

$\delta\tau_i$ — малые относительные флуктуации параметров, $i = 0, 1$. С учетом соотношений (2) получим

$$\delta A(t) = \delta M + (\pi\tau_0/T) \operatorname{ctg}(\pi\tau_0/T) [\delta\tau_0 - \delta T], \quad (3)$$

$$\Delta\varphi(t) = \pi/T [2\tau_1 \delta\tau_1 + \tau_0 \delta\tau_0 - (2\tau_1 + \tau_0) \delta T].$$

В этих выражениях для простоты знак усреднения опущен.

Предположим, что частота выходной последовательности фиксирована. Из выражений (3) видно, что величина флуктуаций фазы пропорциональна длительности импульса и времени задержки. Относительный вклад флуктуаций времени задержки в два раза превышает вклад флуктуаций длительности импульса. Влияние флуктуаций амплитуды импульса M на амплитуду первой гармоники не зависит от выбора рабочей частоты ЦДЧ, и именно они становятся определяющими при ν , близком к единице. Зависимость модуляционной чувствительности амплитуды первой гармоники к флуктуациям длительности импульса $A_c = (\pi\tau_0/T) \operatorname{ctg}(\pi\tau_0/T)$ от ν приведена на рис. 2. При рассмотрении этой зависимости следует, видимо, ограничиться более узким диапазоном ν , например $\nu = 0,1 \div 0,9$, в связи с наличием времени задержки τ_1 и конечной длительностью фронтов ν импульсов, что приводит к недостижимости предельной частоты ЦДЧ и «запрещению» значений частоты вблизи нуля.

Таким образом, в зависимости от целей применения ЦДЧ показана возможность снижения флуктуаций амплитуды либо фазы первой гармоники за счет выбора входной частоты. Например, для минимизации флуктуаций фазы следует ограничиваться предельно низкими входными частотами. При этом энергетическая эффективность делителя минимальна. Существенного снижения флуктуаций амплитуды первой гармоники выходного сигнала можно добиться при работе на максимальных частотах, соответствующих высокой энергетической эффективности ЦДЧ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лейнов М. Л., Качалуба В. С., Рыжков А. В. Цифровые делители частоты на логических элементах. — М.: Энергия, 1975.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию
7 сентября 1987 г.

УДК 538.56:535

ЭЛЕКТРО-МАГНИТООПТИЧЕСКОЕ НЕВЗАИМНОЕ ЛИНЕЙНОЕ ДВУПРЕЛОМЛЕНИЕ В ЖИДКОСТЯХ

М. А. Новиков

Эффекты вынужденной оптической анизотропии при совместном действии электрического и магнитного полей обсуждались в ряде работ [1, 2, 3]. Однако в этих работах не учитывалась пространственная дисперсия. Ниже показано, что в этом случае при учете пространственной дисперсии возникает электро-магнитооптическое невзаимное линейное двупреломление (ЭМОНЛД). Магнитооптическое невзаимное линейное двупреломление в кристаллах впервые наблюдалось в [4]. В настоящей работе ЭМОНЛД рассмотрено на примере жидкости, где оно проявляется в чистом виде.

Эффекты вынужденной оптической анизотропии во внешних постоянных электрическом (E^0) и магнитном (H^0) полях можно описать разложением тензора диэлектрической проницаемости в следующем виде [5]:

$$\epsilon_{ij}(k, E^0, H^0) = \epsilon_{ij}^0 + a_{ijkl} E_k^0 E_m^0 + b_{ijkl} H_k^0 H_m^0 + c_{ijklmn} k_n E_m^0 H_n^0, \quad (1)$$

где k — волновой вектор. Тензоры a_{ijkl} и b_{ijkl} ответственны за эффекты Керра и Коттона—Мутона. Псевдотензор c_{ijklmn} описывает обсуждаемое ЭМОНЛД. В кристаллических средах, вообще говоря, необходимо учитывать и другие члены в разложении (1), пропорциональные различным парным и линейным комбинациям векторов k , E^0 и H^0 , совместное мультипликативное действие которых может привести к невзаимному линейному двупреломлению. Если, однако, ограничиться случаем изотропных оптически неактивных сред (жидкостей), то эффект, связанный с тензором c_{ijklmn} , будет проявляться в чистом виде, поскольку другие члены в разложении (1) в этом случае или отсутствуют, или не дают вклада в эффекты распространения. Соотношения Онсагера [6] приводят к симметрии тензоров в (1) по первым двум индексам ij . С учетом этого для изотропных сред их можно представить:

$$\alpha_{ijklm} = a_1 \delta_{ij} \delta_{klm} + a_2 (\delta_{ik} \delta_{jlm} + \delta_{im} \delta_{jkl}); \quad (2)$$

$$b_{ijklm} = b_1 \delta_{ij} \delta_{klm} + b_2 (\delta_{ik} \delta_{jlm} + \delta_{im} \delta_{jkl}); \quad (3)$$

$$c_{ijklmn} = c_1 (e_{ikn} \delta_{jlm} + e_{ikm} \delta_{jln} + e_{jkn} \delta_{ilm} + e_{jkm} \delta_{in}) + \\ + c_2 e_{klnm} \delta_{ij} + c_3 (e_{imn} \delta_{jkl} + e_{jnm} \delta_{ik}), \quad (4)$$

где e_{ijk} и δ_{ij} — тензоры Леви—Чивита и Кронекера. Если не учитывать граничные эффекты и рассматривать только эффекты распространения, то достаточно рассмотреть только две конфигурации направления распространения векторов k , E^0 и H^0 . В первой конфигурации k , E^0 и H^0 ортогональны между собой и направлены соответственно вдоль осей z , y , x . В этом случае можно показать, что изменение показателей преломления имеет следующий вид:

$$n_x^\pm - n = \frac{1}{2n} [b_1 H^0{}^2 + (a_1 + 2a_2) E^0{}^2 \pm (2c_1 + c_2) k H^0 E^0], \quad (5)$$

$$n_y^\pm - n = \frac{1}{2n} [(b_1 + 2b_2) H^0{}^2 + a_1 E^0{}^2 \pm (c_2 - 2c_1) k H^0 E^0].$$

Здесь оси наведенной линейной анизотропии совпадают с направлениями внешних полей. Как видно, последний член, описывающий ЭМОНЛД, имеет невзаимный характер, так как при изменении направления распространения ($k \rightarrow -k$) соответствующая добавка к показателю преломления меняет знак.

Во второй конфигурации E^0 и H^0 параллельны между собой и нормальны к k . Из (4) можно получить

$$\Delta \epsilon_{xy} = \Delta \epsilon_{yx} = 2c_1 k H^0 E^0. \quad (6)$$

Интересная особенность данного случая в том, что главные оси невзаимной наведенной анизотропии повернуты на угол $\pi/4$ по отношению к осям анизотропии, связанной с эффектами Керра и Коттона—Мутона. Это приводит к тому, что при совместном их учете имеет место поворот осей общей линейной анизотропии относительно внешних полей на угол

$$\Delta \theta^\pm = \pm 2c_1 k H^0 E^0 / \Delta n \quad (7)$$

и величина двупреломления

$$\Delta n = \sqrt{(2c_1 k H^0 E^0)^2 + (a_2 E^0{}^2 + b_2 H^0{}^2)^2}. \quad (8)$$

Из (7) и (8) видно, что в этом случае невзаимность проявляется в невзаимном развороте главных направлений оптической анизотропии. При условии, когда эффекты Керра и Коттона—Мутона компенсируют друг друга, ЭМОНЛД проявляется в невзаимном изменении показателя преломления

$$n_y^\pm - n = -(n_x^\pm - n) = \pm c_1 k E^0 H^0 \quad (9)$$

с оптическими осями, повернутыми на угол $\pi/4$ к направлению полей. В этом отношении эффект ЭМОНЛД существенно отличается от эффектов Керра и Коттона—Мутона в жидкостях, при которых оси вынужденной анизотропии совпадают с направлениями вынуждающих внешних полей. Строгий расчет констант c_1 и c_2 в общем случае затруднителен, однако для полярных и парамагнитных жидкостей, где эффект ЭМОНЛД, по-видимому, имеет наибольшую величину, оценку эффекта можно сделать достаточно просто, используя выражение

$$\Delta n^\pm \simeq \frac{a}{\lambda} \frac{E^0 p}{kT} \frac{H^0 \mu}{kT}, \quad (10)$$

где a — размер молекулы, λ — длины волны света, T — температура, p и μ — дипольный и магнитный моменты молекулы, k — постоянная Больцмана. Так, при $a = 10^{-8}$ см, $\lambda = 6 \cdot 10^{-5}$ см, $p = 10^{-18}$ CGSE, $\mu = 10^{-20}$ CGSE при $T = 300$ К и полях $E^0 = 10^2$ CGSE и $H^0 = 10^4$ Гс, $\Delta n = 10^{-9}$. Эта величина невзаимного линейного двупреломления вполне доступна для современных лазерных методов с использованием кольцевых интерферометров [6], которые позволяют измерять невзаимную фазовую оптическую задержку на фоне сильной взаимной фазовой анизотропии.

В заключение отметим, что исследованное ЭМОНЛД представляет интерес для изучения особенностей строения молекул, которые не удается исследовать с помощью эффекта Керра или Коттона—Мутона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранова Н. Б., Богданов Ю. В., Зельдович Б. Я. // УФН. 1977. Т. 123. № 2. С. 349.

2. Сизов Ф. Ф., Уханов Ю. И. Магнитооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам. — Киев: Наукова Думка, 1979.
3. Japroz W., Kogalewski M. // Opt. Quant. Electron. 1980. V. 12. № 1. P. 103.
4. Маржелов В. А., Новиков М. А., Туркин А. А. // Письма в ЖЭТФ, 1977. Т. 25. С. 9.
5. Агранович В. Н., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. — М.: Наука, 1979.
6. Новиков М. А. // Радиотехника и электроника. 1976. Т. 22. № 4. С. 666.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
29 февраля 1988 г.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Диагностика плотной плазмы / Н. Г. Басов, Ю. А. Захаренков, А. А. Рупасов и др. / Под ред. Н. Г. Басова. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989 (IV кв.). — 25 л.

Дано описание основных методов диагностики инерциально удерживаемой плазмы, т. е. высокотемпературной нестационарной плотной плазмы, получаемой при нагреве и сжатии термоядерных мишеней, облучаемых мощным лазерным излучением, а также пучками заряженных частиц. Наряду с особенностями применения традиционных методов диагностики плазмы, связанными с необходимостью измерения ее параметров, рассмотрены принципиально новые методы диагностики сверхплотной плазмы.

Для специалистов-экспериментаторов, работающих в области физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза, а также аспирантов и студентов старших курсов физических специальностей вузов.

Летохов В. С., Чеботаев В. П. Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989 (IV кв.). — 33 л.

Дано систематическое изложение основных принципов нелинейной лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения без доплеровского уширения спектроскопия насыщения поглощения, двухфотонной спектроскопии и спектроскопии лазерно-охлажденных атомов. Изложены как основы теории, так и сведения об экспериментальных методах. Рассмотрены разнообразные применения методов для спектроскопии атомов и молекул, квантовой метрологии, атомной физики и квантовой электроники.

Для научных работников, инженеров, а также аспирантов и студентов старших курсов, специализирующихся в спектроскопии, оптике, атомной и молекулярной физике, квантовой электронике.

Иванов И. Г., Латуш Е. Л., Сэм М. Ф. Ионные лазеры на парах металлов. — М.: Энергоатомиздат, 1989 (II кв.) — 17,5 л.

Рассмотрено современное состояние исследований и разработок большого класса лазеров — ионных лазеров на парах химических элементов. Большое внимание уделено физическим процессам, ответственным за накачку ионных уровней и создание инверсии населенностей, описаны основные разновидности и свойства электрических разрядов, применяемых в этих лазерах. Последовательно рассмотрены все типы ионных лазеров на парах металлов: катафорезные рекомбинационные плазменные, с полным катодом, с поперечным ВЧ-разрядом и др. Даны таблицы всех известных к настоящему времени ионных лазерных переходов в спектрах паров химических элементов.

Для научных работников и инженеров в области физики плазмы и техники лазеров, а также для преподавателей и студентов вузов.

Ионные инжекторы и плазменные ускорители / Под ред. А. И. Морозова, Н. Н. Семашко. — М.: Энергоатомиздат, 1989 (II кв.) — 16 л.

Рассмотрены физические процессы в ряде типов ускорителей и близких к ним плазмодинамических систем, а также в ионных источниках с плазменным эмиттером и электростатической системой формирования и ускорения пучка. Отражены вопросы построения обеспечивающих и вспомогательных систем, затронуты аспекты приложения в различных областях науки и техники. Написана на основе материалов VI Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям и ионным инжекторам.

Для научных работников и инженеров в области физики плазмы и ядерной физики.