

ляции на линии $P(22)$ полосы 9.6 мкм при использовании 1,3-диоксана в качестве просветляющего фильтра. На рис. 2 представлены режимы пассивной модуляции, наблюдаемой на экране осциллографа при изменении длины резонатора с помощью пьезокерамики. При малых давлениях Q -модуляции возникает при максимально возможном поглощении, т. е. вблизи центра линии поглощения (рис. 1, б). При увеличении давления частотный диапазон расширяется в сторону меньших поглощений.

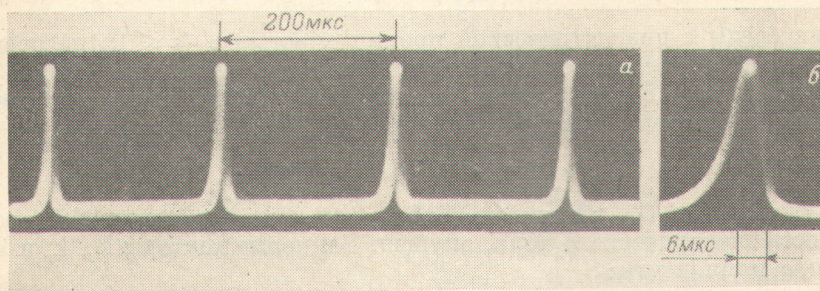


Рис. 3. Вид импульсов Q -модуляции в 1,3-диоксане при давлении 130 мТор.

При дальнейшем увеличении давления (160 мТор и выше, рис. 2) частотный диапазон Q -модуляции сужается с одновременным понижением частоты повторения импульсов до полного срыва. Частота и длительность импульсов Q -модуляции, типичные для газообразных просветляющихся сред, до нескольких десятков килогерц и нескольких микросекунд соответственно. Эти величины наблюдались со всеми исследованными веществами. Соответствующее фото представлено на рис. 3.

Новые молекулярные резонансы помимо модуляции излучения CO_2 -лазера могут быть использованы также в спектроскопии высокого разрешения соответствующих молекул, для изучения процессов колебательно-вращательной кинетики, при количественном анализе, для получения субмиллиметрового лазерного излучения и т. д.

Литература

- [1] J. R. Isatt, G. F. Caudle, B. L. Bean. Appl. Phys. Lett., 25, 446, 1974.
- [2] Л. М. Свердлов, М. А. Ковнер, Е. П. Крайнов. Колебательные спектры многоатомных молекул. «Наука», М., 1970.
- [3] С. Ф. Дюбко, Л. Д. Фесенко, Л. П. Демина. Всесоюзный симпозиум по приборам, технике и распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере. Тезисы докладов и сообщений, М., 1976.
- [4] D. Welti. Infrared Vapour Spectra. London, 1970.
- [5] A. Palm, E. R. Bissel. Spectrochim. Acta, 16, 459, 1960.
- [6] A. D. Devir, U. P. Oppenheim. Appl. Optics, 16, 2757, 1977.

Поступило в Редакцию 2 декабря 1980 г.

УДК 535.39+535.345.1

ВЕКТОРНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ФОРМУЛ ФРЕНЕЛЯ

О. В. Константинов, Ю. Ф. Романов и А. Ф. Рылов

Формулы Френеля, определяющие амплитудные и энергетические коэффициенты отражения и пропускания света на границе раздела двух сред, обычно приводятся для двух основных типов поляризации падающей волны TE и TM . В монографии Борна и Вольфа [1] получены формулы, выражающие амплитудные коэффициенты в векторном виде и справедливые при произвольной

ориентации электрического вектора падающей волны. При выводе указанных формул использовался метод интегральных уравнений.

Цель настоящей работы заключается в том, чтобы, во-первых, получить векторные формулы из обычных уравнений Максвелла, во-вторых, дать общие выражения и для энергетических коэффициентов отражения и пропускания.

Пусть граница раздела двух сред совпадает с плоскостью $z=0$, а плоская электромагнитная волна

$$E_z(r) = E_0 e^{ik_z r} \quad (1)$$

падает из среды с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 ($z \leq 0$) на среду с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 . Будем считать, что в этих средах магнитные проницаемости соответственно равны μ_0 и μ_1 . Отраженную и преломленную волны представим в виде

$$E_r(r) = E_0 e^{ik_r r}, \quad E_t(r) = E_t e^{ik_t r}. \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) множитель $\exp(-i\omega t)$, характеризующий временную зависимость электрического поля, опущен. Волновые векторы k_z , k_r и k_t имеют следующие компоненты:

$$k_z = (k_x, k_y, k_z), \quad k_r = (k_x, k_y, -k_z), \quad k_t = (k_x, k_y, k_{tz}), \quad (3)$$

причем $k_x > 0$, $k_{tz} > 0$.

Для квадратов модулей векторов выполняются соотношения

$$|k_z|^2 = |k_r|^2 = \mu_0 \epsilon_0 k_0^2, \quad |k_t|^2 = \mu_1 \epsilon_1 k_0^2, \quad k_0 = \omega/c. \quad (4)$$

Из поперечности электромагнитных волн следует, что

$$(E_z k_z) = (E_r k_r) = (E_t k_t) = 0. \quad (5)$$

Условия (5) вместе с условиями непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границе $z=0$ позволяют определить векторы электрического поля отраженной и преломленной волн. Вводя тангенциальные векторы

$$A_\tau = (A_x, A_y), \quad \text{если } A = (A_x, A_y, A_z), \quad (6)$$

получаем условие непрерывности тангенциальных компонент электрического поля

$$E_{iz} + E_{rz} = E_{tz}. \quad (7)$$

В плоской электромагнитной волне магнитное поле $H(r)$ выражается через электрическое поле так

$$H(r) = \frac{1}{k_0} [k \times E] e^{ikr}. \quad (8)$$

Раскроем векторное произведение

$$[k \times E] = (k_y E_z - k_z E_y) e_x + (k_z E_x - k_x E_z) e_y + (k_x E_y - k_y E_x) e_z. \quad (9)$$

Здесь e_x , e_y , e_z — орты координатных осей. Из формул (8) и (9) видно, что условие непрерывности тангенциального вектора $H_\tau(r)$ и его компонент эквивалентно непрерывности вспомогательной комбинации вида $k_\tau E_z - k_z E_\tau$. Используя формулы (3), получаем

$$k_\tau (E_{iz} + E_{rz} - E_{tz}) = k_z (E_{iz} - E_{rz}) - k_{tz} E_{tz}. \quad (10)$$

Из формул (5), (7), (10) удобно выразить тангенциальные векторы E_{iz} и E_{rz} через компоненты преломленной волны. Например,

$$E_{iz} = \frac{k_x + k_{tz}}{2k_z} \left[E_{tz} - \frac{k_{tz} (E_t k_t)}{\epsilon_0 k_0^2} \right]. \quad (11)$$

Затем из условий ортогональности (5) можно перейти к полным векторам. В результате получаем

$$E_z = \frac{k_{tz} + k_{tz}}{2k_{tz}} \left[E_t - \frac{k_t (E_t k_t)}{\epsilon_0 k_0^2} \right], \quad (12)$$

где индекс q принимает значения i и r . Отметим, что векторный оператор в формуле (12) выделяет часть вектора $\mathbf{E}_i$, ортогональную волновому вектору $\mathbf{k}_q$. Эта формула и получена в книге [1] методом интегральных уравнений. Она дает векторное представление формул Френеля, выражая амплитуды падающей волны ($q=i$) и отраженной волны ($q=r$) через амплитуду преломленной волны $\mathbf{E}_t$.

Перейдем теперь к определению энергетических коэффициентов отражения и пропускания. На основании формул (12) определим разность

$$|\mathbf{E}_i|^2 - |\mathbf{E}_r|^2 = \frac{k_{tz}}{k_z} |\mathbf{E}_t|^2. \quad (13)$$

Формула (13) выражает закон сохранения энергии для падающей, отраженной и преломленной волн. Из нее следует известное соотношение, связывающее энергетический коэффициент отражения R и энергетический коэффициент пропускания T

$$T + R = 1, \quad T = \frac{k_{tz}}{k_z} \frac{|\mathbf{E}_t|^2}{|\mathbf{E}_i|^2}, \quad R = \frac{|\mathbf{E}_r|^2}{|\mathbf{E}_i|^2}. \quad (14)$$

Введем углы θ_i и θ_t , определяющие направления распространения относительно оси z падающей и преломленной волн. Если угол между векторами $\mathbf{A}$ и $\mathbf{B}$ обозначить через $\widehat{\mathbf{AB}}$, то, согласно формуле (12), имеем

$$T = \frac{\sin(2\theta_i) \sin(2\theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t) \sin^2(\widehat{\mathbf{E}_i \mathbf{k}_t})}. \quad (15)$$

Аналогично получается и энергетический коэффициент отражения

$$R = \frac{|\mathbf{E}_r|^2}{|\mathbf{E}_i|^2} \frac{|\mathbf{E}_t|^2}{|\mathbf{E}_i|^2} = \frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t) \sin^2(\widehat{\mathbf{E}_i \mathbf{k}_r})}{\sin^2(\theta_i + \theta_t) \sin^2(\widehat{\mathbf{E}_i \mathbf{k}_t})}. \quad (16)$$

Из формулы (16) непосредственно видно возникновение эффекта Брюстера. Если $\mathbf{E}_i$ и $\mathbf{k}_r$ параллельны, то энергетический коэффициент отражения, пропорциональный $\sin^2(\widehat{\mathbf{E}_i \mathbf{k}_r})$, обращается в нуль. В формуле (15) целесообразно $\sin^2(\widehat{\mathbf{E}_i \mathbf{k}_t})$ выразить через тригонометрические функции других углов. Из формулы (12) при $q=i$ получаем

$$\sin^2(\widehat{\mathbf{E}_i \mathbf{k}_t}) = \frac{\cos^2(\theta_i - \theta_t)}{\cos^2(\theta_i - \theta_t) + \cos^2(\widehat{\mathbf{E}_i \mathbf{k}_t})}. \quad (17)$$

Таким образом,

$$T = \frac{\sin(2\theta_i) \sin(2\theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)} \left[1 + \frac{\cos^2(\widehat{\mathbf{E}_i \mathbf{k}_t})}{\cos^2(\theta_i - \theta_t)} \right]. \quad (18)$$

При TE -поляризации падающей волны вектор $\mathbf{E}_i$ ортогонален вектору $\mathbf{k}_t$, поэтому

$$\cos(\widehat{\mathbf{E}_i \mathbf{k}_r}) = 0, \quad \sin^2(\widehat{\mathbf{E}_i \mathbf{k}_t}) = \sin^2(\widehat{\mathbf{E}_i \mathbf{k}_r}) = 1. \quad (19)$$

При TM -поляризации угол между векторами $\mathbf{E}_i$ и $\mathbf{k}_q$ отличается на 90° от угла между векторами $\mathbf{k}_i$ и $\mathbf{k}_q$, т. е.

$$\sin^2(\widehat{\mathbf{E}_i \mathbf{k}_t}) = \cos^2(\theta_i - \theta_t), \quad \sin^2(\widehat{\mathbf{E}_i \mathbf{k}_r}) = \cos^2(\theta_i + \theta_t). \quad (20)$$

Формулы (19) и (20) позволяют осуществить переход от формул (15) и (16) к обычному представлению энергетических коэффициентов отражения и пропускания в случае TE - и TM -поляризаций [1].

Литература

[1] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. «Наука», М., 1970.

Поступило в Редакцию 17 апреля 1981 г.