

## Литература

- [1] *Merboldt K. D., Hanicke W., Frahm J. J.* Magn. Reson., 1985, v. 64, N 3, p. 479—486.  
 [2] *Torrey H. C.* Phys. Rev., 1956, v. 104, N 3, p. 563—565.  
 [3] *Александров И. В.* Теория магнитной релаксации. М.: Наука, 1975, § 28.

Отделение медико-биологических проблем  
 электротехники ВНИПКТИ кабельной промышленности  
 Юрмала

Поступило в Редакцию  
 9 октября 1986 г.

УДК 621.378.325

Журнал технической физики, т. 57, в. 9, 1987

## О ПРЕДЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ЛАЗЕРА НА МОЛЕКУЛЯРНОМ КСЕНОНЕ

И. Г. Рудой, А. М. Сорока

Лазер на  $\text{Xe}_2^*$  ( $\lambda=172$  нм) является наиболее мощным квазинепрерывным источником света в ВУФ области спектра [1]. Его потенциальные возможности, казалось, весьма высоки вследствие значительной, до 40—50 %, эффективности ВУФ люминесценции при ионизирующей накачке ксенона и репульсивного характера нижнего рабочего уровня (время жизни  $\leq 10^{-12}$  с) [2, 3]. Настоящая работа посвящена выяснению физических ограничений на предельные возможности  $\text{Xe}_2^*$  лазера, а именно максимальных длительности и интенсивности генерации, пороговой мощности возбуждения. Для конкретности обсуждается наиболее распространенный случай электронно-пучковой накачки.

1. Минимальный коэффициент усиления и, следовательно, удельная мощность возбуждения определяются потерями на рэлеевское рассеяние в активной среде лазера. Коэффициент экстинкции  $\beta$  для линейно-поляризованного излучения равен [4]

$$\beta = \frac{128\pi^5}{3} \frac{\alpha^2}{\lambda^4} N_0 N, \quad (1)$$

$N_0=2.7 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$  (1 Амага);  $N$  — концентрация ксенона в Амага;  $\alpha \simeq 1.1 \cdot 10^{-23}$  см $^3$  — его поляризуемость на  $\lambda=172$  нм [5]. Для коэффициента усиления  $k_0$  при умеренной мощности накачки  $P_{II}$ , когда влияние электронного тушения и потерь на ассоциативную ионизацию мало, получим

$$k_0 = \sigma \frac{\eta_{II} P_{II}}{\hbar \omega \nu} = \tau \frac{\eta_{II} j (dU/dz)_{II}}{\hbar \omega \nu} N. \quad (2)$$

Здесь  $\sigma \simeq 10^{-18}$  см $^2$  [6] — эффективное сечение вынужденного излучения (с учетом потерь на фотоионизацию);  $\eta_{II} \simeq 0.4$  — эффективность люминесценции сжатого ксенона;  $\hbar \omega \simeq 1.2 \cdot 10^{-18}$  Дж — энергия лазерного кванта;  $\nu \simeq 4 \cdot 10^7$  с $^{-1}$  [2] — эффективная (с учетом синглет-триплетного перемешивания) частота спонтанного распада верхнего рабочего уровня;  $j$  — плотность тока электронного пучка;  $(dU/dz)_0 \simeq 20$  кВ/см·Амага — потери энергии при торможении быстрых электронов в ксеноне.

Из (1)—(2) находим пороговое значение плотности тока

$$j_0 = \frac{128\pi^5}{3} \frac{\hbar \omega \nu}{\sigma \eta_{II} (dU/dz)_0} \frac{\alpha^2 N_0}{\lambda^4}. \quad (3)$$

Отметим, что  $j_0$  не зависит от плотности ксенона. Подстановка численных значений дает  $j_0 \simeq 3$  А/см $^2$ ,  $\beta_0 \simeq 7 \cdot 10^{-4}$  см $^{-1}$ /Амага. Такая величина нерезонансных потерь хорошо объясняет наблюдающуюся в [7] дополнительную задержку начала генерации относительно теоретически рассчитанной.

Как известно, эффективность съема инверсии в виде индуцированного излучения не превышает  $\eta_p = (1 - \sqrt{\beta/k_0})^2$  [8]. Поэтому для разумного КПД лазера необходимо выполнение условия  $k_0 \geq 5 \beta$  (если  $k_0=2\beta$ , то  $\eta_p \simeq 0.09$ ; если  $k_0=5\beta$ , то  $\eta_p=0.3$ ). В нашем случае это означает  $j_{\min} = 15$  А/см $^2$ .

В настоящее время такую величину плотности электронного тока удается поддерживать при использовании ускорителя с взрывоэмиссионным катодом не более 5—10 мкс. Однако максимальная длительность импульса генерации (и накачки) определяется прежде всего ограниченной величиной энерговыклада в активную среду эксимерного лазера [9]. Дело в том, что при увеличении температуры газа резко (в соответствии с Больцмановским фактором [1, 2]) возрастает населенность нижнего лазерного уровня. Полагая максимальный нагрев  $\Delta T_0 = 300$  К, определим предельную длительность возбуждения и генерации

$$\tau_{\max} = \frac{3 \cdot 2 \cdot k_B N \cdot \Delta T_0}{j_{\min} (dU/dz)_0 (1 - \gamma_{11})}, \quad (4)$$

$k_B$  — постоянная Больцмана. Для  $j_{\min} = 15$  А/см<sup>2</sup> получим  $\tau_{\max} \approx 0.5$  мкс. Конвективное охлаждение здесь неперспективно, поскольку уже при апертуре 5 см необходимая скорость прокачки активной среды составляет  $\sim 100$  км/с.

Использование смеси Ar : Xe [3], когда Xe составляет относительно небольшую долю рабочего газа, позволяет несколько расширить генерационные возможности лазера на  $\lambda = 172$  нм, поскольку поляризуемость аргона на этой длине волны в 3—4 раза меньше, чем у ксенона, и несколько повышается максимально допустимая температура активной среды. Однако выигрыш меньше, чем  $(\alpha_{Ar}/\alpha_{Xe})^2$ , и составляет  $\approx 3$ , так как  $\eta_{11}$  в смеси Ar : Xe в 1.5 раза ниже, а торможение быстрых электронов в Ar происходит приблизительно втрое медленнее, чем в Xe (при одинаковой энергии быстрых электронов). Увеличение длительности генерации за счет снижения плотности тока пучка вплоть до  $j^0$  сопровождается, как указывалось выше, резким падением ее эффективности. Заметим также, что, поскольку время развития генерации в типичных условиях сравнимо с максимально допустимой (из-за перегрева) длительностью импульса возбуждения, энергетический КПД лазера существенно ниже его максимального мгновенного значения.

2. Значительный интерес представляет также противоположный рассмотренному в п. 1 случай коротких импульсов, мощной накачки (большая до  $10^3$  А/см<sup>2</sup> плотность электронного тока), генерации высоких, близких к предельным световых потоков. Здесь рэлеевское рассеяние ограничивает интенсивность на уровне  $(k_0/\beta)I_H$  ( $I_H = \hbar\omega\nu/\sigma$  — насыщающая лазерный переход плотность мощности излучения), т. е.

$$I_{\text{пред}}^p = \frac{\eta_{11} j (dU/dz)_0 N}{\beta_0 N} = \eta_{11} \frac{P_H^0}{\beta_0 N}, \quad (5)$$

$P_H^0$  — удельная мощность накачки, при превышении которой эффективность ВУФ люминесценции ксенона и коэффициент усиления резко снижаются [2]. Отметим, что если при увеличении  $P_H$  эти характеристики уменьшаются (не быстрее, чем линейно) за счет тушения непосредственно верхнего лазерного уровня, а не влияния паразитных каналов в цепи накачки, то это не приводит к снижению  $I_{\text{пред}}^p$  и КПД лазера. Оценка, по данным [2], дает  $P_H^0 \leq 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>. В таком режиме обычно  $N \geq 3 \div 4$ , поэтому  $I_{\text{пред}}^p \approx 2 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Из (5) следует также, что для получения предельной интенсивности целесообразно увеличивать плотность тока, а не давление газа.

При столь мощных потоках основную роль могут играть нелинейные по световому полю процессы, прежде всего двухфотонная ионизация ксенона. Ограничения на интенсивность излучения CO<sub>2</sub> лазера, связанные с пробоем активной среды собственным излучением, рассматривались, например, в [10]. В нашем случае уравнение переноса имеет вид

$$\frac{dI}{dz} = k_0 \frac{I}{1 + I/I_H} - \beta_0 NI - 2\gamma N_0 N I^2, \quad (6)$$

$\gamma$  — сечение двухфотонной ионизации Xe собственным излучением ( $\lambda = 172$  нм). Величина  $\gamma$ , насколько нам известно, экспериментально не измерялась, теоретический расчет достаточно сложен и весьма приближителен, однако характерный порядок величины составляет, по-видимому,  $10^{-32}$ — $10^{-31}$  см<sup>4</sup>/Вт. Здесь оценим минимальное сечение, при котором нелинейность заведомо необходимо учитывать. Оно, очевидно, определяется условием  $2\gamma N_0 I_{\text{пред}}^p \sim \beta_0$ , откуда

$$\gamma^0 \approx \beta_0 / 2N_0 I_{\text{пред}}^p \sim 5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^4/\text{Вт}. \quad (7)$$

Если нелинейность играет определяющую роль, то

$$I_{\text{пред}}^H \approx \sqrt{\eta_{11} P_H^0 / 2\gamma N_0 N}. \quad (8)$$

Для  $\gamma = 4 \cdot 10^{-32}$  см<sup>4</sup>/Вт,  $N = 4$  имеем  $I_{\text{пред}}^n \approx 6 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. При столь мощной накачке оказывается  $I_{\text{пред}}^n \sim I_n$ ; оптимальная, с точки зрения энергосъема, интенсивность в несколько раз меньше предельной, и, следовательно, КПД лазера (усилителя) в таком режиме работы невелик.

В случае применения смеси Ag : Xe основную роль может играть нелинейность, обусловленная двухфотонным возбуждением аргона в группу уровней 5 p. Минимальное необходимое значение энергии 14.46 эВ [5], и возбуждение может эффективно осуществляться на коротковолновом крыле лазерной линии ( $2h\nu_{1715 \text{ \AA}} = 14.46$  эВ). Кроме того, уровни существенно уширены при высоком давлении. Сечение двухфотонного возбуждения обратно пропорционально спектральной ширине лазерной линии [11] и уже при типичной  $\Delta\omega \sim 5 \text{ \AA}$  может быть весьма велико  $\sim 10^{-31}$  см<sup>4</sup>/Вт.

Таким образом, в настоящей работе показано, что рэлеевское рассеяние в активной среде Хе<sub>2</sub> лазера ограничивает минимальную мощность накачки на уровне 10<sup>5</sup> Вт/см<sup>2</sup>·Амага; условие достижения значительной эффективности лазера ограничивает максимальную длительность импульса генерации на уровне 300 нс, а рэлеевское рассеяние и двухфотонная ионизация (возбуждение) ограничивают максимальную световую интенсивность на уровне  $(0.5 \div 1) \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>.

Благодарим В. А. Долгих и О. М. Керимова за полезные обсуждения.

### Литература

- [1] Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Физические процессы в газовых лазерах. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- [2] Ройдз Ч. Эксимерные лазеры. М.: Мир, 1981.
- [3] Басов Н. Г., Данильчев В. А. УФН, 1986, т. 148, № 1, с. 55—100.
- [4] Сивухин Д. В. Оптика. М.: Наука, 1985.
- [5] Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Основы нелинейной оптики атомарных газов. М.: Наука, 1986.
- [6] Gerardo J. B., Jonson A. W. J. Appl. Phys., 1973, v. 44, N 9, p. 4120—4124.
- [7] Campbell J. D., Center R. E. J. Appl. Phys., 1980, v. 51, N 5, p. 2348—2354.
- [8] Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, 1979.
- [9] Gerardo J. B., Jonson A. W. Phys. Rev., 1974, v. A10, N 4, p. 1204—1211.
- [10] Второва Н. Е., Долинина В. И., Лобанов А. Н. и др. Тр. ФИАН, 1980, т. 116, с. 7—53.
- [11] Shimoda K. High-resolution laser spectroscopy. Springer-Verlag, 1976.

Поступило в Редакцию  
14 октября 1986 г.

## ЭЛЕКТРОЖИДКОФАЗНАЯ ЭПИТАКСИЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{LiNb}_{1-x}\text{Ta}_x\text{O}_3$

О. А. Хачатурян

В последние годы наблюдается явный прогресс в технологии изготовления тонкопленочных структур сегнетоэлектрических материалов, связанный с применением эпитаксиальных методов выращивания [1, 2]. Среди известных жидкофазных методов получения эпитаксиальных структур с заданными свойствами электрожидкофазная эпитаксия (ЭЖЭ) обладает потенциально наиболее широкими возможностями [3—5]. Данная работа посвящена изучению слоев твердых растворов сегнетоэлектрического материала ниобата-танталата лития на подложках  $\text{LiTaO}_3$ , выращенных методом ЭЖЭ.

Экспериментальная кристаллизоциальная ячейка состояла из подложки (0001),  $(\bar{1}\bar{2}10)$   $\text{LiTaO}_3$ , жидкой фазы 90 %  $\text{LiVO}_3 + 10$  %  $\text{Li}(\text{Nb}, \text{Ta})\text{O}_3$  и источника  $\text{Li}(\text{Nb}, \text{Ta})\text{O}_3$ . Данные по растворимости  $\text{Li}(\text{Nb}, \text{Ta})\text{O}_3$  в  $\text{LiVO}_3$  использованы из [6]. Толщина подложек 1.5 мм, рабочие площади 1.5—2 см<sup>2</sup>. Температура процесса 980 °С.

Монокристалличность и межплоскостные расстояния пленок  $\text{LiNb}_{1-x}\text{Ta}_x\text{O}_3$  определялись методом дифракции рентгеновских лучей. На рис. 1 приведены дифракционные кривые для