

УДК 535.55

ã И. М. Соколов, Я. А. Фофанов

**ФЛУКТУАЦИИ СИГНАЛА ОПТИЧЕСКОГО
ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ В ИЗМЕРЕНИЯХ С ГЛУБОКОЙ
МОДУЛЯЦИЕЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ**

Теоретически исследована точность определения стационарного двулучепреломления прозрачных объектов в измерениях с модуляцией поляризации пробного излучения и дифференциальным подавлением избыточных шумов. Получены аналитические выражения для спектра флуктуаций сигнала двулучепреломления. Проанализировано отношение сигнал/шум в зависимости как от свойств измеряемого объекта, так и от параметров измерительной схемы. Проведено сравнение с выполненными ранее экспериментами.

ВВЕДЕНИЕ

Повышение качества оптических элементов, используемых в современном приборостроении, тесно связано с совершенствованием методов контроля процессов их изготовления. Одним из способов такого контроля является анализ оптического двулучепреломления этих элементов. Необходимость высокоточного измерения оптической анизотропии, зачастую очень слабой, накладывает определенные ограничения на используемые для этих целей методики. Многие методы, ставшие уже традиционными, не позволяют производить измерения с требуемой точностью и чувствительностью (см., например, обзор [1] и лит. там).

Проблема повышения чувствительности и точности тесно связана с проблемой снижения погрешностей измерений. При этом если вопрос о систематических, или приборных, ошибках исследован достаточно подробно [2–5], то влияние флуктуаций и связанных с ними случайных ошибок изучено менее обстоятельно.

Для снижения уровня шумов часто применяются модуляционные схемы, когда поляризация пробного излучения промодулирована во времени, а регистрация осуществляется методами синхронного или фазо-чувствительного детектирования. Выбор частот модуляции в свободных от технических шумов участках спектра может обеспечить значительное увеличение точности по сравнению с измерениями постоянными сигналами. В то же время данный подход не всегда является удовлетворительным [6]. Это связано с тем, что для традиционных схем построения поляризационных анализаторов [3] флуктуации источников света, приводящие к флуктуациям фототока в полосе частот модуляции, воспринимаются как полезный сигнал. Помимо этого, даже при отсутствии потерь в исследуемом объекте, фотоприемник реги-

стрирует только ту часть выходящего из объекта излучения, которую пропускает анализатор. Все это накладывает определенные ограничения на возможности модуляционных измерений.

Одним из способов более существенного подавления избыточных шумов и решения проблемы потерь света является применение дифференциальных схем регистрации. В этих схемах анализ поляризации пробного излучения осуществляется на основе измерения разностного тока двух фотодетекторов, помещенных в разные выходные каналы поляризационного делителя. Дифференциальные методы успешно применяются для регистрации слабой анизотропии [1, 7–9]. Экспериментально продемонстрирована перспективность их применения для измерений линейной анизотропии с чувствительностью на уровне дробовых шумов [10]. Теоретически обоснована применимость дифференциальных методов для достижения субдробовой чувствительностью при использовании сильно модулированного лазерного излучения в сжатом состоянии [11]. Вместе с тем ряд важных аспектов, касающихся проявления избыточных шумов при использовании дифференциальных методов регистрации в экспериментах с модуляцией поляризации, изучен недостаточно подробно.

Настоящая работа посвящена подробному теоретическому анализу случайных ошибок, имеющих место для схем, в которых традиционная процедура измерений с модуляцией поляризации пробного излучения сочетается с дифференциальной регистрацией полезных сигналов. На основе этого анализа, а также результатов предыдущей работы [12] нами рассчитывается отношение сигнал/шум при измерении двойного лучепреломления прозрачных объектов и исследуется зависимость этого отношения как от свойств измеряемого объекта, так и от параметров измерительной схемы.

СПЕКТР ФЛУКТУАЦИЙ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА СПЕКТРОАНАЛИЗАТОРА

Блок-схема экспериментальной установки, сочетающей модуляцию и дифференциальную регистрацию, подробно описана в нашей работе [12]. В настоящей работе мы будем широко использовать те обозначения, которые введены в [12]. Непосредственно наблюдаемой величиной является выходной сигнал $i_T(t)$ анализатора спектра (SA). В общем случае эта величина является случайной функцией времени. Ее флуктуации, которые мы будем характеризовать дисперсией $N^2 = \langle i_T(t)^2 \rangle - \langle i_T(t) \rangle^2$, и определяют случайные погрешности (здесь и далее угловыми скобками будем обозначать усреднение по ансамблю случайных параметров, определяющих результат измерений).

Дисперсия N может быть связана с дисперсией входного тока $i(t)$ спектроанализатора, т. е. разностного тока дифференциального преобразователя (см. [12]), а последняя выражена через флуктуации регистрируемого электромагнитного излучения. Учитывая характер преобразования сигнала в анализаторе спектра [12], находим

$$N^2 = \frac{1}{T^2} \int_t^{t+T} \int_t^{t+T} G(t_1, t_2) dt_1 dt_2. \quad (1)$$

Корреляционная функция $G(t_1, t_2)$ сигнала видеодетектора выражается через спектральную корреляционную функцию разностного фототока $i(t)$:

$$\begin{aligned} G(t_1, t_2) = & -\left(\frac{2}{p}\right)^2 \times \\ & \times \int_{\Omega-d/2}^{\Omega+d/2} \int_{\Omega-d/2}^{\Omega+d/2} \frac{dw_1 dw_2}{(2p)^2} \left\{ \langle di^*(w_1) di^*(w_2) \rangle e^{i(w_1-\Omega)t_1 + i(w_2-\Omega)t_2} + \right. \\ & + \langle di(w_1) di(w_2) \rangle e^{-i(w_1-\Omega)t_1 - i(w_2-\Omega)t_2} - \\ & - \langle di^*(w_1) di(w_2) \rangle e^{i(w_1-\Omega)t_1 - i(w_2-\Omega)t_2} - \\ & \left. - \langle di(w_1) di^*(w_2) \rangle e^{-i(w_1-\Omega)t_1 + i(w_2-\Omega)t_2} \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

где $\langle di(w_1) di(w_2) \rangle = \langle i(w_1) i(w_2) \rangle - \langle i(w_1) \rangle \langle i(w_2) \rangle$, а Ω — частота фильтра, которая предполагается равной частоте модуляции. При выводе формулы (2) для простоты предположили, что фильтр является полосовым и имеет единичную функцию пропускания во всей полосе d .

Для произвольного случайного процесса $i(t)$ величина $G(t_1, t_2)$ зависит от двух аргументов t_1

и t_2 по отдельности. Мы в дальнейшем будем предполагать, что флуктуации всех параметров, определяющих величину выходного сигнала анализатора, являются стационарными. При этом, как будет показано далее, несмотря на то, что шумы фототоков в обоих каналах нестационарны вследствие модуляции поляризации пробного света, флуктуации выходного тока спектроанализатора являются стационарными и коррелятор $G(t_1, t_2)$ зависит только от разности времен $t = t_1 - t_2$: $G(t_1, t_2) = G(t)$. Шумы измерения определяются в этом случае фурье-образом корреляционной функции G по разностному аргументу:

$$N^2 = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) \frac{\sin^2(\omega T/2)}{(\omega T/2)^2} \frac{d\omega}{2p}, \quad (3)$$

где

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} G(t) \exp(i\omega t) dt. \quad (4)$$

Заметим, что при больших T основной вклад при вычислении интеграла (3) дает область $\omega \leq 1/T$. Если спектр $G(\omega)$ не содержит резких резонансов в указанной области частот, то величина шумов уменьшается при увеличении времени измерения: $N \propto 1/\sqrt{T}$.

Формула (3) описывает флуктуации выходного сигнала спектроанализатора и позволяет при известной спектральной плотности шумов фототоков (или флуктуаций интенсивности регистрируемого пробного излучения) рассчитать погрешности измерений. В данной работе мы планируем провести сравнение с выполненными ранее экспериментами [13], в которых погрешности измерений определялись экспериментально.

В работе [13] использовался селективный вольтметр, подключенный к выходу видеодетектора спектроанализатора. Селективный вольтметр позволял измерять не только флуктуации показаний анализатора, но и исследовать их спектр. При этом оказалось технически удобнее настраивать селективный вольтметр на частоту 1000 Гц. Таким образом, в эксперименте качество измерительной установки оценивалось отношением среднего значения сигнала видеодетектора к уровню его шумов на частоте 1000 Гц. По этой причине для сравнения результатов настоящего теоретического расчета с экспериментом [13] помимо дисперсии (3) нам надо также знать спектр флуктуаций выходного сигнала видеодетектора SA. Для его вычисления заметим, что блок-схема селективного вольтметра, используемого в [13], совпадает со схемой спектроанализатора. Он также состоит из фильтра, выпрямителя и интегратора. Отличие состоит лишь в характерных значениях резонансных

частот фильтров, их полос пропускания и временах накопления сигналов.

В работе [14] установлено, что если спектральная плотность входного сигнала меняется слабо на интервалах порядка d' , а время накопления много больше всех других характерных времен, то показания прибора типа селективного вольтметра с полосой пропускания d' , настроенного на частоту ψ , могут быть рассчитаны по простой формуле

$$N^2(\psi) = d' G(\psi). \quad (5)$$

Таким образом, для теоретической оценки погрешностей поляризационных измерений, а также анализа результатов эксперимента [13] необходимо вычислить спектральную плотность $G(\psi)$.

Флуктуации выходного сигнала в конфигурации II

Вычислим коррелятор $G(t)$ и его фурье-образ $G(\psi)$ вначале для поляризационной схемы, обозначаемой как схема II (подробное описание см. [12]). Корреляционные функции разностного тока можно выразить через корреляционные функции фототоков $i_1(t)$ и $i_2(t)$ двух фотодетекторов, входящих в дифференциальную схему:

$$\begin{aligned} \langle i(t_1)i(t_2) \rangle &= \\ &= \langle i_1(t_1)i_1(t_2) \rangle + \langle i_2(t_1)i_2(t_2) \rangle - \\ &\quad - \langle i_1(t_1)i_2(t_2) \rangle - \langle i_2(t_1)i_1(t_2) \rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

Аналогичная формула может быть написана и для коррелятора $\langle di(w_1)di(w_2) \rangle$.

Согласно квантовой теории фотодетектирования, разработанной Глаубером и развитой в ряде последующих работ (см. [15]), эти корреляционные функции можно выразить через корреляционные функции регистрируемого электромагнитного поля следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle i_{1(2)}(t_1)i_{1(2)}(t_2) \rangle &= \bar{e}\bar{i}_{1(2)}(t_1)d(t_1-t_2) + \\ &+ \left(\frac{eq}{2p\hbar\omega_0} \right)^2 \times \\ &\times \iint_{S_{1(2)}} d^2r_1 d^2r_2 \langle \hat{T}(E^+(\mathbf{r}_1t_1)E^+(\mathbf{r}_2t_2))T(E^-(\mathbf{r}_1t_1)E^-(\mathbf{r}_2t_2)) \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

где e — заряд электрона; T и $\hat{T}$ — операторы упорядочения и антиупорядочения; интегрирование ведется по поверхности $S_{1(2)}$ первого или второго фотоприемника, площади поверхностей которых предполагаются больше сечения луча, а их квантовые эффективности q мы будем считать

одинаковыми; ω_0 — средняя частота пробного излучения. Первое слагаемое описывает дробовые шумы, связанные с дискретным характером поглощения детектором энергии электромагнитного поля, второе обусловлено флуктуациями падающего на детектор излучения. Операторы $E^\pm$ — положительно- и отрицательно-частотные части гейзенберговских операторов электромагнитного поля¹⁾. Корреляционная функция фототоков разных детекторов будет отличаться отсутствием дробовых слагаемых и тем, что интегралы вычисляются по поверхностям разных фотоэлементов:

$$\begin{aligned} \langle i_{1(2)}(t_1)i_{2(1)}(t_2) \rangle &= \\ &= \left(\frac{eq}{2p\hbar\omega_0} \right)^2 \iint_{S_1S_2} d^2r_1 d^2r_2 \langle \hat{T}(E^+(\mathbf{r}_1t_1)E^+(\mathbf{r}_2t_2)) \times \\ &\times T(E^-(\mathbf{r}_1t_1)E^-(\mathbf{r}_2t_2)) \rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

В случае если флуктуирует только источник пробного света, а все параметры оптического и электронного трактов постоянны, для корреляторов (7) и (8) получатся следующие выражения:

$$\begin{aligned} \langle i_{1(2)}(t_1)i_{1(2)}(t_2) \rangle &= \\ &= e\bar{i}_{1(2)}(t_1)d(t_1-t_2) + \bar{i}_{1(2)}(t_1)\bar{i}_{1(2)}(t_2) + \\ &+ G_E(t_1, t_2)k^2k_{1(2)}^2(1 \pm \cos(j + A\sin(\Omega t_1))) \times \\ &\times (1 \pm \cos(j + A\sin(\Omega t_2)))/4; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \langle i_{1(2)}(t_1)i_{2(1)}(t_2) \rangle &= \bar{i}_{1(2)}(t_1)\bar{i}_{1(2)}(t_2) + \\ &+ G_E(t_1, t_2)k^2k_1k_2(1 \pm \cos(j + A\sin(\Omega t_1))) \times \\ &\times (1 \pm \cos(j + A\sin(\Omega t_2)))/4, \end{aligned}$$

где $\bar{i}_{1(2)}$ — средние значения токов фотодетекторов; j — разность фаз ортогонально поляризованных компонент, создаваемая образцом; A и Ω — амплитуда и частота модуляции; k — коэффициент, учитывающий полное пропускание оптического и электронного трактов, и в частности преобразование ток—напряжение, осуществляемое дифференциальным преобразователем DP (см. рис. 1 работы [12]); k_1 и k_2 — коэффициенты пропускания фильтров F_1 и F_2 ²⁾. Формула (9) написана в предположении произвольной величины

¹⁾ Здесь мы считаем, что свет на каждый фотоприемник приходит полностью поляризованным, поэтому поляризационные индексы опущены.

²⁾ Буквами k, k_1, k_2, A, Ω здесь и далее обозначены средние значения соответствующих параметров; флуктуации этих величин мы будем в дальнейшем обозначать как $dk, dk_1, dk_2, dA, d\Omega$.

двулучепреломления образца. Формулы для слабой анизотропии могут быть получены как частный случай.

Кумулянт $G_E(t_1, t_2)$, входящий в (9), описывает флуктуации электромагнитного поля пробного луча на входе в систему, т. е. флуктуации источника света:

$$G_E(t_1, t_2) = \left(\frac{eq}{2p\hbar w_0} \right)^2 \times \int \int_{S_{(2)}} d^2r_1 d^2r_2 \left(\left\langle \hat{E}^+(\mathbf{r}_1 t_1) \hat{E}^+(\mathbf{r}_2 t_2) \right\rangle \times \right. \\ \left. \times T(\hat{E}^-(\mathbf{r}_1 t_1) \hat{E}^-(\mathbf{r}_2 t_2)) \right\rangle - \\ - \left\langle \hat{E}^+(\mathbf{r}_1 t_1) \hat{E}^-(\mathbf{r}_1 t_1) \right\rangle \left\langle \hat{E}^+(\mathbf{r}_2 t_2) \hat{E}^-(\mathbf{r}_2 t_2) \right\rangle \Bigg); \\ G_E(w) = \int_{-\infty}^{\infty} G_E(t) \exp(iwt) dt. \quad (10)$$

В случае, когда параметры оптического и электронного трактов испытывают малые флуктуации и флуктуации различных параметров независимы между собой, коррелятор фототоков $\langle di(t_1) di(t_2) \rangle$ равен

$$\langle di(t_1) di(t_2) \rangle = e(\bar{i}_1(t_1) + \bar{i}_2(t_1)) d(t_1 - t_2) + \\ + G_E(t_1, t_2) k^2 \times \\ \times (k_1 - k_2 + (k_1 + k_2) \cos(j + A \sin(\Omega t_1))) \times \\ \times (k_1 - k_2 + (k_1 + k_2) \cos(j + A \sin(\Omega t_2))) / 4 + \\ + \bar{i}_1(t_1) \bar{i}_2(t_2) G_{k_1}(t_1, t_2) / k_1^2 + \\ + \bar{i}_1(t_1) \bar{i}_2(t_2) G_{k_2}(t_1, t_2) / k_2^2 + \\ + \bar{i}(t_1) \bar{i}(t_2) G_k(t_1, t_2) / k^2 + \\ + i_0^2 k^2 (k_1 + k_2)^2 \sin(j + A \sin(\Omega t_1)) \times \\ \times \sin(j + A \sin(\Omega t_2)) \times \\ \times (A^2 G_\Omega(t_1, t_2) \cos(\Omega t_1) \cos(\Omega t_2) + \\ + G_A(t_1, t_2) \sin(\Omega t_1) \sin(\Omega t_2)) / 4, \quad (11)$$

где i_0 — постоянная величина, равная суммарному фототоку двух детекторов в случае $k = k_1 = k_2 = 1$ (см. [12]). Кумулянты G_Ω, G_A, G_k определены следующим образом:

$$G_\Omega(t_1, t_2) = \langle \Omega(t_1) \Omega(t_2) \rangle - \Omega^2;$$

$$G_\Omega(w) = \int_{-\infty}^{\infty} G_\Omega(t) \exp(iwt) dt; \\ G_k(t_1, t_2) = \langle k(t_1) k(t_2) \rangle - k^2; \\ G_k(w) = \int_{-\infty}^{\infty} G_k(t) \exp(iwt) dt; \quad (12) \\ G_A(t_1, t_2) = \langle A(t_1) A(t_2) \rangle - A^2; \\ G_A(w) = \int_{-\infty}^{\infty} G_A(t) \exp(iwt) dt.$$

В выражении (11) первое и второе слагаемые описывают дробовые и избыточные шумы света, третье, четвертое и пятое — флуктуации коэффициентов пропускания двух каналов регистрации и всего электронного тракта, шестое слагаемое определяет амплитудные и фазовые флуктуации модулятора. Проанализируем вклады этих составляющих по-отдельности.

1. Дробовые шумы

Вычислив фурье-компоненту дробового вклада в коррелятор фототоков

$$\langle di(w_1) di(w_2) \rangle_{dp} = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \langle di(t_1) di(t_2) \rangle_{dp} \exp(iw_1 t_1 + iw_2 t_2) dt_1 dt_2 = \\ = e(\bar{i}_1(w_1 + w_2) + \bar{i}_2(w_1 + w_2)) \quad (13)$$

и аналогичные выражения для $\langle di(w_1) di^*(w_2) \rangle_{dp}$, $\langle di^*(w_1) di^*(w_2) \rangle_{dp}$ и $\langle di^*(w_1) di(w_2) \rangle_{dp}$, подставив их в (2) и вычислив фурье-образ, получим дробовой вклад $G_{dp}(\Psi)$ для конфигурации П:

$$G_{dp}(\Psi) = \\ = \frac{4ei_0}{p^2} k(k_1 + k_2) (1 + k_a \cos j (J_0(A) - J_2(A))), \quad (14)$$

где $k_a = (k_1 - k_2) / (k_1 + k_2)$ — коэффициент асимметрии балансной схемы, $J_0(A), J_2(A)$ — функции Бесселя.

2. Избыточные шумы света

С учетом равенств (9) и (10) вклад избыточных шумов в коррелятор фототоков равен следующей свертке:

$$\langle di(w_1) di(w_2) \rangle_{изб} = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} dw G_E(w) \bar{i}(w_1 - w) \bar{i}(w_2 + w) / i_0. \quad (15)$$

Подставляя это и аналогичные выражения для сопряженных корреляционных функций в (2) и проводя фурье-преобразование в соответствии с (4), получим

$$G_{изб}(\Psi) = \frac{k^2}{p^2} (k_1 + k_2)^2 \times \\ \times \left(\sin^2 j \sum_{l=0}^{\infty} \{ (J_{2l+1}^2(A) + J_{2l-1}^2(A)) \times \right. \\ \times (G_E(\Psi + 2l\Omega) + G_E(\Psi - 2l\Omega)) \} + \\ + \cos^2 j \sum_{l=1}^{\infty} \{ (J_{2l}^2(A) + J_{2l+2}^2(A)) \times \\ \times (G_E(\Psi + (2l+1)\Omega) + G_E(\Psi - (2l+1)\Omega)) \} + \\ + (k_a + \cos j (J_0(A) - J_2(A)))^2 \times \\ \times (G_E(\Psi + \Omega) + G_E(\Psi - \Omega)) \} \right). \quad (16)$$

Анализ спектра (16) позволяет сделать несколько выводов относительно подавления избыточных шумов зондирующего света в поляризационной схеме П. Во-первых, от параметра асимметрии k_a зависит только последнее слагаемое, причем в зависимости от величины $\cos j (J_0(A) - J_2(A))$ возможны два предельных случая. Если $|\cos j (J_0(A) - J_2(A))| \ll 1$, то зависимость от k_a будет симметричной и шумы будут наименьшими при $k_a = 0$, т. е. при полностью симметричной схеме. В другом случае $|\cos j (J_0(A) - J_2(A))| \geq 1$ зависимость будет несимметричной, и шумы будут достигать минимума либо при $k_a = -1$, если $\cos j (J_0(A) - J_2(A)) > 0$, либо при $k_a = 1$ в противоположном случае. Физическая причина асимметричной зависимости шумов от k_a при малой глубине модуляции и для слабо анизотропного образца состоит в том, что в этом случае шумы фототока одного из каналов много больше, чем второго, а вклады в наблюдаемый сигнал одного порядка. Уменьшение абсолютной величины фототока сильно шумящего канала приводит к уменьшению шумов разностного фототока.

Вторая важная особенность спектра (16) состоит в том, что он содержит слагаемые, которые для несбалансированной схемы ($k_a \neq 0$) не зависят от величины сигнала, а для полностью сбалансированной схемы пропорциональны $\cos^2 j$. Эти слагаемые при уменьшении сигнала стремятся к постоянной величине, определяемой спектром флук-

туаций пробного излучения на нечетных гармониках частоты модуляции. И, наконец, в спектре шума наблюдаемого сигнала есть составляющие, определяемые шумами лазерного излучения вблизи нулевых частот — $\sin^2 j G_E(\Psi)$.

Заметим, что в установках, не предназначенных для анализа спектров шумов, а измеряющих только двулучепреломление исследуемых объектов, анализатор флуктуаций отсутствует. При этом флуктуациям наблюдаемой соответствует область спектра $\Psi = 0$. Хотя слагаемые, содержащие $\sin^2 j G_E(\Psi)$, при малых j пропорциональны малому фактору j^2 , при высоких шумах источника света в указанной области частот эти слагаемые могут быть доминирующими. Таким образом, наличие модуляции не позволяет полностью решить проблему шумов лазера на низких частотах.

3. Шумы коэффициентов пропускания оптического и электронного трактов

Выражение для спектра этих шумов может быть получено аналогично тому, как вычислялся вклад шума пробного излучения. Опуская простые, но громоздкие промежуточные вычисления, приведем окончательный результат. Флуктуации коэффициента пропускания части тракта, общей для обоих каналов:

$$G_k(\Psi) = \\ = \frac{i_0^2}{p^2} (k_1 + k_2)^2 \left(2 \sin^2 j \sum_{l=0}^{\infty} \{ (J_{2l+1}^2(A) + J_{2l-1}^2(A)) \times \right. \\ \times (G_k(\Psi + 2l\Omega) + G_k(\Psi - 2l\Omega)) \} + \\ + 2 \cos^2 j \sum_{l=1}^{\infty} \{ (J_{2l}^2(A) + J_{2l+2}^2(A)) \times \\ \times (G_k(\Psi + (2l+1)\Omega) + G_k(\Psi - (2l+1)\Omega)) \} + \\ + (k_a + \cos j (J_0(A) - J_2(A)))^2 \times \\ \times (G_k(\Psi + \Omega) + G_k(\Psi - \Omega)) \} \right). \quad (17)$$

Шумы, связанные с флуктуациями коэффициентов пропускания каждого из каналов:

$$G_{k_i}(\Psi) = \\ = \frac{i_0^2}{p^2} k^2 \left(2 \sin^2 j \sum_{l=0}^{\infty} \{ (J_{2l+1}^2(A) + J_{2l-1}^2(A)) \times \right. \\ \times (G_{k_i}(\Psi + 2l\Omega) + G_{k_i}(\Psi - 2l\Omega)) \} +$$

$$\begin{aligned}
& +2 \cos^2 j \sum_{l=1}^{\infty} \left\{ \left(J_{2l}^2(A) + J_{2l+2}^2(A) \right) \times \right. \\
& \quad \times \left(G_{k_1}(\Psi + (2l+1)\Omega) + G_{k_1}(\Psi - (2l+1)\Omega) \right) \Big\} + \\
& + (1 + \cos j (J_0(A) - J_2(A)))^2 \times \\
& \quad \times \left(G_{k_1}(\Psi + \Omega) + G_{k_1}(\Psi - \Omega) \right) \Big\}; \quad (18)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
G_{k_2}(\Psi) = & \\
= & \frac{i_0^2}{p^2} k^2 \left(2 \sin^2 j \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ \left(J_{2l+1}^2(A) + J_{2l-1}^2(A) \right) \times \right. \right. \\
& \quad \times \left(G_{k_2}(\Psi + 2l\Omega) + G_{k_2}(\Psi - 2l\Omega) \right) \Big\} + \\
& + 2 \cos^2 j \sum_{l=1}^{\infty} \left\{ \left(J_{2l}^2(A) + J_{2l+2}^2(A) \right) \times \right. \\
& \quad \times \left(G_{k_2}(\Psi + (2l+1)\Omega) + G_{k_2}(\Psi - (2l+1)\Omega) \right) \Big\} + \\
& + (1 - \cos j (J_0(A) - J_2(A)))^2 \times \\
& \quad \times \left(G_{k_2}(\Psi + \Omega) + G_{k_2}(\Psi - \Omega) \right) \Big\}. \quad (19)
\end{aligned}$$

4. Шумы модулятора

Опто-акустический модулятор, предназначенный для модуляции поляризации пробного излучения, представляет собой брусок из стекла, анизотропные свойства которого периодически изменяются под воздействием внешнего управляющего устройства. Амплитуда и фаза (частота) этого периодического процесса могут испытывать флуктуации, что будет приводить к флуктуациям выходного сигнала спектроанализатора, определяемым последними двумя слагаемыми в формуле (11). Спектр соответствующих шумов, вычисленный по формулам (2) и (4), имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
G_{\text{фаз}}(\Psi) = & \frac{A^2 k^2 i_0^2}{p^2} (k_1 + k_2)^2 \times \\
& \times \left((\cos j (J_1(A) + J_3(A)))^2 \times \right. \\
& \times (G_{\Omega}(\Psi + \Omega) + G_{\Omega}(\Psi - \Omega)) + \\
& + \cos^2 j \times \\
& \times \sum_{l=1}^{\infty} \left((J_{2l-1}(A) + J_{2l+1}(A))^2 + (J_{2l+1}(A) + J_{2l+3}(A))^2 \right) \times \\
& \times (G_{\Omega}(\Psi + (2l+1)\Omega) + G_{\Omega}(\Psi - (2l+1)\Omega)) +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sin^2 j \times \\
& \times \sum_{l=1}^{\infty} \left((J_{2l-2}(A) + J_{2l}(A))^2 + (J_{2l-2}(A) + J_{2l}(A))^2 \right) \times \\
& \times (G_{\Omega}(\Psi + 2l\Omega) + G_{\Omega}(\Psi - 2l\Omega)) \Big\} \quad (20)
\end{aligned}$$

— для флуктуаций, вызванных нестабильностью частоты (фазы), и

$$\begin{aligned}
G_A(\Psi) = & \frac{k^2 i_0^2}{p^2} (k_1 + k_2)^2 \times \\
& \times \left((\cos j (3J_1(A) - J_3(A)))^2 \times \right. \\
& \times (G_A(\Psi + \Omega) + G_A(\Psi - \Omega)) + \\
& + \cos^2 j \times \\
& \times \sum_{l=1}^{\infty} \left((J_{2l-1}(A) - J_{2l+1}(A))^2 + (J_{2l+1}(A) - J_{2l+3}(A))^2 \right) \times \\
& \times (G_A(\Psi + (2l+1)\Omega) + G_A(\Psi - (2l+1)\Omega)) + \\
& + \sin^2 j \times \\
& \times \sum_{l=1}^{\infty} \left((J_{2l-2}(A) - J_{2l}(A))^2 + (J_{2l}(A) - J_{2l+2}(A))^2 \right) \times \\
& \times (G_A(\Psi + 2l\Omega) + G_A(\Psi - 2l\Omega)) \Big\} \quad (21)
\end{aligned}$$

— для флуктуаций, вызванных нестабильностью амплитуды.

Погрешности измерений, связанные с шумами модулятора, обладают теми же особенностями, что и погрешности, вызванными нестабильностью остальных параметров установки. Вместе с тем имеется важное отличие, состоящее в том, что спектральная плотность шумов амплитуды в области низких частот входит в окончательное выражение, умноженной не на $J_1(A)$, а на $J_0(A) - J_2(A)$. Это различие может сильно проявляться при малых амплитудах модуляции.

Таким образом, анализируя все источники погрешностей измерений, основанных на использовании схемы II, можно сделать заключение, что шумы, обусловленные низкочастотными ($\Psi \approx 0$) флуктуациями, подавляются в меру малости двулучепреломления исследуемого объекта. Шумы на нечетных гармониках частоты модуляции $(2l+1)\Omega$, $l = 0, 1, \dots$ при дифференциальной регистрации не подавляются.

Флуктуации выходного сигнала в конфигурации III

Последнего недостатка лишена схема III. В сигнале, наблюдаемом в этой схеме, отсутствуют вклады на четных гармониках частоты модуляции. Эти вклады пропорциональны $\cos j$ (см. [12]), по-

этому спектр флуктуаций выходного сигнала для этой схемы можно получить из формул (13)–(21), опустив в них слагаемые, пропорциональные $\cos j$. Ниже приведено окончательное выражение для спектральной плотности флуктуаций с учетом всех факторов:

$$\begin{aligned}
 G_{\text{изб}}(\omega) = & \frac{4i_0 k}{p^2} (k_1 + k_2) + \\
 & + \frac{i_0^2 k^2}{p^2} (k_1 + k_2)^2 \left[\sin^2 j \left\{ 2 \sum_{l=0}^{\infty} (J_{2l+1}^2(A) + J_{2l-1}^2(A)) ((G_E(\omega + 2l\Omega) + G_E(\omega - 2l\Omega)) / i_0^2 + \right. \right. \\
 & + (G_k(\omega + 2l\Omega) + G_k(\omega - 2l\Omega)) / k^2) + \\
 & + 2 \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{i=1}^2 (J_{2l+1}^2(A) + J_{2l-1}^2(A)) (G_{k_i}(\omega + 2l\Omega) + G_{k_i}(\omega - 2l\Omega)) / (k_1 + k_2)^2 + \\
 & + A^2 \sum_{l=1}^{\infty} ((J_{2l-2}(A) + J_{2l}(A))^2 + (J_{2l}(A) + J_{2l+2}(A))^2) (G_{\Omega}(\omega + 2l\Omega) + G_{\Omega}(\omega - 2l\Omega)) + \\
 & + \sum_{l=0}^{\infty} ((J_{2l-2}(A) - J_{2l}(A))^2 + (J_{2l}(A) - J_{2l+2}(A))^2) (G_A(\omega + 2l\Omega) + G_A(\omega - 2l\Omega)) \Big\} + \\
 & + \sum_{i=1}^2 (G_{k_i}(\omega + \Omega) + G_{k_i}(\omega - \Omega)) / (k_1 + k_2)^2 + \\
 & + k_a^2 \left. \left((G_E(\omega + 2l\Omega) + G_E(\omega - 2l\Omega)) / i_0^2 + (G_k(\omega + 2l\Omega) + G_k(\omega - 2l\Omega)) / k^2 \right) \right]. \quad (22)
 \end{aligned}$$

Основная особенность шумов в данной схеме регистрации заключается в том, что в отсутствие исследуемого образца, т.е. при $j = 0$, избыточные шумы всех элементов установки при точной балансировке ($k_a = 0$) оказываются полностью подавленными независимо от глубины модуляции. Не подавленными остаются независимые флуктуации коэффициентов k_1 и k_2 на частотах модуляции, которые в реальных экспериментах играют малую роль. При наличии образца шумы оказываются пропорциональными величине $\sin^2 j$, которая для интересующих нас образцов с малой анизотропией является малой. В то же время этот малый фактор входит в окончательное выражения умноженным на сумму, определяемую помимо прочего шумами лазера, модулятора и флуктуациями полного коэффициента передачи всего опто-электронного тракта на низких частотах. Таким образом, модуляция поляризации пробного излучения не снимает полностью проблемы низкочастотных шумов и в схеме III.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На основе приведенных выше формул для спектра флуктуаций, а также выражений для выходного сигнала спектроанализатора, полученных в работе [12], в данном разделе мы проанализируем отношение сигнал/шум в зависимости от различных экспериментальных условий.

В расчете будем пренебрегать флуктуациями коэффициентов пропускания фильтров F_1 и F_2 , поскольку в реальных установках, не предназначенных для анализа точности измерений, эти фильтры просто отсутствуют, а несимметричность каналов обусловлена, как правило, разными квантовыми выходами фотоприемников. Можно также пренебречь высокочастотными флуктуациями модулятора и коэффициента пропускания всего тракта, поскольку в наших экспериментах использовались высокочастотные акустооптические модуляторы стоячей волны [13], характеризующиеся малой (порядка 30 Гц) шириной области механического резонанса, а высокочастотные шумы пропускания тракта, как правило, не вносят заметного

вклада. Таким образом, из проведенного в предыдущих главах анализа следует, что основными источниками шумов наблюдаемого сигнала, которые необходимо учесть, являются низкочастотные шумы амплитуды модуляции, дробовые и избыточные флуктуации света, а также низкочастотные флуктуации пропускания всего измерительного тракта.

При проведении расчетов учтем также то, что спектральные плотности избыточных шумов излучения $G_E(w)$, коэффициента пропускания $G_k(w)$ и амплитуды модулятора $G_A(w)$ существенно зависят от частоты в области низких (до нескольких сотен Гц) частот. В области же частот, больших или порядка десятка килогерц, изменением уровней избыточных шумов излучения можно пренебречь и мы будем считать их постоянными.

Таким образом, при сделанных предположениях для определения отношения сигнал/шум помимо условий эксперимента — величины двулучепреломления образца, частоты наблюдения флуктуаций сигнала спектроанализатора и коэффициента асимметрии балансной схемы — достаточно задать четыре параметра: суммарные шумы пробного излучения и коэффициента пропускания установки на низких частотах, определяемые, согласно (3), $g_1 = G_E(w)/i_0^2 + G_k(w)/k^2$; низкочастотные шумы амплитуды модулятора $g_2 = G_A(w)/A^2$; шумы на высоких частотах $g_3 = G_E(w)/i_0^2$ и параметр, определяющий относительный уровень дробового шума $g_4 = ei_0$.

Вычисления абсолютных величин шумовых сигналов, обусловленных низкочастотными флуктуациями, крайне затруднительны ввиду малой изученности этого вида шумов и недостаточной воспроизводимости их уровней и формы спектров. Поэтому в дальнейшем мы ограничимся вычислением не абсолютных значений шумов и сигналов, а их значений в относительных единицах, нормируя их тем или иным образом. При этом мы будем задавать три параметра: отношения $R_1 = g_1/g_4$, $R_2 = g_2/g_4$ и $R_3 = g_3/g_4$. Эти параметры существенно зависят от конкретных условий эксперимента и используемой методики. Приводимые ниже результаты рассчитаны для $R_3 = 30$, что достаточно хорошо соответствует превышению высокочастотных шумов над дробовыми, имеющим место в эксперименте [13]. Для низкочастотных шумов брались две оценки: $R_1 = 3 \cdot 10^3$ — когда $\sqrt{R_1/R_3} = \sqrt{g_1/g_3} = 10$, и $R_1 = 3 \cdot 10^5$ — для случая, для которого отношение низкочастотных и высокочастотных шумов равно ста, $\sqrt{R_1/R_3} = \sqrt{g_1/g_3} = 100$. Уровень низкочастотных шумов

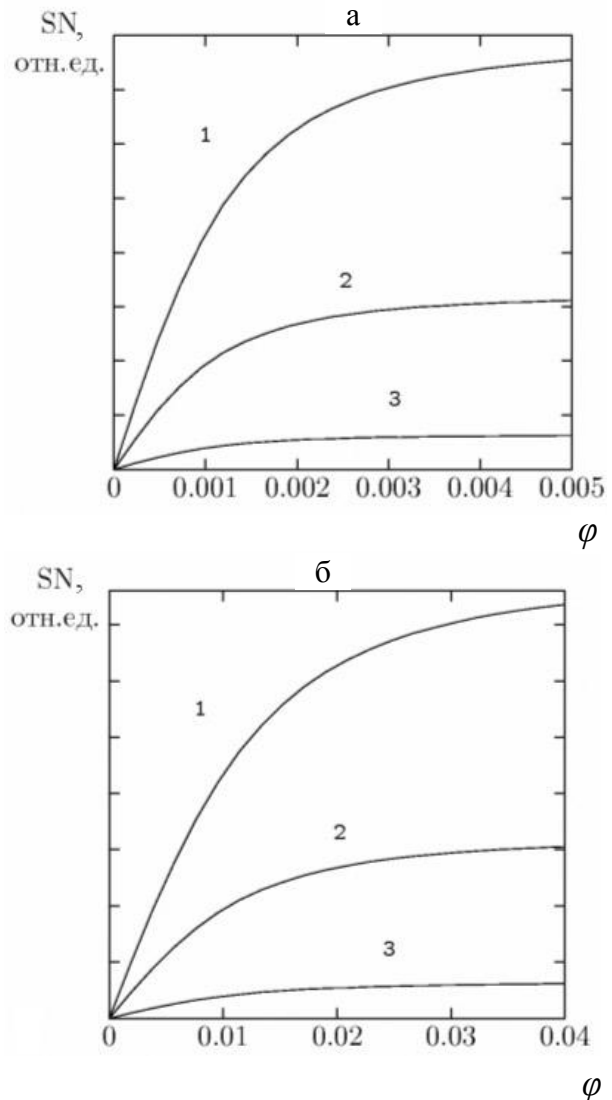


Рис. 1. График зависимости отношения сигнал/шум от степени анизотропии образца φ при различных глубинах модуляции поляризации пробного излучения. Конфигурация III.

а — $R_1 = 2R_2 = 3 \cdot 10^5$; б — $R_1 = 2R_2 = 3 \cdot 10^3$;

1 — $A = 2.4$; 2 — $A = 0.5$; 3 — $A = 0.1$

модулятора предполагался в два раза меньше суммарного низкочастотного шума источника пробного света и коэффициента пропускания установки — $R_2 = R_1/2$. На рис. 1–4 приведены результаты численного расчета отношения сигнал/шум. Расчет проводился по формуле

$$SN = 4i_0 k(k_1 + k_2) J_1(A) |Y(\Omega)| \sin j / p \times \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} G(w) \frac{\sin^2(wT/2)}{(wT/2)^2} \frac{dw}{2p}}, \quad (23)$$

в которой спектральная плотность шума находилась с учетом сделанных выше предположений на основе формул (16), (17), (21) — в случае схемы II или (22) — для схемы III.

На рис. 1 показаны зависимости отношения сигнал/шум от величины анизотропии исследуемого объекта φ для конфигурации III. При малых φ это отношение растет. По мере увеличения φ оно выходит на насыщение, величина которого зависит от глубины модуляции A . Этот эффект особенно заметен в случае сильных низкочастотных шумов (рис. 1, а) — выход на насыщение происходит при гораздо меньших значениях φ . Отметим, что и масштабы по оси y на рис. 1, б приблизительно в десять раз больше, чем на рис. 1, а, т. е. абсолютное отношение сигнал/шум для рис. 1, б в десять раз больше. Для конфигурации II характерны все отмеченные особенности, и соответствующие графики нами не приводятся. Существенным отличием является лишь то, что выход на насыщение происходит при существенно больших (в 5–10 раз) значениях φ .

Зависимость точности поляризационных измерений с модуляцией фазы от глубины модуляции для большинства параметров характеризуется наличием оптимальных значений (рис. 2). Оптимум связан главным образом с немонотонной зависимостью сигнала двулучепреломления от глубины

модуляции (см. формулу (8) работы [13]) и соответствует приблизительно максимуму функции Бесселя $J_1(A)$. Кривые на рис. 2 построены для значений анизотропии образцов, далеких от насыщения, т. е. в условиях, когда относительное влияние низкочастотных шумов мало. Этим и объясняется, например, малое различие кривых 5 и 6. В то же время кривые 1 и 2, соответствующие большим значениям j , отличаются заметнее.

График 3 демонстрирует зависимость погрешностей измерений от параметра асимметрии k_a балансной схемы. Как и в работе [13], все кривые на этих рисунках нормированы своим максимальным значением. Эти графики показывают хорошее качественное совпадение результатов проведенного в данной работе анализа шумовых характеристик дифференциальных схем поляризационных измерений с результатами эксперимента, проведенного в работе [13]. Так, вычисления приводят к наблюдавшейся в эксперименте асимметричной зависимости отношения сигнал/шум от k_a для схемы II и симметричной — для схемы III.

Совпадают также рассчитанная и измеренная зависимости степени подавления шумов от условий эксперимента — глубины модуляции и степени анизотропии исследуемого образца.

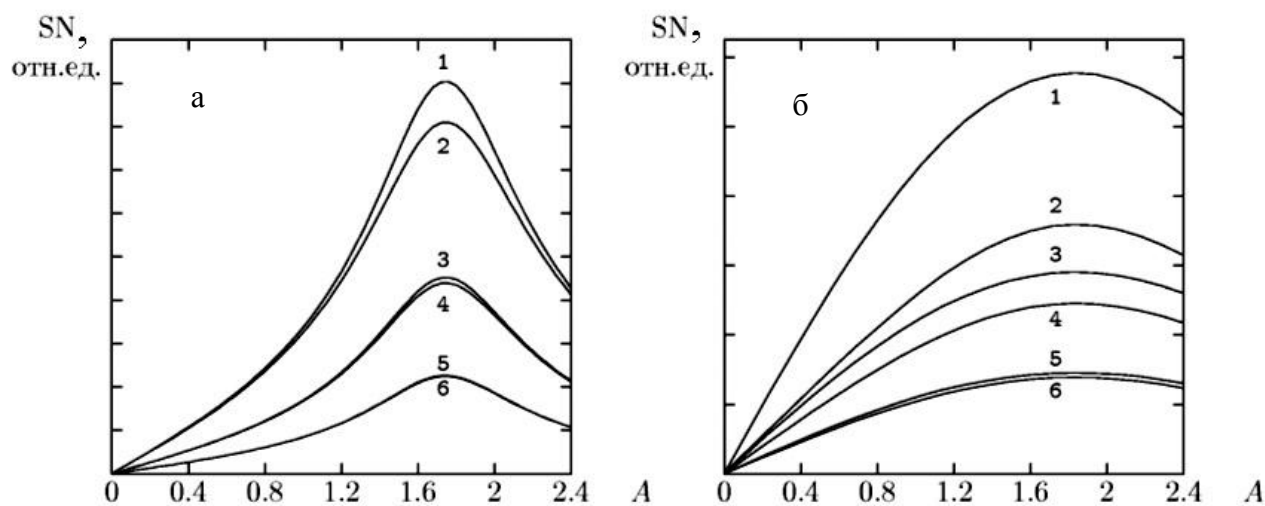


Рис. 2. Графики зависимости отношения сигнал/шум от глубины модуляции поляризации пробного излучения при различных степенях анизотропии образца φ .

а — конфигурация II; б — конфигурация III; кривые 1, 2 — $\varphi = 0.002$; 3, 4 — $\varphi = 0.001$; 5, 6 — $\varphi = 0.0005$. Кривые 1, 3, 5 изображены для случая $R_1 = 2R_2 = 3 \cdot 10^3$; кривые 2, 4, 6 — для $R_1 = 2R_2 = 3 \cdot 10^5$ (кривые 5 и 6 на (а) в выбранном масштабе совпадают)

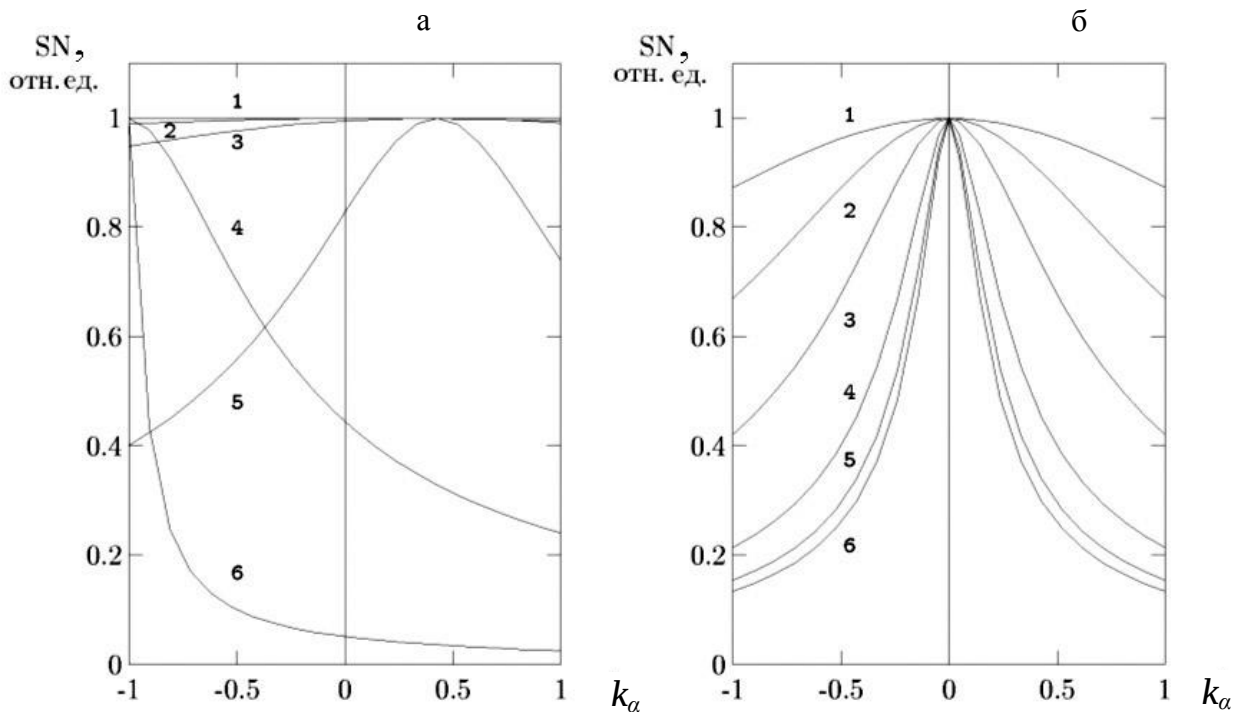


Рис. 3. Зависимости уровня подавления избыточных шумов от коэффициента асимметрии дифференциальной схемы k_α для различных параметров образца и модулятора.

а — конфигурация II: кривые 1, 2 — $A = 2.4$, $\varphi = 1.2$; кривые 3, 5 — $A = 2.4$, $\varphi = 0.05$; кривые 4, 6 — $A = 0.1$, $\varphi = 0.005$; кривые 1, 3, 4 — $R_1 = 2R_2 = 3 \cdot 10^5$; кривые 2, 5, 6 — $R_1 = 2R_2 = 3 \cdot 10^3$.
 б — конфигурация III: кривые 1, 4 — $A = 1$, $\varphi = 0.02$; кривые 2, 5 — $A = 1$, $\varphi = 0.01$; кривые 3, 6 — $A = 1$, $\varphi = 0.005$; кривые 1, 2, 3 — $R_1 = 2R_2 = 3 \cdot 10^5$; кривые 4, 5, 6 — $R_1 = 2R_2 = 3 \cdot 10^3$.

Для количественного сравнения экспериментальных и расчетных данных необходимо учесть некоторые конкретные особенности условий эксперимента, о которых упоминалось выше. В работе [13] были выполнены специальные измерения флуктуаций выходного сигнала спектроанализатора на частоте 1000 Гц. Исследования конфигурации II были при этом затруднены наличием дополнительных шумов в электронном тракте. Причиной их появления была необходимость внесения дополнительного ослабления на входе спектроанализатора, чтобы избежать его перегрузки сильным сигналом на частоте 2Ω . Внесенное на входе ослабление компенсировалось соответствующими увеличениями внутреннего усиления спектроанализатора и чувствительности селективного вольтметра. При этом работа спектроанализатора и селективного вольтметра характеризовалась их заметными собственными шумами, которые к тому же менялись при переключениях режимов работы, связанных с изменением условий эксперимента — двулучепреломления образца, глубины фазовой модуляции и т. д. Помимо появления дополнительных шумов, усложняющим исследование обстоятельством было и то, что флуктуации токов

двух фотодетекторов в схеме II отличались даже в случае баланса постоянных составляющих.

Для учета указанных шумов спектроанализатора и селективного вольтметра в соотношения (5) к уровню шумов, определяемых спектральной плотностью $G(\psi)$ в случае схемы II были введены не зависящие от параметров установки и исследуемого образца аддитивные добавки. На рис. 4, а приведены расчетное и экспериментально найденное отношение сигнала двойного лучепреломления к уровню шума на частоте 1000 Гц для конфигурации II. Расчетные кривые соответствуют величинам добавок, приблизительно в три раза большим дробовых шумов.

При исследованиях схемы III в силу отсутствия сильных компонент на четных гармониках частоты модуляции поляризации вводить входное ослабление в спектроанализаторе не требовалось. При этом соответствующие аддитивные шумы были малы и не влияли существенно на результаты измерений отношения сигнал/шум. Соответственно и при теоретическом анализе измерений, основанных на использовании схемы III, аддитивные шумы не вводились. Кривые рис. 4, б построены для

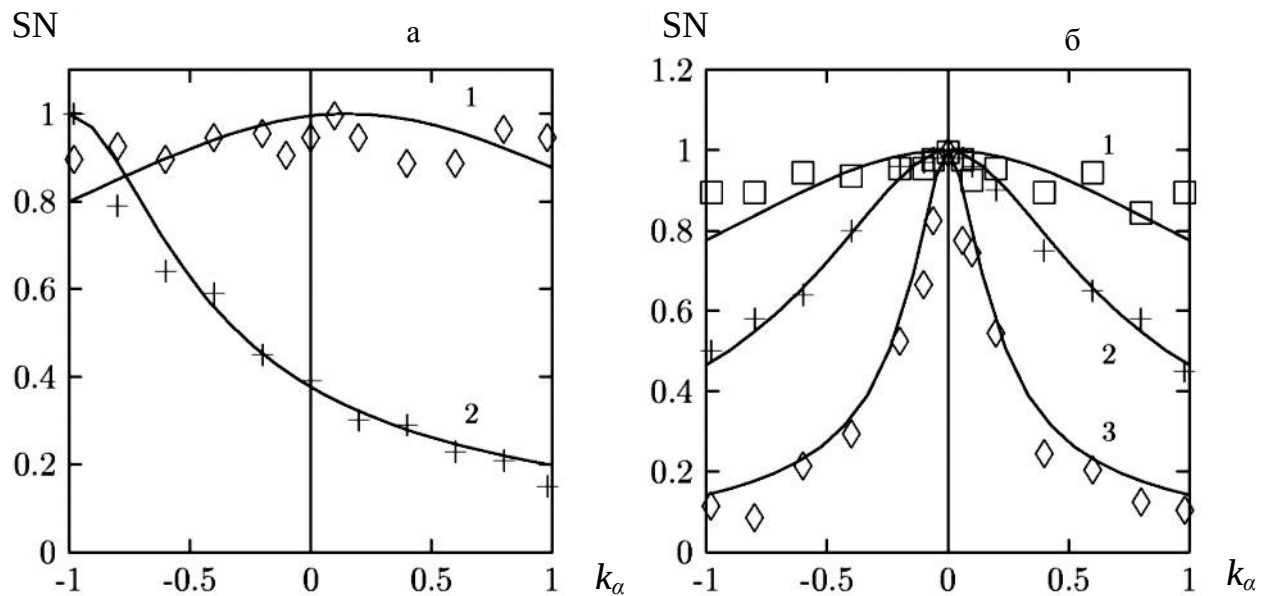


Рис. 4. Отношение сигнала двойного лучепреломления к уровню шумов выходного каскада, соответствующих частоте 1000 Гц. Непрерывные кривые — результат расчета.
 а — соответствует конфигурации II: кривая 1 — $A = 2.4$, $\varphi = 1.2$; кривая 2 — $A = 1$, $\varphi = 1.2$.
 б — соответствует конфигурации III: кривая 1 — $A = 1$, $\varphi = 0.05$; кривая 2 — $A = 1$, $\varphi = 0.4$; кривая 3 — $A = 0.1$, $\varphi = 0.05$. Все кривые построены при $R_1 = R_2 = 0$. Четырехугольниками и знаками "+" показаны результаты эксперимента [13]

$$\sqrt{\frac{(G_E(10^3)/i_0^2 + G_k(10^3)/k^2)}{(G_E(10^5)/i_0^2 + G_k(10^5)/k^2)}} = 2,$$

что соответствует имевшему место в эксперименте [13] приблизительно двукратному превышению шумов на частоте 1000 Гц по сравнению с шумами на 50 000 Гц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный в настоящей работе детальный теоретический анализ подтверждает и обосновывает основные полученные в работе [13] экспериментальные результаты. Этот анализ позволяет заключить, что эффективность применения дифференциальных схем регистрации в модуляционной поляриметрии существенно зависит от конкретного типа построения поляризационного анализатора. Конфигурация III обладает значительно лучшей способностью к подавлению шумов источника пробного излучения. Для этой конфигурации оптимизация параметров измерений дает возможность повысить отношение сигнал/шум в десятки раз.

Вместе с тем и схема III не полностью подавляет низкочастотные флуктуации интенсивности пробного излучения и параметров опто-электрон-

ного тракта. В связи с этим проблема дальнейшего улучшения методик поляризационных измерений остается актуальной. По нашему мнению, одним из наиболее перспективных направлений совершенствования может стать использование источников пробного света с пониженным уровнем шумов [16, 17].

Эта работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 06-02-17219-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фофанов Я.А.* Методы и приборы для количественного анализа структурного двулучепреломления материалов и веществ // Научное приборостроение. 1999. Т. 9, № 3. С. 104–110.
2. *Азаам З.М., Башара Т.М.* Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 583 с.
3. *Acher O., Bigan E., Drevillon B.* Improvements of Phase-Modulated Ellipsometry // Rev. Sci. Instrum. 1989. V. 60, N 1. P. 65–77.
4. *Krishnan S.* Calibration, Properties, and Applications of the Division-of-Amplitude Photopolarimeter at 632.8 and 1523 nm // J. Opt. Soc. Am. A. 1992. V. 9. С. 1615–1622.
5. *Collins R.W.* Automatic Rotating Element Ellip-

- someters: Calibration Operation, and Real-Time Applications // *Rev. Sci. Instrum.* 1990. V. 61. P. 2029–2062.
6. *Jaspersen S.N., and Schnetterly S.E.* An Improved Method for High Reflectivity Ellipsometry Based on a New Polarization Modulation Technique // *Rev. Sci. Instr.* 1969. V. 40, N 6. P. 761–767.
 7. *Александров Е.Б., Запасский В.С.* Лазерная магнитная спектроскопия. М.: Наука, 1986. 280 с.
 8. *Фофанов Я.А., Афанасьев И.И., Бороздин С.Н.* Структурное двулучепреломление в кристаллах оптического флюорита // *Опт. Журнал.* 1998. Т. 9. С. 22–25.
 9. *Фофанов Я.А., Бардин Б.В.* О принципах и подходах к автоматизации высокочувствительных лазерных методов количественного поляризационно-оптического анализа // *Научное приборостроение.* 2002. Т. 12, № 3. С. 64–67.
 10. *Fofanov Ya.A.* Threshold Sensitivity in Optical Measurements with Phase Modulation // *The Report of tenth Union Symposium and Seminar on High-Resolution Molecular Spectroscopy / Leonid N. Siniza Editor. Prog. SPIE.* 1991. V. 1811. P. 413–414.
 11. *Соколов И.В., Фофанов Я.А.* О возможности поляризационных измерений без фотонного (дробового) шума во времени и в пространстве с использованием сжатых состояний света // *Оптика и спектроскопия.* 1993. Т. 74, № 4. С. 764–773.
 12. *Соколов И.М., Фофанов Я.А.* Дифференциальная регистрация поляризационно-модулированных оптических сигналов // *Научное приборостроение.* 2008. Здесь. С. 16–22.
 13. *Соколов И.М., Фофанов Я.А.* Подавление избыточных шумов модулированного по поляризации пробного излучения в измерениях малого оптического двулучепреломления // *Оптика и спектроскопия.* 1999. Т. 86, № 5. С. 833–841.
 14. *Куприянов Д.В., Соколов И.М.* Спектроскопия флуктуаций интенсивности с использованием сжатого света // *ЖЭТФ.* 1996. Т. 110, № 9. С. 837–864.
 15. *Глаубер Р.* Оптическая когерентность и статистика фотонов // *Квантовая оптика и радиофизика / Под ред. Богданкевича О.В. и Крохина О.Н. М.: Наука, 1966. 452 с.*
 16. *Фофанов Я.А., Соколов И.В.* Субпуассоновская одномодовая генерация в полупроводниковом лазере с внешним резонатором // *Оптический журнал.* 2003. Т. 70, № 1. С. 46–50.
 17. *Фофанов Я.А.* Преобразование флуктуаций интенсивности при нелинейном отражении света // *Оптика и спектр.* 2003. Т. 94, № 5. С. 861–863.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет (Соколов И.М.)

Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург (Фофанов Я.А., Соколов И.М.)

Материал поступил в редакцию 14.12.2007.

FLUCTUATIONS IN OPTICAL BIREFRINGENCE SIGNAL IN HARD-DRIVING POLARIZATION MODULATION MEASUREMENTS

I. M. Sokolov^{1,2}, Ja. A. Fofanov²

¹*State Polytechnic University, Saint-Petersburg*

²*Institute for Analytical Instrumentation RAS, Saint-Petersburg*

The paper presents theoretical investigation of accuracy of estimating stationary birefringence of transparent objects in experiments with polarization modulation of test radiation and differential suppression of excess noises. Analytical relations for the spectrum of birefringence signal fluctuations have been derived. The signal-to-noise ratio dependences on both the properties of samples under study and measuring equipment characteristics have been analyzed. The results have been compared with earlier experiments.