

- [1] Басов Н.Г., Крохин О.Н., Попов Ю.М. - УФН, 1960, т. 72, № 2, с. 161-209.
- [2] Бенеславский С.Д., Иванов-Омский В.И., Коломиец Б.Т., Смирнов В.А. - ФТТ, 1974, т. 16, № 6, с. 1620-1629.
- [3] Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984. 350 с.

Институт прикладной
физики АН СССР,
Горький

Поступило в Редакцию
2 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 22

26 ноября 1988 г.

ВЛИЯНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ НА ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ДИФфуЗИОННЫХ ВОЛНОВОДАХ
 $Ti:LiNbO_3$ С ПРОСТРАНСТВЕННО МОДУЛИРОВАННОЙ
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ

В.Н. Б е л ы й, И.Г. В о й т е н к о,
Н.Н. Г о р е л ы й, Б.Б. С е в р у к

В последнее время интенсивно исследуется электрооптическое взаимодействие в волноводах на ниобате лития с диффузией титана [1-3]. В наших экспериментах [3, 4] было замечено, что при работе электрооптических модуляторов на низких частотах управляющего напряжения появляются значительные искажения дифракционной картины. В [4, 5] упоминается, что подобные искажения могут быть связаны с возможной проводимостью волноводного слоя.

В данной работе исследуется влияние фотоиндуцированных зарядов на эффективность дифракции в электрооптических решетках. На поверхности ниобата лития Y - среза диффузией титана создавался оптический волновод с эффективной толщиной ~ 2 мкм. Методом фотолитографии была нанесена встречно-штыревая система электродов с периодом $d = 40$ мкм и длиной электродов $L = 4$ мм, при этом штрихи решетки параллельны оси x кристалла. С помощью призмы связи волновод возбуждался пучком света $He - Ne$ лазера ($\lambda = 0,63$ мкм) мощностью 5 мВт и $D = 1$ мм, так что в области под электродами в направлении оси x распространялась волноводная TE_0 мода. При отсутствии напряжения на электродах на экране наблюдалась дифракционная картина (рис. 1, а), обусловленная периодической металлизацией поверхности волновода. При подаче на электроды напряжения в области волновода создавалась электрооптическая решетка с периодом $\Lambda = 2d =$

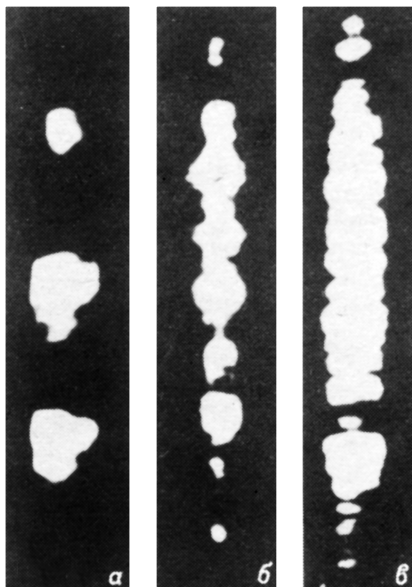


Рис. 1. Картина дифракции при различных режимах модуляции.
 а - отсутствие напряжения, б - высокочастотное $f = 1$ МГц, в -
 низкочастотное $f = 10$ кГц управляющее напряжение.

$= 80$ мкм, и примерно синусоидальной модуляцией диэлектрической проницаемости. Картина дифракции на такой решетке существенно зависела от частоты модуляции прикладываемого к электродам напряжения. Для высоких частот $f \geq 1$ МГц между максимумами решетки поглощения появляются дополнительные дифракционные максимумы (рис. 1, б), обусловленные фазовой электрооптической решеткой. С уменьшением частоты модуляции происходило искажение дифракционной картины, особенно заметное при частотах $f \leq 20$ кГц (рис. 1, в). Из приведенных на рис. 2 кривых следует, что при длительностях импульсов $T \leq 1$ мкс эффективность дифракции остается постоянной во времени. С увеличением длительности импульсов и частоты их следования интенсивность дифрагированного сигнала растет.

Искажение дифракционной картины обусловлено возрастанием проводимости кристалла в области планарного оптического волновода. Благодаря наличию примесей энергия кванта $He-Ne$ лазера становится сравнимой с энергией ионизации соответствующей примеси, вследствие чего происходит фотовозбуждение носителей заряда, и проводимость волноводного слоя возрастает.

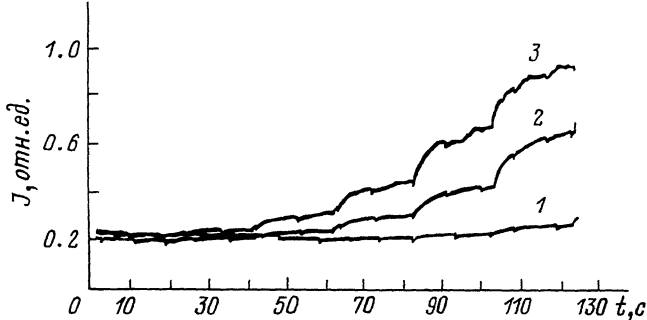


Рис. 2. Зависимость интенсивности сигнала в первом порядке дифракции от времени. Длительности импульсов электрического напряжения T : 1 - $T = 1$ мкс, 2 - $T = 5$ мкс, 3 - $T = 10$ мкс. Начальная частота следования 10 кГц, частота изменяется через каждые 10 с на 10 кГц.

В стационарном состоянии плотность фотовозбужденных носителей n_{st} дается выражением [6]

$$n_{st} = \beta \frac{\alpha J}{\hbar \omega} \cdot \tau_H, \quad (1)$$

где J - интенсивность света с энергией квантов $\hbar \omega$, β - квантовый выход, α - коэффициент оптического поглощения, τ_H - время жизни неравновесного носителя. Поскольку в волноводе интенсивность света возрастает примерно в D/λ раз (D - диаметр светового пучка, λ - толщина волновода), то в соответствии с (1) во столько раз возрастает концентрация носителей в зоне проводимости. В поле $\varphi(y, z) = \pm \varphi_0 \sin Kz \cdot \exp(-Ky)$, фотоиндуцированные электроны сосредотачиваются в потенциальных ямах, образуя периодически распределенный пространственный заряд, который можно представить в виде ряда по гармоникам n_m электронной плотности [6]:

$$n(z) = \sum_{m=1}^{\infty} n_m \sin(mKz). \quad (2)$$

Кинетика образования и релаксации объемного заряда иллюстрируется рис. 3. Видно, что с момента отключения электродов от источника питания происходит экспоненциальное спадание интенсивности дифрагированного света, причем время релаксации растет с увеличением амплитуды подаваемого напряжения.

В сильном электрическом поле $E \approx 10^4 \frac{\text{В}}{\text{см}}$ размеры электронных сгустков Δr становятся много меньше периода решетки $\Lambda = 22d$ [6]. При $\Delta r \ll \Lambda$ амплитуды гармоник n_m с малыми номерами m примерно одинаковы [6] и совпадают со средним значением концентрации (1) фотовозбужденных носителей:

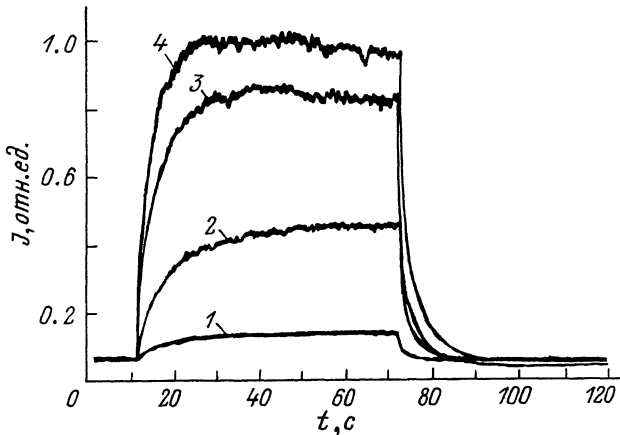


Рис. 3. Зависимость интенсивности дифрагированного света от времени воздействия электрического поля при различных значениях постоянного напряжения длительностью 60 с. 1 - 2 В, 2 - 6 В, 3 - 10 В, 4 - 14 В.

$$n_1 = n_2 = n_3 = \dots = n_{st}.$$

Каждая фурье-компонента электронной плотности индуцирует электрическое поле, потенциал φ_m которого удовлетворяет уравнению Пуассона $\epsilon \epsilon_0 \nabla^2 \varphi_m = q n_m$ ($\epsilon = \epsilon_{zz}$ - диэлектрическая проницаемость кристалла, q - заряд электрона). Несложно показать, что $\varphi_m = \frac{q n_{st}}{\epsilon \epsilon_0 m^2 K^2}$, то есть m -тая гармоника потенциала обратно пропорциональна квадрату номера гармоники. В свою очередь каждая гармоника потенциала φ_m создает фазовую электрооптическую решетку с периодом Λ/m и амплитудой диэлектрической проницаемости $|\Delta \epsilon_m| = \frac{\epsilon \epsilon_0 q n_{st} \tau_{33}}{m K}$, где τ_{33} - электрооптический коэффициент. Таким образом, амплитуды первых, проявляющихся в эксперименте гармоник диэлектрической решетки, пропорциональны интенсивности света, и обратно пропорциональны номеру гармоники.

Обсудим теперь результаты экспериментов на рис. 1 и 2. При низких частотах модуляции, когда длительность воздействия τ отдельного электрического импульса сравнивается с временем максвелловской релаксации $\tau_M = \frac{\epsilon \epsilon_0}{q \mu n_{st}}$ ($\tau \geq \tau_M$), происходит образование пространственно периодического объемного заряда. Поле этого заряда, как показано выше, искажает внешнее пространственно-периодическое поле. В результате электрооптическая решетка наряду с основной ($m = 1$) содержит дополнительные решетки с периодом Λ/m ($m = 2, 3 \dots$), что в конечном итоге проявляется на эксперименте в искажении дифракционной картины (рис. 1, в).

Следует отметить, что поле объемного заряда направлено противоположно полю управляющих электродов, что приводит к уменьшению эффективности рассеяния на электрооптической решетке периода Λ . Тем не менее в промежуточном режиме (параметр Клейна $Q \approx 1$) в первый дифракционный порядок от основной решетки дают вклад и другие электрооптические решетки. Поэтому с увеличением длительности и частоты следования импульсов эффективность дифракции растет (рис. 2, кривые 2 и 3).

С увеличением частоты модуляции на эксперименте наблюдалось улучшение качества дифракционной картины. Это объясняется тем, что объемный заряд становится менее локализованным и внутреннее поле пространственно-периодического заряда ослабевает.

Наконец, при высоких частотах модуляции, когда $\tau \ll \tau_M$, электроны не успевают собираться в сгустки, решетка пространственного заряда не образуется и искажение дифракционной картины отсутствует (рис. 1, б), а эффективность дифракции постоянная во времени и не зависит от частоты следования импульсов (рис. 2, кривая 1).

Таким образом, в настоящей работе установлена физическая причина искажений дифракционной картины в электрооптических волноводных модуляторах, обусловленных появлением фотоиндуцированных пространственно модулированных объемных зарядов. Показано, что в зависимости от частоты модулирующего напряжения имеются два качественно различных режима электрооптического взаимодействия.

Л и т е р а т у р а

- [1] Г о л у б к о в В.С., Е в т и х и е в Н.Н., П а п у л о в с к и й В.Ф. Интегральная оптика. М.: Энергоатомиздат, 1985. 151 с.
- [2] С в е ч н и к о в Г.С. Элементы интегральной оптики. М.: Радио и связь, 1987. 105 с.
- [3] В о й т е н к о И.Г., Р е д ь к о В.П. - Письма в ЖТФ, 1981, т. 17, в. 7, с. 418-421.
- [4] В о й т е н к о И.Г., Р е д ь к о В.П. - ЖТФ, 1982, № 4, с. 775-777.
- [5] К у з ь м и н о в Ю.С. Электрооптический и нелинейнооптический кристалл ниобата лития. М.: Наука, 1987. 264 с.
- [6] П а н к о в Ж. Оптические процессы в полупроводниках, М.: Мир, 1973. 687 с.

Институт физики АН БССР,
Могилевское отделение

Поступило в Редакцию
18 июля 1988 г.