

ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ КОНФИГУРАЦИЯ В СХЕМЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

© 2007 г. **И. И. Ганчеренок***, доктор физ.-мат. наук; **А. П. Клищенко***, доктор физ.-мат. наук;
А. В. Лавриненко**, доктор физ.-мат. наук; **И. В. Шапочкина***

* Белорусский государственный университет, г. Минск, Республика Беларусь

E-mail: gancher@academy.edu.by; klishchenko@bsu.by; shapochkina@bsu.by

** Институт молекулярной и атомной физики Национальной академии наук,
г. Минск, Республика Беларусь

В самом общем виде на основе операторного бескоординатного подхода проанализирован отражательный вариант нелинейной поляризационной спектроскопии. Разработан алгоритм расчета и получены аналитические выражения для регистрируемого сигнала в случае произвольной поляризации возбуждения накачки.

Коды OCIS: 300.0300, 300.6220, 190.0190.

Поступила в редакцию 18.07.2006.

Впервые на возможность использования отражательного варианта в нелинейной поляризационной спектроскопии (НПС) было указано в работе [1]. Дальнейшее развитие это направление получило в работе [2]. Однако авторы ограничились рассмотрением только нормального падения зондирующей волны, к тому же обе волны предполагались полностью поляризованными.

Апологетику отражательному варианту можно представить следующим образом. Стандартный вариант НПС в прошедшем свете в случае наличия заметного поглощения в среде будет давать ослабленный сигнал, и не исключено, что регистрируемый сигнал окажется на пороге чувствительности регистрирующей аппаратуры. Кроме того, для варианта НПС в прошедшем свете размеры и свойства системы могут привести к невозможности измерения, например, в случае дистанционного зондирования сред. Это весьма актуально при спектроскопическом изучении распыленных аэрозолей, плазменных “сгустков”, скоплений паров и т. д., т. е. в тех случаях, когда не может идти речь о некотором весьма конкретно ограниченном объеме анализируемого материала, например, помещаемого в кювету. С другой стороны, в монографии [3] анализируются преимущества спектроскопической схемы, использующей одновременно пропускание и отражение пробной волны. Это позволяет в ряде случаев повысить точность и надежность измерений, а заодно и увеличить число определяемых параметров.

При анализе зависимости прошедшего сигнала от параметров накачки и геометрии схемы, воздействием границы раздела сред можно пренебречь, а для вычисления регистрируемого сигнала достаточно определить эволюционный оператор ани-

зотропной, но однородной среды в заданном приближении по малым параметрам задачи. Обычно это делается с помощью использования набора собственных чисел эволюционного оператора [4]. В случае отражательного варианта основной вклад в изменение отраженного сигнала вносит именно граница раздела и пренебрегать ее влиянием нельзя. Это означает, что использовать свойства указанного эволюционного оператора не представляется возможным. Более того, как известно, нелинейная среда приобретает светоиндуцированные анизотропные свойства. Следовательно, наша задача в случае неколлинеарного варианта отражательной спектроскопии заметно усложняется. Мы имеем линейное взаимодействие зондирующей волны со средой, обладающей в общем случае анизотропией, гиротропией и дихроизмом с произвольной ориентацией осей симметрии тензора светоиндуцированной анизотропии относительно границы раздела сред.

Вообще говоря, наиболее адекватным в кристаллооптике является формализм волновых операторов, развитый в работах [5, 6]. С его помощью можно получить решение прямым бескоординатным способом в общем случае. Однако оно представляет собой набор вложенных тензорных формул, содержащих ряд параметров, получаемых в свою очередь через решения матричных уравнений и полных алгебраических уравнений четвертого порядка. Ясно, что зависимость сигнала, например, от состояния поляризации накачки присутствует в этом решении неявным образом и выразить ее для непосредственного анализа явно не удастся. Поэтому обратимся к схеме вычисления отраженного сигнала, делая по ходу вычислений физически оправданные упрощающие приближения.

Операторное решение задачи отражения электромагнитной волны от границы раздела анизотропных гиротропных сред дается с помощью френелевского оператора отражения [5, 6]

$$\hat{r} = (\hat{\gamma}_d - \hat{\gamma}_r)^{-1} (\hat{\gamma}_i - \hat{\gamma}_d), \quad (1)$$

который связывает между собой тангенциальные составляющие векторов напряженности магнитного поля отраженной и падающей волн на границе раздела двух сред

$$\mathbf{H}_i' = \hat{r} \mathbf{H}_r. \quad (2)$$

Здесь $\hat{\gamma}_i$, $\hat{\gamma}_r$ и $\hat{\gamma}_d$ – соответственно операторы поверхностных импедансов для падающей, отраженной и преломленной волн.

Предположим, что плоская волна накачки падает нормально (единичный вектор ее волновой нормали равен вектору нормали к границе раздела $\mathbf{n}_0 = \mathbf{q}$) на границу раздела линейной и нелинейной изотропных сред и наводит во второй среде анизотропные свойства. Считаем, что волна накачки частично поляризована с произвольным состоянием поляризации поляризованной составляющей. Пренебрегая изменением свойств волны из-за отражения на границе раздела и поглощения в нелинейной среде, можно считать наведенные анизотропные свойства однородными по объему. Тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ такой среды определяется через тензор светоиндуцированной анизотропии $\hat{\kappa}$. Уравнение для тензора $\hat{\epsilon}$ получено в работе [7] и имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{\epsilon} = & \epsilon_q \hat{1} + C_L \hat{I}_q + \\ & + p C_L \cos 2\eta (\hat{\tau}_a - \hat{\tau}_b) (\cos 2\phi \hat{I}_q - \sin 2\phi \mathbf{q} \mathbf{q}^\times) + \\ & + ip S_L \sin 2\eta \mathbf{q} \mathbf{q}^\times, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\epsilon_q = \epsilon_0 (1 + \chi_0 + L \chi_{1221}), \quad C_L = \frac{L \chi_{1221} \epsilon_0}{2} C,$$

$$S_L = \frac{L \chi_{1221} \epsilon_0}{2} S, \quad C = C_1 + C_2, \quad S = C_1 - C_2,$$

C_1 и C_2 – комплексные параметры, которые выражаются через компоненты тензора нелинейной восприимчивости $\hat{\chi}^{(3)}$ ($C_1 = \chi_{1122}^{(3)} / \chi_{1221}^{(3)}$, $C_2 = \chi_{1212}^{(3)} / \chi_{1221}^{(3)}$); ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, L – численный множитель, p – степень поляризации, χ_0 – линейная скалярная восприимчивость, $\hat{1}$ – единичный тензор, $\hat{I}_q = \hat{\tau}_a + \hat{\tau}_b$ – оператор проецирования на плоскость границы раздела сред, $\hat{\tau}_a$ и $\hat{\tau}_b$ – поляризационные проекторы [7], ϕ – азимутальный угол, η – угол эллиптичности, $i = \sqrt{-1}$. Мы используем углы η и ϕ таким образом, что циркулярной поляризации отвечает $\eta = \pm \pi/4$, линейной – $\eta = 0$, а азимут ϕ оп-

ределяет ориентацию вектора $\mathbf{e}_0$ в фазовой плоскости относительно единичного вектора $\mathbf{a}_0$, ортогонального плоскости падения пробной волны. Любым значениям угла эллиптичности в пределах $-\pi/4 < \eta < \pi/4$ соответствует некоторая эллиптическая поляризация. Верхние индексы “ $\wedge$ ” и “ $\times$ ” в формулах (1) и (3) означают псевдо-обратный и дуальный (вектору) тензоры и так же, как и бескоординатный способ оперирования с тензорами и векторами, заимствованы из монографии [9].

В нашем случае тензор диэлектрической проницаемости (3) имеет одним из собственных векторов единичную нормаль к плоскости границы раздела $\mathbf{q}$. Тогда выражение для оператора поверхностных импедансов $\hat{\gamma}_d$ можно найти явным образом [8]:

$$\begin{aligned} \hat{\gamma}_d = & (m_n^+ + m_n^-)^{-1} \left[\hat{I}_q - m_n^+ m_n^- \frac{\mathbf{q}^\times \hat{\epsilon}^{-1} \mathbf{q}^\times}{1 - \mathbf{a} \hat{\epsilon}^{-1} \mathbf{a}} - \right. \\ & \left. - \left(\frac{1}{\epsilon_q} + \frac{\epsilon_q m_n^+ m_n^-}{|\hat{\epsilon}| - \mathbf{a} \hat{\epsilon} \mathbf{a}} \right) b^2 \hat{\tau}_a \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $m_n^\pm$ – решения уравнения нормалей [9] для двух нормальных волн, возбуждающихся в анизотропной среде; $\mathbf{a} = b \mathbf{a}_0$, b – проекция вектора рефракции пробной волны на плоскость границы раздела, верхняя черта и прямые скобки означают взаимный тензор и детерминант соответственно [9]. Решение уравнения нормалей можно получить в явном виде, хотя они и будут громоздкими. Для их упрощения воспользуемся двумя обстоятельствами. Во-первых, как видно из формулы (4), нам нужны не сами значения $m_n^\pm$, а их комбинации в виде суммы и произведения. Во-вторых, будем отбрасывать члены второго порядка малости по параметру анизотропии (разность наибольшего и наименьшего собственных значений тензора диэлектрической проницаемости). В нашем случае малыми по сравнению с единицей мы считаем параметры C_L , S_L . Это приближение вполне оправдано ввиду малости эффекта светоиндуцированной анизотропии и широко использовалось нами в ряде работ [7, 10–12]. Исходя из выше-сказанного, получаем

$$\begin{aligned} m_n^+ + m_n^- & \approx 2\sqrt{\epsilon_q - b^2} - \\ & - \frac{C_L}{2\epsilon_q \sqrt{\epsilon_q - b^2}} (b^2 - p \cos 2\eta b^2 \cos 2\phi - 2\epsilon_q), \quad (5) \\ m_n^+ m_n^- & \approx \epsilon_q - b^2 - \frac{C_L}{2\epsilon_q} (b^2 - p \cos 2\eta b^2 \cos 2\phi - 2\epsilon_q). \end{aligned}$$

Для обеспечения компактности разделим выражение для тензора $\hat{\gamma}_d$ на две части. Первая часть $\hat{\gamma}_d^0$ представляет собой нулевое приближение по параметру анизотропии, вторая часть $\hat{\gamma}_d^1$ – первое. Оче-

видно, что $\|\hat{\gamma}_d^0\| \gg \|\hat{\gamma}_d^1\|$. После громоздких преобразований имеем

$$\hat{\gamma}_d^0 = \frac{\hat{I}_q - b^2/\varepsilon_q \hat{\tau}_a}{\sqrt{\varepsilon_q - b^2}}, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \hat{\gamma}_d^1 = & \frac{C_L}{2\varepsilon_q \sqrt{\varepsilon_q - b^2}} \left[\frac{(p_c \cos 2\varphi - 1)(\varepsilon_q - b^2)}{\varepsilon_q} \hat{\tau}_a - \right. \\ & \left. - \frac{\varepsilon_q (1 + p_c \cos 2\varphi)}{\varepsilon_q - b^2} \hat{\tau}_b + \right. \\ & \left. + p_c \sin 2\varphi (\hat{\tau}_b - \hat{\tau}_a) \mathbf{q}^\times - \frac{ip_s S_L}{2\varepsilon_q \sqrt{\varepsilon_q - b^2}} \mathbf{q}^\times \right], \end{aligned} \quad (7)$$

где $p_c = p \cos 2\eta$, $p_s = p \sin 2\eta$. Заметим, что выражение (6) в точности соответствует оператору поверхностных импедансов изотропной среды со скалярной диэлектрической проницаемостью ε_q [6]. Этого и следовало ожидать, так как в нулевом приближении мы пренебрегаем наведенной анизотропией. Объединяя формулы (6) и (7) в одно выражение для оператора поверхностного импеданса прошедшей волны, получаем

$$\begin{aligned} \hat{\gamma}_d = & \left(\frac{\sqrt{\varepsilon_q - b^2}}{\varepsilon_q} + \Gamma_a \right) \hat{\tau}_a + \\ & + \left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_q - b^2}} + \Gamma_b \right) \hat{\tau}_b + (\lambda_a \hat{\tau}_a + \lambda_b \hat{\tau}_b) \mathbf{q}^\times, \end{aligned} \quad (8)$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \Gamma_a = & \frac{C_L (p_c \cos 2\varphi - 1)(\varepsilon_q - b^2)}{2\varepsilon_q^2 \sqrt{\varepsilon_q - b^2}}, \\ \Gamma_b = & -\frac{C_L (p_c \cos 2\varphi + 1)}{2(\varepsilon_q - b^2) \sqrt{\varepsilon_q - b^2}}, \\ \lambda_a = & -\frac{C_L p_c \sin 2\varphi + ip_s S_L}{2\varepsilon_q \sqrt{\varepsilon_q - b^2}}, \\ \lambda_b = & \frac{C_L p_c \sin 2\varphi - ip_s S_L}{2\varepsilon_q \sqrt{\varepsilon_q - b^2}}. \end{aligned}$$

Отметим, что комплексные коэффициенты λ_a и λ_b связаны соотношением $\lambda_a^* = -\lambda_b$, $|\lambda_a|^2 = |\lambda_b|^2$.

Без значимой потери общности анализа будем считать, что первая среда – вакуум. Тогда операторы поверхностных импедансов падающей и отраженной волн

$$\hat{\gamma}_i = -\hat{\gamma}_r = m_n \hat{\tau}_a + \frac{1}{m_n} \hat{\tau}_b, \quad (9)$$

где m_n – нормальная составляющая вектора рефракции падающей волны $\mathbf{m} = \mathbf{b} + m_n \mathbf{q}$. Подставляя выражения для операторов импедансов (8), (9) в формулу для оператора отражения $\hat{r}$ (1), получаем искомый тензор $\hat{r}$. При данных весьма громоздких вычислениях мы опять воспользовались тем, что учитывали вклад нулевого и первого порядков по параметру анизотропии эффектов. Оператор отражения в нулевом приближении по анизотропии

$$\begin{aligned} \hat{r}_0 = r_{0a} \hat{\tau}_a + r_{0b} \hat{\tau}_b = & \frac{m_n \varepsilon_q - \sqrt{\varepsilon_q - b^2}}{m_n \varepsilon_q + \sqrt{\varepsilon_q - b^2}} \hat{\tau}_a + \\ & + \frac{\sqrt{\varepsilon_q - b^2} - m_n}{\sqrt{\varepsilon_q - b^2} + m_n} \hat{\tau}_b \end{aligned} \quad (10)$$

оказывается не чем иным, как френелевским оператором отражения для границы изотропных сред [6]. Оператор отражения первого порядка малости по параметру анизотропии

$$\begin{aligned} \hat{r}_1 = r_{1a} \hat{\tau}_a + r_{1b} \hat{\tau}_b + \hat{r}_{lab} = & -\frac{2m_n}{V_a^2} \Gamma_a \hat{\tau}_a - \\ & - \frac{2}{V_b^2 m_n} \Gamma_b \hat{\tau}_b - \frac{2}{V_a V_b} (1/m_n \lambda_a \hat{\tau}_a + m_n \lambda_b \hat{\tau}_b) \mathbf{q}^\times, \end{aligned} \quad (11)$$

где введены следующие обозначения:

$$V_a = m_n + \frac{\sqrt{\varepsilon_q - b^2}}{\varepsilon_q}, \quad V_b = \frac{1}{m_n} + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_q - b^2}}.$$

Объединяя операторы отражения нулевого и первого порядков малости в один оператор отражения, получаем

$$\hat{r} = r_a \hat{\tau}_a + r_b \hat{\tau}_b + \hat{r}_{lab}, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} r_a = r_{0a} + r_{1a}, \quad r_b = r_{0b} + r_{1b}, \\ \hat{r}_{lab} = -\frac{2}{V_a V_b} (1/m_n \lambda_a \hat{\tau}_a + m_n \lambda_b \hat{\tau}_b) \mathbf{q}^\times. \end{aligned}$$

Отметим, что разложение операторов отражения и пропускания в общем случае по порядкам малости параметрической величины, в качестве которой может выступать, например, электрическое поле, наводящее анизотропию, рассматривалось в работах [13, 14]. Однако конкретные примеры таких разложений, подходящие для использования в нашем случае, в этих работах не разбирались. Первые попытки записать операторы отражения и пропускания в явном виде для среды со светоиндуцированной одно-

осной анизотропией были сделаны в работах [10, 15]. Здесь мы построили операторы отражения, выделив слагаемые нулевого и первого порядков малости в случае произвольного состояния поляризации частично поляризованной накачки. Анизотропия при этом соответствует, как мы уже отмечали выше, двуслоному кристаллу с собственной гиротропией.

Перейдем непосредственно к анализу отражения зондирующей волны от такой среды. Следуя алгоритму, предложенному в [10], вначале мы должны перейти к оператору отражения для полного вектора напряженности электрического поля. Эта процедура осуществляется с помощью операторов восстановления полных векторов электрического и магнитного полей по тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля [6, 16]. В частности, для электрического поля мы имеем

$$\mathbf{E} = \hat{\mathbf{v}}\mathbf{H}_t,$$

где оператор восстановления электрического поля $\hat{\mathbf{v}}$ в общем случае

$$\hat{\mathbf{v}} = -\mathbf{q} \times \hat{\gamma} + \frac{1}{\varepsilon_q} \mathbf{q} \otimes (\mathbf{a} + \mathbf{q} \hat{\varepsilon} \mathbf{q} \times \hat{\gamma}),$$

а знак $\otimes$ означает тензорное произведение векторов (диаду). Принимая во внимание тот факт, что мы восстанавливаем поле отраженной волны, а для отраженной волны оператор поверхностных импедансов задается соотношением (9), получаем

$$\mathbf{E}_r = \hat{\mathbf{v}}_r \mathbf{H}_{rt}, \quad \hat{\mathbf{v}}_r = m_n \mathbf{q} \times \hat{\tau}_a + \frac{1}{m_n} \mathbf{q} \times \hat{\tau}_b + \mathbf{q} \otimes \mathbf{a}. \quad (13)$$

Окончательно, чтобы избавиться от тангенциальной составляющей магнитного поля падающей волны, воспользуемся обычной связью электрического и магнитного полей для плоской волны в изотропной среде [9]

$$\mathbf{H} = \mathbf{m} \times \mathbf{E}. \quad (14)$$

Объединяя формулы (2), (13) и (14), имеем

$$\mathbf{E}_r = \hat{\mathbf{R}}_E \mathbf{E}_i, \quad (15)$$

где $\hat{\mathbf{R}}_E$ – амплитудный оператор отражения для полного электрического поля

$$\hat{\mathbf{R}}_E = \hat{\mathbf{v}}_r \hat{\mathbf{m}} \times. \quad (16)$$

Найдем явное выражение для оператора отражения $\hat{\mathbf{R}}_E$. Путем несложных тензорных преобразований получаем

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{R}}_E = & r_a (b^2 \hat{\tau}_q - m_n \hat{\tau}_b) - r_b \hat{\tau}_a + m_n r_a b (\mathbf{b}_0 \otimes \mathbf{q} - \mathbf{q} \otimes \mathbf{b}_0) + \\ & \frac{2b}{V_a V_b} (\lambda_b \mathbf{a}_0 \otimes \mathbf{q} + \lambda_a \mathbf{q} \otimes \mathbf{a}_0) + \\ & + \frac{2m_n}{V_a V_b} (\lambda_a \mathbf{b}_0 \otimes \mathbf{a}_0 - \lambda_b \mathbf{a}_0 \otimes \mathbf{b}_0). \end{aligned} \quad (17)$$

Теперь у нас полностью сформирован математический аппарат для непосредственного исследования отражательного варианта НПС при частично поляризованной накачке. Схема эксперимента приведена на рисунке. На границу раздела со средой, в которой были наведены анизотропные свойства, наклонно падает слабая пробная волна $\mathbf{m}$, прошедшая через поляризатор Р. Отраженная волна $\mathbf{m}^r$ проходит через скрещенный с поляризатором анализатор А и регистрируется детектором [10]. При такой геометрии через анализатор пройдет только та составляющая поля отраженной волны, которая формируется двумя последними членами в операторе отражения $\hat{\mathbf{R}}_E$ (17). Содержащиеся в них комплексные коэффициенты λ_a и λ_b имеют первый порядок малости по параметру анизотропии. Поэтому сигнал будет пропорционален параметру анизотропии.

Остановимся теперь подробнее на количественном выражении для регистрируемого сигнала. Вектор напряженности электрического поля волны, прошедшей через поляризатор (оператор $\hat{\mathbf{A}}$), отразившейся от поверхности исследуемой нелинейной среды (оператор $\hat{\mathbf{R}}_E$) и прошедшей анализатор (оператор $\hat{\mathbf{P}}$), находится путем последовательного действия соответствующих операторов на вектор напряженности поля пробной волны:

$$\mathbf{E}_{\text{sign}} = \hat{\mathbf{A}} \hat{\mathbf{R}}_E \hat{\mathbf{P}} \mathbf{E}_{10}. \quad (18)$$

Без ограничения общности можно считать поляризационные приборы линейными. Учтем, что операторы $\hat{\mathbf{A}}$ и $\hat{\mathbf{P}}$ являются диадами. Например, $\hat{\mathbf{P}} = \mathbf{u}_p \otimes \mathbf{u}_p$, где единичный вектор $\mathbf{u}_p$ характеризует поляризатор. Для линейного поляризатора вектор $\mathbf{u}_p$ будет вещественным, ориентированным вдоль оси поляризатора. Тогда имеем

$$\mathbf{E}_{\text{sign}} = (\mathbf{u}_p \mathbf{E}_{10}) (\mathbf{u}_A \hat{\mathbf{R}}_E \mathbf{u}_p) \mathbf{u}_A. \quad (19)$$

Пусть $\mathbf{u}_p = \mathbf{E}_{10} = \mathbf{a}_0$. В этом случае выражение в первых скобках соотношения (19) равно единице. По-

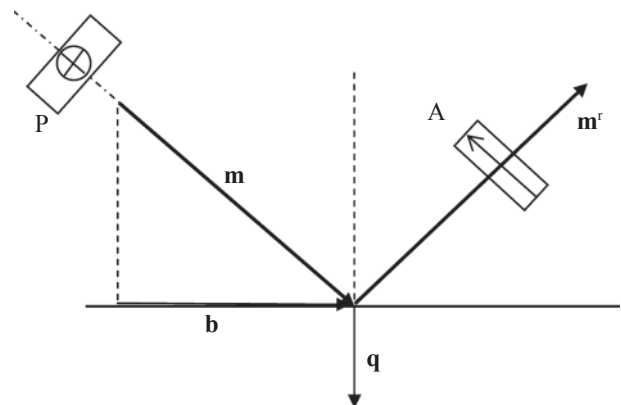


Схема эксперимента. (Пояснения в тексте.)

этому интенсивность сигнала будет всецело определяться сверткой тензора отражения $\hat{R}_E$ с векторами, задающими ориентацию поляризующих устройств. Единичный вектор, задающий направление оси анализатора ортогонально вектору оси поляризатора, можно легко выразить с помощью геометрических отношений $\mathbf{u}_A = [\mathbf{m}^r \mathbf{u}_p] = [\mathbf{b} - m_n \mathbf{q}, \mathbf{a}_0] = -b\mathbf{q} - m_n \mathbf{b}$, где $\mathbf{m}^r$ – вектор рефракции отраженной волны. Вычисляя свертку $\mathbf{u}_A \hat{R}_E \mathbf{u}_p$, получаем

$$\mathbf{E}_{\text{sign}} = -\frac{2\lambda_a}{V_a V_b} \mathbf{u}_A. \quad (20)$$

Коэффициенты, стоящие в знаменателе, хотя и могут быть комплексными в случае учета поглощающих свойств нелинейной среды, однако определяются углом падения и не несут в себе никакой специфической информации об интересующих нас величинах. Поэтому достаточно проанализировать только значение $|\lambda_a|^2$. Раскрывая значение этого коэффициента, получаем

$$|\lambda_a|^2 = -\frac{p^2}{4|\varepsilon_q \sqrt{\varepsilon_q - b^2}|^2} \times \\ \times [C_L^2 \cos^2 2\eta \sin^2 2\varphi + S_L^2 \sin^2 2\eta]. \quad (21)$$

Обсуждение полученных результатов

Таким образом, мы доказали принципиальную возможность получения спектроскопически важной информации с помощью отражательного варианта схемы НПС. Более того, меняя только состояние поляризации волны накачки при прочих фиксированных параметрах, мы можем в рамках одной геометрии эксперимента определить как параметр C_L , так и S_L .

Отметим две особенности формул (20) и (21). Первая связана с зависимостью отраженного сигнала от степени поляризации. Зависимость оказывается монотонной и приводит к максимальному значению сигнала при полностью поляризованном излучении. Легко понять, почему неполяризованная накачка не приводит к появлению сигнала в схеме с блокирующими поляризаторами. При неполяризованном излучении в среде наводится одноосная анизотропия с оптической осью, направленной ортогонально границе раздела. При таком высокосимметричном расположении оптической оси поляризация отраженной волны будет сохранять свое принципиальное направление – ТЕ или ТМ соответственно при ТЕ- или ТМ-поляризации падающей волны.

Вторая особенность формул (20) и (21) – “изотропность” величины сигнала относительно ориентации поляризатора. Мы можем выбрать его положение так, чтобы ось пропускания лежала в плос-

кости падения. Тогда анализатор будет ориентироваться ортогонально плоскости падения. В результате в формуле (20) вместо коэффициента λ_a будет стоять λ_b . Принимая во внимание, что эти коэффициенты равны по модулю, получаем, что величина регистрируемого сигнала при таком повороте поляризующих устройств не изменится.

Остановимся еще на достаточно распространенном в эксперименте случае неполной блокировки отраженной анализатором волны [3]. Пусть ось анализатора составляет с плоскостью падения некоторый угол α . Тогда выражение для вектора $\mathbf{u}_A$ будет иметь вид

$$\mathbf{u}_A = -b\mathbf{q} - m_n \mathbf{b}_0 + \sin \alpha \mathbf{a}_0.$$

Вновь вычисляя свертку оператора отражения согласно формуле (19), имеем

$$\mathbf{E}_{\text{sign}} = \left(-\frac{2\lambda_a}{V_a V_b} - \sin \alpha r_b \right) \mathbf{u}_A. \quad (22)$$

Если все параметры, входящие в выражение в скобках в формуле (22) вещественны, то однозначно существует такой угол отклонения оси анализатора от плоскости падения, что в приближении первого порядка малости по параметру наведенной анизотропии отраженного сигнала не будет. Это означает, что

$$\sin \alpha = -\frac{2\lambda_a}{V_a V_b r_b}. \quad (23)$$

Последнее позволяет повысить точность регистрации и последующей оценки спектроскопической информации в отражательном варианте схемы НПС, поскольку от непосредственного измерения слабого сигнала мы переходим к измерению угла. В случае присутствия в формуле (22) комплексных величин обратить величину сигнала в нуль можно специальным подбором как угла отклонения α , так и, например, угла эллиптичности излучения накачки η . Обратим внимание, что при такой расстройке ориентации анализатора схема теряет свое вырождение по изначальной ориентации поляризатора. Другими словами, схема теряет то свойство, которое мы выше отмечали как изотропность ориентации поляризующих приборов. Действительно, если теперь сменить принципиальное расположение поляризатора и анализатора (поляризатор – в плоскости падения, а анализатор немного не ортогонален ей), то формула (23) изменится на

$$\sin \alpha = -\frac{2\lambda_b}{V_a V_b r_a}. \quad (24)$$

Как видим, вследствие наличия другого френелевского коэффициента значение угла отстройки

будет принципиально иным. Более того, если использовать схему падения под углом Брюстера, то вместо коэффициента r_a в формулу для синуса угла отстройки войдет только коэффициент первого порядка малости r_{a1} . Это означает, что угол α не обязательно будет принимать значения много меньше единицы, что может существенно повысить точность измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Румянцева Н.К., Смирнов В.С., Тумайкин А.М. Анизотропия газовых сред в сильном электромагнитном поле // *Опт. и спектр.* 1979. Т. 46. № 1. С. 139–145.
2. Popov S.V., Svirko Yu.P., Zheludev N.I. Pump-probe reflective polarization-sensitive nonlinear optics // *JOSA. B.* 1996. V. 13. № 12. P. 2729–2738.
3. Ганчеренок И.И. Нелинейная фотоанизотропия изотропных резонансных сред. Минск: БГУ-Пресс, 2000.
4. Gancheryonok I.I. Propagation of Polarized Light in Media with Laser Induced Anisotropy: Study in the Framework of Nonlinear Spectroscopy // *Review of Laser Engineering.* 1992. V. 20. № 10. P. 813–822.
5. Барковский Л.М., Борздов Г.Н. Тензорный импеданс и преобразование световых пучков системами анизотропных слоев. I. Нормальное падение // *Опт. и спектр.* 1975. Т. 39. В. 1. С. 150–154.
6. Борздов Г.Н., Барковский Л.М., Лаврукович В.И. Тензорный импеданс и преобразование световых пучков системами анизотропных слоев. II. Косое падение // *ЖПС.* 1976. Т. 25. В. 3. С. 526–531.
7. Lavrinenko A.V., Gancheryonok I.I., Dreier T. Polarization Spectroscopy with Arbitrary Polarized Noncollinear Pumping // *JOSA. B.* 2001. V. 18. № 2. P. 225–231.
8. Борздов Г.Н. Метод тензорных импедансов в оптике плоскостойких анизотропных сред // Канд. дис. Минск: БГУ, 1977.
9. Федоров Ф.И. Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1976, 456 с.
10. Gancheryonok I.I., Lavrinenko A.V. Reflection Variant of Nonlinear Polarization Spectroscopy // *Optica Applicata.* 1995. V. 25. № 2. P. 93–102.
11. Lavrinenko A.V., Gancheryonok I.I., Chigrin D.N. Free-coordinate formalism for nonlinear photoanisotropy optics description and light propagation effects in periodic anisotropic structures // *Proc. SPIE.* 1998. V. 3580. P. 2–9.
12. Lavrinenko A.V., Gancheryonok I.I., Dreier T. Theory of optically heterodyned polarization (vectorial) interferometry on the basis of Fedorov's covariant approach // *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* 2001. V. 3. № 2. P. S202–S208.
13. Барковский Л.М., Борздов Г.Н., Камач Ю.Э., Овчинников В.М. Операторы отражения в модуляционной кристаллооптике // *ОМП.* 1982. № 1. С. 6–9.
14. Барковский Л.М., Борздов Г.Н., Камач Ю.Э., Овчинников В.М. Спектральные операторы отражения и пропускания модулированного анизотропного слоя // *ЖТФ.* 1982. Т. 52. № 2. С. 223–228.
15. Ганчеренок И.И., Лавриненко А.В., Гайсенко В.А. Неколлинеарная геометрия в поляризационно чувствительной спектроскопии // *Письма в ЖТФ.* 1994. Т. 20. В. 2. С. 53–56.
16. Barkovsky L.M., Borzdov G.N., Lavrinenko A.V. Fresnel's Reflection and Transmission Operators for Stratified Gyroanisotropic Media // *J. Phys. A: Math. Gen.* 1987. V. 25. № 5. P. 1095–1106.