

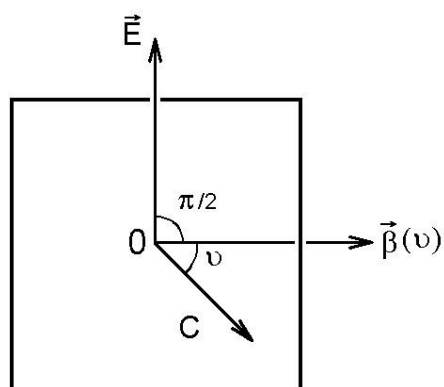
Демонстрация азимутальной зависимости показателя преломления необыкновенной волны в кристалле кальцита

Введение

До сих пор описывались учебные эксперименты, основанные на свойствах фотоиндуцированных периодических структур (ПС) в пленках AgCl–Ag на изотропных диэлектрических подложках. Существенно новый методический результат получается в случае, когда подложкой служит определенным образом ориентированный одноосный кристалл с сильным двулучепреломлением. Оказывается, что в этом случае полная картина дифракции от ПС делает видимой азимутальную зависимость показателя преломления необыкновенной волны и позволяет выполнить измерения этой зависимости. Описанию такого эксперимента посвящен настоящий параграф.

Предварительные сведения о возможности демонстрации

Для эксперимента используется кристалл кальцита (CaCO_3). Кальцит является отрицательным одноосным кристаллом, у которого показатель преломления обыкновенной волны n_o существенно больше главного значения показателя преломления необыкновенной волны n_e (для $\lambda_0 = 633$ нм $n_o = 1,655$ и $n_e = 1,485$ [1]). Кристалл должен быть вырезан так, чтобы направление его оптической оси C было бы параллельным полированной рабочей поверхности, на которую наносится светочувствительная пленка для формирования ПС. Размер рабочей поверхности требуется небольшой (не более чем 1×1 см). Например, в качестве подложки можно использовать стандартный кристаллический поляризатор из кальцита с рабочими гранями, параллельными оптической оси (типа призмы Глана-Томсона). При отсутствии подходящей кристаллической пластинки или поляризатора полезно знать, что поляризационные призмы типа Глана-Томсона применяются в сахариметрах и поляризационных микроскопах, откуда временно такую призму можно изъять без опасения ее повредить, а после выполнения работы вернуть ее на место. Именно такая призма с рабочими гранями размером 12×12 мм и длиной 20 мм была использована при выполнении оригинальной работы по исследованию свойств ПС на анизотропной подложке [2].



1. Схема, показывающая взаимную ориентацию на поверхности кристалла оптической оси C кристалла, направления поляризации E падающего пучка и волнового вектора β возбуждаемой моды.

На рис. 1 прямоугольником показана поверхность кристалла и направление оптической оси **C**. На эту поверхность наносится светочувствительная пленка AgCl–Ag толщины меньшей, чем толщина отсечки волноводной TE₀-моды для необыкновенной волны. Пленка облучается нормально падающим лазерным пучком с центром в точке О. Как и раньше, будем рассматривать случай формирования ПС TE_m-модами. При линейной поляризации пучка преимущественное направление волнового вектора **β** TE_m-моды, возбуждаемой в результате Рэлеевского рассеяния, перпендикулярно направлению вектора **E**. Если **E** ⊥ **C**, то мода возбуждается как обыкновенная волна с показателем преломления n_o ; при **E** ∥ **C** мода является необыкновенной волной с главным значением показателя преломления n_e . При иных ориентациях **E** относительно **C** мода возбуждается как необыкновенная волна с показателем преломления, зависящем от угла ϑ между **β** и **C**, что показано на рисунке. Очевидно, что в случае облучения образца неполяризованным или циркулярно поляризованным пучком будут возбуждаться моды при всех значениях азимутального угла ϑ от 0 до 2 π . Показатель преломления необыкновенной волны в кристалле зависит от ϑ и равен [3]:

$$n_e(\vartheta) = n_o n_e \cdot (n_o^2 \cdot \sin^2 \vartheta + n_e^2 \cdot \cos^2 \vartheta)^{-1/2} \quad (1)$$

Графическое построение этой зависимости для указанных выше значений n_o , n_e дает эллипс (рис. 2) с полуосями, равными n_o вдоль оси **C** и n_e перпендикулярно к ней. Действительно, уравнение эллипса в декартовых координатах: $X^2 \cdot a^{-2} + Y^2 \cdot b^{-2} = 1$. Если ввести полярные координаты r и ϑ с началом координат в центре эллипса, то $X = r \cdot \cos \vartheta$, $Y = r \cdot \sin \vartheta$ [4] и уравнение эллипса в этих координатах имеет вид:

$$r(\vartheta) = (a^{-2} \cdot \cos^2 \vartheta + b^{-2} \cdot \sin^2 \vartheta)^{-1/2} \quad (2)$$

Полагая, что $n_e(\vartheta) = r(\vartheta)$, $n_e = a$ (малая полуось эллипса) и $n_o = b$ (большая полуось) приходим к уравнению эллипса (1).

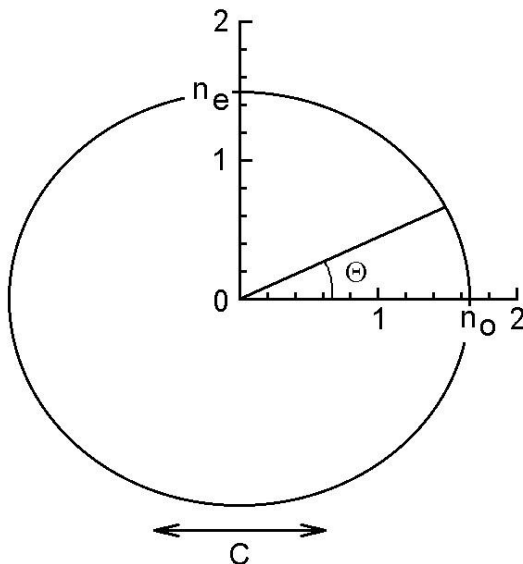


Рис. 2. Эллипс показателей преломления в плоскости кристалла, параллельной его оптической оси.

Дисперсионное уравнение для волноводных TE_m-мод в светочувствительной

пленке на рассматриваемой поверхности кристалла совпадает с уравнением $bh = \arctg \frac{(\beta^2 - k^2 n_1^2)^{1/2}}{b} + \arctg \frac{(\beta^2 - k^2 n_2^2)^{1/2}}{b} + m\pi$ (3) при замене в нем n_2 на $n_e(\vartheta)$.

Толщины отсечек волноводных TE_0 -мод при возбуждении обыкновенной и необыкновенной волн находятся по формуле $h_m = \frac{1}{b} \left[\arctg \frac{(\beta^2 - n_1^2)^{1/2}}{b} + m\pi \right]$ (4) при

значениях $\beta(\vartheta=0) = k \cdot n_o$ и $\beta(\vartheta=\pi/2) = k \cdot n_e$. Для указанных выше значений λ_0 , n_o , n_e находим толщину отсечки волноводной TE_0 -моды на обыкновенной волне $h_{TE_0}^o = 67$ нм и на необыкновенной волне $h_{TE_0}^e = 46$ нм. Если толщина пленки $h < h_{TE_0}^e$, то при произвольных ориентациях направления поляризации **E** нормально падающего лазерного пучка в пленке будут формироваться ПС на предельных модах подложки с $\beta(\vartheta) = k \cdot n_e(\vartheta)$.

Именно этот случай и представляет интерес для демонстрации азимутальной зависимости $n_e(\vartheta)$.

Выполнение эксперимента

Образец для демонстрации готовится следующим образом. На поверхность кристалла наносится пленка $AgCl$ с $h \approx 25$ нм и покрывается пленкой Ag с толщиной примерно 10 нм. Для облучения используется пучок от He-Ne лазера с $\lambda_0 = 633$ нм и непрерывной мощностью излучения 5–10 мВт. Если пучок линейно поляризован, то его превращают в циркулярно поляризованный с помощью четвертьволновой ($\lambda_0/4$) кристаллической пластинки. Неполаризованный пучок применяют для облучения без изменения состояния поляризации. Облучение проводят при нормальном падении пучка на кристалл по схеме рис. 3. Для размещения кристалла используют небольшой гониометр (например, от теодолита); кристалл должен находиться на расстоянии не более 1 м от выходного окна лазера; расстояние между кристаллом и экраном для наблюдения дифракции должно быть 10–15 см. Время облучения составляет примерно 10–15 мин. Во время облучения контролируют развитие ПС по наблюдению дифракции. Для этого поворачивают кристалл на короткое время на такой угол, чтобы наблюдалась дугообразная дифракционная линия на экране и затем возвращают кристалл в положение нормального падения пучка. Экспозицию прекращают при достижении максимальной яркости дифракционного рефлекса.

Для рассматриваемого случая период ПС связан с постоянной распространения моды прежним условием $d = 2\pi \times \beta^{-1}$ (5), но в отличие от изотропной подложки является функцией угла ϑ , т.е.:

$$d(\vartheta) = 2\pi \cdot (\beta(\vartheta))^{-1} = \lambda_0 \cdot (n_e(\vartheta))^{-1} \quad (6)$$

При индуцировании ПС нормально падающим линейно поляризованным пучком ПС имеют вид дифракционных решеток с линейными штрихами из частиц Ag , ориентированными вдоль направления поляризации пучка **E** (рис. 3). Электронномикроскопический снимок (а) показывает ПС, которая сформирована

предельной модой с $\beta(\vartheta=0) = k \cdot n_0$ под действием пучка с $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$. Снимок (б) демонстрирует ПС, полученную под действием пучка с вектором \mathbf{E} , ориентированным под углом 45° к направлению \mathbf{C} . При измерениях на этих снимках нетрудно обнаружить различие в периодах (на снимке (а) период меньше, чем на (б)). Наконец, снимок (в) показывает строение ПС для интересующего нас случая, когда ПС формировалась под действием циркулярно поляризованного пучка. Основная особенность в данном случае состоит в азимутальной зависимости периода нерегулярной сетки, что можно обнаружить при выполнении достаточно точных статистических измерений на снимке (в). Различие периодов, которое недостаточно хорошо проявляется при рассматривании микрофотографий, ярко проявляется при наблюдении дифракции от ПС.

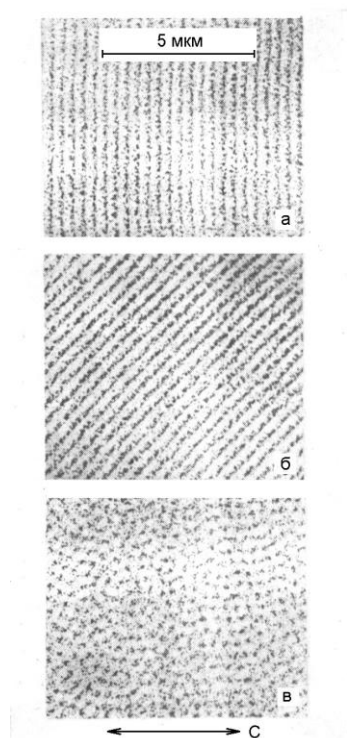


Рис. 3. Электронно-микроскопические фотографии ПС, образованных предельными модами; а — при $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$; б — $\angle(\mathbf{E}, \mathbf{C}) = 45^\circ$; в — под действием циркулярно-поляризованного пучка.

Для наблюдения полной дифракционной картины от ПС, показанной на рис. 3 (в), необходимо использовать пробный лазерный пучок с существенно меньшей длиной волны λ , по сравнению с λ_0 , индуцирующего пучка. Для этой цели удобно использовать небольшой азотный лазер типа ЛГИ-21 или ИЛГИ-503 с такими характеристиками излучения: импульсное излучение, $\lambda = 337$ нм, частота следования импульсов 100 имп/с, длительность импульса излучения 10 нс, средняя выходная мощность 2 мВт. Для наблюдения дифракции с помощью пучка от такого лазера сформированную в пленке AgCl-Ag на кристалле ПС предварительно фиксируют в растворе гипосульфита и затем напыляют зеркальную пленку Al . Такая подготовка образца необходима, чтобы

предотвратить разрушение ПС пробным УФ пучком, увеличить коэффициент отражения от ПС и ее дифракционную эффективность при наблюдении дифракции в отражении.

После указанной подготовки приступают к наблюдению полной картины дифракции от ПС по схеме. Теперь измерительным пучком является пучок от N₂-лазера, проходящий через отверстие в экране и падающий строго по нормали на ПС. Образец устанавливают на маленькой горизонтальной площадке с тонкой вертикальной ножкой для ее закрепления. Дифракцию наблюдают на экране в отраженном свете; небольшие размеры деталей подставки для образца необходимы для того, чтобы они не закрывали дифракционную картину, которая имеет наиболее правильную форму при ее наблюдении из-за образца строго навстречу падающему пучку. Поскольку используется УФ пучок, то картина дифракции наблюдается в результате люминесценции экрана. Экран изготавливают из плотной белой бумаги. Любая белая бумага достаточно ярко люминесцирует под действием пучка от N₂-лазера. Для усиления зрительного восприятия можно подобрать сорт бумаги с наиболее яркой люминесценцией или изготовить экран с покрытием из яркого люминофора. Важно, чтобы экран был гладким и плоским и расположен перпендикулярно к лазерному пучку. Неровный или наклоненный экран будет искажать дифракционную картину.

Расстояние между экраном и образцом определяет размер и яркость картины. Это расстояние должно быть небольшим и выбирается на основании данных, которые следуют из простых расчетов и рис. 4. На рисунке показаны: 1 — пучок от N₂-лазера; 2 — пучок дифракции от ПС; 3 — люминесцирующий экран с отверстием для прохождения лазерного пучка; 4 — образец с ПС; $a(\vartheta)$ — зависящая от азимута ϑ координата точки падения дифрагированного пучка на экран ($a(\vartheta)$ отсчитывается от точки О пересечения лазерного луча с плоскостью экрана); l — расстояние от экрана 3 до центра ПС на образце 4; $\varphi(\vartheta)$ — угол дифракции пучка 2 от ПС.

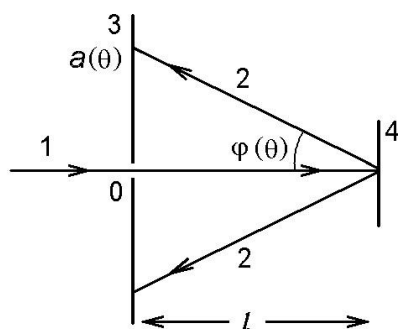


Рис. 4. Схема наблюдения дифракции от ПС с помощью пучка от азотного лазера.

Уравнение дифракции в этом случае имеет вид:

$$d(\vartheta) \cdot \sin(\varphi(\vartheta)) = \lambda \quad (7)$$

С учетом (6) получаем формулу для угла дифракции:

$$\varphi(\vartheta) = \arcsin(\lambda \cdot \lambda_0^{-1} \cdot n_e(\vartheta)) \quad (8)$$

Из (8) видно, что измерения углов дифракции φ для разных ϑ при известных λ , λ_0 дают возможность получить зависимость $n_e(\vartheta)$. Измерения удобнее выполнять по автоколлимационной схеме, поворачивая образец на такой угол φ , при котором дифрагированный пучок распространяется строго навстречу падающему. При выполнении измерений на образце отмечают направление оси С, устанавливают углы ϑ путем поворота образца вокруг нормали к ПС, для каждого значения ϑ измеряют угол дифракции $\varphi(\vartheta)$ вычисляют затем $d(\vartheta)$ по формуле $d(\vartheta) = \lambda \cdot (2 \sin \varphi(\vartheta))^{-1}$ и, наконец, по найденному $d(\vartheta)$ рассчитывают $n_e(\vartheta)$ по формуле (6). Точность измерений $n_e(\vartheta)$ при этом такая же, как и в работе, рассмотренной в лаб. III.6.

Однако, наибольший методический интерес представляет наблюдение полной (развернутой по всем азимутальным углам ϑ) картины дифракции при нормальном падении измерительного пучка на ПС. Из рис. 4 видно, что координата какой-либо точки дифракционной картины $a(\vartheta)$ равна: $a(\vartheta) = l \cdot \operatorname{tg} \varphi$. Полагая $l = 1$ и используя формулу (8) для $\varphi(\vartheta)$ получаем:

$$a(\vartheta) = n_e(\vartheta) \cdot [\lambda_0^2 \cdot \lambda^{-2} - n_e^2(\vartheta)] \quad (9)$$

Последнюю формулу нетрудно преобразовать к виду, аналогичному (2), т.е. зависимость $a(\vartheta)$ есть уравнение эллипса:

$$a(\vartheta) = \left\{ \lambda_0^2 \cdot (\lambda \cdot n_e)^{-2} - 1 \right\} \cdot \sin^2 \vartheta + \left\{ \lambda_0^2 \cdot (\lambda \cdot n_o)^{-2} - 1 \right\} \cdot \cos^2 \vartheta \quad (10)$$

с полуосями, равными:

$$a_{\min} = n_e (\lambda_0^2 \cdot \lambda^{-2} - n_e^2)^{-1/2}, \quad a_{\max} = n_o (\lambda_0^2 \cdot \lambda^{-2} - n_o^2)^{-1/2} \quad (11)$$

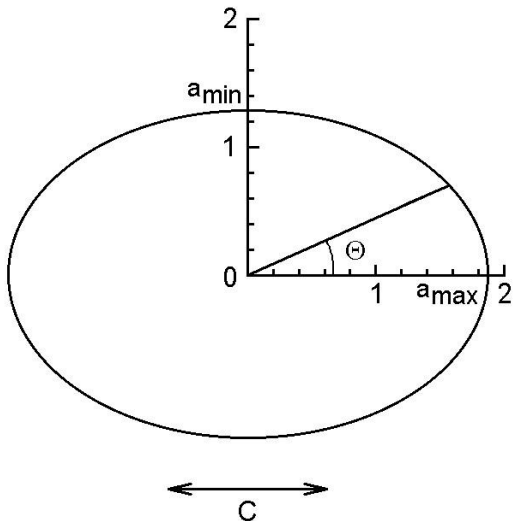


Рис. 5. Расчетная дифракционная картина от ПС, образованной предельными модами под действием циркулярно-поляризованного индуцирующего пучка.

Рассчитанная по (10) дифракционная картина показана на рис. 5. При ее сравнении с эллипсом $n_e(\vartheta)$ (рис. 2) видно, что эллипс дифракции имеет отношение полуосей $(a_{\min}/a_{\max}) = 0,695$ заметно меньшее, чем $(n_e/n_o) = 0,897$, т.е. является более вытянутым. Это означает, что дифракционная картина от ПС более выразительно проявляет анизотропию кристалла по сравнению с непосредственной зависимостью $n_e(\vartheta)$. Из (10) видно, что для получения эллипса

дифракции, без разрыва при $(\vartheta) = 0$, должно выполняться условие $\lambda_0 \cdot \lambda^{-1} > n_o$ и максимально вытянутый эллипс получится, когда отношение длин волн индуцирующего и измерительного пучков лишь немного превышают значение n_o . В рассматриваемом случае $\lambda_0 \cdot \lambda^{-1} = 1,878$, что заметно больше $n_o = 1,655$. Пленки AgCl–Ag чувствительны к излучению во всем видимом диапазоне спектра. Поэтому, для индуцирования ПС можно использовать лазерный пучок с $\lambda_0 < 633$ нм и получить еще более вытянутый эллипс по сравнению с рассматриваемым примером.

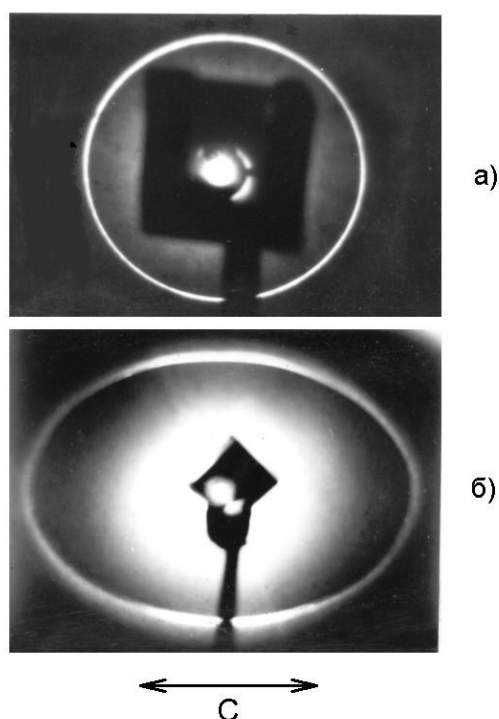


Рис. 6. Фотографии дифракционных картин от ПС, сформированных циркулярно-поляризованным пучком на стеклянной подложке (а) и на кристалле CaCO_3 (б).

На рис. 6 показаны фотографии дифракционных картин от ПС на стеклянной подложке (а) и на CaCO_3 (б). Стеклянная подложка использована для сравнения. При приготовлении образцов на стекло и CaCO_3 была нанесена одинаковая пленка AgCl–Ag. Видно, что дифракционная картина от ПС на стекле имеет вид правильного кольца, тогда как дифракция от ПС на CaCO_3 дает картину в виде эллипса, отношение полуосей которого соответствует расчетному (рис. 5). Из рис. 4 видно, что реальный масштаб наблюдаемой на экране дифракционной картины зависит от расстояния l . При наблюдениях l подбирают так, чтобы получить яркую картину с размерами, не превышающими размеров экрана. В рассмотренном случае $l = 1,5$ см. Заметим, что если после завершения эксперимента необходимо удалить пленку с поверхности кристалла, то это делается с помощью мягкой ткани, слегка смоченной водой, с последующей протиркой сухой тканью. При необходимости, для удаления пленки можно применить полировальный порошок. Обычно, для удаления Al пленки применяют раствор щелочи. В данном случае этого делать нельзя, так как щелочь приведет

к разрушению полированной поверхности кристалла.

Заключение

Таким образом, рассмотренный здесь эксперимент позволяет сделать видимой азимутальную зависимость показателя преломления необыкновенной волны на кристалле с плоскостью, параллельной оптической оси. Такая демонстрация является оригинальной, так как другие возможности для ее реализации нам не известны, и тем самым подтверждает методическую ценность эффекта образования фотоиндуцированных ПС в тонких светочувствительных пленках.

Литература

1. Кэй Дж., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных. –М.: ГИФМЛ, 1962. –248 с.
2. Агеев Л.А., Эль–Ашхаб Х.И., Милославский В.К. Спонтанные периодические структуры в светочувствительных волноводных пленках на анизотропных подложках // Опт. и спектр. –1993. –75, вып.5. – С.1079–1085.
3. Ярив А. Квантовая электроника и нелинейная оптика. – М.: Сов. радио, 1973. – 456 с.
4. Привалов И.И. Аналитическая геометрия. –М.: ГИТТЛ, 1957. –300 с.