

В. Н. ПАРЫГИН

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ЛИНЕЙНОГО ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В СРЕДАХ С МАЛОЙ ЕСТЕСТВЕННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Вопросам применения линейного электрооптического эффекта для модуляции света посвящено большое количество работ (см., например, [1]). Во всех этих работах модуляция возникает за счет различного изменения под действием внешнего поля показателей преломления света для двух собственных направлений поляризации в электрооптической ячейке. Переменная разность фаз между двумя волнами изменяет степень эллиптичности поляризации света, выходящего из электрооптической ячейки. Если такая ячейка помещена между двумя поляризаторами, то интенсивность света I на выходе системы следующим образом зависит от интенсивности I_0 на входе в электрооптическую ячейку:

$$\frac{I}{I_0} \cos^2(\psi_1 - \psi_2) - \sin 2\psi_1 \sin 2\psi_2 \sin^2 \left(\frac{\Phi_0}{2} + \frac{\Phi_{\sim}}{2} \right), \quad (1)$$

где ψ_1 и ψ_2 — углы поворота входного и выходного поляризаторов относительно собственного направления поляризации в электрооптической ячейке; $\Phi_0 = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_2 - n_1)$ — сдвиг фаз, обусловленный естественной анизотропией ячейки, Φ_{\sim} — сдвиг фаз под действием приложенного к ячейке напряжения.

Соотношение (1) лежит в основе всех описанных в литературе поляризационных модуляторов света. Однако при выводе этого соотношения не учитывалась возможность поворота собственных векторов электрооптической ячейки под действием модулирующего сигнала. Между тем известно [1, 2], что такой поворот имеет место, причем угол поворота γ определяется соотношением

$$\operatorname{tg} 2\gamma = \frac{2rE}{\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}}, \quad (2)$$

где r — электрооптическая константа, E — напряженность поля, приложенного к ячейке.

Если естественная анизотропия среды много больше наведенной, то γ — очень малая величина и поворотом осей можно пренебречь. Можно не учитывать зависимости γ от E также в случае распространения света вдоль оптической оси ячейки, когда $n_1 = n_2$ и $\gamma = 45^\circ$ независимо от приложенного поля. Именно эти два случая обычно осуществляются на практике, поэтому использование соотношения (1) вполне законно. Характерная особенность амплитудных модуляторов света, описываемых соотношением (1), состоит в том, что при изменении ориентации поляризаторов меняется лишь соотношение постоянной и переменной составляющих интенсивности света на выходе из модулятора. Спектральный состав переменной составляющей остается неизменным.

Однако в некоторых случаях возможно создание амплитудных модуляторов света, обладающих иными свойствами. Если свет распространяется под малым углом к оптической оси анизотропного кристалла или под любым углом в среде с малой естественной анизотропией, то угол γ зависит от величины модулирующего воздействия. Соотношение (1) принимает в этом случае вид

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\psi_1 - \psi_2) - \sin 2(\psi_1 - \gamma) \sin 2(\psi_2 - \gamma) \sin \frac{\Phi_0 + \Phi_{\sim}}{2}, \quad (3)$$

здесь ψ_1 и ψ_2 определяются при отсутствии внешнего воздействия. При $\Phi_{\sim} \ll 1$ уравнение (3) описывает модулятор света, у которого управляющее воздействие изменяет только ориентацию эллипса поляризации света без его деформации. При этом соотношение (3) удобно преобразовать так:

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\psi_1 - \psi_2) \cos^2 \frac{\Phi_0}{2} + \frac{1}{2} [1 + \cos(2\psi_1 + 2\psi_2 - 4\gamma)] \sin^2 \frac{\Phi_0}{2}. \quad (4)$$

Таким образом, интенсивность модулированного компонента света на выходе из модулятора зависит от разности фаз φ_0 и достигает максимума при $\varphi_0 = \pi$.

Подставляя в (4) значение γ из (2), получим для случая $\varphi_0 = \pi$:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{2A}{1+A^2} \sin 2(\psi_1 + \psi_2) + \frac{1-A^2}{1+A^2} \cos 2(\psi_1 + \psi_2) \right], \quad (5)$$

где

$$A = \frac{2rE}{\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}} \approx \frac{n^2 r E}{\Delta n}; \quad \Delta n = n_2 - n_1.$$

Соотношение (5) показывает, что спектральный состав интенсивности света на выходе из описываемого модулятора зависит от взаимного положения входного и выходного поляризаторов. Если $\psi_1 + \psi_2 = \frac{\pi}{4} + k \frac{\pi}{2}$, где $k=0; \pm 1; \pm 2; \dots$, то интенсивность света

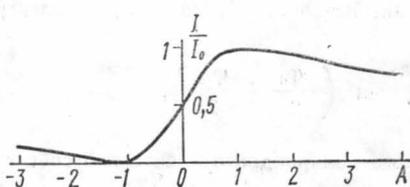


Рис. 1

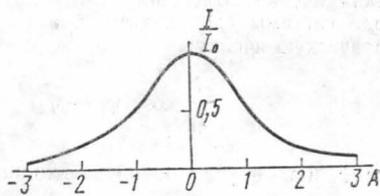


Рис. 2

на выходе содержит только нечетные гармоники модулирующего сигнала, если $\psi_1 + \psi_2 = k \frac{\pi}{2}$, то I содержит только четные гармоники.

Зависимость I/I_0 от A для случая $\psi_1 + \psi_2 = \frac{\pi}{4}$ изображена на рис. 1. Максимальное значение $I/I_0=1$ достигается при $A=1$, а минимальное $I/I_0=0$ при $A=-1$. Между этими двумя значениями A лежит область быстрого изменения I/I_0 . При $|A| > 1$ интенсивность света слабо зависит от A .

На рис. 2 приведена зависимость I/I_0 от A при $\psi_1 + \psi_2 = 0$. Для малых A это парабола $I/I_0 = 1 - A^2$. В обычных модуляторах, описываемых соотношением (1), переход с линейного на квадратичный участки модуляционной характеристики осуществляется приложением постоянного напряжения, а в данном устройстве кривая рис. 2 не может быть получена из кривой рис. 1 с помощью постоянного смещения.

При изменении модулирующего сигнала по гармоническому закону $E = E_0 \cos \Omega t$ первая гармоника интенсивности света в случае $\psi_1 + \psi_2 = \frac{\pi}{4}$ следующим образом

зависит от $A_0 = \frac{n^2 r E_0}{\Delta n}$:

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{2}{A_0} \frac{\sqrt{1+A_0^2} - 1}{\sqrt{1+A_0^2} + 1}. \quad (6)$$

График этой зависимости приведен на рис. 3. Максимальное значение $I_1 = 0,6 I_0$ достигается при $A_0 = 1,27$. Нелинейные искажения в рассматриваемом модуляторе связаны с присутствием третьей гармоники частоты Ω . Величина I_3/I_0 следующим образом зависит от амплитуды модулирующего сигнала:

$$\frac{I_3}{I_0} = \frac{6A_0^2 + 8(1 - \sqrt{1+A_0^2}) - 2A_0^2 \sqrt{1+A_0^2}}{A_0^3 \sqrt{1+A_0^2}}. \quad (7)$$

Оценивая по (7) нелинейные искажения при модуляции света, получаем, что при $A_0 = 1,27$ отношение $I_3/I_0 = 0,25$. Однако при некотором уменьшении величины A_0 можно добиться резкого уменьшения искажений при малом спаде I_1 . Например, при $A_0 = 0,7$

величина I_3/I_0 составляет только 5%, а I_1/I_0 равно 0,52. Поэтому величину $E_0 = 0,7 \frac{\Delta n}{n^3 r}$ можно считать оптимальной амплитудой внешнего воздействия для описываемого модулятора. При малой разности показателей преломления Δn оптимальная величина E_0 также может быть очень мала. Однако при уменьшении Δn необходимо пропорционально увеличивать длину электрооптической среды l , чтобы разность фаз φ_0 оставалась равной π . Произведение оптимального E_0 на длину взаимодействия l не зависит от Δn и равно $(E_0 l)_{\text{опт}} = 0,35 \frac{\lambda}{n^3 r}$. т. е. в точности совпадает с соответствующей величиной для обычного модулятора света [3].

Проведенное выше рассмотрение модуляции света в среде с малой естественной анизотропией основывалось на предположении, что $\sin^2 \frac{\varphi_0 + \varphi_{\sim}}{2} = 1$. На самом деле эта величина изменяется, так как показатели преломления зависят от внешнего воздействия.

В случае линейного электрооптического эффекта в кристалле почти кубической сингонии $\varphi_0 + \varphi_{\sim}$ следующим образом зависит от внешнего воздействия:

$$\varphi_0 + \varphi_{\sim} = \frac{2\pi l \Delta n}{\lambda} \sqrt{1 + A^2}.$$

Изменение A от 0 до 0,7 при оптимальном выборе длины ячейки изменяет $\sin^2 \frac{\varphi_0 + \varphi_{\sim}}{2}$ всего на 2,5%. Таким образом, вплоть до оптимальной амплитуды внешнего воздействия проведенное выше рассмотрение может считаться справедливым.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. М., 1970.
2. Чирков Л. Е. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 12, 19, 1972.
3. Chen F. S. PIEEE, 58, 1440, 1970.

Поступила в редакцию
3.11 1972 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 538.566

А. В. КОЗАРЬ, Ю. А. ПИРОГОВ, В. И. СЕЛИН

ОБ ОТРАЖЕНИИ СВЧ-ВОЛНЫ ОТ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛАСТИНЫ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

Ранее нами¹ был рассчитан коэффициент отражения СВЧ-волн от плоскопараллельной полупроводниковой пластинки, заполняющей сечение волновода. По результатам, полученным при расчете на ЭВМ, были построены графики для модуля $|\Gamma|$ и фазы φ коэффициента отражения в зависимости от проводимости образца при нескольких значениях толщины пластинки. Было обнаружено, в частности, что форма этих кривых (монотонность, крутизна, наличие экстремумов) сильно зависит от толщины пластинки. С тем, чтобы выявить эту зависимость, расчеты были продолжены в настоящем сообщении. В данной заметке более полно, чем в предыдущих, проведена экспериментальная проверка численных расчетов коэффициента отражения СВЧ-волны от полупроводникового слоя. Тогда как ранее такая проверка проведена лишь в одной расчетной точке — для пластины Ge с удельной проводимостью $10 \text{ ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ и толщиной 1,2 мм.

Здесь же сообщается о результатах измерений в 14-ти точках, с помощью которых уверенно просматривается зависимость коэффициента отражения от толщины образца при постоянной удельной проводимости. Результаты расчета на ЭВМ представ-

¹ А. В. Козарь, Ю. А. Пирогов. «Вестн. Моск. ун-та» физ., астрон., 12, № 5, 1972.