

## О ВЛИЯНИИ УСЛОВИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ НА РАДИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В АКТИВНОМ ЭЛЕМЕНТЕ ГЕЛИЙ-НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА

В. Г. Леонтьев и Е. П. Остапченко

Исследуется влияние давления смеси, соотношения компонентов, тока накачки на радиальное распределение коэффициента усиления в узких трубках гелий-неонового лазера на переходе  $3s_2-2p_4$  ( $\lambda=6328 \text{ \AA}$ ). При расчете коэффициента усиления использовано уравнение баланса для населенностей уровней в стационарном состоянии и экспериментальные значения параметров плазмы разряда.

Известно [1], что мощность генерации газового лазера растет, когда радиальное распределение инверсии населенностей и поля резонатора по характеру сближаются. Поэтому задача достижения максимальной мощности генерации на поперечных модах с различной пространственной структурой состоит в получении не только максимального коэффициента усиления, но и оптимального характера его радиального распределения, которое определяется условиями возбуждения лазера. Влияние условий возбуждения (тока накачки, давления и соотношения смеси) гелий-неонового лазера на радиальное распределение инверсии населенностей изучалось в ряде работ [1-8]. Однако нельзя считать, что полученные результаты являются достаточно полными. Исследования влияния различных условий разрознены и проведены в основном в трубках больших диаметров, которые не находят в настоящее время широкого применения при конструировании гелий-неоновых лазеров.

Представляет интерес рассмотреть в одной работе влияние различных условий возбуждения на радиальное распределение инверсии населенностей в активных элементах гелий-неоновых лазеров с малым внутренним диаметром.

Этому вопросу посвящена настоящая работа. Исследовался активный элемент гелий-неонового лазера с внутренним диаметром 3 мм.

Ненасыщенный коэффициент усиления на переходе неона  $3s_2-2p_4$  рассчитывался с использованием экспериментальных значений параметров плазмы и литературных данных по эффективным сечениям процессов.

Нами были учтены следующие основные процессы, принимающие участие в создании инверсии населенностей:

- 1)  $\text{He} + e \xrightarrow{\alpha_1} \text{He } 2^1S + e,$
- 2)  $\text{He } 2^1S + \text{Ne} \xrightarrow{\gamma} \text{Ne } 3s_2 + \text{He},$
- 3)  $\text{He } 2^1S \xrightarrow{\text{диффузия}} \text{He},$
- 4)  $\text{Ne} + e \xrightarrow{\alpha_2} \text{Ne } 3s_2 + e,$
- 5)  $\text{Ne} + e \xrightarrow{\alpha_3} \text{Ne } 1s + e,$
- 6)  $\text{Ne} + e \xrightarrow{\alpha_4} \text{Ne } 2p_4 + e,$

- 7)  $\text{Ne } 1s + e \xrightarrow{\alpha_3} \text{Ne } 2p_4 + e,$
- 8)  $\text{Ne } 1s \xrightarrow{\text{диффузия}} \text{Ne},$
- 9)  $\text{Ne } 3s_2 \xrightarrow{A_1} \text{Ne } 2p + h\nu_1,$
- 10)  $\text{Ne } 2p_4 \xrightarrow{A_2} \text{Ne } 1s + h\nu_2,$
- 11)  $\text{Ne} + e \xrightarrow{\alpha_6} \text{Ne } 2s_2 + e,$
- 12)  $\text{He} + e \xrightarrow{\alpha_7} \text{He } 2^3S + e,$
- 13)  $\text{He } 2^3S + \text{Ne} \xrightarrow{\gamma_1} \text{Ne } 2s_2 + \text{He},$
- 14)  $\text{Ne } 2s_2 \xrightarrow{A_{34}} \text{Ne } 2p_4 + h\nu_{34},$
- 15)  $\text{Ne } 2s_2 \xrightarrow{A_3} \text{Ne } 2p + h\nu_4,$
- 16)  $\text{He } 2^3S \xrightarrow{\text{диффузия}} \text{He},$
- 17)  $\text{Ne } 3s_2 \xrightarrow{A_{12}} \text{Ne } 2p_4 + h\nu_{12},$
- 18)  $\text{He } 2^1S + e \xrightarrow{\alpha_8} \text{He}^* \text{ или } \text{He}^+ + e,$
- 19)  $\text{Ne } 3s_2 + e \xrightarrow{\alpha_9} \text{Ne } 4d' + e.$

Здесь  $\alpha, \gamma$  — вероятности соответствующих процессов,  $A_1 - A_3$  — полные вероятности распада уровней  $3s_2, 2p_4, 2s_2$  неона [2],  $A_{12}$  и  $A_{34}$  — коэффициенты Эйнштейна для переходов  $3s_2 - 2p_4$  и  $2s_2 - 2p_4$  [2,9],  $\text{He}^*$  — атом гелия в высоковозбужденном состоянии.

Таким образом, предполагалось, что заселение верхнего уровня генерации  $3s_2$  происходит за счет прямого электронного соударения и передачи энергии при соударении второго рода с атомами гелия в состоянии  $2^1S$ . Основные процессы заселения нижнего уровня генерации  $2p_4$  — прямое и ступенчатое электронные соударения, каскадные процессы.

Процессы разрушения рабочих уровней неона (оптические переходы на нижележащие уровни, распад при электронном соударении), метастабильных атомов гелия (диффузия на стенку трубки, удар второго рода с атомами неона, распад при электронном соударении), метастабильных атомов неона (диффузия на стенку).

При расчете коэффициента усиления использовались уравнения баланса числа частиц на уровнях, участвующих в генерации, в стационарном состоянии, характеризующимся тем, что число частиц, уходящих с данного уровня за данный промежуток времени, равно поступлению частиц. Например, уравнение баланса числа частиц на метастабильном уровне гелия  $2^1S$  имеет вид

$$[\text{He}] n_e \alpha_1 = [\text{He}]_{2^1S} \gamma [\text{Ne}] + [\text{He}]_{2^1S} \left(\frac{2.4}{R}\right)^2 \frac{D_{\text{He}}}{N} + [\text{He}]_{2^1S} n_e \alpha_8, \quad (1)$$

где  $[\text{He}]$ ,  $[\text{Ne}]$  — концентрации невозбужденных атомов гелия и неона,  $[\text{He}]_{2^1S}$  — концентрация атомов гелия в метастабильном состоянии  $2^1S$ ,  $n_e$  — концентрация электронов,  $R$  — радиус трубки,  $D_{\text{He}}$  — коэффициент диффузии метастабильных атомов гелия  $2^1S$ ,  $N$  — суммарная концентрация атомов гелия и неона,  $R/2.4 = \Lambda$  — характеристическая диффузионная длина. Из (1) получаем

$$[\text{He}]_{2^1S} = \frac{[\text{He}] n_e \alpha_1}{[\text{Ne}] \gamma + \left(\frac{2.4}{R}\right)^2 \frac{D_{\text{He}}}{N} + n_e \alpha_8}. \quad (2)$$

Используя рассчитанные аналогичным образом выражения для населенностей верхнего ( $3s_2$ ) и нижнего ( $2p_4$ ) уровней генерации и подстав-

ляя их в формулу для ненасыщенного коэффициента усиления [2], трудно получить

$$k_0 = \sqrt{\frac{\ln 2}{16\pi^3} \frac{\lambda^2 A_{12}}{\Delta\nu_D}} [\text{Ne}] n_e \left( \frac{\alpha_2}{A_1 + n_e \alpha_9} + \frac{[\text{He}] \alpha_1 \gamma}{\left\{ [\text{Ne}] \gamma + \left(\frac{2.4}{R}\right)^2 \frac{D_{\text{He}}}{N} + n_e \alpha_8 \right\} (A_1 + n_e \alpha_9)} - \frac{0.6 \alpha_4}{A_2} - \frac{0.6 n_e \alpha_3 \alpha_5}{\left(\frac{2.4}{R}\right)^2 \frac{D_{\text{Ne}}}{N} + A_2} - \frac{0.6 \alpha_6 A_{34}}{A_2 A_3} - \frac{0.6 [\text{He}] \alpha_7 \gamma' A_{34}}{[\text{Ne}] \gamma' A_2 A_3 + \left(\frac{2.4}{R}\right)^2 \frac{D'_{\text{He}}}{N} A_2 A_3} - \frac{0.6 \alpha_2 A_{12}}{(A_1 - n_e \alpha_9) A_2} - \frac{0.6 [\text{He}] \alpha_1 \gamma A_{12}}{\left\{ [\text{Ne}] \gamma + \left(\frac{2.4}{R}\right)^2 \frac{D_{\text{He}}}{N} + n_e \alpha_8 \right\} (A_1 + n_e \alpha_9) A_2} \right), \quad (3)$$

где  $\Delta\nu_D$  — ширина доплеровского контура линии;  $D_{\text{He}}$ ,  $D_{\text{Ne}}$  — коэффициенты диффузии метастабильных атомов гелия  $2^3S$  и неона  $1s$ , коэффициент 0.6 — отношение статистических весов верхнего и нижнего уровней генерации.

Для исследования радиального распределения коэффициента усиления при различных условиях возбуждения необходимо знать зависимость всех входящих в выражение (3) величин от этих условий и их изменение по радиусу трубки. Последнее определяется видом радиального распределения электрических параметров, концентраций атомов рабочих газов и атомной температуры.

Концентрация электронов, определяемая из уравнения баланса заряженных частиц при установившемся токе, согласно [10], распределена по радиусу в соответствии с функцией Бесселя первого рода порядка 0

$$n_e(r) = n_{e0} J_0(\mu_1 r),$$

где  $\mu_1 = \eta/R$ ,  $\eta \leq 2.405$ ,  $n_{e0}$  — концентрация электронов на оси трубки.

При малых диаметрах трубки на характер распределения  $n_e(r)$  влияет зависимость подвижности ионов от радиального электрического поля. Авторы работы [11] показали, что это влияние сказывается при условии  $T/2T_e < \lambda/R \leq 1$ , и получили формулу для  $\eta$

$$\eta = 2.4 - 0.71 \lg \left( 2.8 \frac{T_e \lambda}{TR} + 1 \right),$$

где  $\lambda$  — длина свободного пробега ионов,  $T$ ,  $T_e$  — атомная и электронная температуры.

Переменная подвижность ионов в He—Ne плазме была учтена в работе [12], что сблизило экспериментальные и расчетные результаты. Этот учет производился и в настоящей работе.

Для радиального распределения температуры нами была использована аппроксимация, предложенная в работе [13],

$$T = T_R + (T_0 - T_R) \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} \right),$$

где  $T_0$  — значение температуры газа на оси трубки,  $T_R$  — значение температуры газа у стенки трубки (перепад температуры на толщине стенки в He—Ne лазере незначителен и составляет единицы градусов [14], поэтому для расчетов  $T_R$  может быть взята равной температуре наружной поверхности трубки).

Электронная температура, согласно [15], практически меняется очень слабо по сечению трубки. Это изменение можно не учитывать.

Характер распределения концентраций атомов смеси по сечению трубки определяется электрофоретическими явлениями [16] и перекачкой газа к стенкам за счет повышенной температуры на оси. Расчеты показали, что изменение концентраций атомов, обусловленное электрофорезом, невелико и им можно пренебречь. Распределение концентраций атомов

смеси по радиусу, вызванное распределением температур, может быть выражено через давление наполняющей смеси в виде  $N(r) = p/kT(r)$ .

Значения вероятностей прямого электронного возбуждения  $\alpha_1 - \alpha_4$ ,  $\alpha_6$ ,  $\alpha_7$ , входящие в выражение (3), вычислены с использованием для функции возбуждения простейшей аппроксимации, предложенной Фришем [17], в предположении максвелловского распределения электронов по скоростям. При этом использовались значения эффективных сечений из [18-21]. Вероятность ступенчатого возбуждения нижнего уровня генерации неона  $2p_4$  вычислялась с использованием аппроксимации Фабриканта [22] и данных по эффективному сечению, известных из [20].

Для расчета вероятностей передачи энергии при ударе второго рода от метастабилей гелия  $2^1S$  и  $2^3S$  атомом неона в состояниях  $3s_2$  и  $2s_2$  мы воспользовались значениями эффективных сечений, полученных в [2, 23].

Коэффициенты диффузии метастабильных атомов гелия  $\gamma_{He}$ ,  $D'_{He}$  и неона  $D_{Ne}$  были взяты из работ [24, 25]. Для вероятности разрушения метастабильного атома гелия  $2^1S$  электронным ударом использовались данные [26], полученные при условиях, близких к исследуемым. Вероятность разрушения уровня неона электронным ударом взята из работы [27].

Измерение электронной температуры и концентрации в смеси He-Ne проводилось в ряде работ [28, 29]. Наиболее полные данные при условиях, соответствующих генерации на длине волны 0.63 мкм, содержатся в [29]. Однако использование этих данных в настоящей работе затруднено, так как результаты приведены для нескольких фиксированных значений давления и соотношения компонентов смеси.

Для измерений электронной температуры нами была использована обычная двухзондовая методика [30]. Измерения проводились в трубке с внутренним диаметром 3 мм по конструкции, аналогичной активному элементу гелий-неонового лазера. Использовались молибденовые цилиндрические зонды длиной 5 мм и диаметром 0.2 мм, расположенные на оси трубки на расстоянии 25 мм друг от друга. Температура атомов газа на оси трубки определялась по измерению доплеровской ширины спектральных линий с помощью интерферометра Фабри-Перо, расположенного в герметичной барокамере перед входной щелью спектрографа; сканирование обеспечивалось изменением давления воздуха в барокамере. Одновременно контролировалась и температура стенок лазерной трубки.

Измерение концентрации электронов в гелий-неоновой плазме с помощью зондовой методики затруднено вследствие наличия двух сортов ионов. Поэтому концентрация электронов на оси трубки  $n_{e0}$  определялась расчетным методом из выражения для разрядного тока, согласно [13],

$$I = 2\pi \int_0^R e^2 n_e \frac{T}{m v_0 273 p} E r dr,$$

где  $E$  — продольная напряженность поля, измеренная экспериментально,  $v_0 = 2.3 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>, частота упругих столкновений электронов с атомами гелия при  $p = 1$  мм рт. ст. и  $T = 273$  К [31].

Концентрация и температура электронов, а также температура газа определялись при изменении условий возбуждения в диапазоне, в котором существует инверсия населенностей на длине волны 6328 Å при данном диаметре трубки. Результаты измерений  $T_e$  и  $n_{e0}$  приведены на рис. 1.

Измеренные значения  $n_{e0}$  и  $T_e$  удовлетворительно соответствуют результатам [29] при аналогичных условиях разряда (расхождения составляют не более 15%).

Зависимости  $k_0$  от давления смеси, соотношения  $p_{He} : p_{Ne}$  и разрядного тока рассчитывались на оси трубки, а также на расстоянии 0.75  $R$  от оси (рис. 2). Из этих зависимостей следует, что в промежутке между осью трубки и стенкой коэффициент усиления достигает максимальной величины при более высоком токе накачки и давлении смеси и при меньшем соотношении  $p_{He} : p_{Ne}$ , чем на оси.

Как следует из рис. 2, а, максимальный коэффициент усиления составляет  $8.5\% \text{ м}^{-1}$ , что находится в достаточно хорошем соответствии с коэффициентом усиления, определяемым из известного эмпирического соотношения:  $k_0 = 3 \cdot 10^{-4} l/d$  [32].

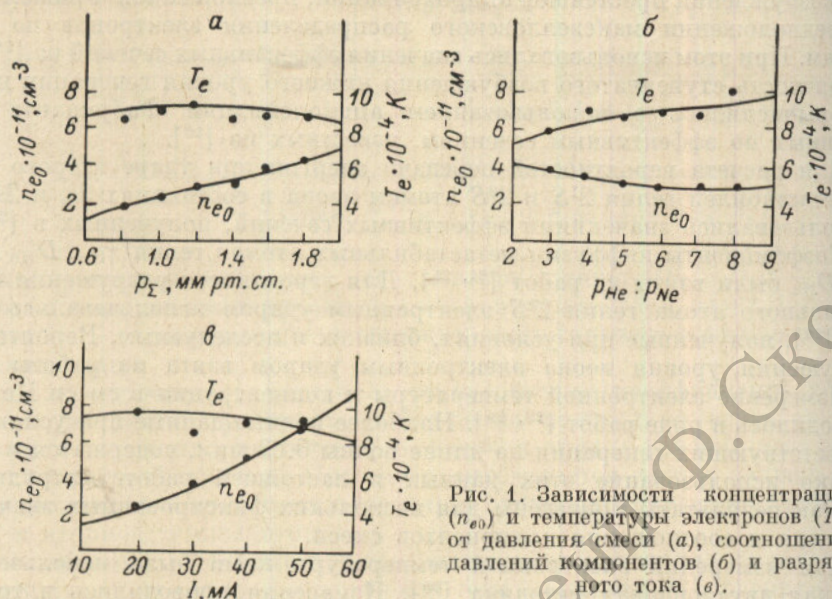


Рис. 1. Зависимости концентрации ( $n_{e0}$ ) и температуры электронов ( $T_e$ ) от давления смеси (а), соотношения давлений компонентов (б) и разрядного тока (в).

Отметим также, что полученное значение оптимального тока и соотношения давлений  $p_{He} : p_{Ne}$  (30 мА и 5 : 4 соответственно) близки к известным литературным данным [4, 33].

Оптимальное давление смеси, как видно из рис. 2, а, составляет 1.6 мм рт. ст., что несколько превосходит значение давления, определяемого из общепринятого соотношения  $p_{opt} \cdot d = 2.9 \div 3.6$  мм рт. ст. · мм [34].

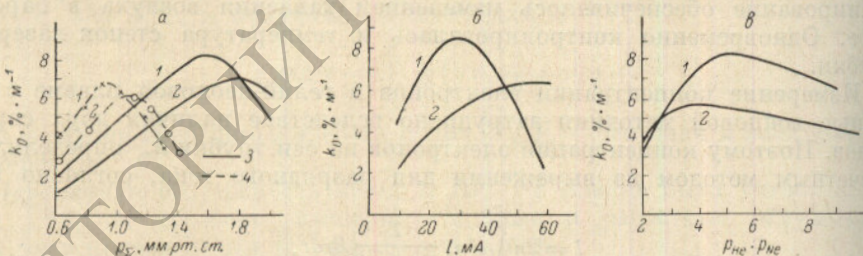


Рис. 2. Зависимость  $k_0$  от давления смеси (а,  $p_{He}:p_{Ne}=5:1$ ,  $I=30$  мА), тока накачки (б,  $p_{\Sigma}=1.6$  мм рт. ст.,  $p_{He}:p_{Ne}=5:1$ ) и соотношения давлений компонентов (в,  $p_{\Sigma}=1.6$  мм рт. ст.,  $I=30$  мА) на оси трубки (1) и на расстоянии 0.75 R от оси (2). Рассчитанные значения (3), измеренные значения (4) в трубке 4.5 мм при токе 30 мА.

Однако учитывая приближенный характер расчетов, соответствие следует считать удовлетворительным.

Проведение прямой экспериментальной проверки расчетных результатов в узких трубках ( $\varnothing$  3 мм) связано со значительными трудностями. Однако отметим качественное соответствие рассчитанной зависимости характера радиального распределения усиления от тока накачки и соотношения смеси с литературными данными.

Так, при больших токах накачки на оси трубки многими авторами получен провал усиления, в том числе при диаметрах трубки 4 мм [7]. Авторами [8] снижение усиления на оси получено при уменьшении соотношения смеси.

Значительно меньшее количество данных по влиянию давления на характер радиального распределения усиления (в работе [2] лишь высказано предположение, что в результате вредного влияния процессов, связанных с метастабильями неона, оптимальное усиление на оси может получиться при более низких давлениях, чем вблизи стенок трубки). Поэтому в настоящей работе проводилась экспериментальная проверка этого влияния.

Коэффициент усиления измерялся с помощью вспомогательного активного элемента и поворачиваемой в резонаторе плоскопараллельной пластинки [5]. Исследуемая трубка диаметром 4,5 мм и длиной 950 мм с холодным алюминиевым катодом была напаяна на вакуумный пост и наполнялась смесью гелия и неона при соотношении  $p_{He} : p_{Ne} = 7 : 1$  и давлении в диапазоне от 0,6 до 1,4 мм рт. ст. Трубка перемещалась относительно зондирующего пучка (диаметром около 0,5 мм) параллельно оси резонатора. Ненасыщенный коэффициент усиления измерялся по методу калиброванных потерь при фиксированном токе накачки 30 мА. На рис. 2, а

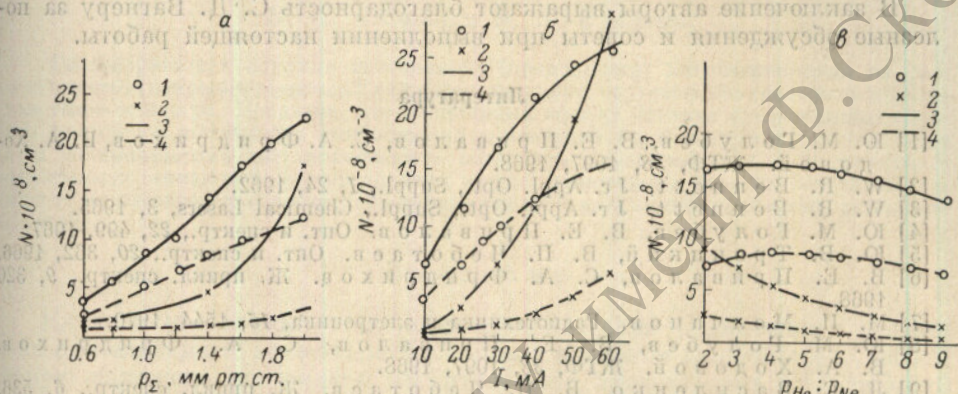


Рис. 3. Зависимость населенности верхнего уровня генерации  $3s_2$  (1) и нижнего уровня  $2p_4$  (2) от давления смеси (а,  $p_{He} : p_{Ne} = 5 : 1$ ), тока накачки (б,  $p_{\Sigma} = 1,6$  мм рт. ст.,  $p_{He} : p_{Ne} = 5 : 1$ ) и соотношения давлений компонентов (в,  $p_{\Sigma} = 1,6$  мм рт. ст.,  $I = 30$  мА) на оси трубки (3) и на расстоянии  $0,75 R$  от оси (4).

штриховыми кривыми показаны экспериментальные зависимости. Видно, что максимум в зависимости коэффициента усиления от давления на оси трубки достигается при более низких давлениях смеси, чем на периферии. Это качественно согласуется с результатами расчета.

Следует отметить также, что полученные закономерности находятся в соответствии с результатами исследования оптимальных условий для мощности генерации в одномодовом и многомодовом режимах [35].

Проведенный расчет позволяет проанализировать роль различных процессов в наблюдаемых явлениях.

На рис. 3 приводятся зависимости населенностей верхнего и нижнего уровней генерации от условий возбуждения. С увеличением тока и давления рост населенности верхнего уровня имеет тенденцию к насыщению, а населенность нижнего уровня  $2p_4$  растет по параболе. Причем на оси трубки населенность  $2p_4$  уровня растет быстрее, чем у стенки, что вызывает появление максимума коэффициента усиления при меньшем токе и давлении (рис. 2, а, б). Такой быстрый рост населенности уровня  $2p_4$  определяют в первую очередь ступенчатые процессы. Большую роль в заселении  $2p_4$ -уровня играют каскадные переходы, которые снижают коэффициент усиления на 10—15%. Каскадные переходы также «сдвигают» влево максимумы зависимости усиления от тока и давления.

Необходимо отметить, что с ростом тока накачки температура электронов снижается. Это приводит к усилению роли процесса дезактивации метастабильей гелия  $2^1S$  электронным ударом и к насыщению зависимости населенности  $3s_2$ -уровня неона от тока.

На рис. 2, в видно, что максимальное усиление на оси трубки достигается при большем соотношении давлений  $p_{He} : p_{Ne}$ , чем около стенки. Это объясняется более быстрым ростом населенности нижнего уровня  $2p_1$  на оси с увеличением процентного содержания неона в смеси по сравнению с областью разрядного канала, прилежащей к стенке.

Таким образом, расчеты показали, что ненасыщенный коэффициент усиления гелий-неоновой смеси на оси трубки достигает максимальной величины при меньшем давлении и токе накачки и при большем соотношении давлений  $p_{He} : p_{Ne}$ , чем на периферии разрядного канала. Следовательно, и для генерации на аксиальных модах оптимальное давление и ток накачки ниже, а соотношение смеси выше, чем для режима многих поперечных мод. Отметим также, что в связи с малым объемом моды  $TEM_{00}$ , сосредоточенным около оси трубки, генерация на этой моде существует в более узком диапазоне изменения условий возбуждения и имеет большую нестабильность мощности при изменении этих условий, чем в многомодовом режиме.

В заключение авторы выражают благодарность С. Д. Вагнеру за полезные обсуждения и советы при выполнении настоящей работы.

#### Литература

- [1] Ю. М. Голубев, В. Е. Привалов, С. А. Фридрихов, В. А. Ходовой. ЖТФ, 38, 1097, 1968.
- [2] W. R. Bennett, Jr. Appl. Opt., Suppl., 1, 24, 1962.
- [3] W. R. Bennett, Jr. Appl. Opt., Suppl., Chemical Lasers, 3, 1965.
- [4] Ю. М. Голубев, В. Е. Привалов. Опт. и спектр., 22, 499, 1967.
- [5] Ю. В. Троицкий, В. П. Чеботаев. Опт. и спектр., 20, 362, 1966.
- [6] В. Е. Привалов, С. А. Фридрихов. Ж. прикл. спектр., 9, 320, 1968.
- [7] М. И. Молчанов. Радиотехника и электроника, 15, 1544, 1970.
- [8] Ю. М. Голубев, В. Е. Привалов, С. А. Фридрихов, В. А. Ходовой. ЖТФ, 38, 1097, 1968.
- [9] Л. С. Василенко, В. П. Чеботаев. Ж. прикл. спектр., 6, 536, 1967.
- [10] В. Л. Грановский. Электрический ток в газе, т. 1. Гостехиздат, М.—Л., 1952.
- [11] В. М. Захарова, Ю. М. Каган, В. И. Перель. Изв. АН СССР, сер. физ., 23, 999, 1959.
- [12] Ю. Г. Захаренко, В. Е. Привалов. ЖТФ, 46, 109, 1976.
- [13] С. Д. Вагнер, Ю. М. Каган, А. Г. Слышов. ЖТФ, вып. 1, 146, 1975.
- [14] М. И. Захаров. Электронная техника, сер. 1. Электроника СВЧ, № 5, 26, 1970.
- [15] А. Энгель. Ионизованные газы. Физматгиз, М., 1959.
- [16] В. Д. Грановский. Электрический ток в газе. «Наука», М., 1971.
- [17] С. Э. Фриш. Оптические спектры атомов. Физматгиз, М.—Л., 1963.
- [18] С. Э. Фриш, В. Ф. Ревалд. Опт. и спектр., 15, 726, 1963.
- [19] S. J. Corrigan, A. von Engel. Proc. Phys. Soc., 72, 786, 1958.
- [20] В. Я. Велдре, А. В. Ляш, Л. Л. Рабик. Опт. и спектр., 19, 3, 1965.
- [21] С. Э. Фриш. Спектроскопия газоразрядной плазмы. «Наука», Л., 1970.
- [22] В. А. Фабрикант. Тр. ВЭИ, Электронные и ионные приборы, 41, 1940.
- [23] Т. М. Климентова, В. Г. Леонтьев, Л. Н. Орлов, Е. П. Остапченко. Ж. прикл. спектр., 22, 407, 1975.
- [24] A. V. Phelps. Phys. Rev., 99, № 4, 1307, 1955.
- [25] A. V. Phelps. Phys. Rev., 114, 1011, 1959.
- [26] Ch. Vaugé, J. F. Delpech. L'onde électrique, 49, 544, 1969.
- [27] А. С. Хайкин. ЖЭТФ, 54, в. 1, 52, 1968.
- [28] E. F. Labuda, E. I. Gordon. J. Appl. Phys., 35, 1647, 1964.
- [29] И. М. Белоусова, О. Б. Данилов, Н. А. Елькина. ЖТФ, 37, 1681, 1967.
- [30] E. O. Johnson, L. Malter. Phys. Rev., 76, 1411, 1949.
- [31] С. Браун. Элементарные процессы в плазме газового разряда. Госатомиздат, М., 1961.
- [32] P. W. Smith. IEEE J. Quant. Electr., 2, 77, 1966.
- [33] T. Adamowicz, J. Kesik, W. Wolinski. Electron Technology, 2, 169, 1969.
- [34] E. I. Gordon, A. D. White. Appl. Phys. Lett., 3, 199, 1963.
- [35] В. Г. Леонтьев, Е. П. Остапченко, Г. С. Седов. Опт. и спектр., 32, 795, 1972.