

## Лазерный холоэллипсометр рассеяния света оптически одноосным двумерным кристаллом

М. Али<sup>1</sup>, А.П. Кирьянов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия.

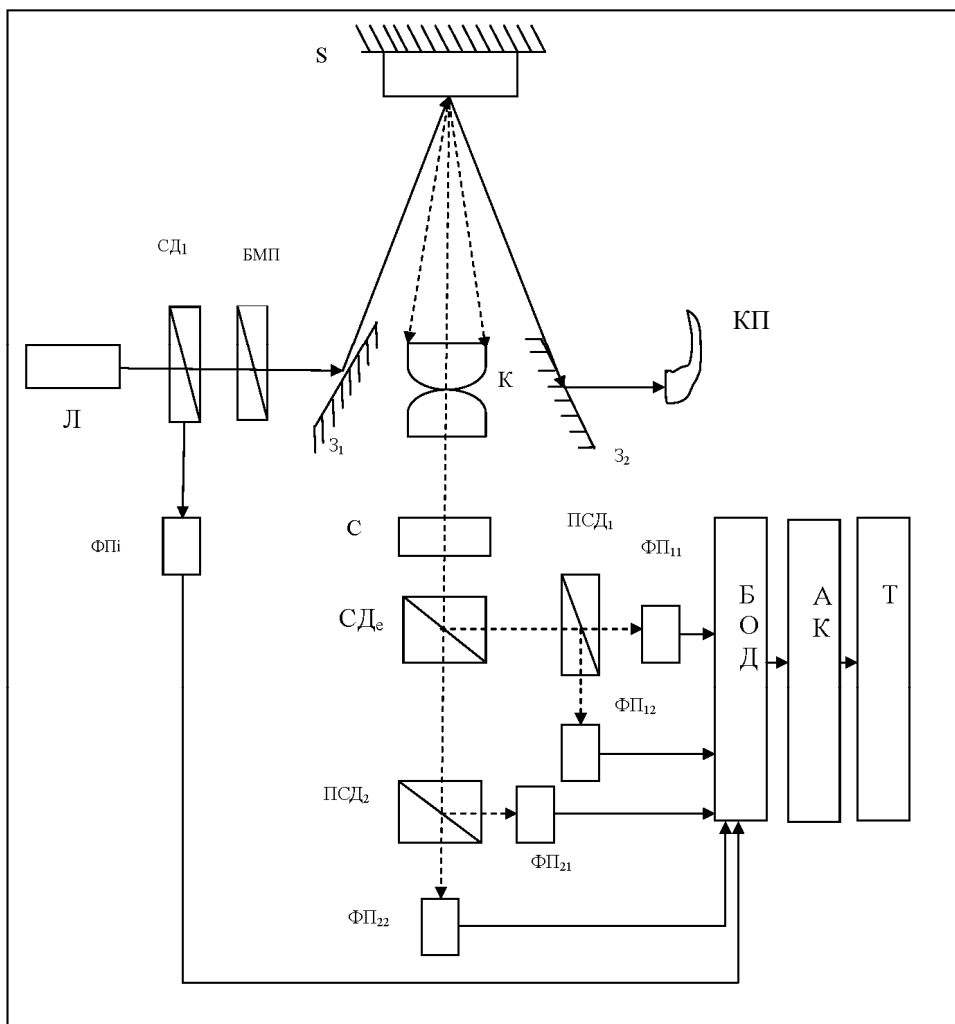
*Представлен лазерный холоэллипсометр практически нормального рассеяния света образцом оптически одноосного двумерного кристалла. Устройство позволяет получать в реальном времени полный набор требуемых параметров оптически прозрачного образца для реализации мониторинга создания и обработки двумерных кристаллов, используемых в качестве элементной базы в высоких технологиях.*

**E-mail: mohammedali2206@gmail.com**

**Ключевые слова:** эллипсометр, рассеяние света, двумерные кристаллы, мониторинг, высокие технологии.

Эффективные средства реализации мониторинга создания и обработки двумерных кристаллов (ДК) необходимы высоким технологиям нашего времени [1—3]. Двумерные кристаллы — квантовые образования толщиной 10...100 нм заметно меньше других размеров [2]. ДК интересны для нано-технологий, использующих *квантовое копирование* тел из малого числа частиц, которое открывает возможность создания изделия эффективно и с особо высокой точностью [3]. Необходимые на практике свойства ДК получают при надлежащем контроле их синтеза. Особый интерес вызывают методы неразрушающей дистанционной оптической диагностики физико-технических параметров полупроводников и диэлектриков, различных пленок, покрытий и границ раздела, формируемых в многостадийных технологических процессах. Оптическая диагностика включает в себя, разумеется, и методы эллипсометрии [4], обладающие всеми важными для приложений достоинствами методов оптики и оптотехники. Важным для нанотехнологий является мониторинг ДК регистрацией поляризованного рассеянного света [5] от оптически анизотропных одноосных ДК, причем весьма удачную его реализацию может предоставить развиваемая авторами данной статьи холоэллипсометрия со всеми ее аппаратными средствами [6, 7].

**Лазерный холоэллипсометр почти нормального рассеяния света оптически одноосным двумерным кристаллом (оптическая схема и рабочие связи между элементами устройства).** Вариант схемотехнической и функциональной организации лазерного устройства для анализа поляризации рассеянного света, известного в зарубежной научной литературе как скаттерометр [8], представлен оптической схемой на рисунке в аспекте развиваемых нами неинтерференционных холоэллипсометров [6].



**Оптическая схема лазерного холоэллипсометра практически нормального рассеяния света образцом оптически одноосного двумерного кристалла:**

Л — источник света (лазер); СД — входной светоделитель; ФПи — фотоприемник отклоняемого СД<sub>i</sub> пучка света; БМП — бинарный модулятор поляризации света [9]; З<sub>1,2</sub> — зеркала; S — образец; К — коллиматор; С — компенсатор; СД<sub>e</sub> — выходной светоделитель; ПСД<sub>1,2</sub> — поляризационные светоделители на пути пучков света от светоделителя СД<sub>e</sub>; ФП<sub>1,12</sub> и ФП<sub>2,1,22</sub> — фотоприемники на пути потоков света при уходе их от ПСД<sub>1</sub> и ПСД<sub>2</sub>; КП — камера поглощения; БОД — блок обработки данных; АК — компьютер; Т — табло

Поясним работу устройства (см. рисунок). Лазер Л посылает поток света через стоящие на входе устройства светоделитель СД<sub>i</sub>, бинарный модулятор поляризации БМП и зеркало З<sub>1</sub> на образец S оптически одноосного ДК. Часть падающего потока света образец S отражает зеркально и зеркалом З<sub>2</sub> отсылает в камеру поглощения КП; часть рассеивается, при этом некую долю рассеянного света улавливает коллиматор К, оп-

тическая ось которого нормальна к поверхности образца  $S$ . Собранный поток света, рассеянного в малый телесный угол с раствором  $\Delta\theta_r \approx 2,5^\circ$  к оптической оси коллиматора, формируется им в плоский поток, который проходит сквозь компенсатор  $C$  на выходной светоделитель  $СД_e$ , делящий падающий поток света на два пучка света (допустим, первый пучок отклоняется, а второй — пропускается). На их пути стоят линейные поляризационные светоделители  $ПСД_{1,2}$ , разделяющие падающие на них пучки света на подпучки с линейными взаимно поперечными поляризациями. Эти поляризации на выходе, допустим, светоделителя  $ПСД_1$  совпадают с собственными линейными  $p$ - и  $s$ -поляризациями потока света на выходном светоделителе  $СД_e$ , а поляризации подпучков света на выходе, соответственно, светоделителя  $ПСД_2$  повернуты по азимуту на угол  $\pm 45^\circ$  к поляризации подпучков на выходе из  $ПСД_1$ . На пути отходящих от светоделителей  $ПСД_1$  и  $ПСД_2$  подпучков света (11, 12) и (21, 22) стоят фотоприемники  $ФП_{(11,12)}$  и  $ФП_{(21,22)}$ , выдающие одновременно интенсивности  $(I_{11}, I_{12})$  и  $(I_{21}, I_{22})$  соответственно всех этих подпучков.

Следует отметить, что светоделитель  $СД_i$  делит падающий на него поток света на два потока: один проходит сквозь него, претерпевая все описанные выше трансформации, а другой отклоняется на отдельный фотоприемник  $ФП_i$  и регистрируется им для контроля интенсивности света  $I_i$  на входе устройства. Бинарный модулятор поляризации БМП поочередно пропускает на входное зеркало  $Z_1$  и далее на образец  $S$  поток лазерного света с линейной  $p$ - или  $s$ -поляризацией, соотношенной с собственной линейной  $p$ - или  $s$ -поляризацией потока света на светоделителе  $СД_e$ . Электросигналы от фотоприемников поступают в блок обработки данных БОД, который подвергает эти сигналы предварительному и затем селективному усилению, синхронному детектированию и цифровой обработке, а потом в цифровом виде направляет в компьютер АК, который, во-первых, проводит окончательную обработку всего массива данных измерений и, во-вторых, управляет работой блоков комплекса в отдельности и комплекса в целом.

Измерения в режиме реального времени (в режиме *in situ*) с образцом  $S$  оптически одноосного ДК на эллипсометрическом устройстве требуют: *одновременности* регистрации во времени  $t$  электросигнала  $I_i(t)$  с выхода опорного фотоприемника  $ФП_i$  и других сигналов  $I_{jk}(t)$  с выходов остальных взятых парами фотоприемников  $ФП_{jk}$  в канале  $j$  измерений с индексом  $k$  в паре  $(j, k = 1, 2)$ ; должного *быстродействия* обработки электросигналов на всех стадиях операций детектирования, усиления (предварительного и селективного), синхронного детектирования, оцифровки электросигналов, ввода их в компьютер, осуществления математических алгоритмов обработки данных на массиве оцифрованных электросигналов, реализации численной обработки данных и команд управления процессом измерений; *полноты* массива данных. Слабым звеном в этой иерархии опе-

раций, организующих мониторинг ДК в режиме *in situ* их получения, оказываются *стабильность* интенсивности лазерного излучения и *длительность* электросигналов из-за конечности времен отклика фотоприемников на действие света вследствие релаксации носителей электрических зарядов в фотоприемниках и применения модуляции света. Неболлометрические фотоприемники типа ФЭУ, фотодиодов и т. п., а также пьезоэлектрические и магнитооптические модуляторы потоков света не имеют ограничений по быстродействию.

Мониторинг интенсивности  $I_i(t)$  лазерного света на входе в холо-эллипсомер, осуществляемый с помощью оптопары из светоделителя  $СД_i$  и фотоприемника  $ФП_i$ , позволяет обеспечить нормировку сигналов  $I_{jk}(t)$  в результате регистрации потоков света с линейными поляризациями на входе фотоприемников  $ФП_{jk}$ , причем такая нормировка осуществляется делением каждого  $jk$ -го из сигналов в получаемом наборе  $I_{jk}(t)$  на сигнал  $I_i(t)$  от входного потока света. При компьютерной обработке данных оперируют не только с аналоговыми  $I_{jk}(t)$ , но и нормированными сигналами  $i_{jk}(t)$  вида

$$i_{jk}(t) = [I_{jk}(t) / I_i(t)]. \quad (1)$$

Относительные величины, представленные соотношением (1), способствуют устойчивости математических алгоритмов, используемых для обработки всего массива данных измерений.

**Комплексные поляризационные аппаратные функции устройства.** Массив данных измерений несет информацию как с образца  $S$ , так и с других оптических элементов устройства, с которыми взаимодействуют поляризованные пучки света на их пути от лазера  $L$  до фотоприемников  $ФП_{jk}$ . Информацию с образца  $S$  для компонент потока света с линейными  $p$ -,  $s$ -поляризациями содержат комплексные амплитудные коэффициенты отражения  $r_{p,s}^*$  в эллипсометрии отражения света [4]:

$$r_{p,s}^* = r_{p,s} \cdot \exp(i\delta_{p,s}),$$

где  $r_{p,s}$  и  $\delta_{p,s}$  — модули и фазы коэффициентов отражения  $r_{p,s}^*$  [7].

В эллипсометрии рассеяния поляризованного света компоненты  $S_{uv}^*$  матрицы  $\hat{S}$  Джонса рассеивателя света имеют вид [10]:

$$S_{uv}^* = S_{uv} \exp(i\varphi S_{uv}), \quad (2)$$

где  $S_{uv}$  и  $\varphi S_{uv}$  — модуль и фаза компонента  $S_{uv}^*$  матрицы  $\hat{S}$  Джонса, причем каждый индекс из их пары  $uv$  коррелирует с индексами  $p$  или  $s$  главных линейных поляризаций потока света, например, на обычных светоделителях или с индексами  $\xi$  или  $\eta$  линейных поляризаций необыкновенной  $\xi$  и обыкновенной  $\eta$  световых волн в среде оптически одноосного кристалла.

Информацию о вкладе в массив данных со стороны других оптических элементов несут комплексные поляризационные аппаратные функции

$$A_{p,s}^* = A_{p,s} \cdot \exp(i\delta_{Ap,s}),$$

где  $A_{p,s}$  и  $\delta_{Ap,s}$  — модуль и фаза комплексной функции  $A_{p,s}^*$ .

В функции  $A_{p,s}^*$  сомножителями входят и амплитуды  $E_{oi(p,s)}$  электрических векторов ( $p, s$ )-компонент потока света на входе устройства, и вольтваттные чувствительности  $D_{jk}$  фотоприемников ФП $_{jk}$ , и комплексные амплитудные коэффициенты отражения и пропускания светоделителя СД $_e$ . Функции  $A_{p,s}^*$  на массиве данных исключают путем использования отношения  $\rho^*$  комплексных амплитудных коэффициентов отражения  $r_p^*$  и  $r_s^*$  в качестве основного уравнения ненулевой эллипсометрии [4]:

$$\rho^* = (r_p^*/r_s^*) = (r_p/r_s) \cdot \exp[i(\delta_p - \delta_s)] = (\operatorname{tg}\psi) \cdot \exp(i\Delta),$$

где эллипсометрические параметры (или углы)  $\psi$  и  $\Delta$  имеют вид [4]:

$$\psi = \operatorname{arctg}(\rho) = \operatorname{arctg}(r_p/r_s);$$

$$\Delta = (\delta_p - \delta_s).$$

Параметр  $\rho^*$  связан с отношениями получаемых сигналов  $I_{jk}$ , причем согласно организации измерений на устройстве (см. рисунок) индекс  $j$  связан с номером 1 или 2 измерительного канала при отражении (1) и пропускании (2) света светоделителем СД $_e$ , индекс  $k$  связан с номером (1 или 2) фотоприемников в измерительном канале или с индексами линейных взаимно поперечных поляризаций подпучков света в измерительных каналах, например, с индексом  $p$ - или  $s$ -поляризации в канале с поляризационным светоделителем ПСД $_1$  или с индексом «+»- или «-»-поляризации подпучков света в канале с поляризационным светоделителем ПСД $_2$ .

В лазерном холоэллипсометре аппаратные функции  $A_{p,s}^*$  на массиве сигналов  $i_{jk}(t)$  (1) для компонент потока света с линейными  $p$ - и  $s$ -поляризациями от образца  $S$  исключают предварительными дополнительными измерениями, размещая на пути потока света к образцу  $S$  на его месте (перед ним) другой эталонный рассеиватель  $S_3$ . Массив данных  $i_{jk3}(t)$  для этих дополнительных измерений на эталонном рассеивателе  $S_3$  заносят до измерений на образце  $S$  в блок памяти компьютера АК для последующей обработки всего массива данных  $i_{jk}(t)$ .

**Определение модуля главных компонент тензора нормального рассеяния света оптически одноосным кристаллом.** Рассмотрим методику измерений и обработки данных при мониторинге ДК на основе оптимального проведения измерений массива холоэллипсометрических параметров образца оптически одноосного двумерного кристалла [7]. Для отражения имеем известные [6, 7] модули  $r_{(\xi, \eta)}$  и разность  $\Delta$  фаз  $\delta_{\xi, \eta}$  комплексных амплитудных коэффициентов отражения  $r_{(\xi, \eta)}^*$  света, вызванных, в частности, необыкновенной  $\xi$  и обыкновенной  $\eta$  световой волной с линейной  $\xi$ - или  $\eta$ -поляризацией в слое среды ДК. А для рассеяния света это будут компоненты  $S_{iv}^*$  матрицы  $\hat{S}$  Джонса рассеяния света (или рассеивателя света) согласно формуле (2).

Функциональные аспекты организации работы неинтерференционного устройства, обеспечивающего реализацию лазерной холоэллипсометрии почти (т. е. не строго, но практически) нормального рассеяния света образцом оптически одноосного ДК как основы мониторинга ДК, опираются на физико-технические принципы понимания и реализации метода измерений параметров оптически анизотропного образца  $S$  как рассеивателя света. Формулировка физико-технических принципов схемного и оперативного обеспечения реализации любого варианта лазерной холоэллипсометрии *in situ* при мониторинге строится на базе соотношений для интенсивностей  $I_{jk}$  от пучков света с линейными  $p$ - и  $s$ -поляризациями на фотоприемниках  $\Phi_{P_{jk}}$  как функций по каждому параметру на массиве комплексных величин  $(r_{p,s}^*, S_{p,p}^*, S_{p,s}^*, S_{s,p}^*, S_{p,p}^*, A_{p,s}^*)$  в виде соответственных коэффициентов отражения, компонент матрицы рассеяния и аппаратных поляризационных функций.

Для вывода соотношений рассмотрим общий и практически значимый случай, в котором ориентированная некоторым образом оптическая ось  $\xi$  образца оптически одноосного ДК лежит в его плоскости при нормальном падении/отражении и рассеянии света с некоторой линейной поляризацией. Пусть эта ось  $\xi$  оптически одноосного ДК составляет угол  $\alpha$  с линейной  $p$ -поляризацией потока света на образце  $S$  и на светоделителе  $СД_e$  на входе холоэллипсометра, а  $E_{i(p,s)}$  — проекции амплитуды электрического вектора  $E_i$  светового поля вдоль направлений линейных  $p$ - и  $s$ -поляризаций потока света при входе на образец  $S$ . Линейно поляризованная световая волна при нормальном падении, войдя из вакуума в среду оптически одноосного кристалла, разделяется на плоские потоки волн с линейными поперечными поляризациями. В необыкновенной световой волне вектор электрической индукции  $D_\xi$  (при нормальном падении и вектор электрической напряженности  $E_\xi$ ) колеблется вдоль оптической оси  $\xi$ ; в обыкновенной световой волне вектора  $D_\eta$  и  $E_\eta$  электрических индукции и напряженности колеблются вдоль направления  $\eta$ , поперечного оптической оси  $\xi$  кристалла.

Комплексные амплитуды векторов  $\hat{E}_{pe}^*$  и  $\hat{E}_{se}^*$  в выходном потоке почти нормально рассеянного образцом  $S$  света с линейными  $p$ - и  $s$ -поляризациями находят на основе формализма векторов и матриц Джонса [4]:

$$\hat{E}_e^* = R(\alpha)\hat{S}R(-\alpha)\hat{A}^*\hat{E}_i^*;$$

$$\begin{pmatrix} \hat{E}_{pe}^* \\ \hat{E}_{se}^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_{\xi\xi} & S_{\xi\eta} \\ S_{\eta\xi} & S_{\eta\eta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{A}_{pe}^* & 0 \\ 0 & \hat{A}_{se}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{E}_{pi}^* \\ \hat{E}_{se}^* \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Недиagonальные компоненты  $S_{\xi\eta}$  и  $S_{\eta\xi}$  матрицы  $\hat{S}$  Джонса рассеяния света  $\sim \sin \phi_s$  ( $\phi_s$  — азимут плоскости рассеяния) и для почти нормального рассеяния света образцом  $S$ , когда азимут плоскости рассеяния  $\phi_s = 0$ , компоненты  $S_{\xi\eta}$  и  $S_{\eta\xi}$  матрицы  $\hat{S}$  равны нулю [11]. Проведя последовательно требуемые операции в (3), получим аналогичные представленным в [7] соотношения, только комплексные параметры ( $r_{\xi}^*, r_{\eta}^*$ ) отражателя следует заменить параметрами ( $S_{\xi\xi}$ ,  $S_{\eta\eta}$ ) рассеивателя, а произведения комплексных амплитудных коэффициентов пропускания ( $t_{pd}^*, t_{sd}^*$ ) и отражения ( $r_{pd}^*, r_{sd}^*$ ) на светоделителе  $СД_e$  для пучков света с линейными  $p$ - и  $s$ -поляризациями — адекватными компонентами матрицы  $\hat{A}^*$  аппаратной функции:

$$\hat{E}_{se}^* = \hat{E}_{pi}^* \hat{A}_{pe}^* (S_{\xi\xi} - S_{\eta\eta}) \sin \alpha \cos \alpha + \hat{E}_{si}^* \hat{A}_{se}^* (S_{\xi\xi} \sin^2 \alpha + S_{\eta\eta} \cos^2 \alpha); \quad (4)$$

$$\hat{E}_{pe}^* = \hat{E}_{pi}^* \hat{A}_{pe}^* (S_{\xi\xi} \cos^2 \alpha + S_{\eta\eta} \sin^2 \alpha) + \hat{E}_{si}^* \hat{A}_{se}^* (S_{\xi\xi} - S_{\eta\eta}) \sin \alpha \cos \alpha. \quad (5)$$

Поочередно пропускаем поток света с линейной  $p$ - или  $s$ -поляризацией, используя бинарный модулятор поляризации БМП. Тогда формулы (4) и (5) принимают, например, в случае  $p$ -поляризации следующий вид:

$$\begin{aligned} \hat{E}_{pe}^* &= \hat{E}_{pi}^* \hat{A}_{pe}^* (S_{\xi\xi} \cos^2 \alpha + S_{\eta\eta} \sin^2 \alpha); \\ \hat{E}_{se}^* &= \hat{E}_{pi}^* \hat{A}_{pe}^* (S_{\xi\xi} - S_{\eta\eta}) \sin \alpha \cos \alpha. \end{aligned}$$

При этом интенсивности сигналов  $I_{(p,s)e}$  имеют вид

$$\begin{aligned} I_{pe} &= |\hat{E}_{pe}^*|^2 = \\ &= I_{pi} |\hat{A}_{pe}^*|^2 \left[ |S_{\xi\xi}|^2 \cos^4 \alpha + |S_{\eta\eta}|^2 \sin^4 \alpha + |S_{\xi\xi}| |S_{\eta\eta}| \cos \Delta \varphi_{\xi\eta} (\sin^2 2\alpha) / 2 \right]; \end{aligned} \quad (6)$$

$$I_{pe} = |\hat{E}_{se}^*|^2 = I_{pi} |\hat{A}_{pe}^*|^2 \left| (S_{\xi\xi} - S_{\eta\eta}) \right|^2 (\sin^2 2\alpha) / 2.$$

Для оптически анизотропного образца  $S$  компоненты  $S_{\xi\xi}$ ,  $S_{\eta\eta}$  матрицы  $\hat{S}$  Джонса для рассеивателя света различны и сигнал  $I_{se}$  в (6) равен нулю с точностью до шума только при ориентации оптической оси  $\xi$  относительно направления линейной  $p$ -поляризации падающего на образец  $S$  потока света, заданной углом  $\alpha = 0$ . Это позволяет точно отследить установку образца с углом  $\alpha = 0$  при измерениях поворотом вокруг нормали к его плоскости.

Дополнительные предварительные измерения на эталонном идеальном рассеивателе  $S_3$ , помещаемом перед образцом  $S$  поперек набегающего на него потока света, характеризуются аналогичным соотношением:

$$I_{pe3} = |\hat{E}_{pe3}^*|^2 = I_{pi} |\hat{A}_{pe}^*|^2 \left[ |S_{\xi\xi3}| \right].$$

Учтем, что согласно (1) эффективны безразмерные нормированные сигналы  $i_{(p,s)e}(t)$  для образца  $S$  и  $i_{(p,s)e}(t)_3$  для эталона  $S_3$  соответственно в виде

$$i_{(p,s)e}(t) = [I_{(p,s)e} / I_{(p,s)i}] = |\hat{A}_{(p,s)e}^*|^2 \left[ |S_{\xi\xi(\eta\eta)}|^2 \right], \quad (7)$$

$$i_{(p,s)e}(t)_3 = [I_{(p,s)e3} / I_{(p,s)i}] = |\hat{A}_{(p,s)e}^*|^2 \left[ |S_{\xi\xi(\eta\eta)_3}|^2 \right]. \quad (8)$$

Поделив сигнал  $i_{(p,s)e}(t)$  (7) для образца  $S$  на сигнал  $i_{(p,s)e}(t)_3$  для эталона  $S_3$  (8), получаем оптимальные соотношения для приведенных сигналов  $i_{\text{пр}(p,s)e}(t)$ :

$$i_{\text{пр}(p,s)e}(t) = [i_{(p,s)e} / i_{(p,s)e}(t)_3] = \left[ |S_{\xi\xi(\eta\eta)}|^2 / |S_{\xi\xi(\eta\eta)_3}|^2 \right]. \quad (9)$$

Соотношение (9) позволяет находить модули  $|S_{\xi\xi(\eta\eta)}|$  комплексных главных компонент  $S_{\xi\xi(\eta\eta)}^*$  тензора (матрицы) Джонса  $\hat{S}$  для рассеивателя света в виде оптически одноосного двумерного кристалла.

**Разность фаз главных компонент матрицы рассеяния.** Существенным фактором в порождении рассеянного света выступает спонтанность разрядки возбужденных состояний атомов и молекул среды рассеивающего свет объекта [10—13]. Эффективное ненулевое усреднение по движению частиц тела в объеме  $dV$  получают, когда происходит интерференция проекций электрических векторов рассеянной волны  $\mathbf{E}'_{\xi}$  и  $\mathbf{E}'_{\eta}$  ( $\mathbf{E}'_{\xi} \perp \mathbf{E}'_{\eta}$ ) на направления, отвечающие направлениям линейных поляризаций потока света, выделяемых с помощью специально устанавливаемой линейной поляризационной призмы,



причем выделяемые такой поляризационной призмой собственные линейные поляризации образуют угол по азимуту, равный  $\pm 45^\circ$ , с поляризацией  $\mathbf{e}'_\xi \uparrow \uparrow \mathbf{E}'_\xi$ , поперечной плоскости рассеяния  $(\mathbf{k}\mathbf{k}')$ . Действительно, любая  $j$ -я слагаемая потока рассеянного света в точке наблюдения, отвечающая молекуле в  $j$ -й точке объема  $dV$  среды, есть сумма поперечных друг другу и направлению  $\mathbf{k}'$  рассеянного света векторов  $\mathbf{E}'_{j\xi}$  и  $\mathbf{E}'_{j\eta}$ , для которых разность  $\Delta\varphi_{0j\xi\eta}$  начальных фаз  $\varphi_{0j\xi}$  и  $\varphi_{0j\eta}$  остается постоянной при беге в среде этой парциальной волны. Эти компоненты могут интерферировать при подобранных условиях их распространения в пространстве при помощи линейной поляризационной призмы. Любая другая  $k$ -я слагаемая потока рассеянного света в точке наблюдения, порождаемая в  $k$ -й точке объема  $dV$  среды, дает сходную картину интерференции. Картины эти из-за временной некогерентности исходных ( $j$ -й и  $k$ -й) слагаемых потока волн рассеяния накладываются друг на друга так, что суммируются их интенсивности. Такая картина идентична классической ситуации наблюдения интерференции от обычных некогерентных источников видимого света, как впервые выявил это О. Френель [12]. Он показал, что, взяв участок светящегося тела, выделив два идущих от него узких пучка вполне монохроматического света и пустив их разными путями, сообщаем таким образом разные набеги фаз и, сведя эти пучки потом в одной точке плоскости наблюдения, наблюдаем интерференционную картину.

Рассмотрим эффект интерференции в поле рассеянных волн, используя геометрию почти (т. е., не строго, но практически) нормального рассеяния света в телесный угол с малым углом  $\Delta\theta$  раствора относительно оптической оси коллиматора (см. рисунок). Коллиматор формирует из этого расходящегося пучка рассеянного света плоский поток и посылает через компенсатор С на выходной светоделитель СД<sub>е</sub>, разделяющий падающий на него поток света на два пучка. Один из пучков отражается, допустим, на анализатор поляризации света в виде линейной поляризационной призмы, выделяющей пучки света с линейными ( $\pm$ )-поляризациями, повернутыми по азимуту на угол  $\pm 45^\circ$  относительно направлений линейных  $p$ - и  $s$ -поляризаций потока волн на светоделителе СД<sub>е</sub>. Присущее для электродинамики сплошных сред [12] усреднение делают сначала по движению микрочастиц в молекулах рассеивателя, что равноценно усреднению во времени при регистрации сигнала. Другое усреднение представляют как суммирование на массиве  $j$ -х частиц в объеме среды, актуальном для геометрии эксперимента:

$$I_{(\pm)e} = \sum_j \left\langle |E'_{\xi j} \pm E'_{\eta j}|_e^2 / 2 \right\rangle.$$

Интерференция представлена разностью  $\Delta I_{\text{инт}}$  интерференционных сигналов  $I_{+e}$  и  $I_{-e}$ :

$$\Delta I_{\text{инт}} = |I_{+e} - I_{-e}| = \left| \sum_j \left\langle \left( E'_{\xi} E'_{\eta}{}^* + E'_{\xi}{}^* E'_{\eta} \right)_j \right\rangle \right|.$$

Парциальная волна рассеянного света, рожденного некоторой  $j$ -й молекулярной частицей, удаляясь от нее, живет независимо от других волн рассеянного света. Эта волна рассеянного света, следуя законам электродинамики Максвелла — Лоренца [12], бежит в слое, как в низкодобротном резонаторе Фабри — Перо. Парциальные пучки рассеянного света отличаются от падающего пучка направлением бега под углом  $\theta_s$  и частотой  $\omega'$ . Пучки волн рассеянного света на выходе из фактически прозрачного слоя модулируются амплитудным коэффициентом выхода  $t(\omega', \theta_s, d)$ :

$$E'_{es}(\omega', \theta_s, d)_{(\xi, \eta)} = t_{(\xi, \eta)}(\omega', \theta_s, d) E'_{i(\xi, \eta)};$$

$$t_{(\xi, \eta)} = \left\{ \tau_{10} \exp(i\varphi_1) / [1 - \rho_{10}\rho_{12} \exp(2i\varphi_1)] \right\} E'_{i(\xi, \eta)}.$$

Если пренебречь мнимой частью комплексного показателя преломления в силу прозрачности слоя, здесь  $E'_{es}(\omega', \theta_s, d)_{(\xi, \eta)}$  и  $E'_{i(\xi, \eta)}$  — комплексные амплитуды парциальных волн рассеяния света с линейными  $\xi$ - и  $\eta$ -поляризациями на выходе из слоя и при рождении волн в  $j$ -й точке среды 1-го слоя;  $\tau_{\alpha\beta(\xi, \eta)}$ ,  $\rho_{\alpha\beta(\xi, \eta)}$  — комплексные амплитудные коэффициенты Френеля для пропускания, отражения пучков света с линейными  $\xi$ - и  $\eta$ -поляризациями на межграничной поверхности ( $\alpha\beta$ ) для  $\alpha$ -й и  $\beta$ -й среды;  $\varphi_{1(\xi, \eta)}$  — набег фазы при беге в среде 1-го слоя для парциальной световой волны рассеяния с линейной  $\xi$ - ( $\eta$ -) поляризацией на выходе из слоя:

$$\varphi_{1(\xi, \eta)} = (\omega' n' / c) [d / \cos \theta_{s(\xi, \eta)}], \quad (10)$$

где  $\theta_{s(\xi, \eta)}$  — угол рассеяния световой волны в среде 1-го слоя относительно нормали  $\mathbf{n}$  поверхности (01) для вакуума 0 и среды 1-го слоя.

**Разделение вкладов в рассеяние света нанослоем.** Источники рассеяния света нанослоем — поверхности  $S$  вследствие неизбежного наличия шероховатостей для их межфазных ( $\alpha\beta$ )-границ нанослоя и объема  $V$  из-за различных неоднородностей параметров в пределах подповерхностных областей слоя, в частности, показателей преломления, плотности вещества среды, наличия примесей и т. п. Важно, что поверхностные механизмы рассеяния света не зависят, а объем-

ные механизмы зависят от толщины  $d$  нанослоя [11]. Зависимость эта дана разностью  $\Delta\varphi_{1\xi\eta}$  фаз  $\varphi_{1\xi}$  и  $\varphi_{1\eta}$  (10) в случае необыкновенной и обыкновенной волн рассеянного света в среде 1-го нанослоя:

$$\Delta\varphi_{1\xi,\eta} = \varphi_{1\xi} - \varphi_{1\eta} = (\omega'\Delta n/c)d,$$

где  $\Delta n$  — двулучепреломление среды 1-го нанослоя;  $c$  — скорость света.

В силу независимости поверхностного и объемного вкладов в механизмы генерации тензора  $\hat{S}$  рассеяния света главные компоненты такого тензора  $S_{\xi\xi}$ ,  $S_{\eta\eta}$  представляются суммой вида

$$S_{\xi\xi(\eta\eta)} = S_{\xi\xi(\eta\eta)s} + S_{\xi\xi(\eta\eta)v}, \quad (11)$$

где  $S_{\xi\xi(\eta\eta)s}$  — главная поверхностная компонента матрицы  $\hat{S}$  рассеяния света;  $S_{\xi\xi(\eta\eta)v}$  — главная объемная компонента матрицы  $\hat{S}$  рассеяния света, причем первое слагаемое  $S_{\xi\xi(\eta\eta)s}$  в формуле (11) представляется как предел полного компонента  $S_{\xi\xi(\eta\eta)}$  тензора  $\hat{S}$  рассеяния света на нулевую толщину  $d = 0$  нанослоя двумерного кристалла.

Таким образом, представлены как физические и технические принципы схемотехнической и функциональной организации лазерного неинтерференционного холоэллипсометра с почти нормальным рассеянием лазерного излучения нанослоем оптически одноосного двумерного кристалла, так и основные уравнения холоэллипсометрии, реализация которой обеспечивается лазерным устройством посредством измерений в реальном времени адекватных холоэллипсометрических параметров оптически прозрачного нанослоя двумерного одноосного кристалла как рассеивателя лазерного излучения. Показана возможность разделять и поверхностные и объемные (подповерхностные) механизмы рассеяния света.

*Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» за 2009–2013 гг.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алферов Ж.И. Нанотехнологии: перспективы развития в России // Наука Москвы и регионов. 2005. № 2. С. 41—47.
2. In situ spectroscopic ellipsometry as a versatile tool for studying atomic layer deposition / E. Langereis, S.B.S. Heil, H.C.M. Knoop at el. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. No. 07. P. 3001.
3. Конотопов М.В., Тебекин А.В. Концепция стратегии развития производственных технологий // Инновации и инвестиции. 2007. № 1 (9). С. 2—15.
4. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 583 с.
5. Pemble M.P. NESSPIOM — Network for enhanced semiconductor surface processing through in situ optical monitoring // Surf. Interface Anal. 2001. Vol. 31. P. 1012—1016.

6. Кирьянов А.П. Голоэллипсометрия *in situ*: основы и применения. М.: МГУДТ, 2003. 220 с.
7. Интерференционная холоэллипсометрия *in situ* прозрачного двумерного одноосного кристалла при нормальном отражении лазерного излучения / М. Али, Ю.Ю. Качурин, А.П. Кирьянов и др. // Вестник РУДН. 2012. № 1. С. 84—91.
8. Anthon E.W. Scatterometer using polarized light to distinguish between bulk and surfact scatter // United States Patent No. 4,668,860; 26.05.1987.
9. Kovalev V.I., Rukovischnikov A.I., Rossukanyi N.M., Perov P.I. New high precision and high speed automatic ellipsometer with polarization switching for *in situ* control in semiconductor device technologies // Physics of Semiconductor Devices. New Delhi: Tata McGraw-Hill. 1999. P. 244—249.
10. Фабелинский И.Л. Молекулярное рассеяние света. М.: Наука, 1965. 511 с.
11. Elson J.M. Multilayer-coated optics: guided-wave coupling and scattering by means of interface random roughness // J.O.S.A. 1995. Vol. A12. P. 729—742.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1980. 664 с.
13. Волькенштейн М.С. Молекулярная оптика. М.: ГИТТЛ, 1951. 744 с.

Статья поступила в редакцию 16.10.2012