

Анизотропия эффекта Фарадея в кристаллическом кварце

© М.А. Новиков, А.А. Хышов

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603600 Нижний Новгород, Россия

(Поступила в Редакцию 10 апреля 1998 г.)

Впервые измерена анизотропия эффекта Фарадея в кристаллическом кварце. Для исследования эффекта Фарадея в условиях сильного линейного дупреломления и оптической активности использован метод оптического клина.

Большинство экспериментальных работ, посвященных эффекту Фарадея (ЭФ) в анизотропных кристаллах без магнитного упорядочения, относится к наиболее простому случаю, когда свет распространяется вдоль оптической оси. Это связано с тем, что для других направлений, когда присутствует большое естественное линейное дупреломление (ЕЛД), наблюдение ЭФ в значительной степени затруднено. Картина еще более усложняется в анизотропных оптически активных кристаллах. В работе [1] экспериментально было показано, что совместное действие ЭФ и оптической активности (ОА) в анизотропных кристаллах приводит к невзаимному оптическому эффекту, подобному магнитохиральному эффекту (невзаимному линейному дупреломлению), впервые экспериментально измеренному в оптически активном кристалле иодата лития в поперечном магнитном поле в условиях, когда отсутствует ЭФ [2]. В продольной конфигурации при распространении света перпендикулярно оптической оси наблюдение этого нового эффекта в чистом виде затруднено вышеотмеченным совместным проявлением ЭФ и ОА. В этом случае весьма важно значение ЭФ и ОА в условиях большого ЕЛД. Как известно, в этом случае ЭФ будет проявляться не в невзаимном циркулярном дупреломлении (вращение плоскости поляризации), а в невзаимном эллиптическом дупреломлении [3,4]. В этих условиях влияние ЭФ на поляризацию проходящего через кристалл света имеет весьма сложную зависимость как от поляризации падающего света, так и от длины кристалла и величины линейного дупреломления, в результате чего эффект имеет очень малую величину. При этом при традиционном использовании образцов кристаллов в виде плоскопараллельных пластинок при исследовании констант ЭФ возникают не только серьезные экспериментальные трудности из-за малости эффекта, но и дополнительные проблемы из-за высоких требований к параллельности граней пластинки, расходимости и ширине спектра излучения, а также к стабилизации температуры образца. По этой причине в настоящее время практически отсутствуют экспериментальные данные по анизотропии констант ЭФ в парамагнитных и диамагнитных кристаллах. В настоящей работе для решения этих проблем при измерении констант ЭФ при наличии большого ЕЛД предлагается использовать модуляционный метод, а образец выполнять в виде клина. При этом угол клина выбирается достаточным для того,

чтобы обыкновенный и необыкновенный лучи в клине на выходе пространственно не перекрывались между собой. В этом случае очевидно, что вся информация об ЭФ будет содержаться в эллиптичности этих волн на выходе. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию анизотропии ЭФ в кристаллическом кварце (α -SiO₂) при измерении соответствующих констант в продольном магнитном поле при распространении света как вдоль оптической оси, так и перпендикулярно ей.

Для кристаллов во внешнем постоянном магнитном поле с учетом только линейных членов тензор обратной диэлектрической проницаемости можно представить в виде [5]

$$\varepsilon_{ij}^{-1}(\omega) = \varepsilon_{0ij}^{-1}(\omega) + ie_{ijm}\gamma_{mk}(\omega)H_k(0), \quad (1)$$

где $\varepsilon_{0ij}^{-1}(\omega)$ — тензор обратной диэлектрической проницаемости для невозмущенного кристалла, e_{ijk} — полностью антисимметричный единичный тензор, $\gamma_{mk}(\omega)$ — полярный тензор, $\mathbf{H}(0)$ — вектор постоянного магнитного поля. При отсутствии поглощения $\gamma_{mk}(\omega)$ — действительный тензор. Для кристаллов различной симметрии вид тензора γ_{ij} приведен в [6]. Для тригональных кристаллов кварца (32)

$$\gamma_{mk} = A\mathbf{e}_i\mathbf{e}_j + B\mathbf{e}_3\mathbf{e}_3. \quad (2)$$

В (2) используется инвариантный метод записи тензоров второго ранга [7], где \mathbf{e}_j — единичные векторы вдоль кристаллографических осей, а $\mathbf{e}_i\mathbf{e}_j$ — диадное произведение двух единичных векторов.

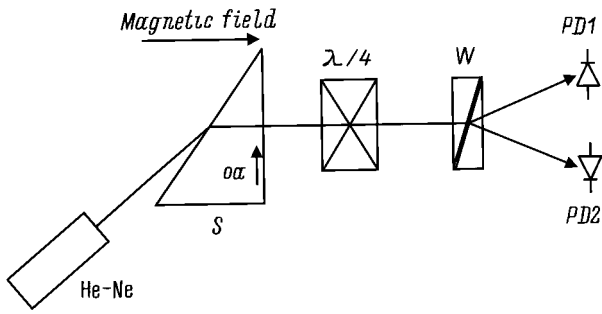
Используя результаты работы [6], мы можем получить выражение для эллиптичности (отношения полуосей эллипса поляризации) света для обыкновенного и необыкновенного лучей для одноосного кристалла кварца (32)

$$\alpha = \frac{n_0^2 n_e^2}{(n_e^2 - n_0^2)[1 - (\mathbf{sc})^2]} \times [A(\mathbf{sH}(0)) + B(\mathbf{sc})(\mathbf{cH}(0))]. \quad (3)$$

Здесь \mathbf{s} — единичный вектор вдоль направления распространения света, \mathbf{c} — единичный вектор оптической оси.

В случае продольного магнитного поля $H(0) = \mathbf{sH}(0)$ при распространении света нормально к оптической оси ($\mathbf{s} \perp \mathbf{c}$)

$$\alpha = \frac{n_0^2 n_e^2}{n_e^2 - n_0^2} AH(0). \quad (4)$$



Экспериментальная установка.

Формулы (3), (4) получены в приближении, когда величина естественного двупреломления велика по сравнению с анизотропией, связанной с ЭФ. В случае когда свет распространяется вдоль оптической оси ($n_1^0 = n_2^0 = n_0$), в продольном магнитном поле можно получить следующее выражение для угла вращения плоскости поляризации света [6]:

$$\theta = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 (A + B) H(0) l, \quad (5)$$

где λ — длина световой волны, l — длина кристалла.

В эксперименте использовалась однопроходовая оптическая схема измерения ЭФ с фазовой пластинкой $\lambda/4$ (ромбом Френеля) (см. рисунок). Исследуемые кристаллы были вырезаны в виде клина, что позволяло разделять обыкновенный и необыкновенный лучи. Источником излучения служил гелий-неоновый лазер ЛГН-302 ($\lambda = 0.63 \mu\text{m}$). Для компенсации его амплитудных шумов использовалась дифференциальная схема регистрации, построенная на основе призмы воластона (W) и двух фотодиодов ($PD1$ и $PD2$). Магнитное поле модулировалось синусоидально с частотой 65 Hz. Его амплитуда составляла 1–3 кОе. Сигнал регистрировался синхронным детектором. При используемой мощности лазера 1 mW чувствительность установки составляла 10^{-6} rad при времени усреднения $\tau = 3$ с.

После прохождения через кристалл излучение лазера становится промодулированным по эллиптичности. Пластинка $\lambda/4$ преобразует модуляцию эллиптичности в модуляцию угла вращения плоскости поляризации света $\Delta\theta = \alpha$.

Можно показать, что для этой оптической схемы измерения на выходе дифференциального усилителя будем иметь сигнал

$$\Delta J \sim 2J_0 \Delta\theta, \quad (6)$$

где J_0 — интенсивность света, $\Delta\theta = \theta_0 \cos(\Omega t)$, Ω — частота модуляции магнитного поля электромагнита. В эксперименте измерялась зависимость θ_0 от амплитуды магнитного поля. Как и следовало ожидать, картина этой зависимости носит линейный характер. С целью увеличения точности измерения величина сигнала нормировалась на величину сигнала, связанного с ЭФ в

пластинке плавяного кварца известной толщины. Величина ЭФ вдоль оптической оси кварца измерялась без пластинки $\lambda/4$.

Измеренные константы для кристаллов кварца были равны

$$A = (2.14 \pm 0.09) \cdot 10^{-11} \text{ Ое}^{-1},$$

$$A + B = (2.33 \pm 0.05) \cdot 10^{-11} \text{ Ое}^{-1}.$$

Таким образом, анизотропия ЭФ для кристаллического кварца достаточно мала

$$\frac{A}{A + B} = 0.92 \pm 0.06.$$

Интересно провести сравнение величины анизотропии ЭФ с анизотропией других физических свойств этого кристалла, в частности с анизотропией магнитной восприимчивости. Можно предполагать, что их величины должны быть близки между собой. Однако экспериментальных данных по анизотропии магнитной восприимчивости для кристаллического кварца нам в литературе найти не удалось.

В заключение отметим, что изучение анизотропии ЭФ в кристаллах представляет несомненный интерес с точки зрения более глубокого понимания магнитооптических процессов. Мы надеемся, что предложенный в настоящей работе метод измерения констант Фарадея позволит с достаточной точностью измерять эти величины у широкого класса анизотропных кристаллов.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 95-02-05653).

Список литературы

- [1] М.А. Новиков, Г.В. Геликонов. Опт. и спектр. **75**, 4, 854 (1993).
- [2] В.А. Маркелов, М.А. Новиков, А.А. Туркин. Письма в ЖЭТФ **25**, 9, 404 (1977).
- [3] Ф.Ф. Сизов, Ю.И. Уханов. Магнитооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам. Наук. думка, Киев (1979). 180 с.
- [4] Г.А. Смоленский, В.В. Леманов, Г.М. Недлин, М.П. Петров, Р.В. Писарев. Физика магнитных диэлектриков. Наука, Л. (1974). 454 с.
- [5] В.А. Агронович, В.Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. Наука, М. (1965). 376 с.
- [6] М.А. Новиков. Кристаллография **26**, 3, 437 (1981).
- [7] Г.Н. Малолеткин, В.Л. Фомин. Тензорные базисы в кристаллофизике. Изд-во ЛГУ, Л. (1972).