

ширины когерентного сигнала от давления гелия для всех его значений, при которых ширина сигнала Ханле линейно изменяется только благодаря соударениям с нормальными атомами газа. В связи с этим измеряемая величина времени жизни, получаемая линейной экстраполяцией к нулевому давлению гелия, представляет собой константу релаксации выстраивания при полном пленении излучения, которое происходит не на исследуемом ($\lambda=3965 \text{ \AA}$), а на резонансном ($\lambda=522 \text{ \AA}$) переходе, причем влияние деполаризующих и тушащих соударений этой константой не учитывается.

Исключить влияние пленения излучения и получить из измеренного времени $\tau_{пл.}$ радиационное время жизни $\tau(4^1P_1)$ в нашем случае можно только теоретически. Вопрос о влиянии пленения излучения на интерференционный сигнал теоретически исследовался в работах Барра [8] и Дьяконова и Переля [9]. Однако их расчеты применимы для случая, когда пленение излучения и наблюдение интерференционного эффекта происходит на одном и том же переходе. Для нашего случая удобно было воспользоваться результатами теоретического рассмотрения формы сигнала Ханле при пленении излучения не на исследуемом, а на другом переходе, которое было проведено М. П. Чайкой и результаты которого содержатся в [4]. Используя соотношение $\tau_{рад.} = \tau_{пл.} (1 - \alpha)$, где α для уровня 4^1P_1 составляет величину 0.68, получаем $\tau(4^1P_1) = (4.0 \pm 0.4) \text{ нсек.}$ Согласно теоретическому расчету, время жизни 4^1P_1 уровня гелия составляет величину 3.92 нсек. [6] и 3.95 нсек. [7].

Пользуясь случаем, авторы выражают глубокую благодарность М. П. Чайке за постоянные научные консультации. В измерениях принимала участие С. Полянкина.

Литература

- [1] Х. Каллас, М. Чайка. Опт. и спектр., 27, 694, 1969.
- [2] С. G. Carrington, A. Corneu. Opt. Commun., 1, 115, 1969.
- [3] С. Казанцев, М. Чайка. Опт. и спектр., 31, 510, 1971.
- [4] С. А. Казанцев, А. Кислинг, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 34, 1227, 1973.
- [5] С. Казанцев, В. Марков, М. Чайка. Опт. и спектр., 34, 854, 1973.
- [6] A. H. Gabriel, D. W. O. Hedde. Proc. Roy. Soc., A258, 124, 1960.
- [7] W. L. Wiese et. al. Atomic Transitions Probabilities. US NBS NSRDS-4, vol. 1, 1966.
- [8] J. P. Barrat. Journ. de Phys., 20, 541, 633, 657, 1959.
- [9] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, 47, 1483, 1964.

Поступило в Редакцию 17 июля 1973 г.

УДК 535.2+538.61

СКОРОСТЬ СВЕТА В ДИЭЛЕКТРИКЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

З. К. Янкаускас

Рассмотрим распространение плоской световой волны в диэлектрике вдоль направления постоянного магнитного поля H_{oz} . На поперечные токи поляризации $j_x = (\epsilon - 1) dE_x / 4\pi dt$ действует поперечная сила $f_y = j_x H_{oz} / c$. Под действием этой силы светоактивные частицы диэлектрика приходят в движение вдоль оси y . Но движение зарядов, перпендикулярное постоянному магнитному полю H_{oz} , сопровождается возникновением электрического поля и токов поляризации, которые суммируются с исходным полем волны [1].

Количественно явление описывается системой уравнений

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t}, \quad \mu = 1, \\ \text{rot } \mathcal{H} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \\ \vec{j} &= \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \left[\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{H}_0 \right], \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} - v_s^2 \nabla^2 s - (v_l^2 - v_s^2) \nabla \text{div} - \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \vec{v} = \frac{1}{\rho c} \vec{j} \times \vec{H}_0,$$

где $\vec{E}$ и $\mathcal{H}$ — электрическое и магнитное поле световой волны, H_0 — постоянное магнитное поле, $\vec{j}$ — плотность тока поляризации, ϵ — диэлектрическая постоянная кристалла, s , $\vec{v} = ds/dt$ — отклонение и скорость отклонения, ρ и η — плотность и динамическая вязкость, v_s , v_l — поперечная и продольная скорости звука в кри-

сталле. Совместим направление $\vec{H}_0$ с осью z . Вдоль оси z распространяется световая волна, содержащая компоненты E_x и $\mathcal{H}_y$, решения для которых ищем в виде

$$\text{const exp } i(\omega t - kz). \quad (2)$$

В этом случае второй, третий и четвертый члены в левой части последнего уравнения (1) всегда значительно меньше первого в $(v_s^2 k^2 / \omega^2 \sim v_s^2 / c^2)$ раз и ими можно пренебречь.

Подставляя (2) в (1), получаем дисперсионное уравнение, связывающее постоянную распространения k с частотой световой волны ω (с учетом $v_A \ll c$)

$$k^2 c^2 = \left[\epsilon + \frac{(\epsilon - 1)^2 v_A^2}{c^2} \right] \omega^2, \quad v_A^2 = \frac{H_0^2}{4\pi\rho}, \quad (3)$$

где v_A — альфвеновская скорость.

Таким образом, скорость света в диэлектрике в магнитном поле уменьшается, так как увеличивается эффективное значение диэлектрической проницаемости.

Оценим величину изменения скорости света в воде в практически достижимых импульсных полях $H = 10^6$ Ое. Ток поляризации определяется взаимодействием света с электронами воды, концентрация которых $N = 3 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$. Масса электрона $m = 9.1 \cdot 10^{-28}$ г и плотность $\rho = mN = 3 \cdot 10^{-5}$ г/см 3 . В оптическом диапазоне $\epsilon \approx 1.77$. При $H_0 = 10^6$ Ое из (3) имеем для изменения скорости света величину $\sim 10^3$ см/с.

Литература

[1] З. К. Янкаускас. ФТТ, 12, 2835, 1970.

Поступило в Редакцию 23 апреля 1973 г.