

# Оптическое поглощение в волноводе AlGaAs-гетероструктуры n-типа

Ю.К.Бобрецова, Д.А.Веселов, А.А.Климов, К.В.Бахвалов, В.В.Шамахов, С.О.Слипченко,  
В.В.Андрюшкин, Н.А.Пихтин

*Методом ввода зондирующего излучения экспериментально исследовано поглощение оптического излучения на свободных носителях заряда в слоях AlGaAs/GaAs-гетероструктуры с целью определения параметра сечения поглощения в материале AlGaAs с высоким (22%) содержанием алюминия. Для исследований были изготовлены специальные образцы на основе AlGaAs/GaAs-гетероструктур, имитирующих лазерный волновод с легированием n-типа и концентрацией носителей заряда в диапазоне  $5 \times 10^{16} - 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Измерены профиль легирования, состав и толщины слоев, а также исследованы температурная и спектральная зависимости коэффициента поглощения. Показано, что увеличение температуры и длины волны приводят к росту поглощения в слоях гетероструктуры.*

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, полупроводниковая гетероструктура, оптическое поглощение на свободных носителях, сечение поглощения.

## 1. Введение

Большой прогресс в области мощных полупроводниковых лазеров, достигнутый за последнее десятилетие, отмечен рекордными значениями оптической мощности при высоких уровнях тока накачки и температуры [1]. Тем не менее проблема насыщения ватт-амперной характеристики лазеров все еще остается актуальной. Наибольший вклад в падение мощности и дифференциальной эффективности связан с ростом концентрации носителей заряда и поглощением излучения на свободных носителях [2, 3]. Численное моделирование позволяет проводить анализ работы мощных полупроводниковых лазеров с учетом многих внутренних процессов, в том числе поглощения на свободных носителях [4]. Для этого требуется точное знание многих параметров материала и их температурных, спектральных и других зависимостей. Поглощение на свободных носителях описывается параметром сечения поглощения  $\sigma$ . При расчетах характеристик полупроводниковых лазеров на основе InGaAs/AlGaAs/GaAs сечения поглощения для электронов ( $\sigma_e$ ) и дырок ( $\sigma_h$ ) принято считать равными  $(3 \text{ или } 4) \times 10^{-18} \text{ см}^2$  и  $(10 \text{ или } 12) \times 10^{-18} \text{ см}^2$  соответственно [2, 5]. Данные значения были получены для материала GaAs еще на заре полупроводниковой техники [6, 7]. В настоящее время в большинстве мощных лазеров на 900–1100 нм используются волноводы из AlGaAs зачастую с высоким содержанием алюминия [8, 9]. Для AlGaAs имеющиеся данные о значениях поперечных сечений поглощения на свободных но-

сителях, а также о температурных, спектральных зависимостях и зависимостях от состава твердого раствора недостаточно точны.

В нашей предыдущей работе [10] была предложена оригинальная методика исследования поглощения света в волноводе гетероструктуры. Были экспериментально исследованы поляризационная и температурная зависимости поглощения на свободных носителях n-типа в Al<sub>0.1</sub>Ga<sub>0.9</sub>As-волноводе. Достигнутая погрешность измерения коэффициента поглощения составила около 0.1 см<sup>-1</sup>. Эта методика позволяет исследовать поглощение в различных материалах при разных условиях (длина волны излучения, его поляризация, температура, концентрация легирующей примеси). Для определения сечения поглощения из экспериментальных данных необходимо знать как коэффициент поглощения, так и распределения концентрации и оптического поля в волноводе. Поэтому для нахождения сечения поглощения нужен комплексный подход с использованием различных методов исследования полупроводниковых гетероструктур.

В настоящей работе продолжены исследования коэффициента поглощения в системе материалов AlGaAs/GaAs для n-типа легирования. Цель работы – получение температурных и спектральных характеристик коэффициента поглощения и определение значений сечения поглощения на электронах в данном материале. Для этого проведен комплекс исследований серии гетероструктур с различной концентрацией легирующей примеси в диапазоне  $5 \times 10^{16} - 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Всесторонне исследованы параметры экспериментальных гетероструктур: измерены точные значения толщин и составов слоев гетероструктур, концентрации легирования и его распределения; исследовано оптическое поглощение в различных условиях.

## 2. Экспериментальные образцы

Для проведения эксперимента, аналогично работе [10], необходимо было изготовить специальные образцы на основе AlGaAs/GaAs-гетероструктур, имитирующие

Ю.К.Бобрецова, Д.А.Веселов, А.А.Климов, К.В.Бахвалов, В.В.Шамахов, С.О.Слипченко, Н.А.Пихтин. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26; e-mail: nike@hpld.ioffe.ru

В.В.Андрюшкин. Национальный исследовательский университет ИТМО, Россия, 197101 С.-Петербург, Кронверкский просп., 49 А

Поступила в редакцию 31 августа 2021 г., после доработки – 7 октября 2021 г.

лазерный волновод. В отличие от обычных полупроводниковых лазеров, экспериментальные структуры не имеют р–п-перехода и активной области. В качестве волноводного слоя выбран твердый раствор  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ . Этот состав актуален для волноводов лазеров ближнего ИК диапазона (800–980 нм) [10, 11] и лазеров-тиристоров [12]. Кроме того, большая (чем в работе [10]) доля алюминия в волноводном слое, предположительно, позволит наблюдать более сильное влияние поглощения при большем сечении поглощения. Толщина  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ -волновода (3 мкм) была выбрана как для наилучшей локализации волны в слое с исследуемым материалом, так и для упрощения ввода зондирующего излучения. Для обеспечения оптического ограничения и предотвращения распространения введенного излучения вне волновода использовались эмиттерные  $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ -слои толщиной по 2 мкм. В соответствии с данными расчета модового состава электромагнитного поля в гетероструктуре доля излучения, распространяющаяся по волноводному слою, должна была составить не менее 99%. Для исследования поглощения на электронах все структуры изотипно легировались кремнием. Для гетероструктур 1–3 концентрация легирования  $n = 5 \times 10^{16}$ ,  $1 \times 10^{17}$  и  $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  соответственно. Контактный слой из GaAs обеспечивал тепловой контакт и возможность пайки образцов на носителе по стандартной технологии. Выбранные толщина (10 нм) и степень легирования ( $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) контактного слоя были обусловлены технологическими особенностями дальнейших методов исследований. Заданные для эпитаксиального роста параметры гетероструктур 1–3 приведены в табл.1.

Табл.1. Параметры гетероструктур (ГС) 1–3 для эпитаксиального роста.

Слой	Толщина	Состав	Легирование
Подложка	350 мкм	GaAs	$N = 3 \text{ E}18$
Буферный слой	50 нм	GaAs	
п-эмиттер	2 мкм	35% AlGaAs	ГС 1 – $N = 5 \text{ E}16$
Волновод	3 мкм	25% AlGaAs	ГС 2 – $N = 1 \text{ E}17$
р-эмиттер	2 мкм	35% AlGaAs	ГС 3 – $N = 3 \text{ E}17$
Контактный слой	10 нм	35% AlGaAs	$N = 1 \text{ E}18$

Все три экспериментальные гетероструктуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии (аналогично циклу лазерных гетероструктур) на подложках GaAs и включали в себя  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ -волновод и  $\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{As}$ -эмиттеры, а также буферный и контактный слои из GaAs. Для контроля составов выращенных слоев полученные структуры исследовались методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ). Измерения спектров ФЛ выполнялись при комнатной температуре и непрерывном лазерном возбуждении с длиной волны 532 нм. Спектры регистрировались с помощью монохроматора МДР-23 и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-62.

На рис.1 представлены спектры ФЛ для трех гетероструктур с различной степенью легирования, нормированные относительно интенсивности ФЛ волновода. В спектрах ФЛ для всех гетероструктур наблюдаются два пика на длинах волн около 670 и 730 нм, что соответствует люминесценции материала  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с содержанием алюминия  $x = 0.34$  и  $0.22$ , т.е. материалам эмиттеров и волновода. С увеличением степени легирования волновода наблюдается небольшой сдвиг соответствующего пика

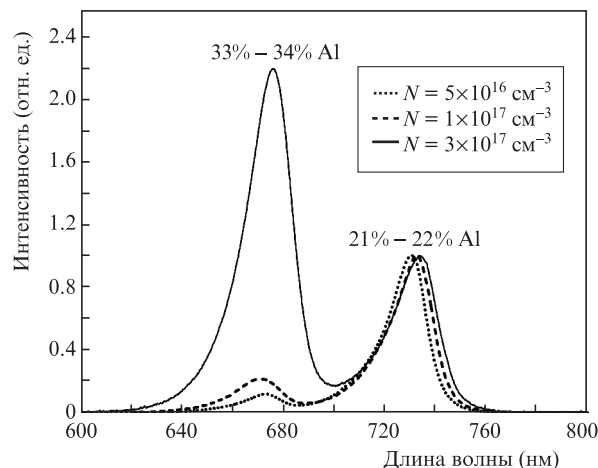


Рис.1. Спектры фотолюминесценции гетероструктур 1–3 с разным уровнем легирования  $N$ , нормированные на интенсивность ФЛ волновода.

в длинноволновую область. Различное соотношение интенсивностей излучения на линиях, соответствующих волноводу и эмиттеру, также вызвано изменением концентрации легирующей примеси. В слаболегированных образцах сигнал ФЛ волновода существенно превосходит сигнал ФЛ эмиттеров.

Контроль толщин слоев осуществлялся с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Samscan 4-88-DV-100. Для всех гетероструктур были измерены реальные толщины слоев. На рис.2 для примера приведено СЭМ-изображение торца гетероструктуры 1, на котором видны слои гетероструктуры и можно различить границы волновод – эмиттер, что позволяет измерить их толщину. Как показали измерения, толщины выращенных слоев для всех гетероструктур отклоняются от заданной не более чем на 10%.

Таким образом, мы получили точные данные параметров гетероструктур (состав и толщины слоев), что позволяет нам далее проводить сравнительный анализ результатов их исследований. Для дальнейших измерений поглощения и концентрации легирующей примеси были изготовлены образцы разных типов.

Исследование концентрации легирующей примеси в волноводе проводилось методом электрохимического вольт-емкостного (ECV) профилирования. ECV-профилирование основано на циклическом чередовании процес-

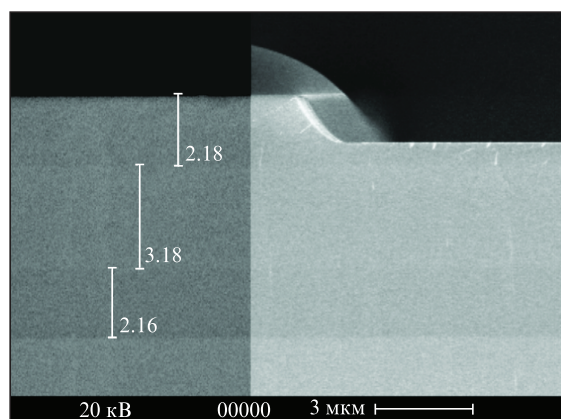


Рис.2. СЭМ-изображение торца гетероструктуры 1 (размеры даны в микрометрах).

сов электрохимического травления поверхности гетероструктуры и измерения зависимости электрической емкости барьера, образующегося на контакте электролит – полупроводник, от приложенного напряжения смещения (вольт-емкостных характеристик,  $C(V)$ ). На основании этих  $C(V)$ -характеристик в приближении обедненного слоя определяется распределение по толщине концентрации свободных носителей  $N_{CV}(w)$ , которое совпадает с распределением концентрации легирующей примеси  $N$  [13]. В связи с тем, что при травлении толстых слоев может возникать неоднородность, пространственное разрешение метода на больших глубинах падает. Однако это не мешает определять концентрацию при однородном легировании, что характерно для нашего случая однородно легированных толстых волноводных слоев. Для снижения влияния этого эффекта в рамках данной работы проводилась предварительная подготовка специальных образцов для ECV-измерений. На четверти пластины для каждой гетероструктуры методом фотолитографии выполнялось ступенчатое травление. Половина четверти была закрыта фоторезистом, а другая половина подвергалась травлению на глубину около 2–2.3 мкм (практически до волновода). Нетравленая область обеспечивала омический контакт, а в стравленной области осуществлялся контакт электролит – структура и проводились измерения. Таким образом, контроль концентрации был проведен непосредственно в волноводе.

Для исследования поглощения также изготавливались специальные образцы. В этом случае гетероструктуры проходили упрощенный цикл постростовой обработки, включающий в себя только формирование контакта со стороны слоев для пайки на теплоотводы и утончение пластины до 150 мкм для удобства ее колки. Путем раскалывания пластин были получены наборы образцов длиной 5100, 2200 и 1500 мкм. Во избежание переотражений зондирующего излучения внутри кристалла от боковых стенок для каждой длины образца рассчитывалась минимально допустимая ширина [10]. В итоге мы получили наборы образцов кристаллов с заданной длиной (5100, 2200 и 1500 мкм) и соответствующей шириной (1500, 1000 и 500 мкм). Зеркала всех образцов были образованы естественными сколами без нанесения просветляющих или отражающих покрытий. Каждый чип монтировался на носитель слоями вниз.

### 3. Результаты исследования

Для каждой гетероструктуры было выполнено ECV-профилеирование для точного определения концентрации легирующей примеси в волноводном слое. Измерение профилей концентрации проводилось на установке электрохимического вольт-фарадного профилеирования ECVPro (Nanometrics), использовался электролит на основе 10% объемных долей этилендиамина ( $H_2NCH_2CH_2NH_2$ ) и Трилона-Б ( $C_{10}H_{14}N_2Na_2O_8$ ) в концентрации 74.5 г/л. Для обеспечения равномерного травления поверхности гетероструктур был выбран шаг травления около 5 нм. На рис.3 представлены результаты измерений концентрации легирования для всех гетероструктур. Измеренные с помощью ECV-профилеирования концентрации легирующей примеси в волноводе составили  $5 \times 10^{16}$ ,  $1 \times 10^{17}$  и  $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  для 1-й, 2-й и 3-й гетероструктуры соответственно. Из рисунка видно, что распределение легирования в волноводном слое однород-

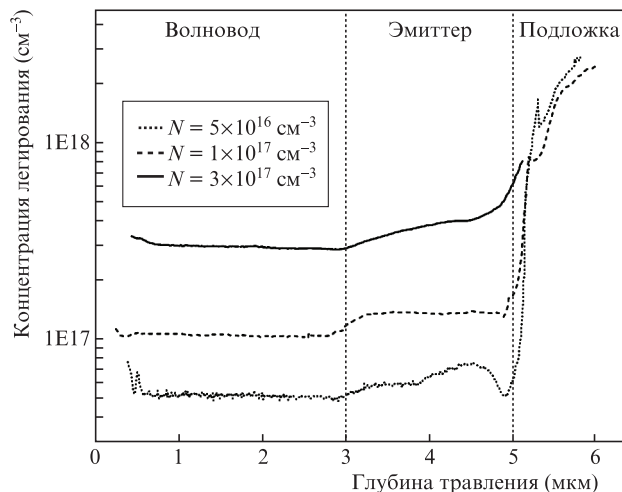


Рис.3. Профили легирования гетероструктур 1–3, измеренные ECV-методом.

ное. Во всех гетероструктурах концентрация легирования в эмиттерах выше, чем в волноводе, примерно на 20%. На гетеропереходе волновод – эмиттер, а также эмиттер – подложка наблюдается плавный рост концентрации с небольшим градиентом вместо сравнительно резкой границы, которая должна была бы наблюдаться исходя из технологических параметров ростового процесса, что обусловлено неравномерностью травления слоев гетероструктуры в ECV-методе. Реальный профиль концентрации более резкий. Таким образом, можно говорить о том, что профиль легирования для всех гетероструктур оказался близким к заданному и достаточно однородным.

Для исследования поглощения на свободных носителях в торец экспериментальных образцов с разными длинами резонатора посредством оптической системы вводилось зондирующее излучение одинаковой мощности, поляризованное в плоскости слоев гетероструктуры. На выходе из образцов измерялась оптическая мощность прошедшего зондирующего излучения, испытывающего поглощение на свободных носителях заряда внутри волновода образца [10]. Имея набор уровней выходной мощности для образцов разной длины, можно рассчитать поглощение внутри волновода при использовании системы уравнений

$$\begin{cases} I_1 = \frac{I_0(1 - R)^2 \exp(\alpha L_1)}{1 - R^2 \exp(2\alpha L_1)}, \\ I_2 = \frac{I_0(1 - R)^2 \exp(\alpha L_2)}{1 - R^2 \exp(2\alpha L_2)}, \end{cases} \quad (1)$$

где  $I_{1,2}$  – мощность зондирующего излучения на выходе из образцов с длинами  $L_{1,2}$  соответственно;  $I_0$  – мощность зондирующего излучения на входе в образец;  $\alpha$  – коэффициент поглощения;  $R$  – коэффициент отражения зеркал. Каждое из уравнений системы представляет собой сумму бесконечного ряда (см. [10], уравнение (4)). Таким образом, если в работе [10] учитывались только первые пять прохождений излучением длины образца, то в настоящей работе учитываются все прохождения. Это обстоятельство может быть важным для слаболегированных образцов со слабым поглощением. Решение данной системы уравнений позволяет восстановить значения неизвестных  $\alpha$  и  $I_0$ . Используя расчетное значение  $I_0$ , можно оценить коэффициент ввода зондирующего излучения в

волновод лазера, что важно для точности и достоверности результатов измерений коэффициента поглощения  $\alpha$ .

Основная задача настоящей работы состояла в определении коэффициента поглощения в  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ -волноводе в зависимости от концентрации легирующей примеси. В работе [10] было показано, что поглощение очень слабо зависит от поляризации зондирующего излучения, поэтому все измерения проводились только для случая линейной поляризации излучения параллельно плоскости слоев гетероструктуры. Мощность излучения на выходе образцов измерялась в диапазоне температур 25–80 °С, температура зондирующего лазера поддерживалась постоянной (25 °С) с точностью 0.05 °С. Для исследования спектральной зависимости коэффициента поглощения использовались одномодовые лазеры с длинами волн 977, 1061 и 1171 нм, спектры излучения которых представлены на рис.4. Ширина спектра на полувысоте для всех зондирующих лазеров составила около 1–2 нм. Таким образом, для каждой гетероструктуры был получен набор мощностей для образцов разной длины при различных условиях – температуре и длине волны зондирующего излучения.

Расчеты по формуле (1) были проведены для всех пар образцов из одной гетероструктуры, различающихся длиной. Измерения выполнялись в одинаковых условиях. В расчетах использовались средние значения мощностей для нескольких образцов одной длины при одной и той же температуре и длине волны. Коэффициент отражения зеркал рассчитывался для каждой длины волны зондирующего излучения (977, 1061 и 1171 нм) и составил 29.7%, 29.4% и 29.2% соответственно. Как и в работе [10], наиболее точные значения коэффициента поглощения были получены для пар образцов с наиболее сильно различающимися длинами. Для всех исследований расчетный коэффициент ввода составил 90%–95% и практически не зависел от температуры и длины волны.

На рис.5 представлены результаты исследований коэффициента поглощения для гетероструктур 1–3, рассчитанного для пар образцов с длинами 1500 и 5100 мкм, в зависимости от температуры для всех длин волн зондирующего излучения. Для других пар образцов зависимости имели аналогичный характер, поэтому на графике не приведены. Стоит отметить, что точность определения коэффициента поглощения в данной методике по оценке составляет около  $0.1 \text{ см}^{-1}$ . В образцах с более высоким

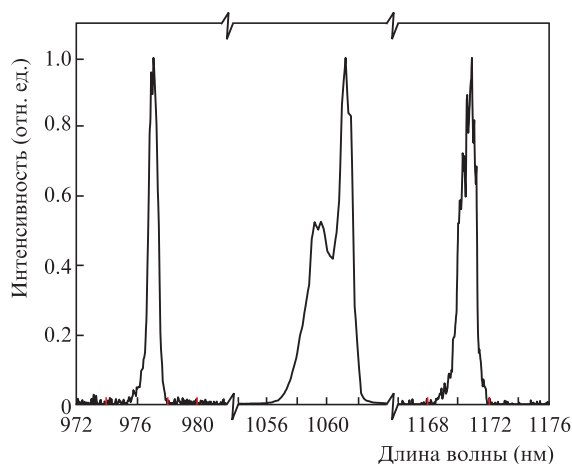


Рис.4. Спектры излучения трех лазеров, используемых в качестве источников зондирующего сигнала.

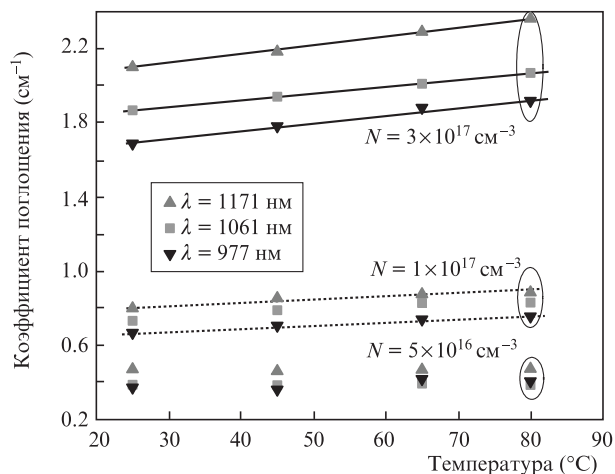


Рис.5. Температурные зависимости коэффициента поглощения излучения с длинами волн 977, 1061 и 1171 нм для гетероструктур 1–3.

уровнем легирования наблюдается пропорционально более высокое поглощение излучения в волноводе; это позволяет предположить, что имеет место преимущественно механизм поглощения на свободных носителях. Рис.5 демонстрирует наличие температурной и спектральной зависимости коэффициента поглощения. Для гетероструктуры 1 с наименьшей концентрацией легирования поглощение слабо зависит от температуры. Это может быть обусловлено, во-первых, малым значением коэффициента поглощения и, следовательно, более высокой относительной погрешностью измерений; во-вторых, при низкой концентрации легирующей примеси вклад поглощения на свободных носителях может быть невелик в общем оптическом поглощении по сравнению с вкладом других процессов, например рассеяния на неоднородностях гетероструктуры. В гетероструктурах 2 и 3 (концентрация  $1 \times 10^{17}$  и  $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  соответственно) наблюдается заметная температурная зависимость, которая коррелирует с данными, полученными в [10]. С ростом температуры поглощение в этих гетероструктурах приблизительно линейно увеличивается на 10%–15% для всех длин волн зондирующего излучения. Таким образом, при высоких концентрациях вклад поглощения на свободных носителях начинает преобладать, и мы видим явную температурную зависимость, характерную для этого физического механизма [14].

Заметный рост поглощения с увеличением длины волны наблюдается для всех трех гетероструктур. При увеличении длины волны с 977 до 1171 нм рост поглощения составляет 20%–25%. В целом такая температурная зависимость коэффициента поглощения коррелирует с данными работы [15]. Однако из-за недостаточного количества длин волн зондирующего излучения, а соответственно, и экспериментальных точек, нельзя достоверно судить о линейном или нелинейном характере этой зависимости.

На основе полученных данных можно оценить величину сечения поглощения для каждой длины волны зондирующего излучения. Стоит отметить, что представленный ниже подход к определению сечения поглощения актуален только для относительно слаболегированных полупроводников, поскольку при большей концентрации легирующей примеси может наблюдаться отклонение от линейной зависимости [16].

Поглощение в волноводе определяется распределением концентрации носителей и оптического поля в волно-

воде. В волноводных структурах распределение электромагнитного излучения, которое испытывает оптические потери, определяется модовой структурой. В общем случае поглощение на электронах описывается выражением

$$\alpha = \sigma_n \int n(x)\psi^2(x)dx, \tag{2}$$

где  $\psi^2(x)$  – распределение интенсивности основной волноводной моды;  $n(x)$  – распределение концентрации электронов вдоль оси  $x$ ;  $\sigma_n$  – сечение поглощения на электронах; ось  $x$  перпендикулярна слоям гетероструктуры [17]. Поскольку экспериментально показано, что распределение концентрации легирующей примеси вдоль оси  $x$  (см. рис.3) однородно, можно рассматривать зависимость поглощения от концентрации носителей заряда как

$$\alpha = \sigma_n n. \tag{3}$$

В таком случае наклон зависимости коэффициента поглощения от концентрации будет определять значение сечения поглощения. На рис.6 приведены зависимости коэффициента поглощения от концентрации легирования для трех длин волн зондирующего излучения, измеренные при температуре 25°C. Для всех трех зависимостей были выполнены линейные аппроксимации. Видно, что при линейной экстраполяции полученных прямых до оси ординат имеет место ненулевое значение поглощения,  $\alpha = 0.12 \text{ см}^{-1}$ , которое не зависит от концентрации легирования и длины волны. Можно предположить, что это значение соответствует некоему встроенному постоянно-му поглощению, которое включает в себя эффекты, связанные с несовершенствами структуры. Таким образом, значения сечения поглощения для Al<sub>0.22</sub>Ga<sub>0.78</sub>As-волновода составили  $5.2 \times 10^{-18}$ ,  $5.8 \times 10^{-18}$  и  $6.6 \times 10^{-18} \text{ см}^2$  для излучения с длинами волн 977, 1061 и 1171 нм соответственно. Отметим, что в физике полупроводниковых лазеров для GaAs обычно используются значения коэффициента поглощения, равные  $(3-4) \times 10^{-18} \text{ см}^2$  [1, 4]. В нашем случае значения коэффициента поглощения заметно выше, что, вероятно всего, обусловлено высоким содержанием алюминия в составе волновода.

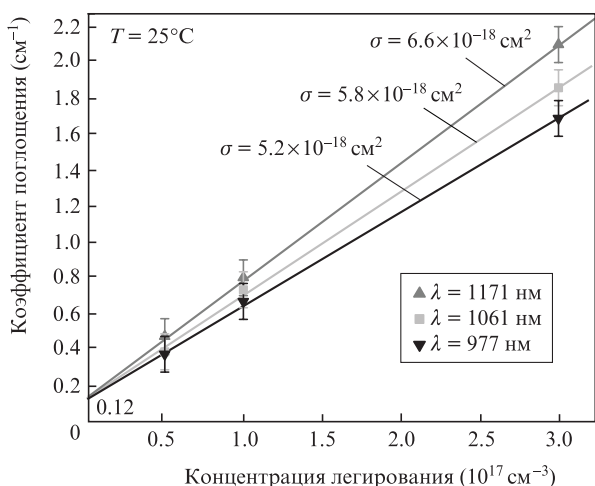


Рис.6. Зависимости коэффициента поглощения от концентрации легирующей примеси для трех длин волн зондирующего излучения при температуре 25°C.

#### 4. Заключение

Изготовлена серия AlGaAs/GaAs-гетероструктур с Al<sub>0.22</sub>Ga<sub>0.78</sub>As-волноводом, различающихся концентрацией легирующей примеси, лежащей в диапазоне  $5 \times 10^{16} - 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Технологически заданные параметры слоев гетероструктуры (толщины, составы и профили легирования) были подтверждены экспериментально. Проведены исследования зависимости коэффициента поглощения от температуры и длины волны излучения по разработанной в работе [10] методике. При изменении температуры от 25 до 80°C оптическое поглощение в волноводе увеличилось на 10%–15%, а при увеличении длины волны зондирующего излучения почти на 200 нм оно возросло на 20%–25%. В результате проведенных исследований определены значения сечения поглощения в материале Al<sub>0.22</sub>Ga<sub>0.78</sub>As для нескольких длин волн зондирующего излучения. Так, для длины волны 977 нм сечение поглощения излучения составило  $5.2 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ .

В продолжение цикла исследований поглощения излучения в полупроводниковых материалах мы планируем изучить гетероструктуры с различными составами материала волновода, концентрацией и типом легирующей примеси.

В части эпитаксиального роста гетероструктур работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-30072), в части экспериментальных исследований – при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-32-90070).

- Gapontsev V., Moshegov N., Berezin I., Komissarov A., Trubenko P., Miftakhutdinov D., Berishev I., Chuyanov V., Raisky O., Ovtchinnikov A. *Proc. of SPIE*, **10086**, 1008604 (2017).
- Piprek J. *Opt. Quantum Electron.*, **51** (60) (2019). DOI: 10.1007/s11082-019-1776-1.
- Veselov D.A., Bobretsova Yu.K., Leshko A.Y., Shamakhov V.V., Slipchenko S.O., Pikhitin N.A. *J. Appl. Phys.*, **126**, 213107 (2019).
- Soboleva O.S., Zolotarev V.V., Golovin V.S., Slipchenko S.O., Pikhitin N.A. *IEEE Trans. Electron Devices*, **67** (11), 4977 (2020).
- Ryvkin B., Avrutin E. *Semicond. Sci. Technol.*, **32** (1), 015004 (2017).
- Spitzer W.G., Whelan J.M. *Phys. Rev.*, **114** (1), 59 (1959).
- Кейси Х., Паниш М. *Лазеры на гетеропереходах*. Т. 1 (М.: Мир, 1981).
- Шашкин И.С., Лешко А.Ю., Шамахов В.В., Воронкова Н.В., Капитонов В.А., Бахвалов К.В., Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Копьев П.С. *ФТП*, **55** (4), 344 (2021).
- Zhao S., Qi A., Wang M., Qu H., Lin Y., Dong F., Zheng W. *Opt. Express*, **26** (3), 3518 (2018).
- Бобрецова Ю.К., Веселов Д.А., Подоскин А.А., Воронкова Н.В., Слипченко С.О., Ладугин М.А., Багаев Т.А., Мармалюк А.А., Пихтин Н.А. *Квантовая электроника*, **51** (2), 124 (2021) [*Quantum Electron.*, **51** (2), 124 (2021)].
- Crump P., Wenzel H., Erbert G., Ressel P., Zorn M., Bugge F., Einfeldt S., Staske R., Zeimer U., Pietrzak A., Trankle G. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **20** (16), 1378 (2008).
- Slipchenko S.O., Podoskin A.A., Rozhkov A.V., Pikhitin N.A., Tarasov I.S., Bagaev T.A., Simakov V.A. *J. Appl. Phys.*, **116** (8), 084503 (2014).
- Ambridge T., Faktor M.M. *Electron. Lett.*, **10** (10), 204 (1974).
- Krishnamurthy S., Yu Z.G., Gonzalez L.P., Guha Sh. *J. Appl. Phys.*, **109** (3), 033102 (2011).
- Рывкин Б., Георгиевский А. *ФТП*, **33** (7), 887 (1999) [*Semiconductors*, **33** (7), 813 (1999)].
- Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **38** (3), 374 (2004) [*Semiconductors*, **38** (3), 360 (2004)].
- Ryvkin B.S., Avrutin E.A. *J. Appl. Phys.*, **97**, 123103 (2005).