Fragstein, Optik **19**, 250 (1962).
40. V. Keussler, P. Manogg, Optik **17**, 603 (1960).
41. Л. И. Мандельштам, Полное собрание трудов, т. V, стр. 421—463 и т. 11, стр. 207, Изд-во АН СССР, М., 1950.
- 41а. В. Е. Пафомов, ЖЭТФ **52**, 208 (1967).
42. Б. Б. Кадомцев, А. Г. Михайловский, А. В. Тимофеев, ЖЭТФ **47**, 2267 (1964).
- 42а. H. Schilling, Ann. d. Phys. **16**, 122 (1965).
- 42б. А. А. Коробко-Стефанов, УФН **42**, 433 (1950).
43. И. Н. Шкляревский, В. П. Костюк, Л. Г. Лелюк, Р. Г. Яровая, Оптика и спектроскопия **18**, 853 (1965).
44. H. Osterberg, W. Luther, JOSA **54**, 1078 (1964).
45. R. Renard, JOSA **54**, 1190 (1964).
46. F. Goos, H. Hänchen, Ann. d. Phys. **1**, 333 (1947); **5**, 251 (1948).
47. S. Walter, Z. Naturforsch. **5a**, 143, 276 (1950).
48. D. Goon, Amer. J. Phys. **34**, 240 (1966).
49. Т. И. Грачева, Оптика и спектроскопия **2**, 792 (1957).
50. N. Harrick, JOSA **55**, 851 (1965).
51. Д. В. Сивухин, ЖЭТФ **18**, 976 (1948); **30**, 374 (1956).
52. В. А. Кизель, ЖЭТФ **29**, 658 (1955).
53. В. А. Кизель, А. Ф. Степанов, ЖЭТФ **31**, 527 (1956).
54. В. А. Кизель, ЖЭТФ **26**, 228 (1954).
55. Л. И. Мандельштам, Полное собрание трудов, т. V, стр. 419 и 463, Изд-во АН СССР, М., 1950.
56. Д. В. Сивухин, ЖЭТФ **21**, 367 (1951); Вестн. Моск. ун-та, № 2, 1952.
57. Д. В. Сивухин, ДАН **36**, 247 (1942).
58. P. Ewald, Ann. d. Phys. **49**, 117 (1916).
59. C. Oseen, Ann. d. Phys. **48**, 1 (1915); Phys. Zs. **16**, 404 (1915).
60. R. Lundblad, Ann. d. Phys. **57**, 183 (1918).
61. Б. А. Сотский, Ф. И. Федоров, Оптика и спектроскопия **4**, 365 (1958), **5**, 57 (1958).
62. Б. А. Сотский, Диссертация, Минск, 1959.
63. М. В. Волькенштейн, Молекулярная оптика, Гостехиздат, М., 1951.
64. M. Ball, A. McLachlan, Proc. Roy. Soc. **282**, 433 (1964).
65. Л. И. Мандельштам, Полное собрание трудов, т. I, Изд-во АН СССР, М., 1949, стр. 269.
66. A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. **28**, 665 (1909).
67. Б. А. Сотский, Оптика и спектроскопия **11**, 229 (1961).
68. Б. А. Сотский, Оптика и спектроскопия **14**, 112 (1963).
69. M. Born, E. Wolf, Principles of Optics, 2nd ed., London, 1964.
70. Н. А. Хижняк, ЖТФ **28**, 1592 (1958).
71. R. Engelman, Proc. Roy. Soc. **72**, 277 (1958).
72. A. Wierzbicki, Acta Phys. Polon. **21**, 557 (1962).

73. A. Wierzbicki, Acta Phys. Polon. 27, 123 (1965).
74. Г. С. Ландсберг, УФН 36, 284 (1948).
75. И. Л. Фабелинский, Молекулярное рассеяние света, «Наука», М., 1965, § 3 и 20.
76. A. Guiochon, F. Blamont, O. Brossel, Comp. Rend. 243, 1859 (1956).
77. А. Фапо, Amer. J. Phys. 29, 539 (1961).
78. В. М. Файн, Я. И. Ханин, Квантовая радиофизика, «Советское радио», М., 1965.
79. Э. Вольф, Л. Мандель, УФН 87, 491 (1965); 88, 347 (1966); 88, 619 (1966).
80. В. А. Кизель, В. М. Рубинов, Труды Комиссии по спектроскопии АН СССР 3, 297 (1965); Оптика и спектроскопия 7, 62 (1959); 15, 512 (1963).
81. H. Welsh, L. Kastner, R. Lauritsen, Can. J. Res. 28A, 93 (1950); Can. J. Phys. 29, 216 (1951).
82. J. Galt, H. Welsh, Can. J. Phys. 35, 98, 114 (1957).
83. V. Weisskopf, Ann. d. Phys. 9, 23 (1931).
84. V. Weisskopf, Phys. Z. Sow. Union 4, 97 (1933).
85. Б. И. Степанов, И. А. Апанасевич, Оптика и спектроскопия 7, 437 (1959).
86. A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. 44, 177 (1914).
87. L. Brillouin, Ann. d. Phys. 44, 203 (1914).
88. М. А. Леонтович, Доклад, см. 55.
89. Л. И. Мандельштам, Полное собрание трудов, т. V, М., 1950, стр. 74.
90. R. Miller, A. Lopez, JOSA 49, 930 (1959).
91. A. Hansen, S. Webb, Phys. Rev. 72, 332 (1947).
92. B. Sigfridson, P. Ergan, JOSA 55, 742 (1965); Arkiv. Fyzik. 30, 55 (1965).
93. A. Zardecki, Acta Phys. Polon. 28, 823 (1965).
94. P. Roman, E. Wolf, Nuovo Cimento 17, 447, 462 (1962).
95. E. Wolf, Proc. Roy. Soc. 225, 96 (1954); 230, 246 (1955).
96. В. Л. Гинзбург, В. М. Агранович, УФН 76, 643 (1962); 77, 663 (1962).
97. В. П. Силин, А. А. Рухадзе, Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, Госатомиздат, М., 1961.
98. Ф. И. Федоров, Оптика и спектроскопия 6, 85, 377, 537 (1959).
99. Г. Ф. Квенцель, С. И. Пекар, ФТТ 4, 2818 (1962).
100. Б. В. Бокуть, Ф. И. Федоров, Оптика и спектроскопия 9, 635 (1960).
101. О. С. Мергелян, Изв. АН Армянской ССР 15, 75 (1962).
102. А. С. Цеквава, ФТТ 2, 482 (1960).
103. В. С. Машкевич, М. И. Страшикова, Труды Комиссии по спектроскопии АН СССР, 3, 448 (1964).
104. В. П. Силин, Е. П. Фетисов, ЖЭТФ 41, 158 (1961).
105. И. Г. Кондратьев, Диссертация, Горький, 1965.
106. M. Cardona, M. Weinstein, G. Wolf, Phys. Rev. 140, A633 (1965).
107. J. Hopfield, D. Thomas, Phys. Rev. 132, 561 (1963).
108. Е. Ф. Гросс, УФН 63, 575 (1957).
109. D. Beaglehole, Phys. Rev. Letts 15, 551 (1965).
110. В. А. Кизель, Ю. И. Крasiлов, В. Н. Шамраев, ФТТ 10 № 3, 27 (1967).
111. Д. В. Сивухин, ЖЭТФ 13, 351 (1943).
112. S. Nomura, K. Kinoshita, J. Phys. Soc. Japan 14, 297 (1959).
113. R. Arsher, JOSA 52, 97 (1962).
114. D. Burge, H. Bennett, JOSA 54, 1428 (1964).
115. K. Zaininger, A. Revesz, RCA Review 25, 108 (1964).
116. A. Hall, Appl. Phys. Letts. 6, 37 (1965).
117. A. Hofmeister, Zs. f. Ph. 136, 137 (1953); 149, 340 (1957).
118. J. Rasso, Optik 22, 369, 527 (1965).
119. Сб.: Ellipsometry in the Measurements of Surfaces, Washington, 1963; Misc. Publ. Nat. Bur. Stand 256, 113 (1964).
120. K. Kinoshita, J. Hideyoshi, Oyo Buturi 34, 782 (1965).
121. Г. В. Розенберг, УФН 50, 271 (1953); 52, 152 (1954).
122. С. Опо, С. Кондо, Молекулярная теория поверхностного натяжения в жидкостях, М., «Наука», 1963.
123. И. З. Фишер, Статистическая теория жидкостей, М., Физматгиз, 1961.
124. П. К. Адам, Физика и химия поверхностей, Гостехиздат, М., 1947.
125. А. И. Ансельм, ЖЭТФ 17, 489 (1947).
126. В. А. Кизель, А. Ф. Степанов, Материалы X Всес. совещания по спектроскопии 1, 126, М., 1957.
127. В. А. Кизель, А. Ф. Степанов, Оптика и спектроскопия 11, 263 (1957).
128. В. А. Кизель, А. Ф. Степанов, Труды Саратовского гос. ун-та 91, физ.-матем. науки, 15, 43 (1957).
129. В. А. Кизель, А. Ф. Степанов, Физ. пробл. спектроскопии 11, 245 (1963).

130. В. И. Силин, ЖЭТФ **35**, 1001 (1958); **36**, 1142 (1959).
131. Z. Berz, Surface Sci. **2**, 75 (1964).
132. A. Saxena, Appl. Ph. Letts **7**, 113 (1965).
133. М. Л. Белле, В. В. Голованов, ФТТ **8**, 159 (1966).
134. J. Flinn, M. Briggs, Surface Sci. **2**, 136 (1964).
135. Г. Е. Ипкус, ЖЭТФ **22**, 331 (1952).
136. J. Katul, A. Zahlan, Phys. Rev. Letts **6**, 101 (1961).
137. L. Ward, Appl. Mater. Res. **3**, 163 (1964).
138. V. Heine, Phys. Rev. **138**, 1689 (1965).
139. В. И. Гинзбург, А. В. Гуревич, УФИ **70**, 201, 393 (1960).
140. А. В. Боровик-Романов, ДАН **91**, 771 (1953).
141. A. Butcher, B. McLean, Proc. Phys. Soc. **81**, 219 (1963).
142. В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, ИЛ, М., 1956.
143. P. Güttinger, Helv. Phys. Acta **5**, 237 (1932).
144. Н. А. Крамерс, Quantum Mechanics, Amsterdam, 1957, стр. 482.
145. J. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. Pershan, Phys. Rev. **127**, 1919 (1962).
146. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, УФИ **85**, 3 (1965).
147. N. Bloembergen, Nonlinear Optics, N. Y., 1965 (есть русский перевод: Н. Бломберген, Нелинейная оптика, «Мир», М., 1966).
148. P. Maker, R. Terhune, Contemporary Physics **6**, 10 (1964).
149. Л. Н. Овандер, УФИ **86**, 3 (1965).
150. С. А. Ахмаиов, Р. В. Хохлов, Проблемы нелинейной оптики, изд. ВИНТИ, М., 1964; УФИ **87**, 17 (1965).
151. Hung Cheng, D. Miller, Phys. Rev. **134**, A683 (1964).
152. Д. В. Сивухин, Диссертация, М., 1944.
153. A. Buckingham, Proc. Phys. Soc. **B69**, 344 (1965).
154. A. Piekaras, S. Kielich, Elect. Quant. C-r **3**, Conf. Int., Paris, 1964, стр. 1603; S. Kielich Ac. Phys. Pol. **30**, 683 (1966).
155. Т. П. Кравец, А. Л. Неськина, З. В. Жидкова, Изв. АН СССР, сер. физ. **20**, 410 (1956); **14**, 493 (1950).
156. Б. С. Непорент, Оптика и спектроскопия **10**, 287 (1961).
157. Б. С. Непорент, О. В. Столбова, Оптика и спектроскопия **14**, 624 (1936); **16**, 533 (1964).
158. В. С. Машкевич, в сб. «Квантовая электроника», Киев, изд. АН УССР, 1966, стр. 3.
159. J. Giordmaine, Phys. Rev. **138**, A599A (1965).
160. R. Kronig, J. Boukema, Proc. Koninkl. Ned. Akad. Wetenschap. **B66**, 8 (1963).
161. Э. А. Манихин, А. М. Афанасьев, ЖЭТФ **48**, 931 (1965).
162. N. Bloembergen, P. Pershan, Phys. Rev. **128**, 606 (1962).
163. L. Broer, P. Sarlu, Physica **30**, 1421 (1964).
164. J. Ducuing, N. Bloembergen, Phys. Rev. Letts **10**, 474 (1963); Phys. Letts **6**, 5 (1963).
165. R. Chang, N. Bloembergen, Phys. Rev. **144**, 775 (1966).
166. N. Ehrenreich, N. Philipp, Phys. Rev. **128**, 1622 (1962).
167. N. Bloembergen, R. Chang, Physics in Quantum Electronics, N. Y. 1966, стр. 80, 119.
168. F. Brown, R. Parks, A. Sleeper, Phys. Rev. Letts **14**, 1029 (1965).
169. Фан Ин-Чжи, Acta Phys. Sinica **20**, 817 (1964).
170. B. Fielding, R. Parks, A. Sleeper, Phys. Rev. Letts **14**, 1029 (1965).
171. В. Фикельберг, УФИ **87**, 731 (1965).
172. S. Iha, Phys. Rev. Letts **15**, 412 (1965); Phys. Rev. **140**, A2020 (1965).
173. N. Bloembergen, R. Chang, C. Lee, Phys. Rev. Letts **16**, 986 (1966).
174. J. Giordmaine, Phys. Rev. Letts **8**, 49 (1962).
175. H. Damanu, Optica Acta **12**, 95 (1965); Rev. d'Optique **44**, 1 (1965).
176. K. Ishiguro, T. Sasaki, Scient. Pap. Coll. Gen. Educ. Univ. Tokyo **12**, 19 (1962).
177. Г. П. Скорняков, М. М. Кириллова, Оптика и спектроскопия **6**, 248 (1959).
178. R. Potter, JOSA **54**, 904 (1964).
179. R. Sherman, Appl. Spectr. **18**, 7 (1964).
180. O. Heavens, Physics of Thin Films, N. Y., 1964, стр. 193.
181. J. Jaffé, Advances in Spectroscopy **2**, 263 (1961).
182. J. Fahrenfort, Infrared Spectra and Molecular Structure, Amsterdam, 1963, стр. 377.
183. S. Müller, Adv. Molec. Spectr. **1**, 104 (1962).
184. Т. Мосс, Оптические свойства полупроводников, ИЛ, М., 1962.
185. K. Kudo, Sci. Light **13**, 11 (1964); Oyo Buturi **34**, 498 (1965).

186. B. D o i d, *Optik* **22**, 519 (1965).
187. B. P a u l, *Infrared Phys.* **5**, 161 (1965).
188. B. A n e x, A. F r a t i n i, *J. Molec. Spectrosc.* **14**, 1 (1964).
189. S. H u m p h r e y s - O w e n, *Proc. Phys. Soc.* **77**, 949 (1961).
190. H. H ä f e l e, *Zs. f. Phys.* **168**, 530 (1962).
191. Б. А. Иошпа, В. И. Обридко, *Оптика и спектроскопия* **15**, 119 (1963).
192. Ф. И. Федоров, *Ж. прикладной спектроскопии* **4**, 58 (1966).
193. A. E n g e l s r a t h, E. L o e v e n s t e i n, *Appl. Opt.* **5**, 565 (1966).
194. W. H a n s e n, *ISA Trans.* **4**, 263 (1965); *Spectrochimica Acta* **21**, 815 (1965).
195. I. F a h r e n f o r t, W. V i s s e r, *Spectrochim. Acta* **18**, 1103 (1962); **21**, 1433 (1965).
196. В. М. Золотарев, Л. Д. Кисловский, *Оптика и спектроскопия* **19**, 623, 809 (1965).
197. В. С. Либов, Н. Г. Бахшиев, *Оптика и спектроскопия* **16**, 233 (1964).
198. T. R o b i n s o n, *Proc. Phys. Soc.* **65**, 910 (1952).
199. H. P h i l i p p, E. T a f t, *Phys. Rev.* **113**, 1002 (1959); **136A**, 1445 (1964).
200. M. P r i o l, M. L a w o r, S. R o b i n, *Comp. Rend.* **259**, 3983 (1964).
201. M. S h a r n o f f, *Amer. J. Phys.* **32**, 40 (1964).
202. G. A n d e r m a n n, A. C a r o n, D. D o u s, *JOSA* **55**, 1210 (1965).
203. A. S t e r n, *Solid State Phys.* **15**, 337 (1963).
204. D. R o e s s l e r, *Brit. J. Appl. Phys.* **17**, 1313 (1966).
205. В. К. Милославский, *Оптика и спектроскопия* **21**, 343 (1966).
206. Чжан Гуан-Инь, *Оптика и спектроскопия* **13**, 536 (1962); *ФТТ* **4**, 880 (1962).
207. H. M a n d e l b e r g, W. C o n d e l l, *JOSA* **54**, 847 (1964).
208. I. S h a m i r, R. F o x, *Phys. Letts* **23**, 314 (1966).
209. Г. Т. Марков, А. Ф. Чаплин, *Возбуждение электромагнитных волн*, М.-Л., Энергия, 1967.
210. G. I r o n s, H. T h o m p s o n, *Proc. Roy. Soc.* **298**, 160 (1967).
211. Т. И. Антоненко, Автореферат канд. диссертации, Кишинев, 1966; *Уч. зап. Кишиневск. гос. ун-та* **69**, 23 (1964); **75**, 21 (1964); **80**, 133 (1965).

ПРИМЕЧАНИЯ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

1) В ²⁰⁸ показано, что изменение частоты при отражении (формула (2а)) не превышает $5 \cdot 10^{-21}$ (для металла).

2) Строгий макроскопический вывод формул Френеля см., например, ²⁰⁹.

Оценивается область формирования отраженного пучка, вопросы изменения когерентности при отражении, направление движения энергии в отражающей среде и приводятся экспериментальные сведения о времени установления отраженного поля.

Рассматривается влияние поверхностных слоев, молекулярной структуры поверхности, поверхностных состояний.

Дается краткая сводка существующих методов определения оптических постоянных вещества по свойствам отраженного света и оценивается их точность.

17 рисунков, 207 библиографических ссылок.

538.30

Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ . Веселого В. Г. «Успехи физических наук», 1967 г., т. 92, вып. 3, 517—526.

Электродинамические свойства веществ с одновременно отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей существенно отличаются от свойств обычных веществ. Эти отличия объясняются тем, что в таких веществах фазовая скорость волн направлена противоположно групповой. Это приводит к необычному закону преломления при падении волны из вакуума на среду с $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$ и к тому, что линзы из такого вещества «меняются местами» — выпуклая становится рассеивающей, а вогнутая — собирающей. Волна, распространяющаяся в среде с $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$ при отражении или поглощении в каком-либо препятствии, не давит на него, а наоборот, притягивает его к источнику света. Примером вещества с $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$ могут служить проводящие ферромагнетики, а также смесь из газовой плазмы и монополей Дирака. Интересным свойством такой смеси является то, что она сжимается под действием падающего на нее излучения. Возможно, что это объясняет трудности, связанные с обнаружением монополя Дирака.

8 рисунков, 28 библиографических ссылок