

УДК 535.542.1; 535.015

© Д. В. Марин, В. Н. Федоринин, Т. Хасанов

ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Предложена и реализована простая эллипсометрическая методика измерения длины волны монохроматического излучения с точностью до 10^{-3} нм. Достоверность результатов измерений по предложенной методике подтверждена результатами измерений сдвига спектра излучения светодиода в зависимости от температуры окружающей среды спектрофотометрическим методом. Методика основана на измерении сдвига фазы, зависящего от длины волны, между двумя ортогональными составляющими вектора электрического поля, приобретаемого при прохождении через анизотропную плоскопараллельную пластинку. Предложенная методика легко реализуется на серийно выпускаемых эллипсометрических приборах или миниэллипсометрах.

Кл. сл.: длина волны светового излучения, спектр излучения, эллипсометрия, поляризационные углы, компенсатор, светодиод, полупроводниковый лазер, дисперсия

ВВЕДЕНИЕ

Во многих прецизионных приборах используется монохроматический или квазимонохроматический источник со стабильным спектром излучения. Иногда возникает необходимость контроля этой стабильности. Например, длина волны световых излучающих диодов (СД) при изменении температуры окружающей среды ощутимо изменяется [1]. Провести же калибровку СД, как правило, означает поставить довольно сложный эксперимент, в котором необходимо поддерживать температуру СД постоянной в течение длительного времени. Такой эксперимент можно осуществить с помощью хорошо разработанного спектрофотометрического метода.

В настоящем сообщении предлагается принципиально новая и более простая методика измерения длины волны монохроматического излучения, позволяющая обнаружить изменения длины волны вплоть до 10^{-3} нм. Хорошо известно, что сдвиг фазы между двумя ортогональными составляющими вектора электрического поля, приобретаемый при прохождении через анизотропную пластинку, зависит от длины волны светового излучения. При известных параметрах фазосдвигающей пластинки можно решать обратную задачу, т. е. определять длину волны светового излучения. Такая методика легко реализуется на серийно выпускаемых эллипсометрических приборах. В настоящее время разработаны миниатюрные эллипсометры [2]. Это обстоятельство делает предложенную методику еще более привлекательной для контроля длины волны излучения монохроматических светоизлучающих приборов.

ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ

Вначале рассмотрим эксперимент по калибровке СД, осуществляемый с помощью спектрофотометрической установки. На рис. 1, а, представлена зависимость спектра излучения СД от температуры. Эта зависимость измерена на спектрофотометрической установке, основа которой — двойной монохроматор СДЛ-1. При этом в монохроматоре использовались две дифракционные решетки с 600 штрихами на миллиметр. Обратная линейная дисперсия монохроматора с такими решетками составляет 1.6 нм/мм, что при выходной щели 0.05 мм соответствует разрешению 0.08 нм. Излучение регистрировалось фотоприемным устройством типа ФЭУ-79 в режиме счета одиночных фотонов. Сканирование проводилось в диапазоне от 630 нм до 700 нм с шагом 0.1 нм. Все спектры нормировались на спектральную чувствительность прибора, полученную на основе известного спектра эталонной лампы. Шкала длин волн спектрофотометра калибровалась по линиям аргонового лазера. Из спектров на рис. 1, а, видно смещение положения максимума в красную область при повышении температуры. На рис. 1, б, приведена зависимость положения максимума в спектре излучения СД (λ_A) от температуры. При этом эта зависимость хорошо описывается линейной функцией: $\lambda_A = \lambda_0 + C \cdot t$, где $\lambda_0 = 6553.5 \text{ \AA}$ — положение максимума в спектре излучения СД при температуре $0 \text{ }^\circ\text{C}$, $C = 2.62 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$ — температурный коэффициент смещения, t — температура в $^\circ\text{C}$. Следует отметить, что значения λ_0 и C для каждого СД могут различаться. Как видно из рис. 1, б, при увеличении t на $10 \text{ }^\circ\text{C}$ длина волны максимума излучения

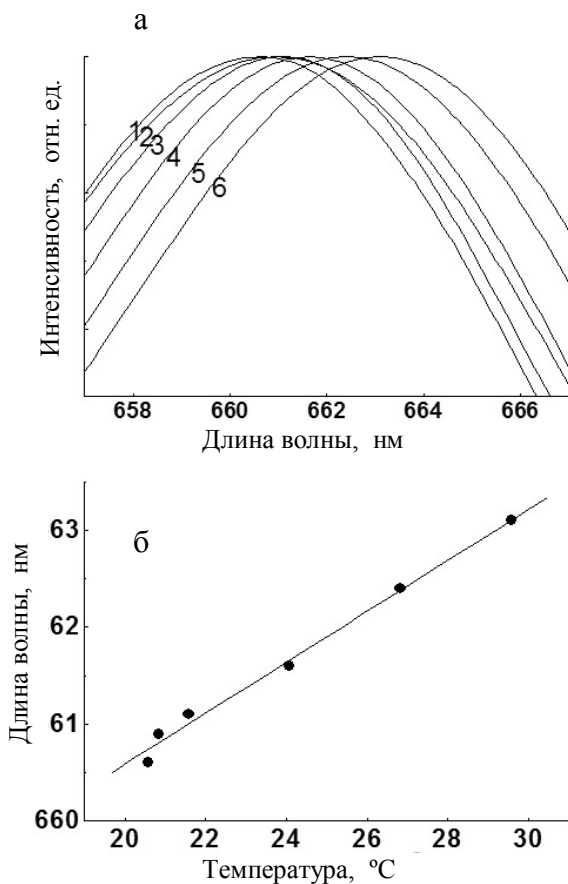


Рис. 1. Зависимости спектра излучения СД от температуры.

а — смещение спектральной кривой для температур (°C): 1 — 20.6, 2 — 20.8, 3 — 21.6, 4 — 24.1, 5 — 26.8, 6 — 29.6.

б — положение максимума спектральной кривой; точки — результаты эксперимента, их линейная аппроксимация рассчитана методом наименьших квадратов

увеличивается примерно на 3 нм. Следует отметить, что при таких измерениях требуется около тридцати минут на запись одного спектра, что в свою очередь требует высокой стабильности температуры СД.

Теперь рассмотрим определение максимума длины волны излучения с помощью эллипсометрии. Процесс измерения длины волны излучения СД на эллипсометре разделим на два этапа. Первый этап — это подготовка контрольного образца или предварительная калибровка эллипсометра. Второй — сам процесс измерения. Рассмотрим каждый этап по отдельности.

Первый этап

В качестве компенсатора для эллипсометра выбираем фазосдвигающую пластинку из кристаллического кварца (желательно, из искусственного кристаллического кварца [3]). Дисперсия и показатели преломления кристаллического кварца достаточно хорошо изучены [4–7]. Предварительно приближенное значение толщины фазосдвигающей пластинки — компенсатора достаточно измерить с точностью 10 мкм, которую обеспечивают серийно выпускаемые микрометры. Затем эту фазосдвигающую пластинку устанавливаем на эллипсометр с источником излучения, имеющим известную длину волны (например, гелий—неоновый лазер с длиной волны излучения $\lambda = 632.8$ нм). Из результатов эллипсометрических измерений определяем параметры компенсатора T и δ [8, 9]. Параметр T характеризует отношение амплитудных (по модулю) коэффициентов пропускания фазосдвигающей пластинки (компенсатора) вдоль его "медленной" и "быстрой" осей, а δ — приобретаемый падающей световой волной на выходе пластинки сдвиг фазы между компонентами вектора электрического поля, параллельными этим осям. На практике чаще применяются схемы эллипсометра с фиксированным положением компенсатора. Причем компенсатор

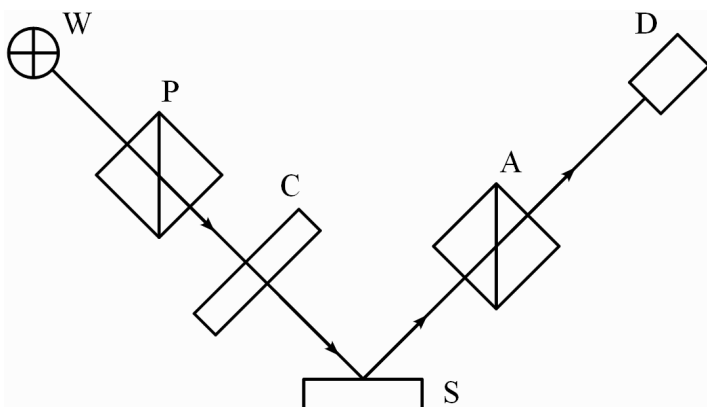


Рис. 2. Принципиальная схема эллипсометра. W — источник излучения, P — поляризатор, C — компенсатор, S — отражающая система, A — анализатор, D — приемник излучения

может находиться как до отражающей системы, так и после нее. Рассмотрим схему эллипсометра, в которой компенсатор находится до отражающей системы, как показано на рис. 2. Для данной схемы азимутальные углы поляризационных элементов и параметры компенсатора T и δ связаны следующими соотношениями [9–11]:

$$T = -\frac{1}{\operatorname{tg}(P_1 - C)\operatorname{tg}(P_2 - C)};$$

$$\delta = \arccos\left(-\frac{T}{2\sin 2C}(L_A + L_P \cos 2C) \times [\operatorname{tg}(P_1 - C) - \operatorname{tg}(P_2 - C)]\right);$$

$$L_A = \frac{\sin(A_1 + A_2)}{\sin(A_1 - A_2)}; \quad L_P = \frac{\sin(P_1 + P_2 - 2C)}{\sin(P_1 - P_2)},$$
(1)

где P_1, P_2 и A_1, A_2 — две пары неэквивалентных значений углов гашения поляризатора и анализатора при любом фиксированном значении угла поворота компенсатора C .

После определения параметров компенсатора из результатов эллипсометрических измерений на основе уравнений (1) аналогично методике, изложенной в работе [3], определяем точные значения толщины и показателей преломления этой фазосдвигающей пластинки.

Параметры компенсатора T и δ связаны с показателями преломления и толщиной пластинки соотношениями [9]:

$$T = \frac{n_1}{n_2} \sqrt{\frac{a_1^2 + b_1^2}{a_2^2 + b_2^2}};$$

$$a_{1,2} = (n_{1,2} + 1)^2 - (n_{1,2} - 1)^2 \cos \frac{4\pi d}{\lambda} n_{1,2};$$

$$b_{1,2} = (n_{1,2} - 1)^2 \sin \frac{4\pi d}{\lambda} n_{1,2};$$

$$\delta = \delta_0 - \delta_1; \quad \delta_0 = \frac{2\pi d}{\lambda}(n_2 - n_1);$$

$$\delta_1 = \arccos \frac{a_1 a_2 + b_1 b_2}{\sqrt{(a_1^2 + b_1^2)(a_2^2 + b_2^2)}},$$
(2)

где $n_{1,2}$ — показатели преломления фазосдвигающей пластинки для двух изонормальных волн, d — толщина фазосдвигающей пластинки, λ — длина волны светового излучения.

Второй этап

В эллипсометр устанавливаем источник излучения с неизвестной длиной волны. Опять определяем новые параметры компенсатора для этой неизвестной длины волны излучения из результатов

эллипсометрических измерений. Теперь толщина фазосдвигающей пластинки точно известна. Аналогично методике, изложенной в работе [3], как и в предыдущем случае, определяем точные значения длины волны излучения и показателей преломления этой фазосдвигающей пластинки для данной длины волны. Если в первом случае неизвестной была толщина фазосдвигающей пластинки, то во втором — неизвестным параметром является длина волны источника излучения. Очевидно, что первый этап фактически сводится к калибровке прибора. Надо отметить, что такая методика на первый взгляд кажется сложной и относительно трудоемкой. Однако, если использовать в качестве компенсатора просветленную фазосдвигающую пластинку, то расчеты существенно упрощаются.

Для просветленной фазосдвигающей пластинки $T = 1, \delta_1 = 0$ [12]. В этом случае $\delta = \delta_0$ и определяется из следующего выражения:

$$\delta = \frac{2\pi d}{\lambda}(n_2 - n_1). \tag{3}$$

Заметим, что при определенных значениях толщины (обозначим ее D_0) фазосдвигающей пластинки параметр δ принимает значения, кратные 2π . Эту величину назовем полным периодом сдвига фазы (сдвиг фазы на 2π) фазосдвигающей пластины. Согласно (3), он определяется из следующего выражения:

$$D_0 = \frac{\lambda}{(n_2 - n_1)}. \tag{3a}$$

Очевидна зависимость D_0 от длины волны светового излучения, т. е. ее дисперсия. С учетом температурной зависимости фазосдвигающей пластинки из одноосного кристалла можно записать:

$$n_1 = n_o + \frac{dn_o}{dt} dt;$$

$$n_2 = n_e + \frac{dn_e}{dt} dt,$$

где n_o и n_e — показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн, (dn_o/dt) и (dn_e/dt) — температурные коэффициенты показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волн. При фиксированном значении температуры окружающей среды $n_1 = n_o$ и $n_2 = n_e$.

Необходимо отметить, что для любой заданной длины волны существует дисперсионное значение полного периода сдвига фазы фазосдвигающей пластинки D_0 , которое определяется по формуле [7]:

$$D_0 = 119.27\lambda + 5 \log(\lambda - 0.15) + 0.5\lambda^{4.5} +$$

$$+\frac{5.85}{1+1.6\lambda^2}-7.59 \text{ мкм.} \quad (4)$$

Следует заметить, что выражение (4) приведено для кристаллического кварца при фиксированной температуре 22 °С и выполняется в интервале длин волн от 0.2 мкм до 3 мкм [6].

На рис. 3 представлены рассчитанные значения D_0 на основе выражения (4) для интересующего нас интервала длин волн. После математических преобразований можно показать, что для сдвига фаз δ можно получить достаточно простое соотношение с учетом дисперсии материала:

$$\delta = \left(\frac{d}{D_0} - m \right). \quad (5)$$

Здесь d — толщина фазосдвигающей пластинки; D_0 — значение полного периода для любой длины волны, определяемое соотношением (4); m — число полных периодов в толщине фазосдвигающей пластинки с учетом дисперсии. На рис. 4 показаны расчетные значения зависимости δ от длины волны λ для нескольких значений толщины фазосдвигающей пластинки, полученные на основе выражения (5). Как видно из рис. 4, по мере уменьшения толщины фазосдвигающей пластинки угол наклона зависимости сдвига фазы от длины волны стремится к нулю. Это особенно ярко иллюстрирует кривая 1 (рис. 4). С другой стороны, по мере увеличения толщины фазосдвигающей пластинки увеличивается чувствительность δ к изменению длины волны λ . Соответственно точность определения длины волны ограничивается конечностью толщины фазосдвигающей пластинки. Например, при толщине фазосдвигающей пластинки ~1 мм длину волны излучения можно определять с точностью ~0.001 нм.

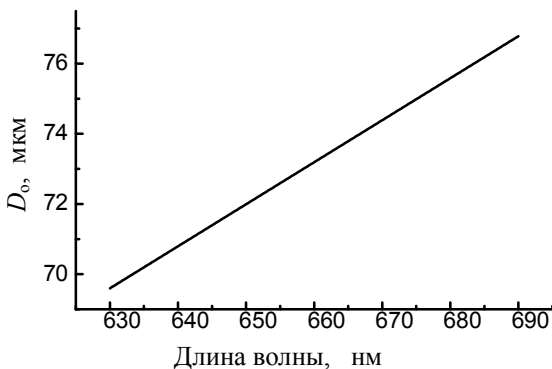


Рис. 3. Дисперсионное значение полного периода фазосдвигающей пластины

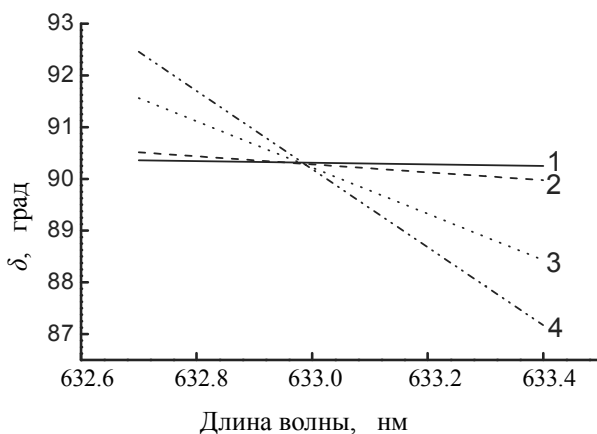


Рис. 4. Зависимость сдвига фаз от длины волны для нескольких значений толщины фазосдвигающей пластинки (в микрометрах): 1 — 17.5, 2 — 87, 3 — 507, 4 — 857

ПРИМЕР ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДИКИ

В качестве примера рассмотрим определение длины волны и ее смещение от температуры для полупроводникового лазера с помощью эллипсометра. Выберем фазосдвигающую пластинку толщиной $d = 860$ мкм. Определяем точную толщину из результатов эллипсометрических измерений на длине волны 632.8 нм. Измеренное значение δ составляет 116.05°. Рассчитаем точную толщину пластинки. Для этого сначала переводим значение δ в доли полного периода, находим: $\delta = 0.32236$. Из выражения (4) определяем значение D_0 для длины волны 632.8 нм: $D_0 = 69.9322$ мкм. Число полных периодов составит 12. Теперь нетрудно показать, что точная толщина $d = 861.73$ мкм.

В эллипсометр устанавливаем другой источник излучения, полупроводниковый лазер с $\lambda \sim 660$ нм. Для $\lambda = 660$ нм $D_0 = 73.1905$ мкм и $m = 11$. Из этих данных по формуле (5) определяем, что $\delta = 278.56^\circ$. Экспериментально измеренное значение $\delta = 278.55^\circ$. Таким образом, расчетные и экспериментальные значения δ совпадают с точностью 0.01°, из чего следует, что длина волны нами выбранного экземпляра полупроводникового лазера при температуре 22 °С равна 660 нм.

Теперь при фиксированном значении температуры (22 °С) фазосдвигающей пластинки (компенсатора) проведем измерения длины волны излучения нашего полупроводникового лазера, нагретого до температуры 32 °С. Измеренное значение δ

компенсатора для полупроводникового лазера, нагретого до 32 °С, составляет $\delta = 274.45^\circ$. Отсюда находим, что $D_0 = 73.2623$ мкм. Следовательно, при температуре 32 °С $\lambda = 660.6$ нм. Таким образом, при изменении температуры полупроводникового лазера на 10 °С его длина волны изменяется на 0.6 нм. Откуда следует, что при точности определения эллипсометрических углов в 1 мин предложенная нами методика для толщины фазосдвигающей пластинки $d = 861.73$ мкм позволяет обнаружить изменение λ на 0.003 нм.

Такая методика может оказаться довольно эффективной для определения изменения длины волны под действием произвольного фактора. Надо отметить, что такой подход также позволяет быстро оценить длины волн излучения и их изменения для большого количества монохроматических или квазимонохроматических источников излучения, например СД.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Айдаралиев М., Зотова Н.В., Карандашев С.А. и др. Электролюминесценция светодиодов $\lambda = 3.3\text{--}4.3$ мкм на основе твердых растворов InGaAs и InAsSbP в интервале температур 20–180 °С // Физика и техника полупроводников. 2000. Т. 34, № 1. С. 102–105.
2. Патент RU 2157513 №28 от 10.10.2000.
3. Хасанов Т. Способ точного определения оптических постоянных одноосных кристаллов из параметров компенсатора // Оптика и спектроскопия. 2007. Т. 102, № 1. С. 138–141.
4. Золотарев В.М., Морозов В.Н., Смирнова Т.В. Оптические постоянные природных и технических сред. Л.: Химия, 1984. 216 с.
5. Palik E.D. Handbook of optical constants of solids. NY: Academic Press, 1985. 729 p.
6. Воронков Е.М., Гречушников Б.Н., Дистлер Г.И., Петров И.П. Оптические материалы для инфракрасной техники. М.: Наука, 1965. 335 с.
7. Solc I. Disperzní relace dvojlomu křemene a vavence // Jemna mechanika a optika. 1984. N 2. P. 43–48.
8. Аззам Р.М.А., Башара Н.М. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 583 с.
9. Ржанов А.В., Свитаев К.К., Семенов А. И. и др. Основы эллипсометрии. Новосибирск: Наука, 1979. 422 с.
10. Хасанов Т. Определение параметров фазовой пластинки и однозонная методика эллипсометрических измерений // Эллипсометрия: теория, методы, приложения (материалы конф., 9–11 июля 1985 г.). Новосибирск: Наука, Сиб. отделение, 1987. С. 79–83.
11. Хасанов Т. Об использовании измерительных зон в эллипсометрических измерениях // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64, № 5. С. 1087–1091.
12. Рыжлицкий С.В., Свитаев К.К., Соколов К.К., Хасанов Т. О влиянии многократного отражения на работу фазовой кварцевой пластинки // Оптика и спектроскопия. 1987. Т. 63, № 5. С. 1092–1094.

*Институт физики полупроводников СО РАН,
Новосибирск*

Контакты: Хасанов Тохир,
hasanov@isp.nsc.ru

Материал поступил в редакцию 30.06.2010.

MEASUREMENTS OF WAVELENGTH OF LIGHT SOURCES BY ELLIPSOMETRY TECHNIQUE

D. V. Marin, V. N. Fedorinin, T. Khasanov

Institute of Semiconductor Physics RAS, Novosibirsk

In the present paper, we propose a simple ellipsometric technique for measuring the wavelength of monochromatic radiation up to 10^{-3} nm. The method is based on measuring the phase shift between two orthogonal components of the electric vector in the light transmitted by an anisotropic plane-parallel plate versus wavelength. The technique was used to measure the temperature-induced shift of the emission spectrum of a light-emitting diode. The data obtained were verified by comparing them with spectrophotometric. The method can be easily implemented on commercially available ellipsometers and mini-ellipsometers.

Keywords: wavelength of light radiation, emission spectrum, ellipsometry, polarization angle, light emitting diode (LED), semiconductor laser, dispersion