

О. В. БОГДАНКЕВИЧ, Н. А. БОРИСОВ, Б. М. ЛАВРУШИН,
В. В. ЛЕБЕДЕВ, А. Г. НЕГОДОВ, С. С. СРЕЛЬЧЕНКО

**ВОЛНОВОДНАЯ СТРУКТУРА РЕЗОНАТОРА
В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ С НАКАЧКОЙ
ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ**

(Представлено академиком Н. Г. Басовым 27 V 1971)

Характерным свойством открытых резонаторов оптического диапазона является существование дифракционных потерь, которые в большинстве случаев играют положительную роль, так как позволяют осуществить селекцию мод по поперечному индексу. При этом для небольшого числа основных мод эти потери могут быть весьма малы при соответствующем выборе геометрических размеров резонатора. Если же эти размеры нельзя выбирать произвольно, то даже для основных мод дифракционные потери могут превышать все другие виды потерь. Такая ситуация имеет место в полупроводниковых лазерах с накачкой электронным пучком^(1, 2), так как в этом случае поперечный размер резонатора ограничен глубиной проникновения электронов, а уменьшение продольного размера связано с необходимостью увеличения плотности накачки, которая и без того велика. Непосредственным проявлением высокого уровня дифракционных потерь в таких лазерах являются высокие абсолютные значения и резкий рост порога генерации при уменьшении энергии электронов^(1, 3).

Очевидным методом уменьшения дифракционных потерь является увеличение энергии электронов⁽³⁾, однако его реализация связана с определенными трудностями создания мощной высоковольтной аппаратуры. Радикальным методом является использование резонаторов, в которых дифракционные потери вообще не существуют. Таким резонатором является отрезок диэлектрического волновода с зеркальными торцами.

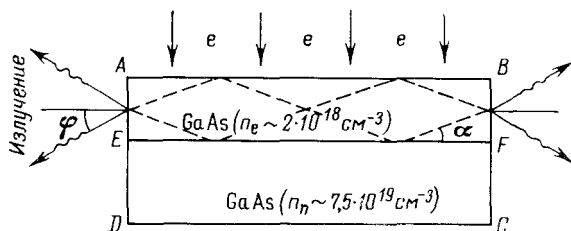


Рис. 1. Структура резонатора. Грани AD и BC образуют зеркала резонатора. EF — граница подложка — пленка. Штрихами схематически показан оптический путь волн, составляющих некоторую моду резонатора

В данном сообщении описываются результаты экспериментов по созданию волноводной структуры резонатора и исследованию его свойств в полупроводниковом лазере с накачкой электронным пучком.

Основной особенностью диэлектрического волновода, определяющей целесообразность его использования в оптическом диапазоне, является возможность эффективной дискриминации мод по поперечному индексу путем подбора скачка диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ на боковой по-

верхности волновода. Согласно ⁽⁴⁾, в плоском диэлектрическом слое шириной a , диэлектрическая проницаемость которого больше, чем окружающей среды, а $\Delta\epsilon$ удовлетворяет условию

$$\Delta\epsilon < \frac{\lambda^2}{4a^2} (N - 1)^2,$$

моды с поперечными индексами $1 \leq n < N$ распространяются без потерь, а остальные ($n \geq N$) — затухают (здесь λ — длина волны в вакууме). Отсюда следует, что при $\lambda = 0,83 \mu$ (излучение арсенида галлия) и $a = 10 \mu$ в волноводе могут распространяться без потерь не более двух мод, если $\Delta\epsilon < 7 \cdot 10^{-3}$.

В наших опытах использовался набор образцов арсенида галлия, в которых волноводная структура резонатора обеспечивалась существованием границ полупроводник — вакуум, с одной стороны, и подложка — пленка, с другой стороны (рис. 1). Вторая граница создавалась в процессе эпитаксиального наращивания пленки GaAs n -типа проводимости на подложке p -типа проводимости. При выбранном уровне легирования скачок $\Delta\epsilon$ на этой границе из-за разной концентрации и эффективной массы носителей заряда должен быть порядка $7 \cdot 10^{-3}$. Образцы имели одинаковую длину резонатора ($L \approx 0,5$ мм) и разную толщину волноводного слоя ($10 \leq a \leq 100 \mu$). На этом наборе образцов были выполнены измерения зависимости порога генерации от энергии электронов и распределения поля излучения в дальней зоне. Для сравнения эти измерения были выполнены и для образцов, изготовленных из однородного кристалла арсенида галлия ($n_c \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$).

На рис. 2 представлена зависимость порога генерации от энергии электронов. Из этих данных следует: 1) если толщина волноводного слоя не слишком велика (рис. 2, 1, 2, 4), то дифракционные потери в используемых резонаторах отсутствуют, ибо в противном случае (рис. 2, 5) порог генерации увеличивался бы при уменьшении энергии электронов; 2) дифракционные потери отсутствуют несмотря на то, что толщина волноводного слоя (10—50 μ) существенно больше, чем возбужденная область (1—10 μ). Это обусловлено тем, что при выбранном уровне легирования поглощение в невозбужденной части резонатора мало из-за эффекта Бурштейна; 3) устранение дифракционных потерь позволяет на 1—2 порядка уменьшить абсолютное значение порога генерации в области малых энергий ($E_0 < 35$ кэВ).

Наблюдение распределения поля излучения в дальней зоне (типичный пример этого распределения приведен на рис. 3) показывает, что в плоскости рис. 1 диаграмма направленности имеет два лепестка, центр каждого из которых составляет с осью резонатора угол $\varphi \approx 4^\circ$, не зависящий от толщины волноводного слоя. Такой характер диаграммы направленности соответствует структуре мод волноводного типа, каждая из которых (за исключением основной) представляет собой суперпозицию двух волн, распространяющихся под определенным углом к оси волновода (рис. 1) (для основной моды этот угол равен нулю) ⁽⁴⁾. Поэтому диаграмма направленности излучения каждой моды должна иметь два лепестка, причем сме-

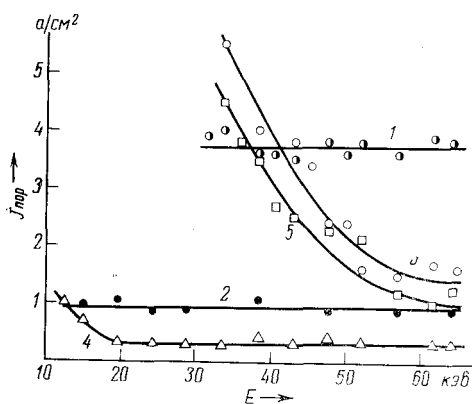


Рис. 2. Зависимость порога генерации от энергии электронов при различной толщине волноводного слоя h : 1 — $\approx 10 \mu$, 2 — ≈ 50 , 3 — ≈ 100 , 4 — ≈ 28 , 5 — образец с однородным резонатором

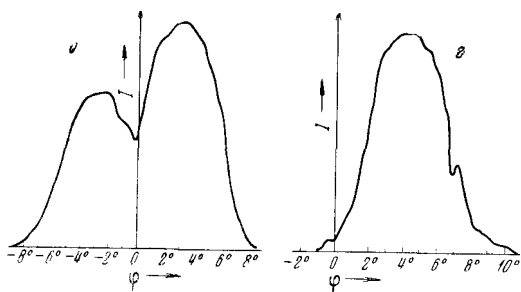
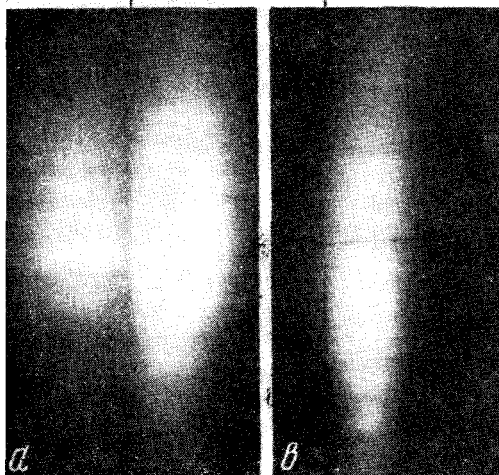


Рис. 3. Диаграмма направленности (а, в) и результаты фотометрирования (б, г) по углу φ (см. рис. 1) излучения в случае резонатора с волноводной структурой (а, б) и однородного резонатора (в, г)

на границе волноводного слоя. Использование такого резонатора в лазере с накачкой электронным пучком позволило значительно уменьшить порог генерации без существенного ухудшения диаграммы направленности.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
Москва

Поступило
7 IV 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ О. В. Богданкевич, В. А. Гончаров и др., Физ. и техн. полупроводников, **1**, 7 (1968). ² О. В. Богданкевич, В. С. Летохов, А. Ф. Сучков, Там же, **3**, 665 (1969). ³ О. В. Богданкевич, В. А. Гончаров и др., Краткие сообщения по физике АН СССР, № 2, 25 (1970); O. V. Bogdankevich, V. V. Kalendin, A. N. Mestvirishvili, IEEE J. of Quantum Electron, № 6, 6, 389 (1970). ⁴ В. Ф. Взятышев, Диэлектрические волноводы, М., 1970.

щение этих лепестков от оси резонатора тем больше, чем больше поперечный индекс моды (для основной моды эти два лепестка сливаются в один, направленный по оси резонатора). Следовательно, можно утверждать, что в нашем случае режим генерации реализуется не на основной, а на высших модах. Очевидно, что для наивысшей моды, которая может возбудиться, угол падения составляющих ее волн на границу волноводного слоя должен быть близким к углу полного внутреннего отражения. Если принять, что центр каждого лепестка диаграммы направленности, представленной на рис. 3б, соответствует именно таким волнам, то можно оценить скачок $\Delta\epsilon$ на границе подложка — пленка. Такая оценка дает значение $\Delta\epsilon \approx 5 \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, полученные результаты показывают, что резонатор, образованный отрезком диэлектрического волновода, выгодно отличается от открытого резонатора отсутствием дифракционных потерь, а необходимую дискриминацию мод с разными поперечными индексами можно реализовать подбором величины скачка $\Delta\epsilon$ на границе