Краткие сообщения по физике № 2 февраль 1970

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК ПКГ НА GaAs ОТ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЛИНЫ РЕЗОНАТОРА

О. В. Богданкевич, В. А. Гончаров, Б. М. Лаврушин, А. Н. Мествиришвили, А. С. Насибов

Специфической чертой лазера с накачкой электронным пучком является неоднородное распределение инверсной населённости носителей по объёму рабочего вещества. Форма этого распределения определяется ионизационной кривой $-\frac{dE}{dx}(x,E_0)$[1]. Таким образом, концентрация неравновесных носителей – важнейшая характеристика лазера, которая определяет такие его основные параметры, как порог генерации, усиление, направленность и динамика излучения, КПД, в лазере с электронным возбуждением оказывается пространственно неоднородной и зависящей от энергии электронов накачки E_0. С другой стороны, в лазере с резонатором Фабри-Перо указанные характеристики (в частности, усиление) определяются также расстоянием между зеркалами L, так что энергетические эффекты оказываются тесно связанными с геометрическими. Данная работа является продолжением работ[1,2,3] и посвящена исследованиям зависимости пороговой плотности тока и расходимости излучения от энергии электронного пучка E_0 при различных длинах оптического резонатора L

Измерения проводились на электронно-лучевой установке с диаметром пучка 30 мм (по полувысоте распределения плотности тока). Импульсы высокого напря-

жения имели амплитуду до 250 кв и длительность 150 нсек. Частота следования импульсов обычно выбиралась около 1 гц. Резонаторы выкалывались из монокристаллических пластинок GaAs толщиной 200 мк. Был исследован материал n - типа проводимости с концентрацией $n = 1{,}5 \cdot 10^{18}$ $см^{-3}$. Образцы припаивались на хладопровод азотного криостата, причём для предотвращения сильного нагревания их тепловым излучением катода пушки они экранировались тонкой алюминиевой фольгой ($\sim$ 10 мк), располагавшейся на расстоянии порядка 1 мм от образца. Согласно проведённым оценкам такая фольга лишь на несколько кэв ($\lesssim 10$) уменьшает энергию пучка и размывает его спектр. При этом температура образца достигала $\sim 110^{o}K$ (в отсутствие ускоряющего напряжения). Чтобы отвлечься от влияния ширины резонатора D (т.е. от эффектов, связанных со сбросом инверсной населённости в результате усиления спонтанного излучения в поперечном направлении), все эксперименты проводились при постоянном отношении $L/D = 2$. Ширина резонатора изменялась с помощью сменных диафрагм, устанавливавшихся перед образцом на расстоянии меньше 1 мм. Для определения плотности тока измерялся ток, падающий непосредственно на образец, остальная часть пучка обрезалась заземлённой диафрагмой. Диаграмма направленности измерялась по засветке экрана электронно-оптического преобразователя или матового стекла, помещённых в фокусе длиннофокусной линзы.

На рис. 1 изображены результаты измерений плотности порогового тока j_t в зависимости от энергии падающих электронов E_0 при различных расстояниях между зеркалами резонатора L. Для сравнения на рисунке приведены также аналогичные зависимости, вычисленные на основании работы[2]. При расчётах предполагалось, что j_t пропорционально коэффициенту усиления α, $\varkappa = 10$ $см^{-1}$; $R = 0{,}3$; $\lambda = 0{,}83$ мк; $n = 3{,}5$ (объяснение обозначений см. в указанной работе). Все кривые нормированы в точке $E_0 = 200$ кэв, $L = 11$ мм.

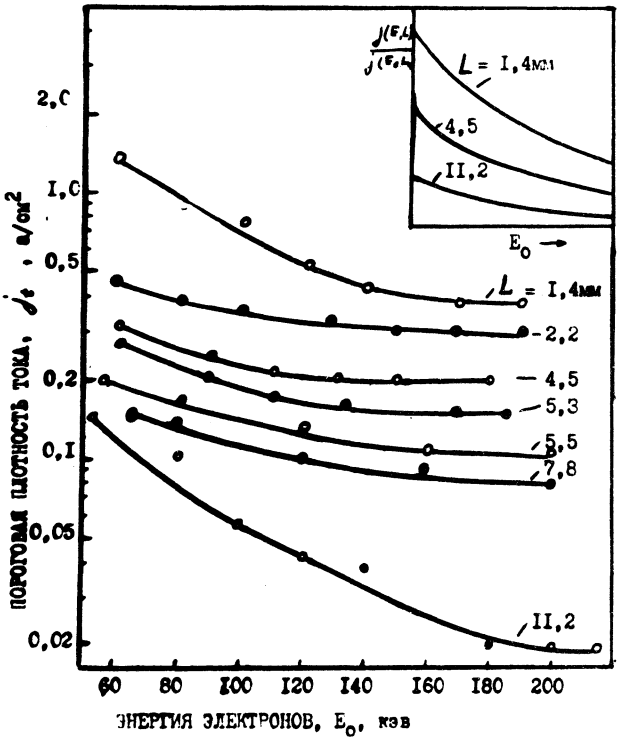

Рис. 1. Зависимость пороговой плотности тока от энергии падающих электронов. Вверху – кривые, вычисленные на основании работы[2], для зависимости $j_t(E,L)$ по формуле:

$$\frac{j_t(E,L)}{j_t(E_0,L_0)} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 n^2}\,\frac{E_0 x}{x_0 E}\left\{\gamma + \frac{9}{2}p^2 + 3p\sqrt{\gamma + \frac{9}{4}p^2}\right\}$$

где $\gamma = \frac{2\pi n}{\lambda}\left(\varkappa - \frac{\ln R}{L}\right)$, а p и x – параметры ионизационной кривой (см.[2]).

Из сопоставления этих расчётов с экспериментом видно, что между ними имеется лишь качественное согласие. Среди возможных причин отсутствия количественного совпадения можно назвать прежде всего модельный характер постановки задачи[2], при решении которой использовалось одномодовое приближение, и линейную зависимость $j_t(\alpha)$, которая была выбрана при построении кривых рис. 1.

Одновременно с измерениями плотности тока на тех же образцах измерялась и расходимость генерируемого излучения. Однако, вследствие переменной ширины резонатора в наших экспериментах мы будем говорить только о расходимости в плоскости пучка перпендикулярно бомбардируемой грани кристалла. Согласно[1,2] диаграмма направленности излучения должна отклоняться от оси резонатора в направлении падения электронного пучка, что обусловлено асимметрией граничных условий. При этом угол отклонения θ должен уменьшаться с ростом энергии. На опыте этот эффект действительно наблюдался (см. табл. 1), однако энергетический ход его был обратным. Причина такого расхождения эксперимента с теорией пока полностью не ясна. В случае, когда бомбардируемая поверхность специально матировалась, диаграмма направленности оказывалась симметричной относительно оси резонатора.

Таблица 1

Энергия электронов E_0, кэв	Длина резонатора L, мм	Угол отклонения θ°
100	1,7	1,4
125		1,7
170		3,4
100	4,5	0,5
125		0,8
170		1,4

Как и следовало ожидать из предложенной модели, в коротких резонаторах угол отклонения больше.

Результаты по зависимости раствора диаграммы направленности излучения от длины резонатора для двух разных энергий представлены на рис. 2. В соответствии с[1,2] диаграмма направленности сужается с ростом

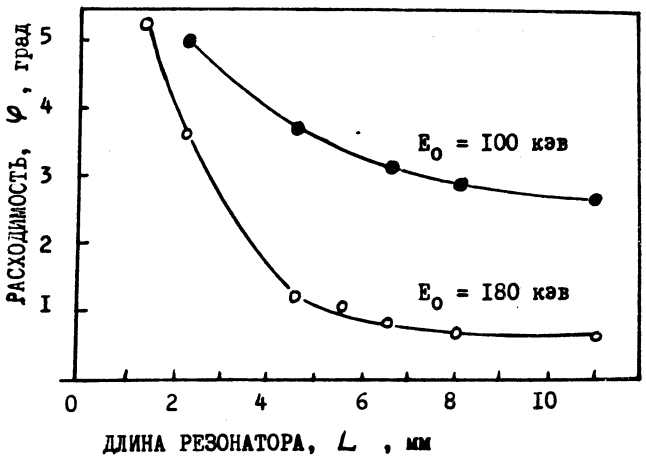

Рис. 2. Зависимость угла расходимости излучения от длины резонатора при различных энергиях возбуждающих электронов.

длины резонатора и энергии падающих электронов, однако при больших энергиях угол расходимости φ как видно из рисунка, начиная с определённой длины, перестаёт уменьшаться, достигнув некоторого предела, равного 40–50′. Если оценить дифракционную расходимость излучения, по порядку величины равную λ/d, где d -размер светящейся области, при энергии 180 кэв равный $\sim$ 50 мк, то она оказывается того же порядка.

Проделанные эксперименты показали, что увеличивая длину резонатора можно существенно понизить пороговые плотности тока и улучшить диаграмму направленности.

Однако коэффициент полезного действия η при этом заметно падает (см. табл. 2), поскольку возрастают внутренние нерезонансные потери.

Таблица 2

L, мм	1,4	2,2	5,5	7,8	11,2
η %	12	8	4,5	3	1,2

Однако можно получить предельную расходимость без существенного снижения КПД и при коротких длинах кристалла. С этой целью была применена схема резонатора с внешними зеркалами, изображённая на рис. 3. В таком составном резонаторе была получена расходимость, равная 40–50′, при размерах резонатора, указанных на ри-

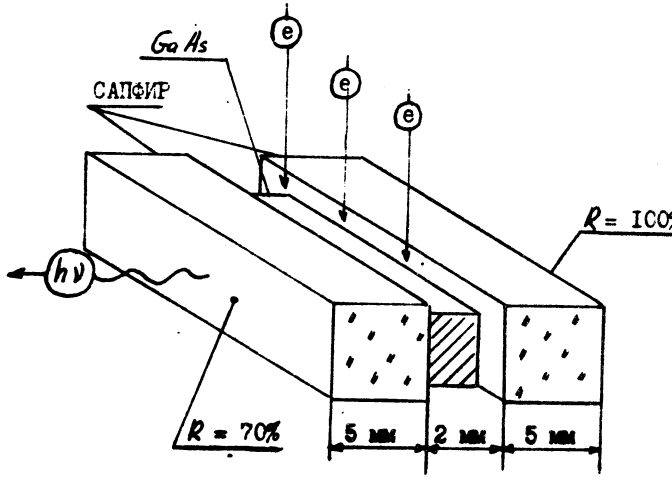

Рис. 3. Составной резонатор из арсенида галлия с сапфировыми наконечниками. Для увеличения коэффициента отражения зеркал резонатора на боковые поверхности сапфира нанесено золотое покрытие.

сунке. Эффективная длина такого резонатора, пересчитанная к показателю преломления GaAs, оказывается равной 6,5 мм, т.е. такой, при которой расходимость уже выходит на насыщение (см. рис.2).

В заключение авторы выражают благодарность А. Ф. Сучкову за обсуждение результатов, К. П. Федосееву, изготовившему резонаторы с сапфировыми наконечниками, В. Борисову, Е. Рябову и З. Чахнакия, принимавшим участие в измерениях и расчётах, и А. Свиненкову, участвовавшему в создании экспериментальной установки.

Поступила в редакцию 14 ноября 1969 г.

После переработки 16 декабря 1969 г.

Литература

1. Богданкевич О. В., Гончаров В. А., Лаврушин Б. М., Сучков А. Ф., ФТП 1, 7 (1967).
2. Богданкевич О. В., Летохов В. С., Сучков А. Ф., ФТП 3, 665 (1969).
3. Богданкевич О. В., Гончаров В. А., Дрожбин Ю. А., Лаврушин Б. М., Мествиришвили А. Н., Яковлев В. А.. ЖЭТФ 53, 785 (1967).