

06:07

## Взаимодействие оптического излучения с управляемой концентрационной и статической диэлектрической неоднородностью в узкозонных полупроводниках

© В.В. Антонов,<sup>1</sup> В.А. Кузнецов<sup>2</sup><sup>1</sup> Саратовский государственный технический университет, 410054 Саратов, Россия<sup>2</sup> Саратовский государственный аграрный университет им. Н.И. Вавилова, 410600, Саратов, Россия  
e-mail: kuznetsov.va1948@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 12 июля 2010 г.)

Показано, что в некоторых полупроводниках возможно создание управляемой концентрационной неоднородности, которая вызывает отклонение падающего на нее лазерного луча. В антимониде индия этот эффект возникает при температурно-электрической неустойчивости в магнитном поле. В соединении на основе GaAs–GaP этот эффект происходит за счет встроенного градиента статической диэлектрической проницаемости и группировки электронного потока. Рассмотренные эффекты позволяют использовать их для создания дефлектора инфракрасного излучения.

### Введение

В узкозонных полупроводниках плазменные частоты соответствуют частотам микроволнового и оптического диапазонов. В связи с этим условием возможность создания пространственно-неоднородного распределения свободных носителей заряда в полупроводниковых образцах приводит к целому ряду практических применений. С этой точки зрения несомненный интерес представляет разработка дефлектора лазерного излучения в видимом и инфракрасном (ИК) диапазонах спектра на основе полупроводниковых соединений  $A^3B^5$  с управляемой концентрационной и статической диэлектрической неоднородностью полупроводника. В указанных полупроводниках влияние свободных носителей заряда на оптические свойства становится существенным в области длин волн, превышающих значение длины волны, соответствующей краю собственного поглощения.

### Теоретический анализ

Показатель преломления  $N$  и коэффициент экстинкции  $K$ , характеризующие оптические свойства, связаны с высокочастотной проводимостью и диэлектрической восприимчивостью вещества известным соотношением [1]. В области длин волн, соответствующих ИК диапазону, выполняется условие  $N \gg K$ , и показатель преломления определяется формулой

$$N = \varepsilon_h^{1/2} \left( 1 - \frac{e^2 n}{m^* \varepsilon_h \varepsilon_0 (\omega^2 + \nu^2)} \right), \quad (1)$$

где  $\varepsilon_h$  — диэлектрическая проницаемость решетки,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $n$  и  $m^*$  — концентрация и эффективная масса носителей заряда,  $\omega$  — частота излучения,  $\nu$  — частота соударений носителей заряда с узлами решетки.

В случае неоднородного распределения концентрации по сечению в среде возникает градиент показателя преломления, связанный с градиентом концентрации. Если луч света распространяется в направлении, перпендикулярном градиенту показателя преломления, то он отклоняется в сторону возрастания показателя преломления на угол, пропорциональный градиенту показателя преломления [2].

Для электромагнитных волн с длиной волны, значительно большей длины волны собственного поглощения, угол отклонения и коэффициент поглощения увеличиваются нелинейным образом с ростом концентрации носителей заряда [3]. Так как концентрация носителей заряда в полупроводнике определяется динамическим равновесием между количеством генерируемых и рекомбинирующих электронов ( $n$ ) и дырок ( $p$ ), то она может быть легко изменена внешним воздействием. Отклонение электронов и дырок внешним постоянным магнитным полем приводит к дополнительной неоднородности распределения в различных точках образца. Одновременно с процессами, приводящими к появлению пространственной неоднородности распределения носителей заряда, идет процесс рассасывания данной неоднородности — амбиполярная диффузия, характеризующаяся длиной  $l_T$ :

$$l_T = (2\nu_T \mu_n n / \nu (\mu_n + \mu_p))^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\nu_T$  — тепловая скорость носителей заряда,  $\mu_n$  и  $\mu_p$  — подвижность электронов и дырок.

Как было отмечено выше, наличие градиента концентрации приводит к отклонению луча. Угол отклонения луча в направлении градиента показателя преломления будет равен

$$\theta = l \operatorname{grad} N, \quad (3)$$

где  $l$  — длина пути луча в среде в отсутствие градиента показателя преломления.

Из вида зависимости угла отклонения луча от градиента показателя преломления следует, что создание значительного градиента концентрации в образце приводит к значительному углу отклонения. С данной точки зрения, особый интерес представляет создание управляемого внешними электрическим и магнитным полями пространственно-неоднородного профиля концентрации на основе пинч-эффекта и шнурования тока при джоулевом нагреве полупроводника током.

Расчет угла отклонения лазерного излучения ИК диапазона с длиной волны 10.6 mm проводился на основе выражений для концентрации носителей заряда и ее градиента, полученных в результате интегрирования уравнения теплопроводности с учетом уравнения движения [4]:

$$\operatorname{div}(\chi \operatorname{grad} T) + \mathbf{jE} = 0, \quad (4)$$

$$\mp \frac{e}{m_{n,p}^*} \mathbf{E} \mp \frac{e}{m_{n,p}^*} [\mathbf{v}_{n,p} \mathbf{B}_0] - v_{n,p} \mathbf{v}_{n,p} - \frac{k}{m_{n,p}^* n} \operatorname{grad}(nT) = 0. \quad (5)$$

Решения уравнений проводились для полупроводниковой пластины антимонида индия электронного типа, имеющего форму прямоугольной пластины. Стационарное электрическое поле  $\mathbf{E}_0$  приложено вдоль оси  $z$ , а вдоль оси  $y$  — внешнее постоянное магнитное поле  $\mathbf{B}_0$ . Граничные условия на поверхностях пластины для градиента температуры и температуры выбирались в виде

$$\chi \frac{\partial T}{\partial n_i} + \beta(T - T_0)|_S = 0, \quad (6)$$

где  $S$  — поверхность пластины,  $\beta$  — коэффициент теплоотдачи,  $n_i$  — нормаль к поверхности раздела сред,  $T_0$  — температура охлаждающей среды. Коэффициент теплоотдачи зависит от ориентации пластины в охлаждающей среде. Для вертикально ориентированной пластины вдоль оси  $Z$  высотой  $H$  коэффициент  $\beta$  определяется выражением:

$$\beta = 0.63(\beta_0 g \operatorname{Pr})^{1/4/m} \left( \frac{\lambda_m}{v_m^2} \right) \left( \frac{T_s - T_0}{H} \right)^{1/4} = A_1 \left( \frac{T_s - T_0}{H} \right)^{1/4}, \quad (7)$$

где  $\beta_0$  — коэффициент объемного расширения жидкости,  $g$  — ускорение свободного падения,  $\lambda_m$  — теплопроводность охлаждающей жидкости,  $v_m$  — кинематическая вязкость,  $\operatorname{Pr}$  — критерий Прандтля. Представив векторное уравнение движения (5) в скалярной форме и проводя соответствующие преобразования, получим следующее выражение для  $z$ -проекции плотности электрического тока:

$$j_z = \frac{e \mu_n n E_0 (1 + \mu_p^2 B_0^2)}{1 + \mu_n \mu_p B_0^2 p / n + \mu_p^2 B_0^2}. \quad (8)$$

Размер пластины по оси  $y$  много меньше его других размеров, так что изменением температуры вдоль данной оси можно пренебречь по сравнению с изменением

температуры вдоль осей  $x$  и  $z$ . Полный ток, протекающий через полупроводниковый образец, определяется средними значениями концентрации и температуры, несмотря на существенно неоднородное распределение плотности тока по сечению. Поэтому для вычисления тока достаточно получить выражение для среднеобъемной температуры  $T_{\text{mid}}$ . Для определения средней температуры проинтегрируем уравнение теплопроводности по сечению образца с граничными условиями (6). При проведении операции интегрирования учтем, что вдоль осей  $y$  и  $z$  температура остается постоянной. В результате интегрирования получаем уравнение для определения  $T_{\text{mid}}$ :

$$\frac{e \mu_n(T_{\text{mid}}) n(T_{\text{mid}}) E_0^2 (1 + \mu_p^2 B_0^2) a d H}{1 + \mu_n(T_{\text{mid}}) \mu_p(T_{\text{mid}}) p(T_{\text{mid}}) / n(T_{\text{mid}}) + \mu_p^2(T_{\text{mid}}) B_0^2} = \beta(T_{\text{mid}} - T_0)(s_1 + s_2 + s_3),$$

где

$$n(T_{\text{mid}}) = \frac{N_D + [N_D^2 + 4N_c N_v \exp(-E_g^*(T_{\text{mid}}))]^{1/2}}{2}, \quad (9)$$

$$p(T_{\text{mid}}) = [N_c(T_{\text{mid}}) N_v(T_{\text{mid}}) \exp(-E_g^*(T_{\text{mid}}))]^{1/2}, \quad (10)$$

$\mu_n = 7.8 (300/T)^{3/2}$ ;  $\mu_p = 7.5 \cdot 10^{-2} (300/T)^{3/2}$  — температурные зависимости подвижности электронов и дырок,  $N_c$  и  $N_v$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости и валентной зоне,  $s_1 = dH$ ,  $s_2 = aH$ ,  $s_3 = 2ad$ ,  $E_g^* = (0.26 - 3 \cdot 10^{-4})T/kT$  — приведенная ширина запрещенной зоны.

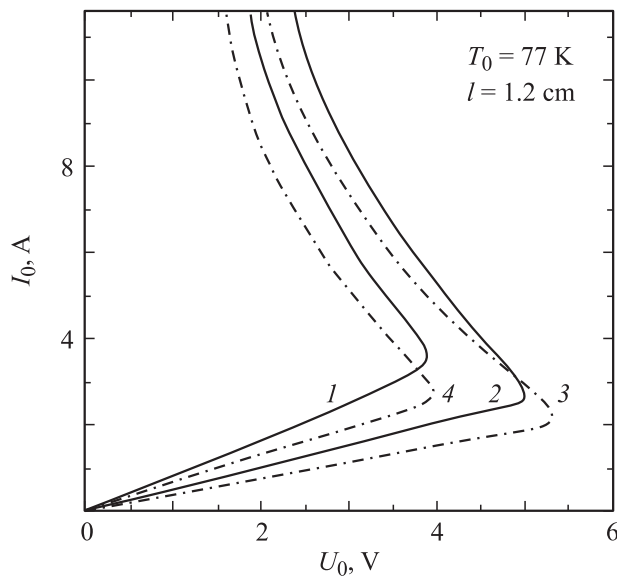
Уравнение для определения средней температуры является трансцендентным уравнением относительно  $T_{\text{mid}}$ , причем решение данного уравнения существенно зависит от функциональной связи концентрации и подвижности носителей заряда от температуры. Из выражения для концентраций (9) следует, что в области малых температур концентрация равна концентрации донорных примесей и не зависит от температуры. При достаточно больших температурах растет вклад собственной проводимости и характер изменения концентрации существенно изменяется. Поэтому, не решая уравнения, можно сделать вывод о двузначности значения  $T_{\text{mid}}$  при одном и том же значении напряженности электрического поля. Вычисленные значения средней температуры дают возможность определить зависимость силы тока от приложенного потенциала (ВАХ):

$$I = 4A_1 P^{3/4} (T_{\text{mid}} - T_0)^{5/4} \frac{(2aH + dH)}{HU_0}. \quad (11)$$

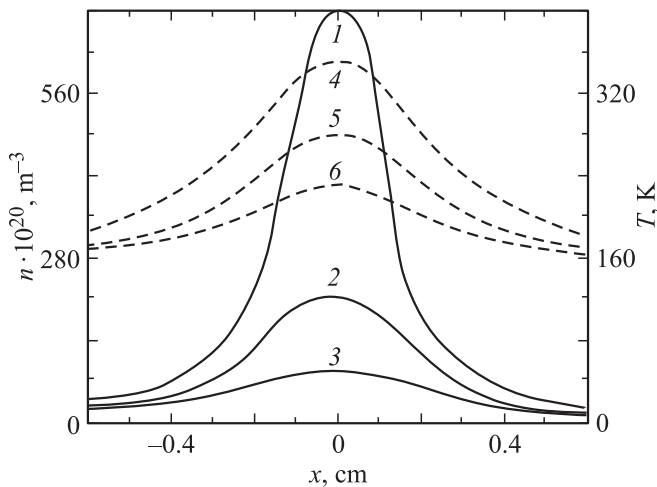
На рис. 1 представлены теоретические и экспериментальные зависимости силы тока в полупроводнике от разности потенциалов  $U_0$  при различных величинах индукции внешнего магнитного поля. Теоретические кривые 1, 2 вычислены при значениях индукции магнитного поля  $B_0$ , численно равных 0.2 и 0.45 Т. Соответствующие

экспериментальные зависимости определяются кривыми 4, 3. Данные зависимости получены для полупроводникового образца антимида индия электронного типа с геометрическими размерами  $12 \times 1.3 \times 6$  мм. Неоднородное распределение температуры и концентрации при этом существует вдоль оси  $x$ . Концентрация донорных примесей при расчетах составляла  $3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ .

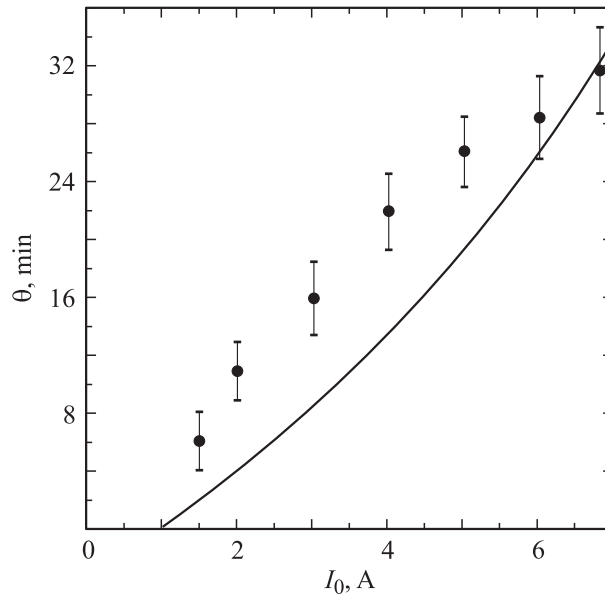
Координатная зависимость концентрации определялась из численных решений дифференциального уравнения теплопроводности, полученных на ЭВМ методом Рунге–Кутты. Численные решения уравнения теплопроводности достаточно точно аппроксимируются функцио-



**Рис. 1.** Теоретические (1, 2) и экспериментальные (3, 4) зависимости силы тока от разности потенциалов при величинах индукции магнитного поля 0.2 и 0.45 Т.



**Рис. 2.** Теоретические зависимости концентрации донорных примесей (1–3) и температуры (4–6) от координаты при разностях потенциалов 1, 1.5, 2 В.



**Рис. 3.** Теоретические (сплошная линия) и экспериментальные (точки) значения угла отклонения в зависимости от значения постоянного электрического поля.

нальной зависимостью вида

$$T = A \exp(-\alpha x^2) + B,$$

где постоянные величины  $A$  и  $B$  зависят от концентрации донорных примесей, напряженностей постоянных электрического и магнитного полей. Теоретические зависимости температуры и концентрации от координаты  $x$  представлены на рис. 2. Кривые 1–3 определяют координатную зависимость концентрации в области отрицательной дифференциальной проводимости соответственно при значениях  $U_0 = 1, 1.5, 2 \text{ В}$ . Аналогичные кривые 4–6 соответствуют изменениям температуры пластины.

Основной исходной формулой для расчета угла отклонения являлось выражение (3). Количественные теоретические оценки угла отклонения в виде зависимости от постоянного электрического тока, протекающего через полупроводник, приведены на рис. 3.

### Экспериментальная часть

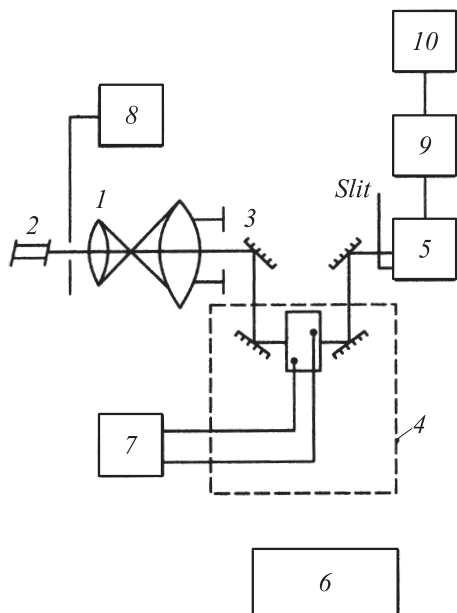
Экспериментальное исследование процесса отклонения луча ИК диапазона проводилось на полупроводниковом образце антимида индия электронного типа. Образец полупроводника имел форму прямоугольной пластины размером  $12 \times 1.3 \times 6 \text{ м}^{-3}$ , изготовленную путем шлифовки и полировки рабочих поверхностей. Концентрация донорных примесей образца  $N_D = 3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , подвижность электронных носителей заряда  $\mu_n = 50 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Пластина полупроводника вырезалась из слитка антимида индия электроискровым методом. После резки и удаления поверхностного слоя

кристаллической решетки монокристалла, разрушенного при искровой обработке, пластины подвергались шлифовке на стеклянном круге порошками различной зернистости м-10, м5 м1 до толщины 1.3 mm. Отшлифованные полупроводниковые образцы с целью удаления жировых загрязнений промывались в четыреххлористом углероде и протравливались в 50%-ном растворе травителя смесью, состоящей из 5 частей уксусной кислоты, 3 частей азотной кислоты, 3 частей плавиковой кислоты. На обработанные грани  $z = 0$ ,  $H$  наносились токовые контакты путем напыления в вакууме In и Te с последующим впавлением в атмосфере водорода при температуре 300°C.

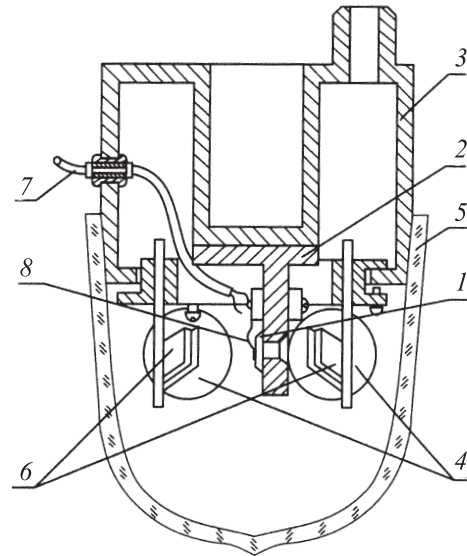
Схема экспериментальной установки приведена на рис. 4. Коллимированный диоптрийной системой 1 луч ИК лазера ЛГ-17 (непрерывная мощность излучения на длине волны 10.6  $\mu\text{m}$  порядка 6 W) (2) через диафрагму 3 направляется системой зеркал на исследуемый образец, размещенный на медном хладопроводе криостата 4. Излучение регистрируется приемником 5 на основе германия, легированного золотом, апертура которого ограничена оптической щелью.

Полупроводниковый образец помещен в стационарное магнитное поле электромагнита ФЛ-1 (6). Постоянное магнитное поле подается на образец от источника тока 7. Перемещение фотоприемника регистрируется микрометрическим датчиком линейных перемещений.

Схема криостата, разработанного для оптических исследований, представлена на рис. 5. Полупроводниковый образец размещен на медном хладопроводе, являющемся основанием корпуса 3 криостата, изготовленного из



**Рис. 4.** Схема экспериментальной установки: 1 — диоптрийная система; 2 — лазер ЛГ-17; 3 — диафрагма; 4 — криостат; 5 — фотоприемник; 6 — электромагнит; 7 — источник тока; 8 — модулятор ( $F_M = 1 \text{ kHz}$ ); 9 — вольтметр В6-4; 10 — осциллограф 01-31.



**Рис. 5.** Общий вид вакуумного криостата.

нержавеющей стали. Излучение вводится и выводится из криостата через германиевые окна 4, приклеенные к стеклянному колпаку 5 эпоксидной смолой с пластификатором. Зеркала 6, имеющие две степени свободы, служат для направления излучения на исследуемый образец.

Электрическое поле подводится к образцу через специально встроенный коаксиальный кабель 6 и прижимные контакты 8. Расстояние между зеркалами порядка 40 mm. Длина пути луча между зеркалом и фотоприемником выбиралась равной 120 mm.

В ходе экспериментального исследования обнаружено отклонение ИК излучения при температурной неустойчивости антимолида индия электронного типа на угол, максимальное значение которого равно 32'. Геометрия экспериментального образца соответствует геометрии, выбранной при теоретическом расчете. Экспериментальные значения угла отклонения приведены на рис. 3, где представлена расчетная зависимость при тех же значениях тока, протекающего через полупроводниковый образец.

## Обсуждение результатов

Проведенные экспериментальные исследования отклонения ИК излучения в области полупроводника позволяют получить максимальный угол отклонения  $\theta = 32'$  при токе порядка 7 А и индукции внешнего постоянного магнитного поля 0.4 Т. Из приведенной зависимости угла отклонения от постоянного электрического тока, протекающего через полупроводниковый образец, видно, что с ростом тока увеличивается угол отклонения. Рассчитанный на основе теории угол отклонения может достигать значительной величины. Отклонение луча связано с созданием в полупроводниковом образце неодно-

родного распределения концентрации носителей заряда и подвижности и связанного с данными параметрами коэффициента преломления луча лазера. Экспериментальные и теоретические значения угла отклонения при различных значениях постоянного электрического поля по порядку величины соответствуют друг другу. Из теоретических данных по значениям угла отклонения следует неограниченное возрастание угла отклонения, в то время как экспериментальные результаты указывают на ограничение угла отклонения. Несоответствие такого рода связано с тем фактом, что при теоретическом исследовании функция распределения носителей заряда являлась функцией Максвелла–Больцмана. Однако при достаточно сильном разогреве кристалла распределение носителей будет подчиняться статистике Ферми–Дирака, при которой концентрация не зависит от температуры. При этом ВАХ становится линейной и градиент концентрации достигает своего насыщения. Концентрация в образце при увеличении постоянного электрического поля перестает изменяться и угол отклонения на указанном участке напряженностей электрического поля не изменяется.

Другой возможностью получить пространственно-неоднородное распределение свободных носителей заряда в полупроводниках является создание встроенного градиента статической диэлектрической проницаемости (ДП) и группировка электронного потока за счет этого эффекта. Технология получения такой полупроводниковой системы связана с методом молекулярно-лучевой эпитаксии и фотолитографии на основе соединений GaAs–GaP и их твердых растворов. Полупроводниковые системы, у которых осуществляется модуляция ДП, и следовательно, показателя преломления (ПП) на масштабе, сравнимом с длиной волны электромагнитного излучения, являются в настоящее время одним из наиболее перспективных направлений в физике твердого тела. Свои классические электродинамические свойства они проявляют в условиях, когда при температуре 77 К реализуется баллистический режим пролета электрона (БРПЭ). Это означает, что скорость электрона по порядку величины совпадает со среднетепловой скоростью и электроны движутся практически без столкновений, так как длина свободного пробега при низких температурах (77 К) сильно возрастает. В этих условиях был открыт эффект „всплеска скорости“, который привел к уменьшению времени пролета носителей через активную область и тем самым увеличил быстродействие [5]. Важным условием выполнения БРПЭ является малоэнергетический режим пролета электрона. Этот режим реализуется при условии  $eU < E_f$ , где  $e$  — заряд электрона,  $U$  — напряжение источника,  $E_f$  — энергия фонона. При нарушении этого условия практически мгновенно происходит рассеивание электронов на фононах и нарушается БРПЭ. В рассматриваемом случае этот режим выполняется при условии  $U < 0.01$  В. Таким образом, в полупроводниковых системах на основе GaAs–GaP, которые близки по своим параметрам, на длинах по-

рядка  $0.5 \mu\text{m}$  может осуществляться модуляция ПП с градиентом, имеющим направление вдоль оси  $x$ , перпендикулярное плоским контактам, с учетом конкретных параметров полупроводников, равным  $6 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$ . Этот градиент осуществляется за счет градиента статической ДП полупроводниковой системы, но он постоянен и не может управляться внешними полями. На границе двух слоев с разной ДП выполняется равенство нормальной составляющей вектора электрического смещения:

$$\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2,$$

где  $\varepsilon_{1,2}$  — ДП двух разных соседних слоев,  $E_{1,2}$  — напряженности электрического поля в этих слоях.

Согласно вышеприведенному уравнению, электроны, переходя из области с большей ДП в область с меньшей ДП, приобретают большую скорость, а для электронного потока имеет место уравнение непрерывности:

$$n_1 V_1 = n_2 V_2,$$

где  $n_{1,2}$  — концентрация электронов в первой и второй области,  $V_{1,2}$  — скорость электронов в этих областях.

Из уравнения непрерывности следует, что в области с большей скоростью концентрация электронов уменьшается и, таким образом, возникают градиент концентрации и группировка электронов. Внешним напряжением  $U$  можно управлять этой группировкой, уменьшая или увеличивая градиент концентрации электронов, который влияет на отклонение лазерного луча. Таким образом, создается полупроводниковая система, в которой наряду с градиентом статической ДП имеется управляемый градиент концентрации электронов. В случае слабого затухания, когда длина волны лазерного излучения  $\lambda$  больше длины волны, соответствующей краю собственного поглощения полупроводников  $\lambda_c$ , имеет место вклад свободных электронов в действительную часть показателя преломления согласно формуле (1). Угол отклонения  $\theta$  определяется по формуле (3). Исходя из справочных данных [6] для системы GaAs–GaP можно оценить общий угол отклонения луча лазера. При расчете использовали среднее значение  $\varepsilon$ ,  $m$ ,  $N$  для неоднородной системы, так как параметры полупроводников, входящих в систему, очень близки, а дифференциалы от  $\varepsilon$  по  $x$  и от  $m$  по  $x$  заменили приращением этих величин на длине  $0.5 \text{ mm}$ , которая и представляет собой толщину отклоняющей системы. Окончательно имеем:

$$\Theta = 60^\circ - 50^\circ,$$

где первое слагаемое определяется градиентом статической ДП, а второе — градиентом концентрации электронов, причем второе слагаемое — это переменная величина, зависящая от напряжения  $U$ .

## Заключение

Таким образом, полупроводниковая система на основе GaAs–GaP при определенных условиях является составным элементом в дефлекторе лазерного излучения с

управляемыми характеристиками [7]. В отличие от вышерассмотренного случая температурно-электрической неустойчивости, в предлагаемом варианте со встроенным градиентом статической ДП отсутствует магнитное поле, а отклонение луча на больший угол обеспечивается за счет большего градиента концентрации электронов. Кроме того, созданный градиент статической диэлектрической проницаемости расширяет функциональные возможности при создании дефлектора лазерного излучения.

## Список литературы

- [1] *Зеегер К.* Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 616 с.
- [2] *Мустель Е.Р., Парыгин В.Н.* Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970. 296 с.
- [3] *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 683 с.
- [4] *Антонов В.В., Кац Л.И.* // ФТП. 1982. Т. 16. Вып. 6. С. 1050–1053.
- [5] *Шик А.Я.* Физика низкоразмерных систем. СПб.: Наука, 2001. 160 с.
- [6] *Шур М.* Современные приборы на основе арсенида галлия. М.: Мир, 1991. 632 с.
- [7] *Антонов В.В., Кузнецов В.А.* Пат. РФ № 85234. Дефлектор инфракрасного излучения. Оpubл. 07.10.2009. Бюл. № 11.