

УДК 535.39

Ю. И. Асалханов

(Улан-Удэ)

ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ТВЕРДЫХ ТЕЛ
В ПРЕДСТАВЛЕНИИ НАБОРА ЛИНЕЙНЫХ
ГАРМОНИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Содержится результаты расчетов поверхностей оптических постоянных твердых тел в фазовом пространстве их эллипсометрических параметров и поверхностей диэлектрической проницаемости и световой проводимости в фазовом пространстве собственных частот и коэффициентов затухания линейных гармонических осцилляторов, моделирующих приповерхностные слои твердых тел. Отмеченное попарное совпадение всех характерных особенностей указанных поверхностей приводит к выводу о существовании прямых пропорциональных зависимостей: $\delta\Delta = K_1\delta q_0$ и $\delta\Psi = K_2\delta(\omega - \omega_0)$, где K_1 и K_2 зависят от угла падения света на поверхность φ и разности частот $|\omega_i - \omega_0|$.

Как известно [1], эллипсометрические параметры (ЭП) твердых тел связаны с их оптическими постоянными следующими соотношениями:

$$n^2 - k^2 = \sin^2\varphi \left[1 + \operatorname{tg}^2\varphi \frac{\cos^2 2\Psi - \sin^2 2\Psi \cdot \sin^2 \Delta}{(1 + \sin 2\Psi \cdot \cos \Delta)^2} \right], \quad (1)$$

$$2nk = \sin^2\varphi \cdot \operatorname{tg}^2\varphi \frac{\sin 4\Psi \cdot \sin \Delta}{(1 + \sin 2\Psi \cdot \cos \Delta)^2}.$$

Таким образом, зная угол падения светового луча φ на поверхность твердого тела и определив эллипсометрические параметры поверхности Δ и Ψ , можно, решая систему данных двух уравнений с двумя неизвестными, определить оптические постоянные поверхности: n — показатель преломления, k — показатель поглощения.

Из данных уравнений трудно получить представление даже о порядке величин оптических постоянных поверхностей и их изменений δn и δk по экспериментально измеряемым значениям $\delta\Delta$ и $\delta\Psi$, возникающим в ходе какого-либо поверхностного процесса.

С другой стороны, для практики эллипсометрии с целью получения ясного представления о порядках n и k по экспериментально измеряемым Δ , Ψ и, следовательно, о физическом содержании происходящего процесса является, по-видимому, вполне достаточным лишь установление формы поверхностей оптических постоянных в фазовом пространстве их эллипсометрических параметров. Любое изменение Δ и Ψ твердых тел в ходе какого-либо поверхностного процесса может в этом случае рассматриваться как движение фазовой точки по данным поверхностям. Двумерные диаграммы на $(\Delta-\Psi)$ -плоскости, устанавливающие параметрическую зависимость ЭП от n_1 , k_1 и d -пленки и используемые в настоящее время для расчета параметров покрытий, при этом приводятся в единую систему, что существенно облегчает как понимание физической сущности протекающего процесса, так и выбор его модельного представления, производимого ЭВМ [1].

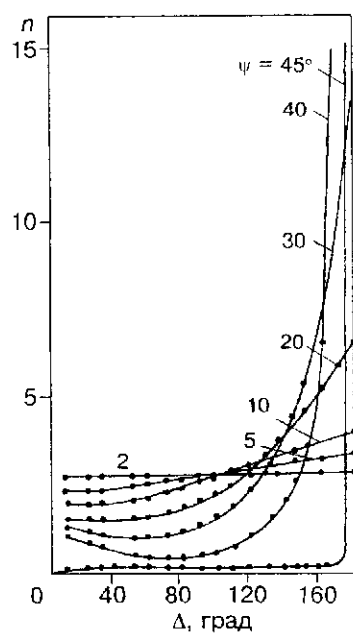


Рис. 1. Зависимость показателя преломления отражающих сред от величин Δ с Ψ в качестве параметра при угле падения светового луча на поверхность, равном 70°

На рис. 1 представлена зависимость показателя преломления n среды, отражающей свет, от эллипсометрического параметра Δ со значениями Ψ в качестве параметра. Зависимости рассчитаны согласно уравнениям (1) для угла падения света на поверхность, равного 70° , в диапазоне изменений Δ от 0 до 180° и Ψ от 0 до 45° . Шаг вычислений менялся от 5 угл. град до 5 мин в зависимости от значения приведенных параметров. Указанные диапазоны изменения параметров охватывают все возможные геометрически различимые состояния поляризации отраженного от поверхности света. При значениях Δ и Ψ , выходящих за пределы указанных диапазонов, никаких новых состояний поляризации не существует:

меняется лишь пространственное расположение всех возможных эллипсов в определенной фиксированной системе координат. При изменении параметра Ψ в диапазоне от 0 до 45° поляризация меняется от линейной до круговой, проходя все возможные эллиптические состояния, а при изменении Ψ от 45° до 90° поляризация проходит те же состояния в обратном порядке, причем в конце будет наблюдаться поляризация, ортогональная исходной.

Из представленной зависимости и дополнительно проведенных расчетов изменений n вблизи значений $\Delta = 0$ и $\Delta = 180^\circ$ с шагом 5 угл. мин следует, что при значениях данного параметра, равных нулю или 180° , показатель преломления отражающей среды равен нулю при любых значениях параметра Ψ . При значениях Δ , незначительно отличающихся от 0 или 180° , величина n скачком возрастает до значений, приведенных на рис. 1. При этом величина n в области значений Δ вблизи нуля увеличивается с уменьшением значений параметра Ψ , а при значениях Δ вблизи 180° показатель преломления возрастает с увеличением Δ , и в области значений Ψ , близких к 45° , его величина принимает сколь угодно большие значения.

Как видно из рис. 1, семейство кривых $n = n(\Delta) |_{\Psi = \text{const}}$ можно в зависимости от значений параметра Ψ разделить на две группы.

Кривые первой группы, определяемые значениями параметра Ψ , находящимися в интервале от 0 до $22,5^\circ$, характеризуют монотонное возрастание n с ростом Δ до определенных максимальных значений, зависящих от величины параметра Ψ , после чего значения показателя преломления резко спадают до нуля при $\Delta \approx 180^\circ$. При этом возрастающие значения показателя преломления соответствуют увеличивающимся значениям параметра Ψ .

Вторая группа кривых, определяемая значениями Ψ , находящимися в интервале от $22,5^\circ$ до 45° , отражает немонотонные изменения n с увеличением Δ в пределах от 0 до 180° . Показатель преломления среды в этом случае вначале уменьшается до определенного минимума, затем возрастает до определенного максимума, после чего резко уменьшается до значений n , близких к нулевым при $\Delta \approx 180^\circ$. При этом, как и в первом случае, минимальные и максимальные величины показателя преломления при изменении Δ в указанном интервале значений определяются величиной параметра Ψ , уменьшаясь и увеличиваясь с возрастанием Ψ соответственно.

На рис. 2 представлены зависимости $n = n(\Psi)$ со значениями Δ в качестве параметра. Кривые в этом случае делятся на две группы, но на этот раз в зависимости от величины параметра Δ .

Рис. 2. Зависимость $n = n(\Psi)$ при $\Delta = \text{const}$ для $\varphi = 70^\circ$

К первой из них принадлежат зависимости со значениями параметра $\Delta \geq 90^\circ$, а ко второй — со значениями $\Delta \leq 90^\circ$.

Зависимости первой группы соответствуют возрастанию значений n с увеличением Ψ по закону, близкому к экспоненциальному, до определенных максимальных значений, зависящих от величины Δ , с последующим их спадом также по закону, приближающемуся к экспоненциальному, до нулевых значений при $\Psi = 45^\circ$. При этом максимальные значения n возрастают с увеличением Δ и соответствуют возрастающим значениям параметра Ψ , и в окрестности значений $\Delta \approx 180$ и $\Psi \approx 45^\circ$ величины n принимают сколь угодно большие значения. Гладкое сшивание возрастающих и убывающих экспонент определяет общий вид данных зависимостей, имеющих вследствие этого ясно выраженный резонансный характер.

Вторая группа кривых характеризует скачкообразное изменение n при изменении Ψ вблизи 0° с последующим его монотонным уменьшением до нуля при возрастании Ψ во всем указанном интервале от 0 до 90° . Границей раздела между двумя указанными видами зависимостей является значение параметра $\Delta \approx 90^\circ$.

На рис. 3 зависимость $n = n(\Delta, \Psi)$ представлена как поверхность в фазовом пространстве эллипсометрических параметров отражающей среды. Данная поверхность построена на основе семейств кривых, приведенных на рис. 1 и 2 и представляющих собой в этом случае сечения поверхности в двух взаимно перпендикулярных направлениях, параллельных осям Δ и Ψ .

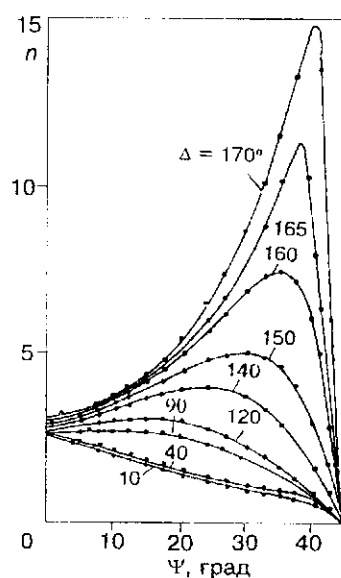
Как показывают проведенные расчеты, при дальнейшем изменении эллипсометрического параметра Ψ в интервале от 45 до 90° продолжение n -поверхности в данную область значений Ψ образуется поворотом части n -поверхности, представленной на рис. 3, на 180° вокруг линии $\Psi = 45^\circ$. Таким образом, n -поверхность в интервале значений Ψ от 45 до 90° представляет собой внутреннюю сторону поверхности, показанной на рис. 3. Если фазовая точка перемещается по поверхности, представленной на рис. 3, вдоль направления Ψ в сторону его увеличения, то при переходе ее в область значений $\Psi \geq 45^\circ$ точка перемещается по внутренней стороне той же самой поверхности.

Форма n -поверхности в области значений эллипсометрического параметра Δ , занимающих интервал $180 \div 360^\circ$, получается поворотом n -поверхности с Ψ , занимающих интервал $0 \div 90^\circ$, вокруг направления Ψ , соответствующего значению $\Delta = 180^\circ$. Таким образом, и в этом случае продолжением n -поверхности в область новых значений Δ является внутренняя сторона участка поверхности, представленного на рис. 3. Получаемая периодичность повторения формы n -поверхности со сменой знака относительно фазовой плоскости является естественным следствием периодичности функций, задающих форму данной поверхности через соотношения (1).

Отметим следующие характерные особенности n -поверхности:

1. Проекция линии максимумов n -поверхности на фазовую плоскость (Δ, Ψ) проходит параллельно оси Δ при значениях Ψ , близких к нулевым, до значений $\Delta \approx 90^\circ$, после чего претерпевает излом и далее по квадратичной зависимости асимптотически приближается к оси Δ при значениях Ψ , стремящихся к 45° .

2. Сечения n -поверхности плоскостями, параллельными фазовой плоскости при $n = \text{const}$, имеют с учетом знака расположения относительно фазовой



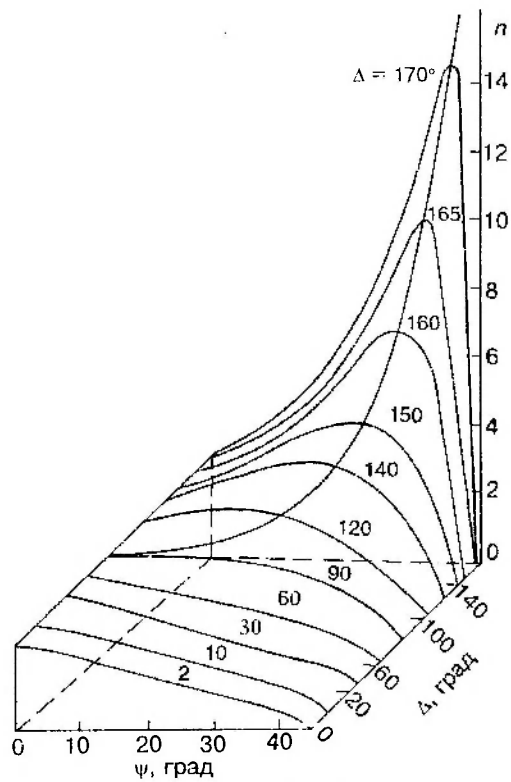


Рис. 3. Поверхность показателя преломления твердых тел в фазовом пространстве их эллипсометрических параметров

плоскости вид вложенных друг в друга непересекающихся замкнутых кривых с общим началом, находящимся на линии разрыва поверхности.

3. Изменение угла падения света на отражающую среду не изменяет общий вид n -поверхности, а приводит лишь к изменению ее высоты над фазовой плоскостью при одних и тех же значениях Δ и Ψ .

На рис. 4 представлена k -поверхность в фазовом пространстве эллипсометрических параметров отражающих сред. Расчеты приведенных зависимостей выполнены аналогично описанным выше для показателя преломления среды путем точного решения системы уравнений (1) при угле падения светового луча на поверхность, равном 70° .

Как показывают вычисления, продолжением k -поверхности в области значений Ψ от 45° до 90° является поверхность, представляющая собой зеркальное отражение поверхности, приведенной на рис. 4, в плоскости, перпендикулярной фазовой и проходящей через ось Δ при $\Psi = 45^\circ$. Продолжением k -поверхности, представленной на рис. 4, в область значений Δ от 180° до 360° также является ее зеркальное отражение в плоскости, перпендикулярной фазовой и проходящей через ось Ψ при $\Delta = 180^\circ$. Далее процесс продолжения поверхности в этом направлении повторяется до сколь угодно больших значений параметра Δ .

Отметим следующие характерные особенности полученной k -поверхности:

1. Гладкое сшивание возрастающего по закону, близкому к экспоненциальному (при $\Delta > 90^\circ$), коэффициента поглощения среды с увеличением Ψ в диапазоне от 0 до 45° с уменьшающимся по этому же закону его значениями при дальнейшем возрастании Ψ в диапазоне от 45° до 90° определяет форму k -поверхности при $\Delta = \text{const}$, имеющей вследствие этого ясно выраженный резонансный характер. Поверхность имеет разрыв вдоль линии, пер-

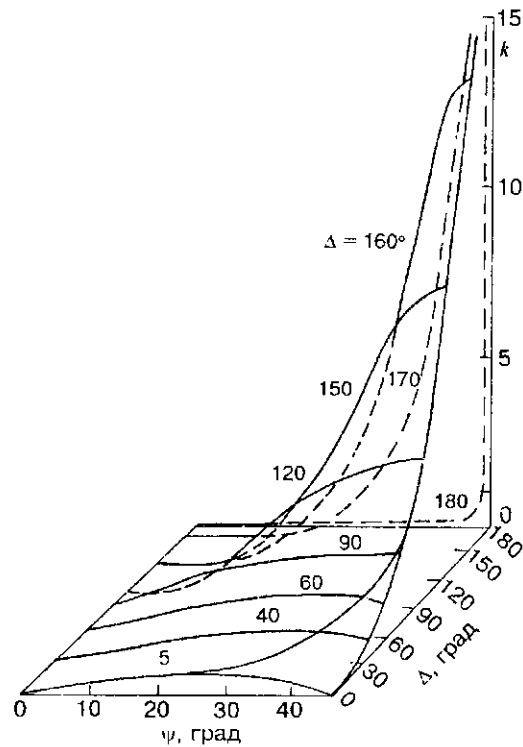


Рис. 4. Поверхность коэффициентов поглощения твердых тел в фазовом пространстве их эллипсометрических параметров

пендикулярной фазовой плоскости и проходящей через точку с координатами $\Psi \approx 45^\circ$ и $\Delta \approx 180^\circ$.

2. Максимум высот k -поверхности проходит вдоль оси Δ при $\Psi = 45^\circ$ и уменьшается по закону, близкому к экспоненциальному, при уменьшении значений Δ от ≈ 180 до 90° , после чего отклоняется в сторону меньших значений параметра Ψ , постепенно спадая при этом до нуля при $\Psi = 0^\circ$.

3. Уменьшение высоты k -поверхности над фазовой плоскостью при значениях $\Delta > 90^\circ$ сопровождается соответствующим увеличением ее ширины в сечениях при $\Delta = \text{const}$.

4. Сечения одного полного периода k -поверхности плоскостями, параллельными фазовой плоскости, как и в случае n -поверхности, имеют вид вложенных друг в друга непересекающихся кривых с общим началом, находящихся в точке разрыва k -поверхности.

5. Изменение угла падения света на отражающую среду не изменяет общий вид k -поверхности, а меняется лишь высота поверхности над фазовой плоскостью при одних и тех же значениях Δ и Ψ .

Как и в случае с n -поверхностью, отмеченные особенности k -поверхности наводят на мысль о резонансном характере физических явлений, определяющих величины эллипсометрических параметров отражающих сред.

Как известно, оптические постоянные твердых тел, представляемых в качестве определенного набора линейных гармонических осцилляторов, имеют следующий вид:

$$n^2 - k^2 - 1 = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 g^2}, \quad (2)$$

$$2nk = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \frac{\omega g}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 g^2}.$$

Из уравнений (2) трудно получить представление о величинах и характере изменения n и k среды при изменении ω_0 , ω и g . В связи с этим также представляется целесообразным установить формы ϵ и $2nk$ -поверхностей в фазовом пространстве собственных частот ω_0 и коэффициентов затухания g линейных гармонических осцилляторов во всем оптическом диапазоне возбуждающих излучений.

Установим порядки величин параметров, входящих в данные уравнения.

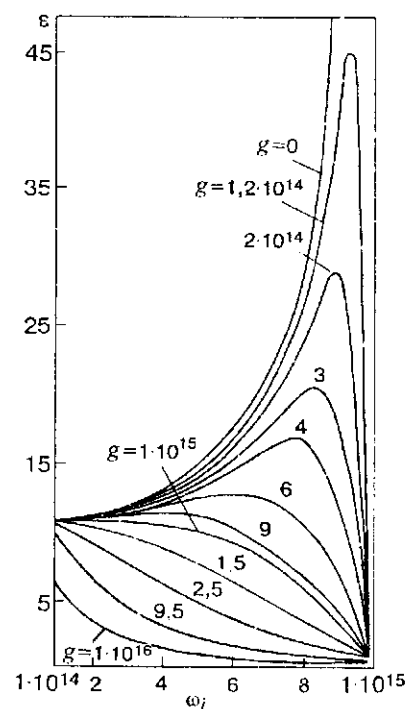
Для наших целей достаточно ограничиться частотным диапазоном видимого света, т. е. изменением ω_i в пределах $(2 \div 6)10^{15} \text{ с}^{-1}$. Диапазон собственных частот ω_0 осцилляторов имеет смысл рассматривать также в пределах данного порядка величин возбуждающих излучений.

Параметр $g = g_{\text{св}} + g_{\text{своб}}$ состоит из двух частей: 1) $g_{\text{св}}$, характеризующей долю энергии, поглощаемой у поляризованной световой волны связанными и свободными электронами среды и затем упорядоченным образом возвращаемой атомом в окружающее его пространство; 2) $g_{\text{своб}}$, определяющей долю энергии, поглощенной у световой волны свободными электронами и переданной ионам решетки при хаотическом их торможении в поле ионных остовов, т. е. которая переходит в деполаризованное излучение или джоулево тепло.

В стационарном случае можно считать, что волна, порождаемая $g_{\text{св}}$, суммируясь с пространственно упорядоченной энергией возбуждающей волны, определяет n среды. Очевидно, что величина n зависит от ω_0 , определяющей инерционность облака связанных электронов для заданного ω_i . Величина $g_{\text{своб}}$, определяемая количеством N свободных электронов в единице объема среды и средним временем свободного пробега τ электрона, характеризуя долю энергии, хаотически рассеивающейся в межатомном пространстве, определяет величину k среды.

Расстояние между ионными остовами в твердых кристаллических телах составляет единицы ангстрем, а тепловые скорости в интервале температур от комнатной до $3000 \text{ }^\circ\text{C}$ — величины порядка 10^5 м/с . В этих условиях частота столкновений g также имеет порядок 10^{15} с^{-1} . Данное значение можно оценить как верхний предел параметра g .

На рис. 5 представлена зависимость ϵ среды от частот ω_i возбуждающего излучения для осциллятора с $\omega_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$.



Параметром в данных зависимостях является величина g . Расчет произведен по соотношениям (2) при $N = 1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и значениях фундаментальных постоянных, принятых в СИ.

Представленный на рис. 5 характер изменения ϵ с ω_i одинаков для любых собственных частот осцилляторов ω_0 . Различны лишь порядки величин ϵ при неизменном характере формы кривых данных семейств.

Зависимости ϵ от ω_i при фиксированных значениях ω_0 определяются величиной параметра g и делятся на две группы.

К первой из них (при $g = \text{const} \leq \omega_0$) относятся зависимости, отражающие экспоненциально возрастающий характер ϵ с ростом ω_i до какого-то определенного максимума, зависящего от величины g , с последующим, также экспоненциальным, спадом ϵ до нуля при $\omega_i = \omega_0$. Гладкое сшивание двух экспоненциальных зависимос-

Рис. 5. Зависимости $\epsilon(\omega_i)$ при $\omega_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$

тей определяет форму данных кривых, имеющих вследствие этого ясно выраженный резонансный характер. Величина ϵ практически остается постоянной во всем частотном диапазоне $\omega < \omega_0$, отстоящем более чем на порядок от собственных частот осцилляторов, ω_{0i} . Резкое возрастание ϵ с ω_i происходит лишь непосредственно вблизи ω_{0i} , особенно в последней декаде ω_i . Зависимости $\epsilon(\omega_i)$ резонансного типа при приближении ω_i к ω_{0i} при различных g совпадают между собой. Их расщепление происходит лишь в последней декаде: при уменьшении $|\omega - \omega_0|$ на порядок и соответствующем уменьшении g на порядок (рис. б). Зависимости резонансного типа при каждом g симметричны относительно частотной оси и ω_0 , но при частоте, меньшей ω_0 , слева от ω_{0i} максимум $\epsilon(\omega_i)$ на порядок выше, чем соответствующий отрицательный максимум. $-\epsilon_{\max}$ в последней декаде также каждый раз возрастают на порядок при приближении ω_i к ω_{0i} и соответствующем уменьшении g на порядок. При этом в отличие от поведения ϵ при $\omega_i < \omega_{0i}$ ее величина монотонно уменьшается по мере ухода частоты от ω_{0i} .

Ко второй группе (при $g = \text{const} \geq \omega_0$) относятся зависимости, отражающие экспоненциальное уменьшение ϵ с ростом ω_i . Значение ϵ среды при этом уменьшается от какого-то ее заданного значения, определяемого ω_{0i} , до нуля при $\omega = \omega_0$. При этом значение ϵ , с которого начинается ее монотонное уменьшение, остается практически постоянным при ω_i , отстоящих более чем на порядок от ω_{0i} . Данное значение ϵ каждый раз увеличивается на два порядка при уменьшении ω_{0i} на порядок. Начало спада ϵ определяется величиной g_{0i}

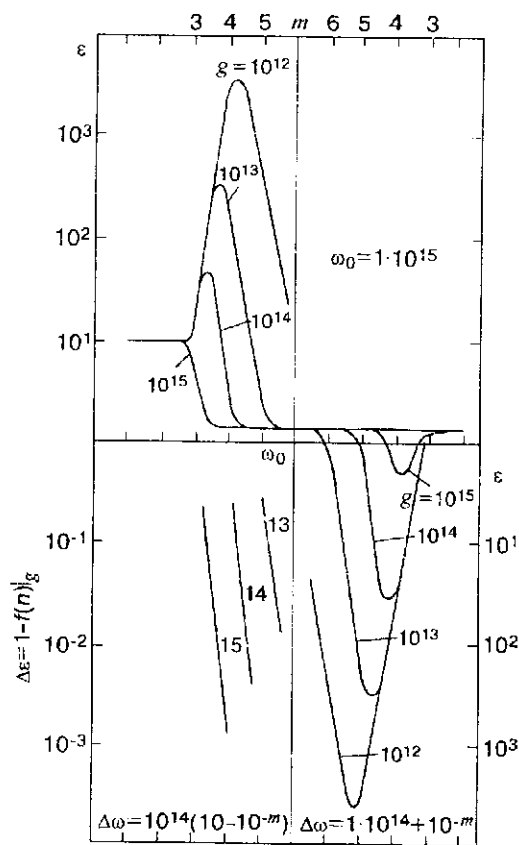


Рис. 6. Зависимость $\epsilon(\omega_i)_g$ для линейного гармонического осциллятора с $\omega_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$

осциллятора и каждый раз приближается на порядок к ω_0 при уменьшении g на порядок.

На рис. 7 представлена ϵ -поверхность в фазовом пространстве частот возбуждающего излучения ω_i и коэффициентов затухания осцилляторов g_0 для $\omega_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$. Поверхность построена на основе вышеописанных зависимостей, представляющих сечения данной поверхности плоскостями, перпендикулярными фазовой плоскости и проходящими параллельно оси ω_i , и аналогичных зависимостей в плоскостях, параллельных оси g .

Как следует из проведенных расчетов, поверхности, соответствующие другим собственным частотам осцилляторов, аналогичны представленной на рис. 7. В зависимости от величины ω_0 ϵ -поверхность может быть вложена в представленную на рис. 7, при $\omega_0 > 10^{15} \text{ c}^{-1}$ либо, наоборот, при $\omega_0 < 10^{15} \text{ c}^{-1}$ данная поверхность может быть вложена в соответствующую, большего размера.

Отметим следующие характерные особенности ϵ -поверхности:

1. Высота ϵ -поверхности над фазовой плоскостью (ω, g) при $g = \text{const} > \omega_0$ с приближением частоты возбуждающего излучения ω_i к собственной частоте осциллятора ω_0 возрастает по экспоненциальному закону от некоторого начального уровня до определенного максимума, зависящего от величины g , после чего по этому же закону уменьшается до нуля при $\omega = \omega_0$. Гладкое сшивание данных зависимостей определяет форму ϵ -поверхности, имеющей вследствие этого ясно выраженный резонансный характер.

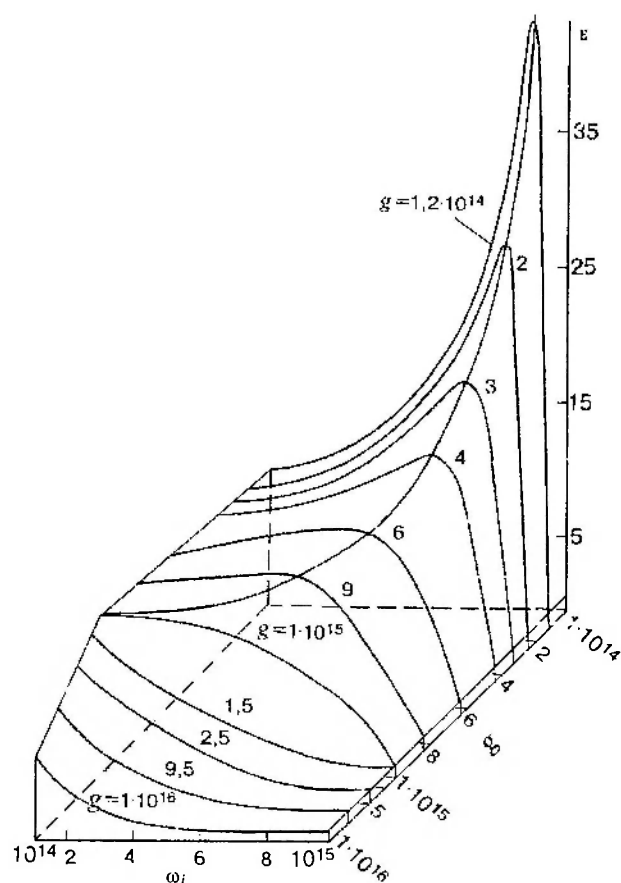


Рис. 7. Поверхность диэлектрической проницаемости твердых тел для осцилляторов с $\omega_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$

2. Ширина ϵ -поверхности при каждом $g = \text{const} < \omega_0$ уменьшается с приближением значений g к нулю, а величины ее максимумов при этом возрастают до сколь угодно больших значений, и в пределе ϵ -поверхность вытягивается в прямую линию, перпендикулярную фазовой плоскости и проходящую через точку с координатами $g = 0$ и $\omega = \omega_0$.

3. При $g > \omega_0$ сечения ϵ -поверхности плоскостями, перпендикулярными фазовой и проходящими параллельно оси частот, имеют вид прямых, которые начиная с определенного уровня, задаваемого величиной g , плавно переходят в кривые, экспоненциально спадающие до нуля при $\omega = \omega_0$.

4. Кривые $\epsilon = \epsilon(\omega)$ при значениях g вблизи нулевых или стремящихся к достаточно большим величинам $g \gg \omega_0$ определяют линии минимумов ϵ -поверхности и тем самым ее кромки на границах перехода из одной области значений g в соседнюю. Аналогичные кромки ϵ -поверхности определяются зависимостями $\epsilon = \epsilon(g)$ при достаточно малых частотах возбуждающего излучения или при частоте, близкой к резонансной частоте осциллятора.

5. Проекция линии максимумов ϵ -поверхности на фазовую плоскость (ω, g) проходит параллельно оси g при достаточно малых значениях частот возбуждающих излучений до значения $g \approx \omega_0$, после чего претерпевает излом и далее по квадратичной зависимости асимптотически приближается к оси g при значениях ω , стремящихся к ω_0 .

6. Сечения ϵ -поверхности плоскостями, параллельными фазовой плоскости при $\epsilon = \text{const}$, имеют с учетом знака расположения относительно фазовой плоскости вид вложенных друг в друга непересекающихся замкнутых кривых с общим началом, находящимся на линии разрыва поверхности.

7. Все ϵ -поверхности имеют одинаковый вид, различаясь лишь высотой над фазовой плоскостью, определяемой собственной частотой осциллятора.

Следует отметить, что все характерные особенности ϵ -поверхности в фазовом пространстве частот возбуждающих излучений ω , и коэффициентов затухания g_0 гармонических осцилляторов, образующих какую-либо среду, полностью совпадают с особенностями n -поверхности данной среды в фазовом пространстве ее эллипсометрических параметров Δ и Ψ . При этом граница раздела между двумя видами дисперсионных кривых в каждом случае определяется, с одной стороны, собственной частотой осцилляторов ω_0 , а с другой — значением $\Delta = 90^\circ$. Резонансный характер возбуждения линейных гармонических осцилляторов с изменением ω , объясняя специфическую форму ϵ -поверхности, свидетельствует о существовании простой и однозначной связи между изменениями $\delta\Delta$ и $\delta\Psi$, с одной стороны, и $\delta\omega_0$ и g_0 — с другой.

На рис. 8 представлена σ -поверхность в фазовом пространстве частот возбуждающего излучения ω и коэффициентов затухания g_0 для собственной частоты осциллятора $\omega_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$.

Поверхности, соответствующие другим собственным частотам осцилляторов, аналогичны представленной на рис. 8.

В условиях единой частотной шкалы на фазовой плоскости параметров линейных гармонических осцилляторов данные поверхности существуют вблизи каждой резонансной частоты осцилляторов, образующих конкретную среду. При этом общая поверхность световой проводимости каждой конкретной среды определяется суперпозицией поверхностей, вид которых представлен на рис. 8.

В зависимости от конкретного набора величин ω_0 и g_0 атомов и молекул среды результирующая поверхность световой проводимости может иметь самый различный вид.

Очевидно, что это полностью относится и к ϵ -поверхности.

Попарное совпадение форм четырех приведенных поверхностей свидетельствует о том, что в основе формирования значений Δ и Ψ твердых тел находятся те же резонансные явления перераспределения энергии световой волны, падающей на их поверхность, представляемую как определенный набор линейных гармонических осцилляторов. Все отмеченные характерные особенности ϵ и n , σ и k -поверхностей отражают в конечном итоге существо-

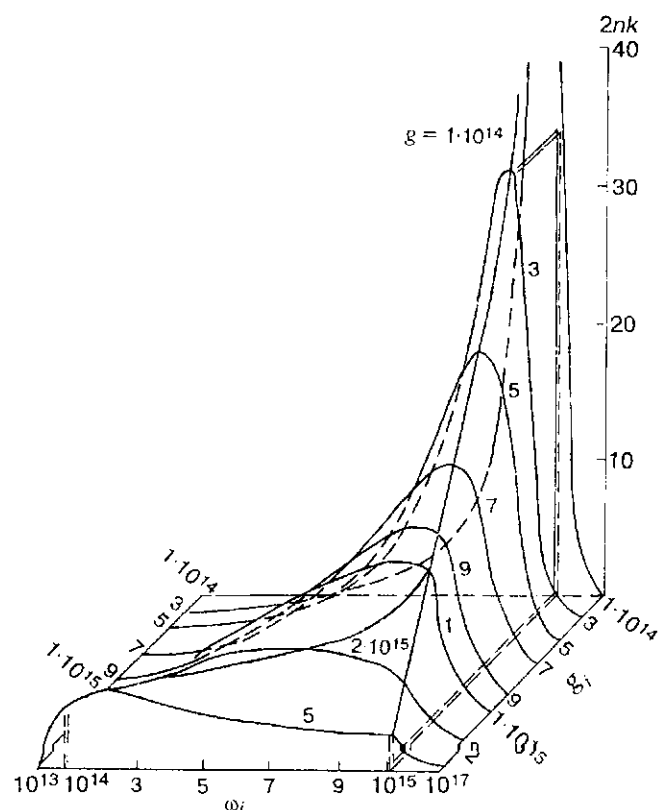


Рис. 8. $2nk$ -поверхность твердых тел для $\omega_{0i} = 1 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$

вание дисперсионных кривых осцилляторов с различными ω_{0i} и g_{0i} , которые представлены в соответствующих фазовых пространствах.

Как следует из приведенного выше, данное совпадение не является неожиданным. Совпадение формы указанных поверхностей — отражение принципа суперпозиции электрических и магнитных полей. Излучение возникает при торможении электрических зарядов, а распространение появляющихся при этом электромагнитных волн описывается уравнениями Максвелла. Уравнения Френеля и вытекающее из них основное уравнение эллипсоидности отражают различное поведение результирующих излучений через макроскопические характеристики среды (n и k), а дисперсионные соотношения (2) сводятся к описанию распространения света в различных средах и отражению от них через другие микроскопические характеристики (ω_{0i} , g_{0i}) тех же самых сред.

Общая ситуация по существу вопроса при этом не меняется.

Отмеченное попарное совпадение всех характерных особенностей n и k -поверхностей в фазовом пространстве их эллипсоидных параметров Δ и Ψ и ϵ и $2nk$ -поверхностей в фазовом пространстве параметров линейных гармонических осцилляторов ω_{0i} и g_{0i} отражает резонансный характер взаимодействия световой волны с системой линейных гармонических осцилляторов и свидетельствует о существовании прямых пропорциональных зависимостей:

$$\begin{aligned} \delta\Delta &= K_1 \delta g_{0i}, \\ \delta\Psi &= K_2 \delta(\omega - \omega_{0i}), \end{aligned} \quad (3)$$

где K_1 и K_2 зависят от угла падения света на поверхность φ и разности частот $|\omega_i - \omega_{0i}|$.

При изменении φ одна и та же высота определенной точки на l и k -поверхностях над фазовой плоскостью (Δ — Ψ) соответствует различным траекториям на (Δ , Ψ)-плоскости, вызванным подъемом или снижением поверхностей над фазовой плоскостью. Одни и те же значения Δ_0 и Ψ_0 отразятся на l и k -поверхностях в виде определенных траекторий, длина и форма которых будет зависеть от (Δ_0 , Ψ_0) и величины $\Delta\varphi$. Проекция данной траектории на фазовую плоскость Δ — Ψ при возврате поверхности в исходное положение будет указывать соответствующие изменения Δ и Ψ среды, отвечающие определенным $\Delta\varphi$.

То же самое относится и к значениям ω_i и g_{0i} для ϵ и $2nk$ -поверхностей при изменении величины ω_{0i} .

Таким образом, в данном представлении любое изменение атомно-молекулярного строения поверхности твердого тела однозначно отражается на неизменных изначально существующих фазовых поверхностях в виде определенных траекторий на них, вызванных смещением поверхностей вдоль осей фазовых переменных либо их подъемом или снижением над фазовой плоскостью.

Очевидно, что длина и форма траекторий зависят также и от начальной точки, изменяющаяся высота которой над фазовой плоскостью однозначно отражает изменение положения всех четырех поверхностей на фазовой плоскости.

Как следует из ранее приведенных представлений о механизмах перераспределения энергии возбуждающей световой волны в приповерхностных слоях твердых тел, уравнения (3), являясь следствием принципа суперпозиции электрических и магнитных полей, позволяют получить последовательную молекулярную трактовку значений $\delta\Delta$ и $\delta\Psi$, наблюдающихся в ходе различных адсорбционно-десорбционных процессов, протекающих на поверхностях твердых тел, через $\delta\omega_{0i}$ и δg_{0i} , минуя использование таких понятий, как n_1 , k_1 и d -пленки для описания покрытий поверхности в диапазоне порядка и менее монослойных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ржанов А. В., Святашев К. К., Семенов А. И. и др. Основы эллисометрии. Новосибирск: Наука, 1979.

Поступила в редакцию 18 ноября 1996 г.