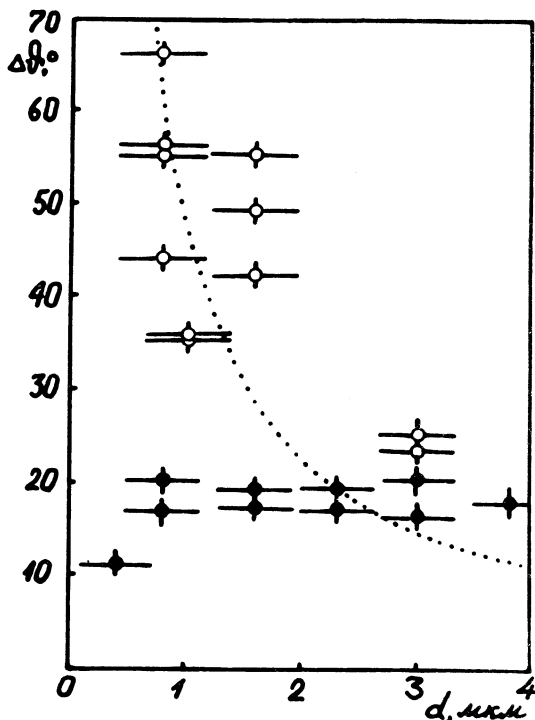


ДИФРАКЦИОННАЯ РАСХОДИМОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭФФЕКТ ОПТИЧЕСКОГО ОГРАНИЧЕНИЯ В ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРАХ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ

Л. М. Долгинов, П. Г. Елисеев, Л. Д. Либов,
И. З. Пинскер, Е. Л. Портной, Г. Г. Харисов,
Е. Г. Шевченко

Снижение порогового тока инжекционных лазеров, достигнутое благодаря применению гетеропереходов¹⁻³, связывают с оптическим и электронным "ограничением" в таких гетеролазерах, а именно, со сжатием потока излучения в активном слое благодаря скачкам коэффициента преломления n и с предотвращением диффузии избыточных носителей тока в пассивные области благодаря потенциальным барьерам. Ранее было отмечено⁴, что в гетероструктуре с односторонним ограничением (ОГС) реализуется несимметричный диэлектрический волновод из-за большой разницы скачков n на границах активного слоя. В гетероструктуре с двусторонним ограничением (ДГС) волновод более симметричен, благодаря чему возможна более сильная локализация электромагнитного поля и, в конечном итоге, более низкие пороги генерации. Следует ожидать, что сильное оптическое ограничение ведет к увеличению дифракционной расходимости в плоскости, перпендикулярной к переходу. Чтобы убедиться в этом, а также выяснить, в какой мере эффект оптического ограничения имеет место в ОГС, было проведено исследование структуры дальней зоны лазеров в гетероструктурах типа $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$ и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, изготовленных методом жидкостной эпитаксии. Лазеры на ОГС имели толщину активного



Р и с. 1. Угол расходимости $\Delta\theta$ основного лепестка диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной р-п переходу, в зависимости от толщины активного слоя d для лазеров с односторонним (●) и двусторонним (○) оптическим ограничением. $T=300^{\circ}\text{K}$, экспериментальные точки соответствуют превышению порога на 20%. Пунктиром показана зависимость угла расходимости от ширины щели при дифракции Фраунгофера.

слоя d от 0,4 до 3,8 мкм; длина волны генерации λ слабо зависела от d и возрастала от 9020 \AA до 9120 \AA . Пороговые плотности тока были от 6 кА/см² до 16 кА/см². Лазеры на ДГС имели d от 0,8 до 3,0 мкм, λ - в широком интервале от 8650 до 8850 \AA и пороги от 1,5 до 7,5 кА/см². Для определения угла расходимости излучения $\Delta\theta$ в плоскости, перпендикулярной р - п переходу, были отобраны образцы, в которых, по-видимому, возбуждается низший тип колебаний волновода с одним доминирующим лепестком диаграммы направленности, близким в пределах $\pm 10^\circ$ к оси резонатора и относительно слабыми осцилляциями интенсивности на крыльях этого лепестка. Угол расходимости измерялся на уровне 1/2 максимальной интенсивности. На рисунке представлена зависимость $\Delta\theta$ от d (при 300°К).

Можно видеть, что $\Delta\theta$ для ДГС действительно заметно больше, чем для ОГС (25-65° против 10-20°). Пунктирная кривая показывает $\Delta\theta$ для главного лепестка при дифракции Фраунгофера на прямоугольной щели шириной d . Следует заметить, что наиболее существенное отклонение от этой кривой имеет место у ОГС при уменьшении d , причем $\Delta\theta$ даже несколько уменьшается при $d \leq 1$ мкм. Отсюда следует, что в ДГС поток излучения сжат в слое толщиной, близкой к d , в то время как в ОГС с малым d поток излучения глубоко проникает в пассивную область, по-видимому, в п - сторону, где отсутствует большой скачок n . Это обстоятельство объясняет сильное различие в величине коэффициента усиления на единицу плотности тока (β) в лазерах на ОГС ($\beta \approx 5 \cdot 10^{-3}$ см/а) и на ДГС ($\beta \approx 2,5 \cdot 10^{-2}$ см/а) при 300°К. Действительно, если в активном слое развивается коэффициент усиления для плоских волн, соответствующий значению β_0 , то для низшего типа колебаний эффективное усиление будет определяться величиной $\beta = \beta_0 \Gamma$, где Γ - доля потока, локализованного в активном слое⁴. В ДГС величина Γ близка к единице вследствие двухстороннего оптического ограничения. В ОГС с малым

d основная доля потока распространяется в неусиливающей n -области, вследствие чего Γ мало. Таким образом, оптическое ограничение, также как и электронное, может объяснить выигрыш в усилении, достигнутый в ДГС. Заметим, что коэффициент оптических потерь α также зависит от оптического ограничения, но если поглощение в n -области на частоте генерации мало, то ОГС и ДГС не будут иметь существенно различные α . На опыте получено $30-35 \text{ см}^{-1}$ в ОГС и $15-25 \text{ см}^{-1}$ в ДГС.

Мы видим, что снижение порога за счет уменьшения сечения потока излучения ведет к ухудшению направленности излучения лазера. Компромиссом здесь могло быть применение расширения волновода на выходе ("рупор"), что осуществить практически довольно трудно.

Поступила в редакцию
19 октября 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, В. И. Корольков, Е. Л. Портной, Д. Н. Третьяков. ФТП, 2, 1545 (1968).
2. Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, Е. Л. Портной, М. К. Трукан. ФТП, 3, 1328 (1969).
3. M. V. Panish, I. Hayashi, S. Sumsky. Appl. Phys. Lett., 16, 326 (1970).
4. П. Г. Елисеев. Краткие сообщения по физике, № 4, 3 (1970); Препринт ФИАН № 33 (1970).