

**СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ
ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ
ГОФРИРОВАННЫХ РЕШЕТОК
В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ**

*А. И. Завалин, В. А. Караванский, В. И. Красовский, В. Ф. Лажкин,
В. Л. Смирнов*

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию возможностей устройств на основе оптических волноводов с оптическим управлением параметров, основанных на том, что постоянная распространения и распределение поля волноводных мод зависят от светоиндуцированного изменения характеристик волноводного слоя. В частности, при использовании светоуправляемых дифракционных решетчатых структур (ДРС) возможно создание целого ряда таких светоуправляемых элементов, как переключатели, дефлекторы, оптические фильтры и бистабильные устройства [1-2].

Полупроводниковые соединения A_3B_5 , имеющие высокие нелинейные свойства и развитый уровень технологии получения, весьма перспективны для создания монолитных интегральных оптических схем, включающих помимо других элементов также светоуправляемые и обладающих малыми потерями и высоким быстродействием.

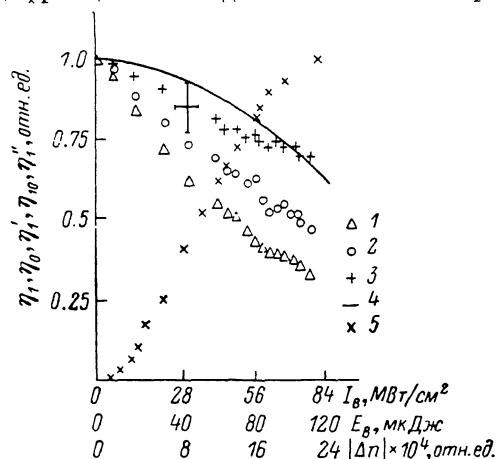
В работах [3-5] уже частично исследовались процессы управления параметрами волноводного излучения посредством дифракции на динамических светоиндуцированных решетках в полупроводниковых волноводах состава A_3B_5 и показана их перспективность. Однако использовавшаяся интерференционная методика формирования таких решеток сложна с точки зрения реализации конкретных устройств. Более предпочтительным представляется применение только одного возбуждающего пучка света, например, при использовании дифракции на стационарной гофрированной ДРС, но в динамическом режиме. Это снижает требования к когерентным и поляризационным свойствам управляющего излучения, точности его юстировки и способа его подвода к ДРС (для этого можно использовать, например, волоконный световод). Использование ультракоротких импульсов света (УКИ) пикосекундной длительности позволяет снизить энергию управляющего импульса и определить предельное быстродействие этого способа управления.

Таким образом, цель данной работы — получение гофрированных решетчатых структур в полупроводниковых волноводах, исследование возможности управления эффективностью дифракции волноводного излучения на таких решетках с помощью УКИ, сравнение результатов с ранее полученными для светоиндуцированных динамических решеток и определение оптимальных условий управления дифракцией.

Использовались волноводы различного состава — как на основе слоев $GaAs_xP_{1-x}$ на подложках GaP, применявшиеся в предыдущих работах [4, 5], так и волноводы на основе $InAs_xP_{1-x}$. Последние также выращивались методом газофазной эпитаксии и имели следующую структуру: подложка $n-InP$

($n \sim 10^{18}$ см $^{-3}$), волноводный слой $n-n^-$ -InAs $_x$ P $_{1-x}$ ($n \sim 10^{13}$ см $^{-3}$) толщиной 3 мкм, покровный слой n -InP ($n \sim 10^{16}$ см $^{-3}$) толщиной 1 мкм.

Дифракционные решетки получались методом фотоселективного травления в растворе HCl и HNO $_3$ в H $_2$ O по интерференционной методике с использованием излучения аргонового лазера. Наиболее оптимальными являются следующие составы травителей: для InAsP 3 : 1 : 4, для GaAsP 3 : 1 : (12—18) указанных компонентов соответственно. Процесс получения решеток контролировался по появлению (и изменению) дифракции записывающего излучения на образующейся решетке. С указанными составами травителей получались решетки без существенного ухудшения зеркальной формы поверхности, при этом скорость травления составляла 0.01 мкм/мин (± 10 %). На используемом стенде по этой методике можно было формировать решетки с периодом от 0.28 до 10 мкм, глубиной гофра 2σ до 0.15 мкм и длиной L от 0.5 до 3 мм. Для сравнения с ранее полученными результатами для динамических светоиндуцированных решеток дифракция исследовалась в геометрии, описанной в работе [5]: излучение неодимового лазера с длительностью УКИ, равной 20 пс, вводилось и выводилось из волновода призмами из GaAs. Предварительные измерения показали, что наи-



более оптимальными по эффективности дифракции оказались структуры на основе GaAs $_x$ P $_{1-x}$ —GaP ($x=0.03$), не имеющие покровного слоя, с более плавным и глубоким профилем концентрации ННЗ в поперечном направлении y , что также облегчает анализ и интерпретацию полученных результатов. Светоиндуцированное изменение эффективности дифракции осуществлялось излучением второй гармоники того же лазера с регулируемой задержкой по отношению к зондирующему волноводному УКИ. Для управления параметрами волновода на основе соединений InAsP—InP вместо второй гармоники неодимового лазера, по-видимому, лучше использовать излучение с большей длиной волны, например излучение GaAs—GaAlAs лазеров. Юстировка осуществлялась таким образом, чтобы в отсутствие возбуждающего импульса достигался максимум дифракционной эффективности. Период выбирался близким к используемому в работе [5] и равнялся 7 мкм. В линейном режиме при указанных значениях величины гофра и длине решетки $L=2$ мм эффективность дифракции составляла величину ~ 20 %. Экспериментально измерялось относительное изменение энергии УКИ в нулевом и первом порядках дифракции (E_0 , E_1) при светоиндуцированном возбуждении волновода в области гофрированной решетки от плотности мощности возбуждающего импульса (рис. 1, кривые 2, 1 соответственно). Видно, что помимо процессов дифракции имеется вклад общего поглощения излучения, обусловленного наличием ННЗ. Выделяя фазовый вклад (делением E_1 на E_0 с вычетом фона), получаем изменение эффективности дифракции, вызванное фазовой отстройкой параметров волновода от значений, соответствующих условиям дифракции Брэгга для заданного угла падения на решетку. На этом же рисунке (кривая 5) также приведено относительное изменение дифракционной эффективности от плотности мощности возбуждающего излучения в случае возбуждения динамической светоиндуцированной решетки по интерференционной методике [5]. Из сравнения кривых 3 и 5 видно, что при совпадающих перио-

Рис. 1. Энергия зондирующего УКИ в нулевом η_0 (2) и первом η_1 (1) порядке дифракции, дифракционная эффективность гофрированной решетки η'_1 , η_{10} (3 — эксперимент, 4 — расчет), дифракционная эффективность динамической решетки ННЗ η''_1 (5) в зависимости от интенсивности I_B , энергии E_B возбуждающего УКИ и от изменения показателя преломления Δn_2 волноводного слоя.

более оптимальными по эффективности дифракции оказались структуры на основе GaAs $_x$ P $_{1-x}$ —GaP ($x=0.03$), не имеющие покровного слоя, с более плавным и глубоким профилем концентрации ННЗ в поперечном направлении y , что также облегчает анализ и интерпретацию полученных результатов. Светоиндуцированное изменение эффективности дифракции осуществлялось излучением второй гармоники того же лазера с регулируемой задержкой по отношению к зондирующему волноводному УКИ. Для управления параметрами волновода на основе соединений InAsP—InP вместо второй гармоники неодимового лазера, по-видимому, лучше использовать излучение с большей длиной волны, например излучение GaAs—GaAlAs лазеров. Юстировка осуществлялась таким образом, чтобы в отсутствие возбуждающего импульса достигался максимум дифракционной эффективности. Период выбирался близким к используемому в работе [5] и равнялся 7 мкм. В линейном режиме при указанных значениях величины гофра и длине решетки $L=2$ мм эффективность дифракции составляла величину ~ 20 %. Экспериментально измерялось относительное изменение энергии УКИ в нулевом и первом порядках дифракции (E_0 , E_1) при светоиндуцированном возбуждении волновода в области гофрированной решетки от плотности мощности возбуждающего импульса (рис. 1, кривые 2, 1 соответственно). Видно, что помимо процессов дифракции имеется вклад общего поглощения излучения, обусловленного наличием ННЗ. Выделяя фазовый вклад (делением E_1 на E_0 с вычетом фона), получаем изменение эффективности дифракции, вызванное фазовой отстройкой параметров волновода от значений, соответствующих условиям дифракции Брэгга для заданного угла падения на решетку. На этом же рисунке (кривая 5) также приведено относительное изменение дифракционной эффективности от плотности мощности возбуждающего излучения в случае возбуждения динамической светоиндуцированной решетки по интерференционной методике [5]. Из сравнения кривых 3 и 5 видно, что при совпадающих перио-

дах и геометриях эксперимента дифракция на динамической решетке более эффективна, чем ее изменение на уже существующей решетке. Это объясняется тем, что эти случаи дифракции при внешней схожести отличаются качественно: в первом случае изменяется только константа связи (от нуля) на резонансной решетке, а во втором происходит также отстройка от резонанса при заданном периоде решетки, поэтому условия получения максимального изменения дифракции для этих двух случаев должны отличаться.

Для количественной и качественной интерпретации экспериментальных результатов использовался подход, изложенный в работах [6, 7]. Дифракционная эффективность волноводной гофрированной решетки в брэгговском режиме на пропускание имеет вид (для случая малой амплитуды гофра)

$$\eta = \frac{(xL^*)^2}{(xL^*)^2 + \delta^2} \sin^2 \sqrt{(xL^*)^2 + \delta^2}, \quad (1)$$

где x — постоянная связи; δ — параметр, характеризующий отстройку от брэгговского резонанса; $L^* = L/\cos \theta$ — эффективная длина решетки; L — длина решетки; θ — угол Брэгга (в плоскости волновода). Выражения для x и δ при сохранении индекса моды до и после дифракции имеют вид

$$x = \left(\frac{\pi}{\lambda}\right) \frac{(n_1^2 - n_m^{*2}) \cos 2\theta}{n_m^* W_m^*} \sigma, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda},$$

$$\delta = \left(\frac{\lambda}{2\Lambda \sin \theta} - n_m^*\right) k L^* \sin^2 \theta, \quad (2)$$

где Λ — период решетки; W_m^* — эффективная толщина волновода [6, 7]; n_m^* — эффективный показатель преломления m -й моды волновода; n_1 — показатель преломления волноводного слоя.

Воздействие возбуждающего УКИ на поверхность волновода приводит к генерации неравновесных носителей заряда, распределение плотности которых определяется коэффициентом поглощения на длине волны возбуждающего излучения. Это приводит к уменьшению показателя преломления волноводного слоя n_1 и, следовательно, эффективного показателя преломления. Кроме изменения параметра расстройки δ , также изменяется константа связи, зависящая от n_m^* и n_1 в (1), и в конечном итоге эффективность дифракции. В работе [8] показано, что в области значений $0.1\pi \leq xL^* \leq \pi$, представляющей практический интерес, и для n_m^* , далеких от отсечки, основной вклад в изменение η вносит изменение параметра расстройки δ . Из выражения (2) видно, что для увеличения чувствительности δ к изменению n_m^* необходимо увеличить угол брэгговской дифракции θ , т. е. уменьшить период решетки Λ . На рис. 2 представлены расчетные нормированные зависимости η от n_1 при различных Λ от 7 до 0.3 мкм. Видно, что уменьшение периода позволяет увеличить чувствительность на два порядка. В общем случае требуется учитывать неоднородность $\Delta n_1(y)$ и константу связи определять по интегралу перекрытия поперечного распределения поля волноводной моды и функции распределения $\Delta n_1(y)$. Однако для слабо поглощающего волновода малой толщины изменением Δn_1 по глубине можно пренебречь [4]. Учитывая, что толщина волновода составляла величину 7 мкм, коэффициент поглощения возбуждающего излучения 51 см^{-1} (т. е. только 3.5 % энергии возбуждающего УКИ поглощается непосредственно в волноводе), была построена расчетная зависимость относительного изменения эффективности дифракции от мощности излучения для используемых в эксперименте значений параметров, которая для сравнения с экспериментом приведена на рис. 1 (кривая 4). Видно, что она совпадает с экспериментальной кривой 3 (в пределах ошибки последней). Максимальное изменение η при поглощенной мощности $E = 0.49 \pm 0.02 \text{ мкДж}$ (что соответствует $\Delta n_1 = -0.002$) составляет 25 %.

Экспериментальные зависимости E_1 , E_0 и E_1/E_0 от величины времени задержки между управляющим и зондирующим УКИ приведены на рис. 3. Видно, что время релаксации возбужденного состояния (на уровне $1/e$) около $450 \pm 50 \text{ пс}$.

Из связи значений наведенного изменения показателя преломления и наведенного коэффициента поглощения с концентрацией ННЗ (ΔN_e) [6] $\Delta n_1 =$

$=n_{eh}\Delta N_e = -2.4 \cdot 10^{-21} \cdot \Delta N_e$, $\Delta z = \sigma_{eh}\Delta N_e = 10^{-19} \cdot \Delta N_e$ можно оценить : концентрация ННЗ. Для 25%-ной модуляции эффективности из фазового вклада получаем $\Delta N_e \approx 8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и из амплитудного $\Delta N_e \approx 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, в данной работе экспериментально исследовано светоиндуцированное изменение эффективности дифракции на гофрированной структуре в полупроводниковом волноводе при возбуждении ее УКИ пикосекундной длительности и показана возможность использования такого процесса для управления параметрами волноводного излучения. Для экспериментально исследованных условий построены расчетные зависимости и получено удовлетворительное согласие с результатами эксперимента. Для исследованных составов полупроводниковых волноводов управляющая энергия УКИ (поглощенная в волноводе) составила $0.49 \pm 0.02 \text{ мкДж}$ при 25%-ной модуляции дифракционной эффективности, а время распада возбужденного состояния составляло

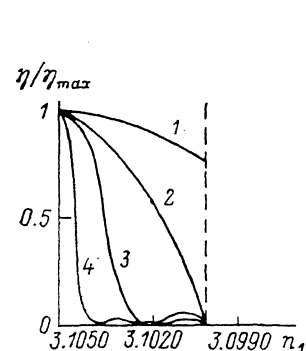


Рис. 2. Нормированные расчетные зависимости дифракционной эффективности гофрированной решетки η/η_{\max} от показателя преломления волноводного слоя n_1 для $\text{GaAs}_{0.03}\text{P}_{0.97}$ на подложке GaP при периодах решетки 7 (1), 1 (2) 0.6 (3), 0.3 мкм (4).

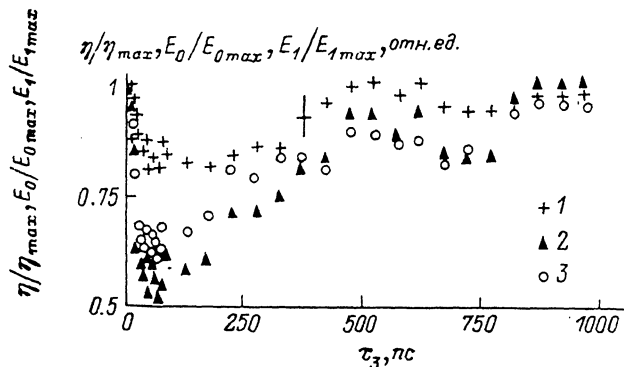


Рис. 3. Нормированные экспериментальные зависимости энергии зондирующего УКИ в нулевом $E_0/E_{0\max}$ (3) и первом $E_1/E_{1\max}$ (2) порядках дифракции и дифракционной эффективности η/η_{\max} (1) при дифракции на гофрированной решетке от времени задержки (τ_3) зондирующего УКИ относительно возбуждающего УКИ.

450 ± 50 пс. Также определена концентрация ННЗ в объеме волновода, составившая $\Delta N_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Полученные экспериментальные и расчетные результаты дают возможность рекомендовать оптимальные параметры решетки и режимы дифракции, которые сводятся к следующему: $\Lambda \approx 0.3 \text{ мкм}$, $2\sigma = 0.15 \text{ мкм}$, $\chi L^* = \pi/2$, $\theta \approx 60^\circ$. Следующим этапом на пути к практическому использованию светоиндуцированного изменения эффективности волноводной дифракции является создание оптимальных структур на основе $\text{InAsP}-\text{InP}$ и излучателей на основе $\text{GaAs}-\text{GaAlAs}$, возможно, со связью излучателя и поверхности гофрированной решетки с помощью волоконного световода. Создание структур с переменным коэффициентом поглощения вдоль направления распространения волноводной моды в области решетки с помощью вариации состава [9] или легирования позволит управлять эффективностью дифракции с помощью волноводного излучения. В этом случае изменение η , аналогичное измеренному в данной работе, можно получить при плотности энергии УКИ в волноводе на передней границе решетки $1.4 \times 10^{-2} \text{ Дж/см}^2$, в то время как реально достижимая плотность энергии УКИ на выходе полупроводниковых лазеров составляет $10^{-4} - 10^{-3} \text{ Дж/см}^2$. Переход к рекомендуемым параметрам решеток позволит поднять чувствительность устройства на 1—2 порядка и применить для управления излучением полупроводниковых лазеров.

Список литературы

- [1] Stegeman G. I., Seaton C. T. // Opt. Engineering. 1985. Vol. 24. N 4. P. 593—598.
- [2] Stegeman G. I., Seaton C. T. // Appl. Phys. 1985. Vol. 58. N 12. P. R57—R77.
- [3] Вьюковский Ю. А., Вайткус Ю. Ю., Гаубас Э. П., Кульчин Ю. Н. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 4. С. 676—681.

- [4] Кульчин Ю. Н., Смирнов В. Л. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9. № 4. С. 782—785.
- [5] Завалин А. И., Караванский В. А., Ламекин В. Ф. и др. // Квантовая электрон. 1988. Т. 15. № 7. С. 1326—1328.
- [6] Lin J. M., Chen Y. C., Newhire M. // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 50. N 15. P. 947—949.
- [7] Сычугов В. А., Тищенко А. В., Хакимов А. А. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 59. Вып. 15. С. 937—940.
- [8] Бьковский Ю. А., Смирнов В. Л., Сороковинов В. Н. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7. № 11. С. 2362—2366.
- [9] Морозов В. Н., Плетнев В. А., Пухта М. и др. // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 8. С. 1612—1618.

Поступило в Редакцию
4 августа 1988 г.
