УДК 535.32

НЕЛИНЕЙНОЕ ПРЕЛОМЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ КОНИЧЕСКОЙ РЕФРАКЦИИ

Розанов Н. Н., Федоров А. В.

Выполнен анализ преломления интенсивного излучения на поверхности прозрачных нелинейных двуосных кристаллов. Показано, что в условиях, близких к условиям внутренней и внешней конической рефракции, имеет место аномально высокая чувствительность направления преломленных лучей к изменению интенсивности падающего излучения. Рассмотрена возможность применения эффекта в оптических бистабильных схемах.

1. Применение явления конической рефракции в линейных кристаллах [1, 2] обсуждалось главным образом в плане задачи сканирования излучения [3-7]. Для этого предлагалось [3, 4] управлять ориентацией плоскости поляризации падающего излучения. В [5] утверждалась невозможность практической реализации этой идеи вследствие конечной угловой расходимости реального пучка. В соответствующих опытах [6, 7] на выходе из кристаллов были получены пучки серповидного профиля и сделан вывод о крайне низком разрешении при предлагаемом способе сканирования.

В [3-7] полагалось, что линейно поляризованная плоская волна при конической рефракции преломляется в одну плоскую волну той же поляризации. В действительности после преломления наблюдается полый конус лучей с распределением интенсивности $\sim\cos^2\varphi/2$, где φ — азимутальный угол на соответствующую образующую конуса. Это обстоятельство, указанное в [8], объясняет серповидную форму профиля пучков в [6, 7] и приводит к низкой разрешающей способности.

В нелинейных средах коническая рефракция рассматривалась теоретически и экспериментально [9-12] применительно к генерации второй гармоники и некоторым другим параметрическим процессам.

В настоящей статье изучается преломление на границе нелинейного кристалла в условиях, отличных от условий конической рефракции, но близких к ним, и рассматривается возможность сканирования пучков, а также создания оптических бистабильных схем в этих условиях.

2. Рассмотрим задачу о двойном лучепреломлении на границе двуосного нелинейного кристалла в условиях, близких к условиям внутренней конической рефракции. Это означает, что между вектором волновой нормали преломленной волны $\mathbf{s}$ и единичным вектором в направлении оптической оси волновых нормалей $\mathbf{n}$ (используем обозначения и терминологию [1]) выполняется соотношение

$$0 < |[\mathbf{s} \times \mathbf{n}]| < \cos\Omega, \tag{1}$$

где Ω — угол полураствора конуса конической рефракции.

Произведем оценку чувствительности направления преломленных лучей к изменению интенсивности падающего излучения, причем для простоты выкладок рассмотрим лучепреломление при следующих условиях, которые не изменяют качественную картину эффектов, происходящих при вариациях интенсивности падающей волны.

А. Рассмотрим нормальное падение волны на границу кристалла. При этом два преломленных луча имеют одинаковые векторы волновых нормалей.

Б. Рассмотрим такую линейную поляризацию падающей волны, при которой интенсивность одного из преломленных лучей будет пренебрежимо мала по сравнению с интенсивностью второго при малых интенсивностях падающего излучения. Тогда можно положить

$$\hat{\varepsilon} = \hat{\varepsilon}_l + 4\pi\hat{\chi}\,|\mathbf{E}|^2, \tag{2}$$

где $\hat{\varepsilon}_l$ — тензор диэлектрической проницаемости в отсутствие поля, $\hat{\chi}$ — тензор нелинейной восприимчивости, $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля.

В. Положим, что тензор $\hat{\chi}$ диагонален в той же системе координат, что и $\hat{\varepsilon}_l$. При данном предположении ориентация главных диэлектрических осей не зависит от $|\mathbf{E}|^2$.

Выберем систему координат, в которой тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$ имеет диагональный вид, а главные диэлектрические проницаемости подчиняются соотношению

$$\varepsilon_x < \varepsilon_y < \varepsilon_z. \tag{3}$$

Как известно [1, 2], лучевая поверхность, соответствующая $\hat{\varepsilon}$, является двуоболочечной поверхностью. Оболочки имеют 4 общие точки, в выбранной системе координат расположенные в плоскости xz. Плоскость, которая накрывает воронку, образованную внешней оболочкой лучевой поверхности вблизи лучевой оптической оси, касается этой оболочки по окружности C.

Направления преломленных лучей $\mathbf{t}_1$ и $\mathbf{t}_2$ ($|\mathbf{t}_1| = |\mathbf{t}_2| = 1$) являются направлениями из начала координат на точки касания T_1 и T_2 лучевой поверхности плоскостями, перпендикулярными волновой нормали $\mathbf{s}$. Точки T_1 и T_2 при выполнении (1) находятся вблизи концов диаметра окружности C, так как лучевая поверхность в окрестности C близка к поверхности тора. Этот диаметр параллелен плоскости, определяемой векторами $\mathbf{s}$ и $\mathbf{n}$.

Пусть $|\mathbf{E}_0|^2$ — такое значение интенсивности в преломленной волне, что $\mathbf{s}$ проецируется на плоскость xz на вектор $\mathbf{n}(|\mathbf{E}_0|^2)$. Тогда

$$|[\mathbf{s} \times \mathbf{n}(|\mathbf{E}_0|^2)]| = s_y. \tag{4}$$

Угол между векторами $\mathbf{n}(|\mathbf{E}|^2)$ и $\mathbf{n}(|\mathbf{E}_0|^2)$ может быть оценен как

$$|[\mathbf{n}(|\mathbf{E}|^2) \times \mathbf{n}(|\mathbf{E}_0|^2)]| \approx (|\mathbf{E}|^2 - |\mathbf{E}_0|^2)\,\frac{1}{n_z}\,\frac{dn_x}{d|\mathbf{E}|^2}. \tag{5}$$

Тогда x-компоненты векторов $\mathbf{t}$ могут быть записаны следующим образом:

$$t_x = r_x \pm \Omega(|\mathbf{E}|^2 - |\mathbf{E}_0|^2)\,\frac{r_z}{n_z}\left[(|\mathbf{E}|^2 - |\mathbf{E}_0|^2)^2\,\frac{1}{n_z^2}\left(\frac{dn_x}{d|\mathbf{E}|^2}\right)^2 + s_y^2\right]^{-1/2}\frac{dn_x}{d|\mathbf{E}|^2}, \tag{6}$$

где n_x, n_z, r_x, r_z — компоненты векторов $\mathbf{n}$ и $\mathbf{r}$, $\mathbf{r}$ — единичный вектор в направлении лучевой оптической оси. Оценка (6) выполняется с особо хорошей точностью в случае сравнительно слабой анизотропии, который обычно имеет место,

$$\delta_1 = \frac{v_x^2 - v_y^2}{v_y^2} \ll 1, \qquad \delta_2 = \frac{v_y^2 - v_z^2}{v_y^2} \ll 1, \tag{7}$$

где

$$v_k = \frac{c}{\sqrt{\mu\varepsilon_k}}, \quad k = x,\ y,\ z, \tag{8}$$

v_k — главные скорости распространения света.

Векторы $\mathbf{s}$ и $\mathbf{n}(|\mathbf{E}_0|^2)$ определяют плоскость, перпендикулярную плоскости xz. Так как точки T_1 и T_2 движутся при изменениях $|\mathbf{E}|^2$ вдоль окружности C, то

$$\frac{dt_y}{d|\mathbf{E}|^2}(|\mathbf{E}_0|^2) = 0, \tag{9}$$

и поэтому чувствительность направления преломленных лучей к изменению интенсивности падающего излучения

$$\frac{d\alpha}{d\,|\mathbf{E}|^2}\,(|\,\mathbf{E}_0\,|^2) = \frac{1}{r_z}\,\frac{dt_x}{d\,|\,\mathbf{E}\,|^2}. \tag{10}$$

Подставляя сюда (6) и известные [1, 2] выражения для Ω, n_x, n_z, z_x, r_z с учетом (7) и

$$\varepsilon_k \geqslant 4\pi\chi_k\,|\,\mathbf{E}\,|^2, \tag{11}$$

получаем

$$\frac{d\alpha}{d\,|\,\mathbf{E}\,|^2}\,(|\,\mathbf{E}_0\,|^2) = -\frac{\delta_2\chi_x/\varepsilon_x + (\delta_1+\delta_2)\,\chi_y/\varepsilon_y + \delta_1\chi_z/\varepsilon_z}{2\,(\delta_1+\delta_2)\,\sqrt{\delta_1\delta_2}} \pm \frac{\delta_2\chi_x/\varepsilon_x - (\delta_1+\delta_2)\,\chi_y/\varepsilon_y + \delta_1\chi_z/\varepsilon_z}{4\,(\delta_1+\delta_2)\,s_y}. \tag{12}$$

3. Первое слагаемое в правой части формулы (12) соответствует вращению лучевой оптической оси вокруг оси y при изменении $|\,\mathbf{E}\,|^2$. Второе слагаемое характеризует вращение преломленных лучей вокруг лучевой оптической оси. Угол, на который поворачивается плоскость, определяемая двумя преломленными лучами, может приближаться к π при соответствующем выборе начальных и конечных условий и достаточной малости s_y.

Случай $s_y = 0$ является особым. При $s_y = 0$ плоскость, определяемая векторами $\mathbf{s}$ и $\mathbf{n}$, совпадает с плоскостью xz, поэтому преломленные лучи будут также находиться в плоскости xz, и вращения плоскости, ими определяемой, происходить не будет. Реальный пучок с конечной угловой расходимостью в этих условиях по мере приближения его интенсивности к значению, соответствующему конической рефракции, будет после преломления серповидно расплываться, сканирование наблюдаться не будет.

Сканирование будет также слабо выражено и при $s_y > 0$, если не выполняется условие

$$s_y > \beta/2, \tag{13}$$

где β — угловая расходимость пучка, так как в этом случае при достаточном приближении к условиям конической рефракции преломленные лучи будут распространяться вдоль всех образующих конуса конической рефракции.

Общий угол, на который может повернуться преломленный луч при изменении интенсивности падающего луча в диапазоне высокой чувствительности, может быть оценен как

$$2\Omega = \sqrt{\delta_1\delta_2}. \tag{14}$$

поэтому с точки зрения практического использования интересны кристаллы с достаточно большими значениями δ_1 и δ_2. Для них определяющим слагаемым в формуле (12) будет второе. Повышение угловой чувствительности за счет уменьшения s_y ограничено угловой расходимостью реальных пучков, так как необходимо выполнение условия (13).

При $\varkappa \sim 10^{-13}$ ед. СГСЕ и $s_y \sim 10^{-3}$ получаем $d\alpha/d|\mathbf{E}|^2 \sim 10^{-10}$ ед. СГСЕ. Для получения поворота преломленного луча на 10^{-2}—10^{-1} рад необходимы значения плотности мощности $\sim 10^{10}$ Вт/см^2. Это близко к интенсивности оптического пробоя, поэтому интересен поиск кристаллов, для которых $\chi > 10^{-13}$ ед. СГСЕ. При этом существенно, чтобы χ_y и χ_x, χ_z имели разные знаки или различную величину.

При преломлении луча на границе изотропной нелинейной среды вблизи угла полного внутреннего отражения может наблюдаться сравнимая чувствительность направления преломленного луча к интенсивности падающего. Однако, во-первых, коэффициент прохождения в этом случае мал. Во-вторых, в этом случае диапазон интенсивностей, при которых чувствительность высока, узок ($d\alpha/d|\,\mathbf{E}\,|^2 \sim 1/|\,\mathbf{E}\,|^2$). В случае конической рефракции диапазон широк

$$\left\{\frac{d\alpha}{d\,|\,\mathbf{E}\,|^2} \sim \left[1 + (|\,\mathbf{E}\,|^2 - |\,\mathbf{E}_0\,|^2)\left(\frac{d\alpha}{d\,|\,\mathbf{E}\,|^2}\,(|\mathbf{E}_0|^2)\right)^2\right]^{-1}\right\}.$$

Аналогичные результаты могут быть получены для внешней конической рефракции.

Приведенное выше рассмотрение предоставляет еще один отличный от использованного в [13] способ измерения некоторых комбинаций компонент тензора кубичной восприимчивости, ответственного за самовоздействие излучения в анизотропных средах.

4. Рассмотрим картину самосканирования пучка с конечной угловой расходимостью β. При малой мощности падающего пучка расходимость преломленного пучка будет определяться в основном геометрией лучевой поверхности, соответствующей ε_l, и может быть оценена в азимутальном направлении (по углу φ) как $\Delta\varphi \approx \beta/s_y$, где s_y относится к оси пучка.

При большой мощности падающего пучка различные части поперечного сечения пучка, имеющие различную интенсивность, будут преломляться в соответствующие этим интенсивностям направления. Преломленный пучок будет иметь профиль в виде более вытянутого, чем в случае слабого пучка, серпа. При этом крайние участки серпа будут образованы наиболее и наименее интенсивными частями падающего пучка. В соответствии с условием Б интенсивная часть пучка будет также давать второй, более слабый по сравнению с основным, преломленный луч.

Описанные выше явления могут также наблюдаться в двуосных кристаллах, ориентация оптических осей которых зависит от внешнего электрического поля, при изменениях напряженности этого поля и в кристаллах, которые становятся двуосными во внешнем поле.

Ориентацией оптических осей можно также управлять с помощью мощного пучка, направление которого значительно отличается от направления конической рефракции. При этом сканируемый пучок, имеющий направление вблизи конической рефракции, может быть слабым в отличие от случая самосканирования. В этих условиях, а также при электрооптическом сканировании, описанном выше, сканируемый пучок после преломления не будет иметь дополнительного расплывания за счет различного преломления его частей, как это имеет место при самосканировании.

5. Если в схеме со самосканированием пучка за нелинейным кристаллом поместить зеркало, отражающее излучение назад и перекрывающее часть апертуры, то полученная схема будет обладать бистабильностью. Зависимость азимута φ направления преломленного луча от интенсивности $I_{\text{пад}}$ падающего луча в такой схеме имеет петлю гистерезиса. Нижняя ветвь зависимости приближенно представляется как $\varphi \approx kI_{\text{пад}}$, верхняя — как $\varphi \approx (1+R)\, kI_{\text{пад}}$. Здесь R — доля излучения, возвращаемая к месту входа в кристалл пучка с учетом потерь при преломлении на второй грани кристалла и отражении от зеркала; k — постоянный множитель. Точки перескока между ветвями определяются как абсциссы точек пересечения ветвей с прямой $\varphi = \varphi_1$, где φ_1 — азимут преломленного луча, который при возрастании интенсивности впервые попадает на зеркало. Заметим, что скачку будет подвергаться лишь часть сечения преломленного пучка, попавшая на зеркало.

Требуемые для реализации гистерезиса интенсивности оценены в п. 3. Ширина области гистерезиса зависит от R, и, при R, близком к 1, отношение значения интенсивности включения к значению интенсивности выключения близко к 2. Величина скачка между стабильными направлениями луча при этом будет близка к величине азимутального отклонения для нижней ветви. Время переключения определяется скоростью света и размером кристалла и весьма мало.

При использовании на выходной апертуре нескольких зеркал может наблюдаться несколько петель бистабильности.

Литература

[1] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1973. 855 с.
[2] Дитчберн Р. Физическая оптика. М., 1965. 631 с.
[3] Bramley A. — Appl. Phys. Lett., 1964, v. 5, p. 210.
[4] Burns R. P. — Appl. Opt., 1964, v. 3, p. 1505.
[5] Zeldovich B. Ya. — Appl. Opt., 1965, v. 4, p. 1671.
[6] Burns R. P. — Appl. Opt., 1965, v. 4, p. 1672.
[7] Haas W., Iohannes R. — Appl. Opt., 1966, v. 5, p. 1088.
[8] Дроздов М. М., Немтинов В. Б. — Тр. МВТУ, 1974, в. 184, с. 171.
[9] Bloembergen N., Shih H. — Opt. Commun., 1969, v. 1, p. 70.

[10] Shih H., Bloembergen N. — Phys. Rev., 1969, v. 184, p. 895.
[11] Schell A. J., Bloembergen N. — Opt. Commun., 1977, v. 21, p. 150.
[12] Строганов В. И., Илларионов А. И., Кидяров Б. И. — ЖПС, 1980, т. 32, с. 619.
[13] Борщ А. А., Бродин М. С., Марчевский Ф. Н., Семиошко В. Н. — Квант. электрон., 1984, т. 11, с. 2041.

Поступило в Редакцию 5 ноября 1985 г.

УДК 539.194.01

ПО ПОВОДУ ЗАМЕТКИ Б. С. АВЕРБУХА «К ВОПРОСУ О ВЫЧИСЛЕНИИ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ» [1]

Грибов Л. А.

В заметке Б. С. Авербуха [1], как и в его статье [2], выражается сомнение в целесообразности использования валентно-оптической схемы, получившей широкое распространение в теории интенсивностей инфракрасных спектров многоатомных молекул, а также в применимости к определению электрооптических параметров метода, описанного в [3, 4]. По этому поводу считаю необходимым ответить следующее.

Валентно-оптическая теория сейчас является доминирующей и наиболее распространенной, с ее помощью решено много общих проблем и проведены расчеты порядка 200 ИК спектров весьма сложных молекул. Эти результаты изложены в большом числе публикаций и монографий разных авторов, которые нет смысла цитировать здесь. Практическим путем доказано, что электрооптические параметры могут быть найдены для отдельных структурных элементов молекул и что они обладают свойствами переносимости, которые и обеспечивают возможность предсказательных расчетов. Сейчас в возможностях этой теории и ее удобстве при решении самых разных вопросов уже никто не сомневается.

Противопоставление ей подхода Маянца—Авербуха, с использованием которого расчеты конкретных систем в сущности совсем не выполнялись, выглядит по меньшей мере странно. Это скорее личное мнение одного из авторов, которое вряд ли имеет какое-либо общее значение.

Теперь остановимся на критике собственно работ [3, 4]. Судя по всему, автор [1] не оспаривает саму возможность определения дипольных моментов связей по предлагаемому методу, но сомневается в однозначности соответствующей вычислительной процедуры и в том, что найденные параметры будут иметь отношение к производным от дипольных моментов связей по нормальным координатам. Что касается последнего, то вопреки мнению автора [1] нам не кажется, что это надо специально доказывать, так как ситуация ясна из определения. По поводу же собственно вычислительной процедуры можно заметить, что такая процедура, основанная на изучении распределения потенциала в некотором слое, охватывающем молекулу, нами была разработана, испытана, правда, на небольшом числе примеров и привела к разумным физическим результатам, вполне подтвердившим исходные предпосылки. Эти исследования нами, однако, не публиковались и, более того, были прекращены до их завершения и полной отработки окончательной вычислительной методики.

Сделано это не из-за возникновения каких-то принципиальных сомнений или трудностей, а потому, что в это время нами была сформулирована точная квантово-механическая теория электрооптических параметров, первое изложение которой появилось в [5]. С помощью этой теории, которая имеет несомнен-

---

[1] «Оптика и спектроскопия», 1985, т. 59, с. 666.