

## Литература

[1] Л. А. Грибов. Введение в теорию и расчет колебательных спектров многоатомных молекул. Изд. ЛГУ, 1965.

Поступило в Редакцию 15 марта 1971 г.

УДК 538.61+535.854

## АБСОЛЮТНОЕ ЗАПАЗДЫВАНИЕ В ЭФФЕКТЕ КОТТОНА—МУТОНА

B. A. Radkevich

До настоящего времени не существует законченной теории жидкого состояния вещества. В связи с этим экспериментальное определение параллельной и перпендикулярной компонент абсолютного запаздывания, а также их отношения при измерениях вынужденной анизотропии в жидких диэлектриках представляют большой теоретический интерес.

Под абсолютным запаздыванием подразумевают измерение разностей показателей преломления  $\Delta_{\parallel} = n_{\parallel} - n_0$  и  $\Delta_{\perp} = n_{\perp} - n_0$ . Здесь  $n_{\parallel}$  измеряется при параллельных направлениях внешнего электрического или магнитного поля и электрического вектора световой волны,  $n_{\perp}$  — при перпендикулярных,  $n_0$  — показатель преломления жидкости в отсутствие поля.

Согласно классической ориентационной теории электро- и магнитооптических явлений, предложенной Ланжевеном [1] и Борном [2], без учета стрикционных явлений, отношение параллельной и перпендикулярной компонент абсолютного запаздывания  $\Delta_{\parallel}/\Delta_{\perp} = -2$ . Применение ориентационной теории идентично как для электрического, так и для магнитного полей. При измерениях абсолютного запаздывания не требуется определения молекулярных параметров, однако сам процесс измерений представляет собой значительные экспериментальные трудности.

До настоящего времени измерения абсолютного запаздывания и их отношения  $\Delta_{\parallel}/\Delta_{\perp}$  произведены только для двулучепреломления в электрическом поле [3, 4]. Измерения в магнитном поле ранее не проводились. Как показал Патене [3], в механизме возникновения электрического двулучепреломления важную роль играет явление электрострикции. Отношение абсолютных запаздываний равно  $-2$  только в первые микросекунды с момента наложения электрического поля. Затем система приходит в термодинамическое равновесие и отношение принимает значения в пределах от  $-2$  до  $+ \sim$ .

Сравнение абсолютного запаздывания и исследование роли стрикционных эффектов для двух различных типов полей (электрических и магнитных) весьма существенно, так как можно ожидать, что классический эффект стрикции зависит лишь от объемной энергии в поле и ее вклад одинаков в обоих случаях.

Построенный нами поляризационный интерферометр [5] позволяет находить разность фаз между двумя параллельно расположеннымися, перпендикулярно поляризованными, когерентными лучами с точностью  $2 \cdot 10^{-4} \lambda$  ( $\lambda = 632.8$  нм). Сигнал модулируется

Отношение абсолютных запаздываний в магнитном поле  
для хлорбензола, толуола, бензола, хлороформа

B, гаусс	$\frac{n_{\parallel} - n_0}{n_{\perp} - n_0}$			
	C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> Cl	C <sub>7</sub> H <sub>8</sub>	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	CHCl <sub>3</sub>
6000	-2.16	-2.10	-2.18	—
9600	-1.92	-1.95	-2.14	—
10800	-1.90	-2.16	-2.03	—
12200	-1.91	-1.90	-2.10	—
13600	-2.04	-2.02	-2.32	—
14400	-2.13	-1.96	-2.14	—
15300	-2.08	-1.94	-2.00	—
16000	-2.08	-2.03	-1.98	-2 ± 0.5

качающейся пластинкой в четверть волны и регистрируется фотоэлектрически. Электромагнит позволяет получать в междуэлектродном зазоре поле до 16 000 гаусс. Измерительная кювета имеет длину 0.2 м. Свет проходит ее дважды (в прямом и обратном направлениях). Система проверялась на отсутствие явления магнитного вращения плоскости поляризации.

Нами были проведены измерения абсолютного запаздывания  $\Delta_{\parallel}$ ,  $\Delta_{\perp}$  и постоянной Коттона—Мутона  $C$  в магнитном поле для молекул различных типов (хлорбензол, толуол, бензол, хлороформ). Значения отношения абсолютных запаздываний для этих жидкостей при различных напряженостях магнитного поля приводятся в таблице и равны  $\Delta_{\parallel}/\Delta_{\perp} = -2.0 \pm 0.1$ .

Полученные нами значения  $\Delta_{\parallel}$  и  $\Delta_{\perp}$  являются термодинамически равновесными. На основании полученных значений отношения абсолютных запаздываний механизм возникновения магнитного двулучепреломления в жидкости можно представить следующим образом: или явление носит чисто ориентационный характер и не сопровождается заметной магнитострикцией, или сама стрикция является анизотропной.

Приношу благодарность В. А. Замкову за ценные указания.

### Литература

- [1] P. Langevin. Le Radium, 7, 233, 249, 1910.
- [2] M. Born. Ann. Phys., 55, 177, 1918.
- [3] M. Pauthenier. Ann. de Phys., 14, 16, 239, 1920.
- [4] J. Minard. J. Rech. CNRS, № 60, 253, 1962.
- [5] В. А. Замков, В. А. Радкевич. Депонировано ВИНИТИ, № 1710—70 Деп.

Поступило в Редакцию 23 марта 1971 г.

УДК 535.36

## ПОПРАВКА К РАБОТЕ «ФЛУКТУАЦИИ АНИЗОТРОПИИ И РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ЖИДКОСТЯХ»

В. П. Романов и В. А. Соловьев

В заключительной части [1] было ошибочно отмечено расхождение в коэффициентах с работой [2]. Это замечание было следствием вычислительной ошибки при сопоставлении формул. В действительности результаты обеих работ в этой части совпадают. Само расхождение мы объясняли тем, что в [2] использовался избыточный набор независимых переменных. На самом деле ФДТ можно применять и к избыточному набору. Действительно, пусть на обобщенные координаты  $x_i$ , связанные с внутренними и внешними силами  $f_i$  и  $F_i$  уравнениями состояния  $x_i = -b_{ik}f_k$  и движения  $M_{ik}x_k = f_i + F_i$  (ср. [3]), наложено дополнительное условие  $A_k x_k = 0$ . Тогда как внутренние, так и внешние силы связаны уравнениями вида  $A_i b_{ik}f_k = 0$ . Добавляя в правой части уравнений движения члены  $\lambda_i A_k b_{kj}F_j$ , где  $\lambda_j$  — неопределенные множители Лагранжа, находим  $x_k = p_{kj}(\{\lambda\}) F_j$ . Условие связи требует  $A_k p_{kj}(\{\lambda\}) = 0$ , что дает (с учетом условий симметрии типа  $p_{kj} = p_{jk}$ ) полную систему для определения всех  $\lambda_i$ . Найденные таким образом восприимчивости  $p_{jk}$  и используются в ФДТ. В случае простых условий связи, например  $\xi_{ik} = \xi_{ki}$ , как в [1, 2], эта процедура сводится к записи уравнений движения в симметризованной форме:  $2\eta\xi_{ik} = (\phi_{ik} + \phi_{ki})/2$ . При вычислении полных флуктуаций условие связи можно учесть введением в функцию распределения множителя  $\delta(A_k x_k)$  ( $\delta$  — дельта-функция Дирака). В [2] все условия типа симметрии учтены в явном виде.

Мы глубоко признательны С. М. Рытову за любезное разъяснение этого вопроса.

По вине авторов в [1] допущены опечатки. В третьем уравнении (25) вместо  $\delta S$  следует читать  $\partial S / \partial x_1$ , в четвертом — вместо  $\partial^2 \mathcal{F} / \partial x_1^2 - \partial^2 \mathcal{F} / \partial x_1^2$ .

В формуле (29) мы вслед за Леоновичем [4] допустили неточность: вместо  $X_{\alpha}$  там должно стоять  $\zeta_{23}^{\alpha}$ . Уравнения для  $X^{\alpha}$  и  $\zeta_{23}^{\alpha}$  совпадают, и поэтому выражения для  $\langle X_{\alpha}^2 \rangle_{\omega k}$  и  $\langle \zeta_{23}^{\alpha 2} \rangle_{\omega k}$  идентичны.