[6] P. Jacquinot. J. Opt. Soc. Am., 44, 761, 1954.
[7] G. Graner. Thèses, Paris, 1965.

Поступило в Редакцию 22 июня 1977 г.

УДК 535.511.01

К ТЕОРИИ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ЗОН ЭЛЛИПСОМЕТРА

А. И. Семененко

Параметрический способ описания измерительных зон эллипсометра, предложенный в работах [1, 2], безусловно, обладает рядом существенных преимуществ по сравнению с интервальным способом [3, 4]. В работах [1, 2] для оптической системы $PSKA$ (поляризатор—образец—компенсатор—анализатор) зоны определяются сочетанием двух параметров, один из которых (Δ_0) дает характер наклона (положительный или отрицательный) поляризатора к плоскости падения, а второй — это угол γ между «быстрой» осью компенсатора и плоскостью падения, для которого чаще всего принимаются значения $\pm\pi/4$. Но «быструю» ось целесообразно фиксировать и в других положениях ($\gamma \neq \pm\pi/4$). Кроме того, фиксировать можно и поляризационную призму, добиваясь гашения света на выходе анализатора вращением компенсатора и второй призмы. В результате создается обманчивое впечатление, что для каждой оптической системы ($PSKA$ или $PKSA$) можно ввести множество типов измерительных зон. То же самое относится и к существующему интервальному способу. Здесь мы покажем, что для каждой оптической системы на самом деле существует только один тип измерительных зон, определяемый сочетанием двух параметров, каждый из которых принимает два значения, одинаковых в любой конкретной ситуации.

Теоретическую основу нулевых методов составляют соотношения

$$\Delta = \Delta_1 - \Delta_0, \quad \operatorname{tg} \psi = \operatorname{tg} \psi_0 / \operatorname{tg} \psi_1, \tag{1}$$

связывающие поляризационные углы ψ и Δ с углами ψ_0, Δ_0 и ψ_1, Δ_1, определяющими в координатной системе (p, s) поляризацию падающей на образец и отраженной от образца волн [5]. Выражая углы ψ_0, Δ_0, ψ_1 и Δ_1 через положения гашения оптических элементов, мы тем самым с помощью соотношений (1) устанавливаем связь между углами ψ и Δ и положениями гашения. Рассмотрим сначала оптическую систему $PSKA$. В этом случае падающая волна всегда поляризована линейно, т. е. разность фаз Δ_0 принимает только два значения ($\Delta_0=0$ или π). В конкретной измерительной ситуации это значение должно быть точно определено. Параметры Δ_0 и ψ_0, очевидно, зависят от ориентации поляризатора, которую естественно задавать углами (см. рисунок)

$$\psi_p \in (0, \pi/2) \quad \text{и} \quad \Delta_p = 0 \quad \text{или} \quad \pi, \tag{2}$$

аналогичными углам ψ_0 и Δ_0. Положительно ориентированное направление пропускания поляризатора ($\Delta_p=0$) отклоняется от плоскости падения на угол ψ_p в принятом направлении отсчета положительных углов (от оси p к оси s), но так, что угол ψ_p не выходит за пределы интервала $(0, \pi/2)$. Отрицательно ориентированное направление пропускания ($\Delta_p=\pi$) отклоняется от плоскости падения на угол ψ_p в противоположном направлении при соблюдении того же условия ($\psi_p < \pi/2$). Углы ψ_p и Δ_p связаны с параметрами ψ_0 и Δ_0 очевидными соотношениями

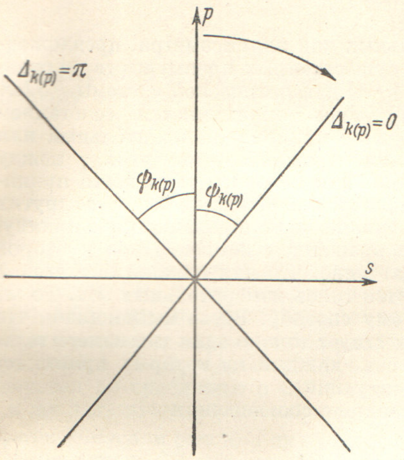
$$\Delta_0 = \Delta_p, \quad \psi_0 = \psi_p. \tag{3}$$

Задавая при поиске гашения тип ориентации поляризатора, т. е. параметр Δ_p, мы тем самым фиксируем параметр Δ_0, устраняя соответствующую неопределенность в измерительной ситуации. Угол ψ_0 однозначно определяется углом ψ_p при любом типе ориентации. Что касается углов ψ_1, Δ_1, характеризующих поляризацию волны на входе компенсатора, то их связь с положением вектора линейной поляризации $\mathbf{E}$ на выходе компенсатора и в конечном итоге с положением гашения анализатора существенно зависит от типа ориентации «быстрой» оси компенсатора. Ориентацию этой оси целесообразно описывать углами (см. рисунок)

$$\psi_k \in (0, \pi/2) \quad \text{и} \quad \Delta_k = 0 \quad \text{или} \quad \pi, \tag{4}$$

имеющими тот же смысл, что и углы ψ_p, Δ_p. Задавая при поиске гашения тип ориентации «быстрой» оси, т. е. параметр Δ_k, мы устраняем и эту неопределенность. Ориентацию анализатора, никак не связанную с рассмотренными выше неопределенностями, будем описывать углом γ_a, отсчитывая его положительные значения (от плоскости падения) в принятом направлении (от оси p к оси s).

Таким образом, задавая в системе $PSKA$ конкретное сочетание параметров (Δ_p, Δ_k), мы полностью конкретизируем измерительную ситуацию. Можно сказать, что, определяя положения гашения при заданном сочетании параметров (Δ_p, Δ_k), мы работаем в пределах соответствующей измерительной зоны эллипсометра. Четырем сочетаниям параметров (Δ_p, Δ_k) отвечают четыре измерительные зоны оптической системы $PSKA$. Для таких зон удобно ввести обозначение $\{P^{(\pm)}SK^{(\pm)}A\}$, где знаку плюс отвечает $\Delta_{p(k)}=0$, а знаку минус — $\Delta_{p(k)}=\pi$. Задавшись зоной, мы, естественно, можем вращать и поляризатор, и компенсатор, но так, чтобы характер их ориентации, определяемый параметрами Δ_p и Δ_k, не менялся. Имеет место утверждение, что в пределах каждой зоны $\{P^{(\pm)}SK^{(\pm)}A\}$ можно фиксировать в любом заданном положении, сохраняя соответствующий тип ориентации — или поляризатор, или компенсатор — добиваясь гашения света вращением остальных элементов. Иными словами, каждой зоне отвечают три параметра гашения, один из которых произвольно фиксирован.



Изображение двух типов ориентации «быстрой» оси компенсатора (направлений пропускания поляризационных призм).

Выражения, определяющие в пределах каждой зоны $\{P^{(\pm)}SK^{(\pm)}A\}$ связь поляризационных углов ψ и Δ с параметрами гашения, проще всего получить, используя матрицы Джонса оптических элементов (L_p, L_A и L_K) и образца (L_S), преобразующие столбец Q, образованный p- и s-составляющими амплитуды электрического вектора. Столбец Q_A на выходе анализатора связывается со столбцом Q_P на входе поляризатора матричным уравнением

$$Q_A = L_A L_K L_S L_P Q_P. \tag{5}$$

Матрицы Джонса, приведенные в работах [1, 2], соответствуют обычному способу описания ориентации «быстрой» оси и направлений пропускания, т. е. выражаются через углы γ_k и $\gamma_{p(a)}$, положительные значения которых отсчитываются от плоскости падения в принятом направлении. Переход от углов γ_k и γ_p к параметрам ψ_k, Δ_k и ψ_p, Δ_p легко осуществляется с помощью формул

$$\sin^2\gamma_{k(p)} = \sin^2\psi_{k(p)}, \quad \cos^2\gamma_{k(p)} = \cos^2\psi_{k(p)}, \quad \sin\gamma_{k(p)}\cos\gamma_{k(p)} = \cos\Delta_{k(p)}\sin\psi_{k(p)}\cos\psi_{k(p)}. \tag{6}$$

Учитывая этот переход и расписывая уравнение (5), получим полную комплексную амплитуду волны на выходе анализатора, которую, предполагая ситуацию гашения, приравняем нулю. В результате придем к уравнению гашения, которое запишем здесь, опустив несущественный общий множитель,

$$b_1 \operatorname{tg}\psi e^{i\Delta}\cos\Delta_p\cos\psi_p + b_2\sin\psi_p = 0, \tag{7}$$

$$b_1 = \cos\gamma_a(\cos^2\psi_k + fe^{-i\delta}\sin^2\psi_k) + \sin\gamma_a\cos\Delta_k\sin\psi_k\cos\psi_k(1 - fe^{-i\delta}), \tag{8}$$

$$b_2 = \cos\gamma_a\cos\Delta_k\sin\psi_k\cos\psi_k(1 - fe^{-i\delta}) + \sin\gamma_a(\sin^2\psi_k + fe^{-i\delta}\cos^2\psi_k), \tag{9}$$

где f и δ — параметры компенсатора [2]. Из уравнения (7) аналогично тому, как это сделано в работах [1, 2], находим связь углов ψ и Δ с параметрами гашения

$$\Delta = -\cos\Delta_k\left(2\gamma_a + \frac{\pi}{2}\right) + \left(2\psi_k - \frac{\pi}{2}\right) + \nu + m\pi, \quad \psi = \psi_p + \mu, \tag{10}$$

$$m = \begin{cases} 2l, & \Delta_p = 0 \\ 2l+1, & \Delta_p = \pi \end{cases}, \quad \mu = \operatorname{arc\,tg}\frac{(\alpha - 1)\operatorname{tg}\psi_p}{1 + \alpha\operatorname{tg}^2\psi_p}, \quad \alpha = \frac{D}{|b_1|^2}, \tag{11}$$

$$\sin\nu = \frac{-\cos\Delta_k}{D}(h\cos 2\gamma_a' - 2f\sin\delta\sin 2\gamma_a'\cos 2\gamma_a'),$$

$$\cos\nu = \frac{h\sin 2\gamma_a' + 2f\sin\delta\cos^2 2\gamma_a'}{D}, \tag{12}$$

$$D = \sqrt{h^2 + 4f^2\sin^2\delta\cos^2 2\gamma_a'}, \quad h \equiv \operatorname{Re}(b_1^* b_2), \quad 2\gamma_a' = 2\gamma_a - \left(2\psi_k - \frac{\pi}{2}\right)\cos\Delta_k. \tag{13}$$

Придавая в формулах (10)—(13) конкретные значения параметрам Δ_k и Δ_p, мы получим выражения, связывающие углы ψ и Δ с положениями гашения соответствующей зоны (с углами ψ_p, ψ_k и γ_a, снабженными цифровым индексом, указывающим на принадлежность этих углов данной зоне). При $\psi_k = \pi/4$ соотношения (10)—(13) дают нам результаты, полученные в работе [2].

Кратко остановимся на оптической системе $PKSA$. В этом случае измерительные зоны определяются характером ориентации анализатора и компенсатора, т. е. возможными сочетаниями параметров Δ_a и Δ_k (ориентация компенсатора и анализатора описывается здесь параметрами ψ_k, Δ_k и ψ_a, Δ_a, а поляризатора — углом γ_p). Выражения, связывающие углы ψ и Δ с положениями гашения в пределах каждой зоны $\{PK^{(\pm)}SA^{(\pm)}\}$, получаются из формул (10)—(13) заменой Δ_p на Δ_a, ψ_p на ψ_a и γ_a на γ_p.

Литература

[1] А. И. Семененко. Опт. и спектр., *39*, 587, 1975.
[2] А. И. Семененко, Ф. С. Миронов. Опт. и спектр., *42*, 528, 1977.
[3] М. М. Горшков. Эллипсометрия. «Сов. радио», М., 1974.
[4] P. H. Smith. Surface Science, *16*, 34, 1969.
[5] Л. В. Семененко, К. К. Свиташев, А. И. Семененко. В сб.: Некоторые проблемы физики и химии поверхности полупроводников. «Наука», СО, Новосибирск, 1972.

Поступило в Редакцию 29 июня 1977 г.

УДК 539.186

ВОЗБУЖДЕНИЕ АТОМОВ Al, Ga, In, Tl ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

Р. К. Петеркоп и *Ю. И. Рябых*

В ряде работ [1-5] экспериментально исследовано возбуждение атомов Al, Ga, In, Tl электронным ударом. В настоящем сообщении приводятся результаты расчетов в приближениях Борна и Борна—Очкура [6]. Вычислены сечения возбуждения первых возбужденных *s*-, *p*-, *d*-состояний валентного электрона при энергиях от порога возбуждения до 600 эВ.

Сечения усреднены по начальным состояниям атома $nP_{1/2}$, $nP_{3/2}$ ($n=3, \ldots, 6$ для Al,. . ., Tl). Учитывая температуру, при которой проводились экспериментальные измерения, мы приняли, что доля состояния $nP_{1/2}$ для Al соответствует статистическому весу (1/3), а для Ga, In, Tl составляет 0.56, 0.9, 1 соответственно.

Радиальные волновые функции валентного электрона найдены численным интегрированием, используя для потенциала атомного остова двухпараметрическое аналитическое выражение [7]. Параметры потенциала выбирались так, чтобы энергия ε_{np} основного состояния совпала с экспериментальным значением центра тяжести дублета. В качестве второго условия использовалось соотношение между параметрами, принятое в [7]. Результаты расчетов показаны на рисунке.

Для Al приведены сечения, просуммированные по компонентам тонкой структуры. Вклад отдельной компоненты в этом случае пропорционален ее статистическому весу. Для других атомов это соотношение нарушается и большим оказывается сечение компоненты с меньшим значением полного момента, что связано с преобладанием начального состояния $nP_{1/2}$. Учет обмена в большинстве случаев понижает сечение. На рисунке сечения без учета обмена приведены только для атома In, для других атомов картина такая же. С ростом энергии роль обмена быстро убывает и практически исчезает при $E > 30$ эВ. В отличие от экспериментальных данных вычисленные сечения для всех рассматриваемых атомов одинаковы по порядку величины. Для In и Tl наибольшим является $\sigma(nd_{3/2})$.

Поскольку в экспериментах [1-4] присутствует вклад каскадного заселения уровней, для Tl были вычислены сечения возбуждения ряда высших уровней и оценена роль каскадных переходов. Для состояния $6d_{3/2}$ она мала — меньше 2%, для $6d_{5/2}$ — меньше 10%, а к состоянию $7s_{1/2}$ каскады могут добавить 15—30% в основном за счет состояний $7p_{1/2,\,3/2}$. Для других атомов были получены такие же величины.

Вычисленные сечения сравнительно близки к экспериментальным данным [1-4] в случае Ga и In. Сечения возбуждения состояний 5*s* и 6*s* отличаются в 1—2 раза, а 4*d* и 5*d* хорошо согласуются при больших энергиях (сравнение без учета каскадов). Более значительно различаются сечения Al и Tl, где для состояний 4*s* и 7*s* расчет в 2—7 раза отличается от эксперимента. Сечение $\sigma(6d_{3/2})$ в максимуме в 2—3 раза больше, а при