[5] V. G. Puglielle, N. C. Ford. Phys. Rev. Lett., *25*, 1968, 1971; J. A. White, B. S. Maccabe. Phys. Rev. Lett., *26*, 1468, 1971; J. H. Lunacek, D. S. Cannel. Phys. Rev. Lett., *27*, 841, 1971.
[6] Л. М. Артюховская, Е. Т. Шиманская, Ю. И. Шиманский. ЖЭТФ, *59*, 688, 1970; ЖЭТФ, *64*, 1679, 1973; Опт. и спектр., *37*, 935, 1974; H. B. Palmer. J. Chem. Phys., *22*, 625, 1954; P. R. Roach, D. H. Douglas. Phys. Rev. Lett., *17*, 1086, 1966; L. A. Weber. Phys. Rev., *A2*, 2379, 1970.
[7] M. Vicentini-Missoni, J. M. Levelt, Sengers, M. S. Green. Phys. Rev. Lett., *22*, 389, 1969.
[8] И. З. Фишер. Статистическая теория жидкостей. ГИФМЛ, М., 1961.
[9] Е. Л. Лакоза, В. М. Сысоев, А. В. Чалый. ЖЭТФ, *65*, 605, 1973; Е. Л. Лакоза, А. В. Чалый. ЖЭТФ, *67*, 1050, 1974; Опт. и спектр., *37*, 144, 1974.

Поступило в Редакцию 16 января 1978 г.

УДК 535-46

ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ НА АНИЗОТРОПНЫХ ОБЪЕКТАХ

А. Г. Пахомов

Эллипсометрия как метод определения оптических параметров отражающих систем, основанный на анализе изменения состояния поляризации монохроматического поляризованного света при отражении от изучаемого объекта, находит широкое применение в различных исследованиях. В последнее время началось его развитие в направлении исследования анизотропных тел и, в частности, кристаллов.

Методика эллипсометрических измерений на изотропных поверхностях и обработка результатов достаточно хорошо освещена в литературе [3–6]. На практике в большинстве случаев применяют нулевые схемы измерения, когда положение гашения достигается вращением двух из трех оптических элементов (поляризатора, анализатора и компенсатора). Для упрощения расчетных формул азимут фиксированного элемента устанавливают $\pm\pi/4$. Вычисленные параметры ψ и Δ в изотропном случае являются константами изучаемого объекта при данном угле падения φ и длине волны света λ.

При измерениях на анизотропных объектах эллипсометрические параметры ψ и Δ при заданных φ и λ уже не будут являться константами изучаемого объекта и будут зависеть от состояния поляризации падающего света [1, 2]. Федоров [1] получил расчетные формулы для определения оптических параметров одноосных поглощающих кристаллов по изменению параметров отраженного света при различной ориентации плоскости поляризации падающего луча. Структура этих формул такова, что для реализации метода необходима высокая точность определения параметров отраженного света, поэтому при расчетах необходимо учитывать неточность изготовления фазовой пластинки и влияние многократных отражений внутри нее. Влияние анизотропии кристалла не позволяет определять ψ и Δ как среднее замеров в двух параллельных зонах.

Однозонная методика [3, 4] позволяет определить параметры ψ и Δ по измерениям в одной из четырех зон значений азимутов поляризующих элементов, когда быстрая ось компенсатора зафиксирована под углом $\pm\pi/4$ к плоскости падения.

В данной работе описывается однозонная методика определения ψ и Δ для случая, когда любой из поляризующих элементов может быть зафиксирован под произвольным углом к плоскости падения, а положение гашения достигается вращением двух других, причем строго фиксировать первый элемент вовсе не обязательно.

Характер вывода формул, связывающих параметры ψ и Δ с азимутами поляризующих элементов и параметрами компенсатора δ и f, остается таким же, как в работе [3].

Матрица эллипсометра представляет собой произведение матриц Джонса образца, компенсатора и анализатора

$$M_э = M_о M_к M_а. \tag{1}$$

Точный вид матриц $M_о$, $M_к$, $M_а$ описан в работах [3, 4].

После перемножения матриц получим

$$M_э = \begin{pmatrix} \operatorname{tg} \psi e^{i\Delta} b_1 \cos\Theta, & b_2 \cos\Theta \\ \operatorname{tg} \psi e^{i\Delta} b_1 \sin\Theta, & b_2 \sin\Theta \end{pmatrix}, \tag{2}$$

где

$$b_1 = (\cos^2\gamma + f e^{-i\delta} \sin^2\gamma) \cos\Theta + (1 - f e^{-i\delta}) \sin\gamma \cos\gamma \sin\Theta, \tag{3}$$

$$b_2 = (1 - f e^{-i\delta}) \sin\gamma \cos\gamma \cos\Theta + (\sin^2\gamma + f e^{-i\delta} \cos^2\gamma) \sin\Theta, \tag{4}$$

Θ — азимут анализатора, γ — азимут компенсатора.

Действуя матрицей эллипсометра на вектор Q_0, относящийся к вышедшей из поляризатора волне, найдем вектор $Q_а$ на выходе анализатора

$$Q_а = M_э Q_0. \tag{5}$$

Расписывая уравнение (5), найдем, как это сделано в [3, 4], полную комплексную амплитуду электрического вектора на выходе анализатора, а затем, приравняв ее к нулю, получим уравнения, связывающие положения гашения поляризатора, компенсатора и анализатора с эллипсометрическими параметрами ψ и Δ для заданной поляризации падающего света

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{-\operatorname{tg}\psi_0}{\cos\Delta} \frac{\cos^2(\Theta-\gamma)\sin 2\gamma - f^2 \sin^2(\Theta-\gamma)\sin 2\gamma + f\cos\delta \sin 2(\Theta-\gamma)\cos 2\gamma}{2\{[\cos(\Theta-\gamma)\cos\gamma - f\cos\delta \sin\gamma \sin(\Theta-\gamma)]^2 + f^2 \sin^2\delta \sin^2(\Theta-\gamma)\sin^2\gamma\}}, \tag{6}$$

$$\operatorname{tg}\Delta = -\frac{f\sin\delta \sin 2(\Theta-\gamma)}{\cos^2(\Theta-\gamma)\sin 2\gamma - f^2\sin^2(\Theta-\gamma)\sin 2\gamma + f\cos\delta \sin 2(\Theta-\gamma)\cos 2\gamma}. \tag{7}$$

Формулу (6) можно привести к виду

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{\operatorname{tg}\psi_0}{\sin\Delta} \frac{f\sin\delta \sin 2(\Theta-\gamma)}{2\{[\cos(\Theta-\gamma)\cos\gamma - f\cos\delta \sin\gamma \sin(\Theta-\gamma)]^2 + f^2\sin^2\delta \sin^2(\Theta-\gamma)\sin^2\gamma\}}, \tag{8}$$

где ψ_0 — азимут поляризатора.

Если в формулы (6), (7) подставить $\gamma = \pm \pi/4$, то после преобразования получим формулы, полностью совпадающие с зонными формулами, приведенными в [4].

Из формул (6), (7) можно определить углы ψ и Δ анизотропного образца при различной поляризации падающего света, которая в измерительной схеме с компенсатором, установленным после образца, задается азимутом поляризатора. Так как при измерениях на анизотропных образцах в общем случае отсутствует симметрия относительно плоскости падения, то при изменении ψ_0 в интервале $(0, \pi)$ будут получаться различные значения ψ и Δ. Условия гашения, описанные уравнениями (6), (7), будут выполняться при азимутах компенсатора γ и $\gamma \pm \pi/2$ и соответствующих им азимутах анализатора, однако все возможные наборы значений γ и Θ однозначно определяют угол ψ. Угол Δ из уравнения (7) определяется с точностью до $m\pi$, где m — целое число. Для однозначного определения угла Δ в интервале $(0, 2\pi)$ необходимо сделать дополнительный анализ формулы (7), учитывая зоны азимутов поляризующих элементов.

В случае, если измерения производятся на изотропном объекте, можно уточнить область определения угла Δ, воспользовавшись зонными формулами, полученными в [4] для случая, когда $\gamma = \pm\pi/4$. Если измерения сделаны в первой зоне ($\gamma=\pi/4$, $0 \leqslant \psi_0 < \pi/2$), то однозначно определить угол Δ в интервале $(0, 2\pi)$ можно из следующих соотношений [4]:

$$\Delta = -2\Theta + \nu - \pi/2 + 2l\pi, \tag{9}$$

$$\cos\nu = \frac{a\sin 2\Theta + 2f\sin\delta\cos^2 2\Theta}{\sqrt{a^2 + 4f^2\sin^2\delta\cos^2 2\Theta}}, \tag{10}$$

$$\sin\nu = -\frac{a\cos 2\Theta - 2f\sin\delta\sin 2\Theta\cos 2\Theta}{\sqrt{a^2 + 4f^2\sin^2\delta\cos^2 2\Theta}}, \tag{11}$$

$$a = (1+f^2)\sin 2\Theta + (1-f^2), \tag{12}$$

где l — целое число.

Формулы (6)—(8) носят универсальный характер и позволяют определить параметры ψ и Δ при любой наперед заданной поляризации падающего света, если компенсатор представляет собой не идеальную фазовую пластинку. Они могут быть использованы при любой измерительной схеме эллипсометра, так как углы ψ и Δ по формулам (6)—(8) можно определить при любом положении поляризующих элементов, соответствующих гашению света на выходе анализатора.

Литература

[1] Ф. И. Федоров. Оптика анизотропных сред. Изд. АН БССР, Минск, 1958.
[2] А. И. Семененко, Ф. С. Миронов. ФТТ, *18*, 3511, 1976.
[3] А. И. Семененко Опт. и спектр., *39*, 527, 1975.
[4] А. И. Семененко Ф. С. Миронов. Опт. и спектр., *42*, 528, 1977.
[5] М. М. Горшков. Эллипсометрия. «Сов. радио», М., 1974.
[6] Ю. И. Урывский. Эллипсометрия. Изд. ВГУ, Воронеж, 1971.

Поступило в Редакцию 18 июля 1978 г.

УДК 539.194 : 548.0

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ МОДИФИКАЦИИ ВАНХОВОВСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ

Д. С. Недзвецкий и *В. А. Гайсин*

При исследовании электронно-колебательных спектров (ЭКС) глубоких примесных центров в кристаллах алмаза было показано [1, 2], что ванховские особенности (ВХО) функции плотности частот колебаний $g(\omega)$ в акустической области (0—1000 см$^{-1}$) [1] изменяются при наложении на ВХО квазилокального колебания (КЛК). Эти изменения представляют частный случай общего явления интерференции состояний при наложении сплошного спектра (в нашем случае КЛК) на корневой порог — ВХО. В дифференциальном сечении рассеяния как функции энергии в зависимости от величины изменения фазы рассеяния появляются различные особенности, локализованные на пороговой энергии (рис. 50 в [3]). Применимость аналогичного подхода к ряду задач физики твердого тела рассматривалось в [4], где было проведено сопоставление с экспериментом и более подробно в [5].

В данном сообщении приведены результаты исследования ВХО совпадающих по частоте оптических колебаний $LO(\Sigma)\,P_1$ и $LO(L)\,P_2$. Суммарная особенность (P_1+P_2), соответствующая этим колебаниям, попадает на интенсивный максимум $g(\omega)$ [6, 7] и, вероятно, поэтому хорошо наблюдается в ЭКС всех исследованных систем. ЭКС поглощения и люминесценции записывались в основном при 77 К с применением обычной и мо-

---

[1] Здесь и далее частоты отсчитываются от бесфононной линии.