

Птащенко А. А.¹, Птащенко Ф. А.¹, Волков И. А.², Групп А. Г.²¹ Одесский государственный университет им. И. И. Мечникова,² Одесская государственная морская академия

ВЛИЯНИЕ ОКРУЖАЮЩЕЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Изучено влияние жидкой диэлектрической среды на пороговый ток, интенсивность излучения и угловое распределение излучения в ТЕ и ТМ модах полупроводниковых лазеров на основе двойных гетероструктур GaAs—AlGaAs с полосковой геометрией. Показано, что увеличение показателя преломления окружающей среды, кроме повышения порогового тока, изменяет угловое распределение излучения в ТЕ и ТМ модах. Данное явление объясняется влиянием внешней среды на пороговое значение инверсной населенности в активной области и может быть использовано для улучшения пространственных параметров лазерного излучения.

Полупроводниковые лазеры на основе двойных гетероструктур GaAs—AlGaAs с полосковой геометрией имеют низкий пороговый ток генерации (50—150 мА), достаточную для многих применений мощность излучения (до 20 мВт в непрерывном режиме при комнатной температуре) [1]. Недостатком этих лазеров является немонотонность углового распределения излучения, а также изменение данного распределения при внешних воздействиях и в процессе эксплуатации [2, 3].

Для улучшения параметров диодных лазеров (ДЛ) с полосковой геометрией необходимо исследовать механизм формирования углового распределения излучения, изучить влияние различных механизмов потерь энергии в резонаторе на характеристики ДЛ. Помещением ДЛ в прозрачную диэлектрическую жидкость можно изменять коэффициент отражения на зеркалах резонатора (увеличивать оптические потери), а также влиять на условия дифракции света на выходном зеркале, приводящей к формированию углового распределения излучения в дальнем поле. Это дает дополнительные возможности для изучения внутренних параметров лазеров.

Целью работы явилось исследование влияния жидкой диэлектрической среды на порог генерации и интенсивность излучения полупроводниковых лазеров на основе двойных гетероструктур GaAs—AlGaAs с полосковой геометрией, а также на угловое распределение излучения в ТЕ и ТМ модах. (с колебаниями электрического вектора в плоскости p - n перехода и в перпендикулярной плоскости, соответственно).

Экспериментальное исследование углового распределения излучения проводилось на ДЛ на основе GaAs—AlGaAs с полосковой геометрией. Длина волны излучения лазеров составляла $\lambda \approx 0,8$ мкм.

Структура ДЛ описана в [4, 5]. На подложку GaAs n -типа наращивался слой n -Al_xGa_{1-x}As(Te) с $x \approx 0,1$ (инжектор электронов). Активный слой p -GaAs(Si) имел толщину $\approx 0,3$ мкм. На активный слой наращивался слой p -Al_xGa_{1-x}As(Ge) с $x \approx 0,1$ (инжектор дырок) толщиной 1,8 мкм. Между инжектором дырок и металлическим полосковым контактом шириной 15 мкм находился слой p^+ -GaAs(Ge) толщиной 1,8 мкм. В исследованных ДЛ происходило раздельное ограничение носителей (в активном слое) и излучения (в соседних слоях). Лазерная генерация наблюдалась только в области под полосковым контактом.

Для контролируемого изменения оптических потерь на зеркалах полупроводниковый лазер помещался в жидкую среду. Коэффициент потерь на зеркале определяется выражением

$$k_r = 1 - r, \quad (1)$$

где r — коэффициент отражения на границе полупроводник — окружающая среда [1], причем

$$r = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2, \quad (2)$$

где n — отношение показателей преломления полупроводника и окружающей среды. Исследование дальнего поля излучения полупроводниковых лазеров производилось с помощью установки, описанной в [4]. Исследуемая лазерная гетероструктура (ЛГС) помещалась на специальном поворотном устройстве, которое обеспечивало возможность поворота образца от 0 до 180 град с погрешностью до 0,1 град. Вращающийся стальной полированный стержень, на котором смонтирован держатель образца, через уплотнительную диафрагму на крышке стеклянного цилиндрического сосуда проходил внутрь сосуда. В сосуд, который

в рабочем состоянии закрыт герметизирующей крышкой, наливалась жидкость, так что образец вместе с держателем находился внутри жидкости.

Используемая жидкость должна удовлетворять следующим условиям: а) обладать хорошими диэлектрическими свойствами, чтобы не закорачивать образец при подаче на него напряжения; б) иметь достаточно большой показатель преломления; в) быть достаточно прозрачной в области длин волн 0,8—0,9 мкм; г) не реагировать химически с материалами образца и держателя. Исследования проводились в этиловом спирте, удовлетворяющем указанным требованиям. Показатель преломления GaAs (материала активной области) составляет $n_1 = 3,6$, а для этилового спирта $n_2 = 1,3$, так что в окружающем спирте относительное значение показателя преломления материала активной области составляет $n = n_1/n_2 = 2,77$. Держатель образца был устроен так, что при его повороте (внутри жидкости) образец все время оставался в центре стеклянного сосуда. Питание образца осуществлялось импульсами тока длительностью 100 нс — 50 мкс, частотой 10 кГц. Излучение ДЛ проходило сквозь жидкость и стеклянную стенку сосуда, затем (за пределами сосуда) ограничивалось диафрагмой для выделения его части, распространяющейся в определенном направлении. Затем выделенная часть излучения попадала на призму Глана, которая выделяла определенную поляризационную моду. Приемником излучения служил фотодиод ФД24К. Регистрирующая часть установки описана в [5—8]. Установка давала возможность измерять угловое распределение излучения в ТЕ и ТМ поляризованных модах.

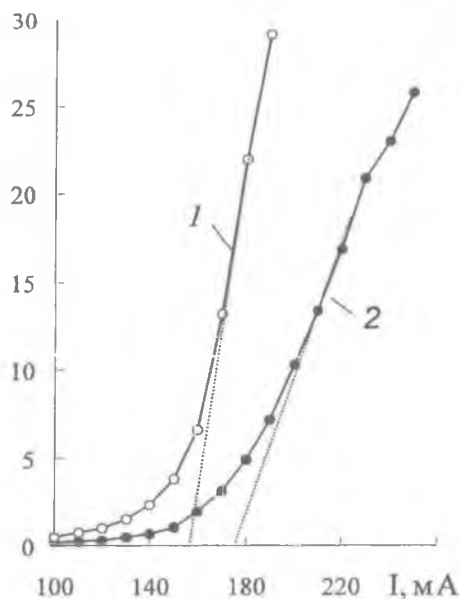
Исследовались ватт-амперные характеристики и угловое распределение излучения ДЛ в воздухе и в этиловом спирте. Это давало возможность контролируемого изменения оптических потерь на зеркалах резонатора, в соответствии с формулой (2). При малом токе (в подпороговом режиме) угловое распределение излучения $\Phi(\varphi)$ представляет собой плавную кривую с одним максимумом. Зависимость $\Phi(\varphi)$ отвечает закону Ламберта

$$\Phi(\varphi) = \Phi_0 \cos \varphi, \quad (3)$$

где φ — угол между направлением на щель фотоприемника и осью резонатора. Это свидетельствует об оптической однородности материала активной области при малых токах накачки. С ростом тока на угловом распределении излучения появляются два максимума, которые характерны для полосковых лазеров. При этом угловое распределение $\Phi(\varphi)$ сужается. Кроме того, максимумы имеют разную высоту.

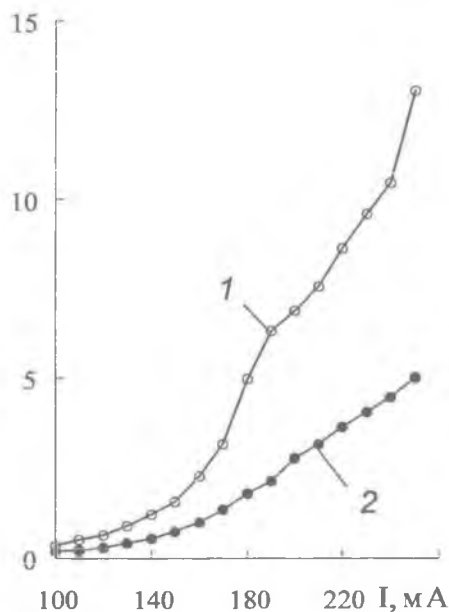
На рис. 1 представлены ватт-амперные характеристики излучения в ТЕ и ТМ поляризованных модах образца ДЛ 107, измеренные в воздухе и в этиловом спирте. Измерения проводились в главном максимуме углового распределения излучения

Φ , отн. ед.



а

Φ , отн. ед.



б

Рис. 1. Ватт-амперные характеристики излучения в ТЕ (а) и ТМ (б) поляризованных модах диодного лазера ДЛ 107, измеренные: 1 — в воздухе; 2 — в этиловом спирте

в плоскости p - n перехода. Из рис. 1 видно, что при достижении некоторого тока начинается резкое нарастание мощности излучения, соответствующее лазерной генерации. При этом интенсивность излучения в ТЕ-моду (с колебаниями электрического вектора в плоскости p - n перехода) намного сильнее растет, чем интенсивность ТМ-моды (где колебания электрического вектора происходят в перпендикулярной плоскости). Лазерное излуче-

ние линейно поляризовано. Степень поляризации излучения определялась по формуле

$$\rho(I) = \frac{\Phi_{TE} - \Phi_{TM}}{\Phi_{TE} + \Phi_{TM}}, \quad (4)$$

где Φ_{TE} и Φ_{TM} — интенсивности излучения в ТЕ и ТМ модах, измеренные при данном токе I . Для исследованных образцов величина ρ достигала значений 60—80%.

На рис. 1, *a* пунктирные линии проведены вдоль касательных к линейным участкам ватт-амперных характеристик. Пересечение этих линий с осью абсцисс дает значения порогового тока: для кривой, измеренной в воздухе, $I_{11} = 154$ мА, а для лазера, помещенного в спирт, $I_{12} = 172$ мА. Значения I_{11} получались одинаковые для кривых $\Phi(I)$, измеренных на оси резонатора и в главном максимуме углового распределения и составляли для образцов данной партии 60—160 мА в воздухе и 70—180 мА — в спирте.

Следует отметить, что в одномерной модели полупроводникового лазера после достижения порога генерации концентрации инжектированных в активную зону электронов и дырок не должны изменяться (инверсная населенность должна насыщаться). Так как генерация происходит на ТЕ моде, то интенсивность ТМ моды должна насыщаться при достижении порога генерации. Из рис. 1, *b* видно, что интенсивность ТМ моды не насыщается при пороговом токе, а продолжает расти с ростом тока. Это можно связать с пространственной неоднородностью генерации в лазере с полосковым контактом. При малых токах условие генерации выполняется только под центром контакта, где плотность тока максимальна. В остальных местах активной области концентрация электронов ниже порогового значения и с ростом тока она растет, увеличивая мощность излучения в ТМ моде. На ТМ моде наблюдалась суперлюминесценция. Из рис. 1, *b* видно, что в спирте интенсивность суперлюминесценции лазера ниже, чем в воздухе. Данный эффект также можно связать с различием коэффициентов отражения на границах полупроводник — окружающая среда.

На основе измерений ватт-амперных характеристик излучения лазера, помещенного в разные диэлектрические среды, можно оценить внутренние параметры лазера. Связь порогового тока с внутренними параметрами лазера определяется выражением [1]

$$I_0 = I_0 + \frac{1}{\beta L} \ln \frac{1}{r}, \quad (5)$$

где I_0 — ток просветления (при котором усиление света компенсирует поглощение), β — дифференциальная эффективность. Записав формулу (5) отдельно для лазера, находящегося в воздухе, и для лазера, помещенного в жидкий диэлектрик, получим выражения для внутренних параметров:

$$I_0 = I_{11} - (I_{12} - I_{11}) \frac{\ln(1/r_1)}{\ln(r_1/r_2)}, \quad (6)$$

$$\beta = \frac{\ln(r_1/r_2)}{(I_{12} - I_{11})L}, \quad (7)$$

где r_1 и r_2 — значения коэффициента отражения на границах полупроводник — воздух и полупроводник — диэлектрическая жидкость; I_{11} и I_{12} — значения порогового тока генерации для лазера, находящегося в воздухе, и лазера, помещенного в жидкость. Подстановка значений $r_1 = 0,32$ и $r_2 = 0,22$, а также измеренных значений $I_{11} = 154$ мА и $I_{12} = 172$ мА дает для тока просветления (transparency current) значение $I_0 = 99,3$ мА, а для дифференциальной эффективности $\beta = 0,83$ см⁻¹мА⁻¹.

Наибольший интерес представляло исследовать влияние окружающей среды на угловое распределение излучения полупроводниковых лазеров при высоких токах накачки, в режиме лазерной генерации. На рис. 2, *a* представлено угловое распределение излучения лазера ДЛ 107, находящегося в воздухе, измеренное при токах 160 мА и 200 мА. Распределение снималось отдельно для излучения в ТЕ и ТМ поляризованных модах. Распределения нормировались. Пороговый ток данного образца составлял 154 мА. Поэтому нижние кривые, измеренные при токе 160 мА, отвечают слабому превышению порога генерации. А верхние кривые, полученные при 200 мА, сняты в лазерном режиме. Важными параметрами углового распределения излучения являются положение максимумов, угловое расстояние между ними $\delta\varphi$, а также расходимость луча $\Delta\varphi$. Расходимость определялась по формуле

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1, \quad (8)$$

где φ_1 и φ_2 — углы, при которых интенсивность излучения в два раза ниже максимальной (для данной кривой) величины. Из рис. 2, *a* видно, что расходимость излучения ТМ моды выше, чем для ТЕ моды, на которой происходит генерация. В угловом распределении излучения имеется три максимума, что свидетельствует о непостоянстве фазы волны на зеркале резонатора.

На рис. 2, *b* показано угловое распределение излучения диодного лазера ДЛ 107, помещенного в этиловый спирт, измеренное при токах 200 мА и 250 мА. Сопоставление кривых рис. 2 показывает, что распределения $\Phi(\varphi)$ для лазера, находящегося в воздухе и в спирте, сильно отличаются. Распределение излучения лазера, помещенного в спирт, имеет два, а не 3 максимума. Это свидетельствует о возрастании оптической однородности резонатора лазера при помещении его в среду с большим показателем преломления. Этот эффект можно объяснить так. При замене окружающей среды воздух → спирт пороговый ток генерации возрастает, т. е. лазерная генерация начинается при бо-

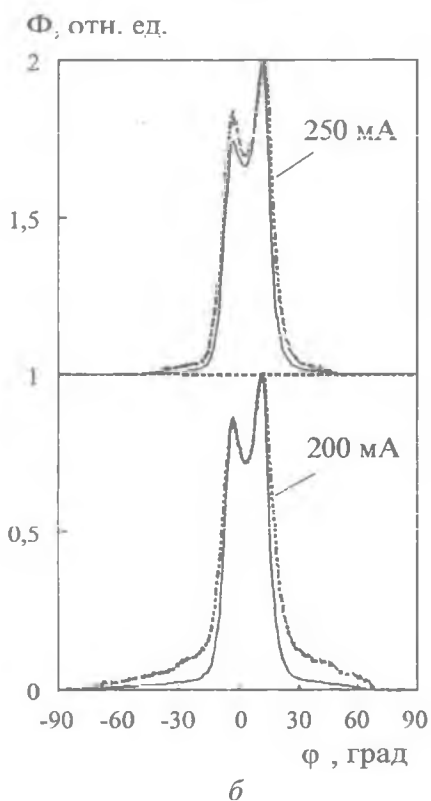
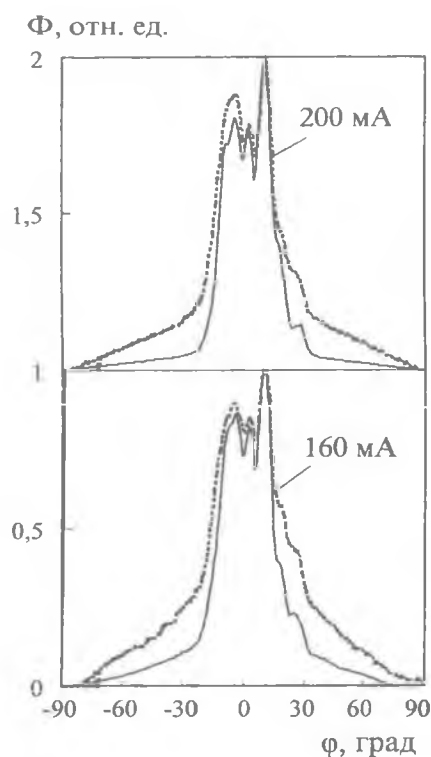


Рис. 2. Угловое распределение излучения в ТЕ (сплошные линии) и ТМ (пунктир) модах диодного лазера ДЛ 107, находящегося: а — в воздухе; б — в спирте

более высокой концентрации инжектированных в активную область электронов. Это дает возможность повысить коэффициент квантового усиления

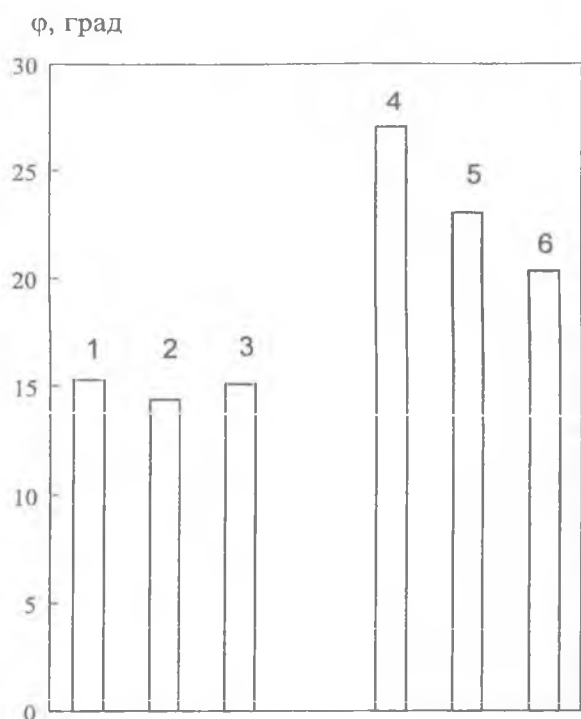


Рис. 3. Угловое расстояние между максимумами в угловом распределении (1—3) и расходимость луча (4—6) лазера ДЛ107, находящегося в воздухе (1, 4) и помещенного в спирт (2, 3, 5, 6), измеренные при токах: 1, 2, 4, 5 — 200 мА; 3, 6 — 250 мА

света в активной области. Исходя из полученных значений $I_0 = 99,3$ мА и $\beta = 0,83$ см⁻¹мА⁻¹, получим при пороговом токе 154 мА (в воздухе) значение коэффициента усиления $g = 45,4$ см⁻¹, а при $I_{th} = 172$ мА (в спирте) $g = 60,3$ см⁻¹. При дальнейшем возрастании тока величина g изменяется незначительно. Поэтому лазер, помещенный в прозрачную жидкость, работает в режиме более высоких значений коэффициента квантового усиления, чем в воздухе. Это и приводит к улучшению пространственных характеристик лазеров.

На рис. 3 сопоставлены значения углового расстояния $\delta\phi$ между максимумами в угловом распределении (1—3) и расходимости луча $\Delta\phi$ (4—6) лазера ДЛ107, находящегося в воздухе и помещенного в спирт, измеренные при разных токах накачки. Из гистограммы видно, что угловое расстояние $\delta\phi$ между максимумами изменяется незначительно при изменении параметров внешней среды и возрастании тока. Этим подтверждается применимость к данным лазером полученной Петерманом формулы [9]

$$\sin(\delta\phi/2) \approx \sqrt{n_r^2 - n_m^2}, \quad (9)$$

где n_r — показатель преломления в однородном материале активной области вдали от полоскового контакта; n_m — минимальное значение показателя преломления, соответствующее линии в активной области под центром полоскового контакта. Значения n_r и n_m являются значениями абсолют-

ного показателя преломления, определяющими длину световой волны в резонаторе при данной частоте колебаний. Поэтому изменение показателя преломления окружающей среды не должно влиять на расстояние между максимумами углового распределения излучения, что и подтверждается нашими экспериментами. По расстоянию между максимумами оценена величина $\Delta n = n_r - n_m = 0,005 - 0,007$.

С другой стороны, расходимость луча приблизительно определяется формулой

$$\Delta\varphi \approx \delta\varphi + 2\varphi_d, \quad (10)$$

где угол дифракции

$$\varphi_d \approx \lambda/W, \quad (11)$$

где λ — длина световой волны в среде, окружающей лазер, а W — ширина резонатора в плоскости p - n -перехода. В нашем случае она приблизительно равна ширине полоскового контакта $W \approx 15$ мкм. Из формул (10) и (11) видно, что при помещении лазера в среду с большим показателем преломления расходимость луча должна уменьшаться. Это подтверждается данными рис. 3: помещение лазера в спирт уменьшает расходимость луча. Кроме того, из рис. 3 видно, что для лазера, находящегося в спирте, расходимость луча уменьшается с ростом тока накачки.

На основе полученных результатов можно сделать такие выводы:

1. Угловое распределение излучения исследованных лазеров немонотонно. Это согласуется с литературными данными для полосковых лазеров. По угловому расстоянию между максимумами оценена неоднородность показателя преломления в активной области, возникающая за счет неоднородности плотности тока под полосковым контактом $\Delta n = n_r - n_m = 0,005 - 0,007$.

2. Увеличение показателя преломления окружающей диэлектрической среды приводит к повышению порогового тока лазерной генерации. По величине этого эффекта оценены внутренние параметры лазеров: ток просветления I_0 (при котором квантовое усиление компенсирует поглощение), а также дифференциальная эффективность накачки β .

3. Помещение лазера в среду с большим показателем преломления не изменяет угловое расстояние $\delta\varphi$ между двумя максимумами в угловом распределении излучения лазеров. Это свидетельству-

ет, что величина $\delta\varphi$ определяется только внутренними параметрами лазеров.

4. Угловая расходимость луча лазера уменьшается при помещении лазера в прозрачную жидкость. Это объясняется ослаблением влияния дифракции света на зеркале резонатора вследствие того, что длина световой волны в диэлектрике уменьшается с ростом показателя преломления.

5. При помещении лазера в прозрачную жидкость уменьшаются флуктуации в угловом распределении излучения. Это можно объяснить тем, что (за счет повышения порогового тока генерации) в активной области лазера, помещенного в жидкость, достигаются более высокие концентрации инжектированных электронов и дырок и более высокая однородность распределения носителей заряда.

Литература

1. Gribkovskii V. P. Injection Lasers // Progr. Quant. Electr. — 1994. — V. 19, № 1. — P. 41—88.
2. Marcinate J. R., Agrawal G. P. Lateral spatial effects of feedback in gain-guided and broad-area semiconductor lasers // J. Quant. Electr. — 1996. — V. 32, № 9. — P. 1630—1635.
3. Berger G., Mueller R., Klehr A., Voss M. Polarization bistability in strained ridge waveguide InGaAsP/InP lasers: Experiment and theory // J. Appl. Phys. — 1995. — V. 77, № 6. — P. 6135—6144.
4. Птащенко А. А., Птащенко Ф. А. Тонкая структура углового распределения излучения полупроводниковых лазеров // Фотоэлектроника. — 1999. — Вып. 8. — С. 6—12.
5. Птащенко Ф. А. Влияние температуры на поляризацию излучения полупроводниковых лазеров // Фотоэлектроника. — 1999. — Вып. 8. — С. 72—76.
6. Ptashchenko A. A., Prokopovich L. P., Deych M. V. Polarization of the subthreshold emission and diagnostic of mechanical strain in semiconductor lasers and light-emitting diodes // Proceedings of SPIE. — 1993. — V. 2113. — P. 216—222.
7. Ptashchenko A. A., Deych M. V., Mironchenko N. V., Ptashchenko F. A. Polarization of the spontaneous radiation of stressed laser heterostructures // Solid-State Electronics. — 1994. — V. 37, № 4—6. — P. 1255—1258.
8. Ptashchenko A. A., Ptashchenko F. A. "Excess" polarization of the spontaneous emission in laser heterostructures // Solid-State Electronics. — 1996. — V. 39, № 10. — P. 1495—1500.
9. Petermann K. Some relations for the far-field distribution in semiconductor lasers with gain guiding // Opt. Quantum Electron. — 1981. — V. 13, № 7. — P. 323—333.