

06.3; 12

© 1991

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
НИЗКОПОРОГОВОГО ($I_n = 1,3$ мА, $T = 300$ К)
КВАНТОВОРАЗМЕРНОГО *AlGaAs* ЛАЗЕРНОГО ДИОДА
С ЗАРОЩЕННОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРОЙ,
ПОЛУЧЕННЫЕ НЖФЭ

А.Т. Лупу, А.З. Мереуцэ,
И.Б. Пузин, А.В. Сырбу,
Г.И. Суручану, М.К. Шейнкман,
Г.К. Шерварпы, В.П. Яковлев

Последние достижения в развитии эпитаксиальных методов выращивания гетероструктур позволили создавать такие сложные приборы, как лазеры с квантово-размерными слоями (КРС-лазеры), обладающие более высокими электрофизическими параметрами по сравнению с обычными ДГС-лазерами. К их достоинствам относятся малые значения пороговых токов, отсутствие смещения максимума полосы излучения с изменением температуры, более высокие, чем у обычных ДГС-лазеров, мощности излучения и т.д. [1]. Кроме того, т.к. рабочие токи таких лазеров также невелики (единицы миллиампер), существенно замедляются деградиационные процессы в них, что приводит к значительному увеличению срока их службы.

В этой связи представляет интерес возможность изготовления таких лазеров посредством сравнительно недорогого метода жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), широко используемого в промышленности.

Так, в работах [2, 3] сообщалось, что выращенные методом низкотемпературной ЖФЭ *AlGaAs*-КРС-лазеры с гребенчатым волноводом обладали невысокими пороговыми токами I_n (от 10 до 20 мА) и хорошими электрофизическими параметрами (линейной ватт-амперной характеристикой, высокой дифференциальной квантовой эффективностью η и т.д.)

Дальнейшее понижение пороговых токов до 3 мА удалось получить на эпитаксиальных структурах, полученных методом молекулярной эпитаксии, при зарощивании вытравленных мезоструктур посредством ЖФЭ [4], а затем и на лазерных диодах с зарощенной гетероструктурой, выращенных полностью ЖФЭ [5]. Причем последние, помимо малых пороговых токов, обладали улучшенными спектральными характеристиками излучения.

В настоящем сообщении приведены результаты исследований электрофизических характеристик (ЭФХ) и их анализ для нескольких лазерных диодов, полученных по технологии, описанной в [5]. Под

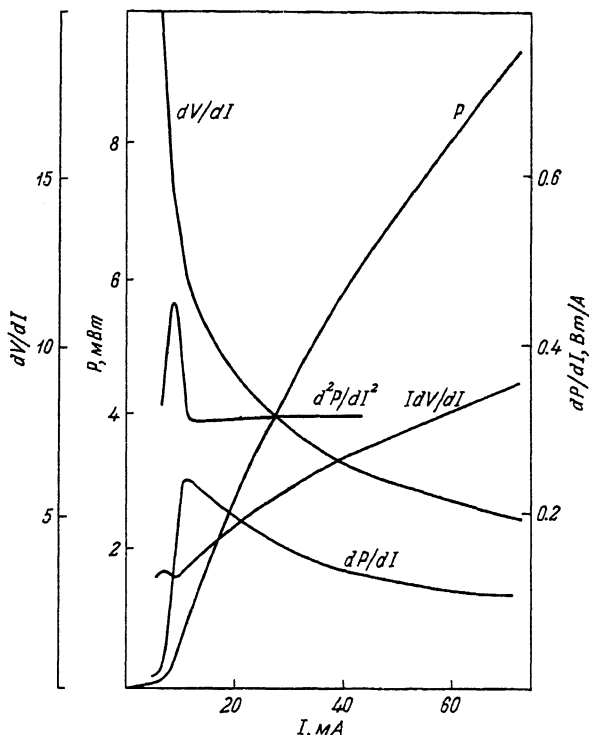


Рис. 1. Электрофизические характеристики КРС-лазера № 1 с пороговым током $I_n = 7$ мА.

ЭФХ здесь понимаются ватт- и вольт-амперные характеристики (ВтАХ и ВАХ соответственно), а также их первые и вторые производные по току, полученные посредством метода модуляционного дифференцирования. Все ЭФХ сняты на установке [6, 7], а их анализ выполнен на основе результатов работ [8-11].

Рассматриваемые в данной работе лазерные диоды имели пороговые токи I_n в диапазоне 1,8-8 мА, у некоторых из них максимальная мощность излучения P достигала 20 мВт, а η - 35-40 А/Вт. Несмотря на хорошие излучательные и спектральные характеристики, у большинства лазеров из этой партии P - I -зависимости были нелинейны. Так, на рис. 1 приведены характерные ЭФХ для лазера № 1 с $I_n = 7$ мА, $\eta = 0.24$ А/Вт. Как видно из рис. 1, слабый пик на зависимости $I(dV/dI)-I$ в допороговой области свидетельствует о наличии линейного (омического) шунтирующего канала [10], а кривизна $P-I$ -зависимости в послепороговой области и соответствующий ей спад на зависимости $dP/dI-I$ свидетельствуют как о наличии нелинейного шунтирующего канала [10], так и о нагреве лазера. Предположение о наличии двух шунтирующих каналов вполне оправданно, т.к. речь идет о заросшейных

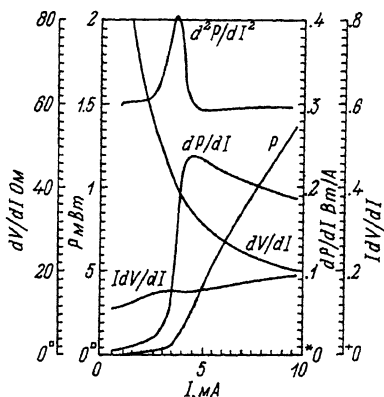


Рис. 2. Электрофизические характеристики КРС-лазера № 2 с пороговым током $I_n = 3.5$ мА.

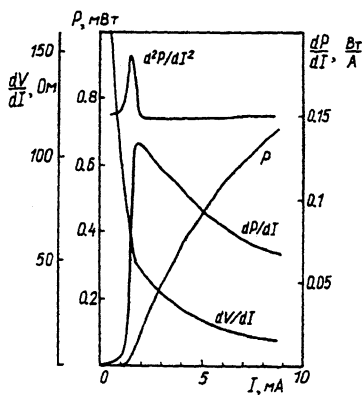


Рис. 3. Электрофизические характеристики КРС-лазера № 3 с пороговым током $I_n = 1.3$ мА.

гетеролазерах. Это предположение подтверждается также тем обстоятельством, что на ВАХ этого лазера, снятой в диапазоне токов I от 10^{-10} А до 10^{-1} А, наблюдаются значительные избыточные токи. Влияние нагрева лазера протекающим током также вполне очевидно, т.к. величина дифференциального сопротивления $R_d = dV/dI$ в послепороговой области велика (меняется от ~ 12 Ом в области порога до ~ 5 Ом при $I = 10 \cdot I_n$). Отсутствие эффекта насыщения напряжения на р-п-переходе [5], проявляющееся как в отсутствии скачка на зависимости $dV/dI - I$ в области порога, так и в отсутствии полочки на этой зависимости в послепороговой области (т.е. $R_d = dV/dI \neq const$), можно объяснить суммарным влиянием обоих шунтирующих каналов (линейного и нелинейного) сопротивлений, так и большим значением R_d в области порога, на фоне которого слабый скачок на зависимости $dV/dI - I$ в области порога (если он есть), обусловленный эффектом насыщения напряжения на р-п-переходе, не проявляется. Кроме того, поведение зависимости $I(dV/dI)$ от I свидетельствует о наличии нелинейных контактов [11] (напряжение отсечки, получаемое экстраполяцией начального участка на зависимости $I(dV/dI) - I$ до пересечения со шкалой $I(dV/dI)^1$ порядка 100 мВ), а кривизна на этой зависимости в послепороговой области свидетельствует о непостоянстве фактора неидеальности диода n (или о непостоянстве величины тока насыщения I_0) [9]. Последнее является свидетельством сложного механизма (механизмов) токопорождения в зарощенных гетеролазерах рассматриваемого типа.

На рис. 2 и 3 приведены ЭФХ лазера № 2 с $I_n = 3.5$ мА и лазера № 3 с $I_n = 1.3$ мА при более растянутой шкале токов. Для

¹ Шкала $I(dV/dI)$ на рис. 1 не приведена.

лазера № 2 (рис. 2) характерны те же недостатки, что и для только что рассмотренного лазера № 1 (рис. 1): наличие линейного и нелинейного шунтирующих каналов (существование омического шунтирующего канала четко проявляется в виде пика на зависимости $I(dV/dI)-I$ в допороговой области [10]), еще более высокие значения R_A (~ 35 Ом при $I=I_n$ и ~ 25 Ом при $I = 2 \cdot I_n$).

Эти же недостатки присущи и лазеру № 3 с $I_n = 1.3$ мА, причем у него значения R_A еще большие (см. рис. 3).

Столь большие значения R_A , присущие всем лазерам из этой партии, обусловлены, в первую очередь, очень узким полосковым электродом (~ 4 мкм). Разброс пороговых токов от $I_n = 1.3$ мА до $I_n = 8$ мА связан, по-видимому, прежде всего с различием в длинах резонаторов.

Несмотря на приведенные недостатки, столь малые значения пороговых токов² у всех исследованных лазеров свидетельствуют о больших потенциальных возможностях метода низкотемпературной ЖФЭ. Дальнейшее усовершенствование этого метода несомненно позволит получить приборы с более высокими электрофизическими параметрами.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г о л о н ь я к Н.Н. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 9. С. 1529-1557.
- [2] Г у р а н д а И.И., М е р е у ц э А.З., П у з и н И.Б. и др. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 15. С. 60-64.
- [3] Н е ч к и н С.Б., П у з и н И.Б., Ш е й н к м а н М.К. и др. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 15. С. 52-56.
- [4] D e r r y P.L., C h e n H.Z., M a r k o s H. et al. // J. Vac. Sci. Technol. В. 1988. V. 6. N 2. P. 689-691.
- [5] А л ф е р о в Ж.И., А н д р е е в В.М., А н д р и е ш А.М. и др. // Письма в ЖТФ. Т. 16. В. 5. С. 66-71.
- [6] П у з и н И.Б., Ш е р в а р л ы Г.К. // Электрон. техн., Сер. П, Лазерная техника и оптоэлектроника. 1990. В. 2(54). С. 74-80.
- [7] П у з и н И.Б., Ш е р в а р л ы Г.К. // ПТЭ. 1990. № 5.
- [8] Е л и с е е в П.Г., К р а с и л ь н и к о в А.И., М а н ь к о М.А. и др. // В сб.: Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов / Под ред. С.М. Рывкина, Ю.В. Шмарцева. Л.: Наука, 1969. С. 131-141.
- [9] V a r n e s P.A., P a o l i T.L. // IEEE J. Quantum Electron. 1976. V. QE-12, N 10. P. 633-639.
- [10] W r i g h t P.D., J o y c e W.B., C r a f t D.C. / J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 3. P. 1364-1372.

²

Важно отметить, что они были получены на лазерах без отражающих зеркал.

Институт полупроводников
АН УССР, Киев
Политехнический институт
им. С. Лазо, Кишинев

Поступило в Редакцию
30 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 3

12 февраля 1991 г.

06.1; 06.2

© 1991

ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДНЫХ СТРУКТУР $n\text{-Ge}/p\text{-As}_2\text{Se}_3$

М.С. И о в у, Е.Г. Х а н ч е в с к а я

В работе [1] при исследовании вольт-амперных характеристик гетероструктур $\text{CdS}(\text{CdSe})\text{-}n\text{-Ge}$ обнаружено два вида переключения, связанных с переходом структуры из высокоомного в низкоомное состояние. Область отрицательной проводимости и изменение формы вольт-амперных характеристик со временем наблюдались в структуре Me-Ge-CdS-Me [2], которые аналогичны характеристикам, наблюдавшимся в системах на основе стеклообразных полупроводников. Поэтому представляет интерес исследование электрических свойств гетероструктуры кристаллический германий ($n\text{-Ge}$) - аморфная пленка $p\text{-As}_2\text{Se}_3$.

Образцы для исследования получались путем термического напыления в высоком вакууме ($p \approx 2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.) стеклообразного As_2Se_3 на полированные пластины $n\text{-Ge}$ толщиной 0.5 мм с удельной электропроводностью $\sigma_T = 0.08 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ при 300 К. Толщина слоя $p\text{-As}_2\text{Se}_3$ варьировалась в пределах 0.1-0.8 мкм, в качестве электродов использовались напыленные слои алюминия.

Темные вольт-амперные характеристики гетероструктуры $n\text{-Ge}/p\text{-As}_2\text{Se}_3$ несимметричны и обнаруживают эффект выпрямления, при этом пропускному направлению соответствует положительный потенциал к Al -электроду со стороны $p\text{-As}_2\text{Se}_3$. В первоначальном состоянии структура является низкоомной (рисунок, кривая 1) и нефоточувствительной. При определенных пороговых напряжениях, в зависимости от толщины аморфного слоя из $p\text{-As}_2\text{Se}_3$, на вольт-амперной характеристике наблюдается первый вид переключения, связанный с переходом гетероструктуры из низкоомного в высокоомное (рисунок, кривая 2) состояние. При этом первый вид переключения имеет место в темноте с изменением величины тока, протекающего через образец от 10^{-3} до