

# Исследование гелиевого лазера при накачке импульсным электронным пучком, генерируемым в открытом разряде

Е.В.Бельская, П.А.Бохан, Дм.Э.Закревский

*Проведено моделирование и экспериментальное исследование лазера на самоограниченном переходе гелия  $2^1P_1^0 - 2^1S_0$  при накачке импульсным электронным пучком, генерируемым в открытом разряде. Генерация лазерного излучения без уменьшения энергии в импульсе в трубке диаметром 31 мм наблюдалась вплоть до частоты следования импульсов накачки 10 кГц, определяемой параметрами источника питания. Выполнены расчеты динамики электрического поля в ускорительном зазоре и населенностей рабочих уровней гелия. Мощность излучения, вычисленная в соответствии с ее радиальным распределением, измеренным в режиме насыщенного усиления, в 7.85 раза больше, чем в режиме генерации. Достигнут практический КПД лазера 0.056 % при квантовом КПД 0.7 %.*

**Ключевые слова:** гелиевый лазер, открытый разряд, электронный пучок.

## 1. Введение

Лазеры на самоограниченных переходах (ЛСП) атомов являются одними из наиболее мощных и эффективных лазеров в видимой области спектра. Особенно большие перспективы открываются при их накачке электронными пучками (ЭП) килоэлектронвольтных энергий, генерируемых в открытом разряде (ОР). В частности в лазере на парах меди предсказано получение средней мощности до 10 кВт/м [1]. Однако на пути реализации таких параметров возникает ряд требующих решения научных и технических задач, основные из которых следующие.

1. Получение импульсных ЭП наносекундной длительности с током  $\sim 10$  кА, энергией до 5 кэВ и эффективностью  $\eta_e$  генерации ЭП не ниже 0.9 при высоких частотах следования.

2. Изучение кинетики ЛСП при высоком уровне накачки, сопровождающемся значительными потерями в сверхизлучении в неаксиальных лучах.

Простейшим представителем ЛСП является гелиевый лазер, излучающий на переходе из резонансного состояния  $2^1P_1^0$  в метастабильное состояние  $2^1S_0$  с  $\lambda = 2058.3$  нм. Гелий – один из наиболее изученных атомов, для которого существует большой набор данных по константам и сечениям элементарных процессов с участием электронов и тяжелых частиц. Закономерности, полученные при исследовании гелиевого лазера, в дальнейшем можно использовать при создании других газовых лазеров, имеющих большое практическое значение, но для которых отсутствуют подробные данные по скоростям элементарных процессов. Кроме того, гелиевый лазер

оказался эффективным инструментом для исследования фундаментальных процессов в газовом разряде [2].

Ранее в газоразрядном гелиевом лазере была получена сверхсветимость при экстремальных условиях возбуждения – амплитуде напряжения до 50 кВ в трубке диаметром 1.3 мм и длиной 200 мм [3]. При накачке в ОР генерация и сверхизлучение наблюдались при довольно скромных параметрах ЭП (5 кВ, 100 А) [4].

В настоящей работе проведено моделирование и экспериментальное исследование He-лазера с диаметром рабочего канала 31 мм, позволяющим полностью использовать энергию ЭП. Параметры лазера измерены в режиме как генерации, так и насыщенного усиления. Выполнены расчеты динамики поля в ускорительном зазоре ОР и энергетических характеристик лазера, проведено их сравнение с экспериментально полученными данными.

## 2. Экспериментальная установка

Основные исследования проведены с коаксиальной лазерной кюветой [5]. Для повышения устойчивости горения ОР использовался металлокерамический катод [6] с внутренним диаметром  $d_c = 33$  мм, к которому прикладывалось импульсное отрицательное напряжение. Роль анода выполняла заземленная через токоизмерительный шунт с  $R = 0.3$  Ом металлическая сетка, свернутая в цилиндр диаметром  $d_a = 31$  мм, с геометрической прозрачностью  $\mu = 0.64$  и характерным размером ячейки 0.3 мм. Длина рабочей части лазерной кюветы  $l$  была равна 120 мм. Генерация ЭП осуществлялась в ускорительном зазоре (УЗ) длиной 1 мм между катодом и анодом кюветы, а генерация излучения – в дрейфовом пространстве за анодом. Оптический резонатор образован глухим зеркалом с одной стороны и плоскопараллельной пластиной с другой. Выходные окна устанавливались под углом  $20^\circ$  к оси резонатора. Коммутатором в генераторе импульсного питания лазера служил тиратрон ТГИ1-1000/25 при накопительной емкости  $C = 8$  нФ и обострительной емкости  $C_0 = 6.6$  нФ.

Е.В.Бельская, П.А.Бохан, Дм.Э.Закревский. Институт физики полупроводников СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; e-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 28 декабря 2006 г., после доработки – 13 июня 2007 г.

Для исследования усилительных свойств лазера использовалась система задающий генератор (ЗГ)–усилитель мощности (УМ). Лазерная кювета ЗГ, также накачиваемого электронным пучком, представляет собой коаксиальную кювету с металлическим катодом диаметром  $d_c = 17.2$  мм, анодом в виде металлической сетки с  $d_a = 15.2$  мм,  $l = 90$  мм,  $C = 4.7$  нФ и  $C_0 = 3.3$  нФ. Рабочая емкость ЗГ коммутировалась тем же тиратроном, что и накопительная емкость УМ. Сдвиг импульсов накачки ЗГ и УМ в пределах 325 нс осуществлялся введением переменных индуктивностей в цепи питания.

В качестве рабочей смеси использовалась газовая смесь состава  $\text{He}:\text{N}_2 = 99.1:0.9$ . Оптимальное давление  $\text{He}$  (в зависимости от рабочего напряжения и состава смеси) составляло 15–30 Тор. Азот обеспечивал лучшую стабильность разряда, увеличивал скорость его развития и энергию генерации, а также участвовал в расселении нижнего рабочего уровня. Константы скоростей девозбуждения уровня гелия  $2^1S_0$  молекулами азота и электронами были равны  $6.9 \times 10^{-11}$  и  $4.2 \times 10^{-9}$   $\text{см}^3/\text{с}$  соответственно [7]. При типичных рабочих параметрах лазера скорости процессов девозбуждения метастабильного состояния таковы:  $A_b = 3.42 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$  при столкновениях с азотом и  $A_c = 1.75 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$  при соударениях с электронами.

### 3. Экспериментальные результаты

#### 3.1. Лазер в режиме генерации

Исследования показали, что УЗ лазера обладает ярко выраженными обострительными свойствами. В качестве примера на рис.1 приведены осциллограммы напряжения между анодом и катодом УМ и разрядного тока при давлениях гелия и азота  $P_{\text{He}} = 16$  Тор и  $P_{\text{N}_2} = 0.15$  Тор. Видно, что длительность импульса тока через УЗ почти на порядок меньше длительности тока через тиратрон, а его амплитуда соответственно больше, что значительно облегчает работу коммутатора.

На рис.2 при тех же значениях  $P_{\text{He}}$  и  $P_{\text{N}_2}$  показаны зависимости амплитуды тока  $I_{\text{max}}$  через УЗ, приведенной мощности излучения  $P_{\text{las}}$  и эффективности генерации излучения  $\eta_{\text{las}}$  по отношению к запасаемой в обострительной емкости  $C_0$  энергии от амплитуды ускоряющего напряжения на катоду  $U_g$ . Во всем исследованном диапазоне напряжений и рабочих давлений (15–30 Тор) энергия генерации и амплитуда тока через зазор не зависят от частоты следования импульсов  $F$  в диапазоне 1–10 кГц (верхний предел  $F$  ограничен параметрами источника

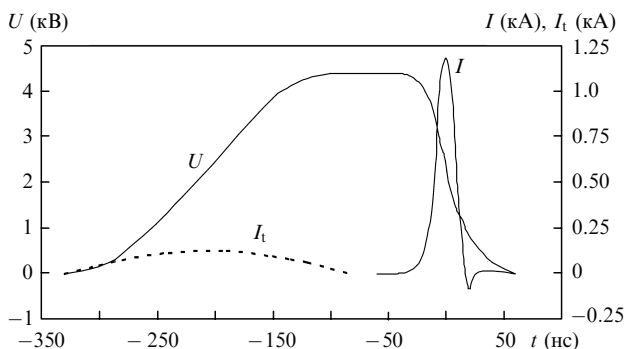


Рис.1. Осциллограммы напряжения на катоду  $U$ , тока разряда  $I$  в УЗ лазера и тока через тиратрон  $I_t$ .

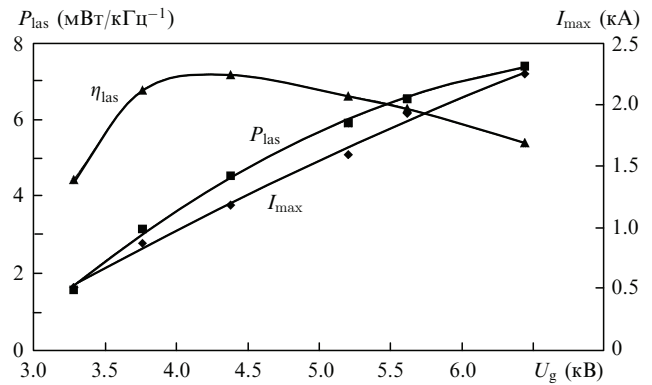


Рис.2. Зависимости амплитуды тока  $I_{\text{max}}$ , приведенной мощности излучения  $P_{\text{las}}$  и эффективности генерации излучения  $\eta_{\text{las}}$  по отношению к запасаемой в  $C_0$  энергии от амплитуды ускоряющего напряжения на катоду  $U_g$ .

питания). При  $F < 1$  кГц наблюдается постепенное падение энергии генерации, обусловленное снижением амплитуды тока. При постоянной амплитуде тока, достигаемой путем незначительного повышения рабочего напряжения, энергия генерации не изменялась и при  $F < 1$  кГц. Из рис.2 видно, что в диапазоне напряжений 3.75–5 кВ величина  $\eta_{\text{las}}$  практически не зависит от  $U_g$ , поэтому дальнейшие исследования проведены при  $U_g = 4.4$  кВ.

#### 3.2. Система генератор–усилитель

Для исследования усилительных свойств пучок ЗГ сжимался телескопом до диаметра 5 мм и направлялся в УМ. Центральная часть излучения выделялась диафрагмой с диаметром отверстия 1.6 мм. Оптическая система позволяла сканировать пучок ЗГ по всему сечению УМ. На рис.3 представлена зависимость плотности приведенной мощности излучения  $p_{\text{las}}^{\text{PA}}$  и равной ей с точностью до коэффициента плотности числа фотонов  $N_{\text{ph}}^{\text{PA}}$  на выходе УМ от плотности мощности излучения ЗГ. Видно, что режим насыщенного усиления достигается при плотности мощности излучения ЗГ, равной  $2 \text{ мВт} \cdot \text{кГц}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ , что соответствует  $N_{\text{ph}} = 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . На рис.4 приведена зависимость  $p_{\text{las}}^{\text{PA}}$  на выходе УМ от временного сдвига  $\Delta t$  импульсов накачки ЗГ относительно УМ. При  $\Delta t = 0$  система работает в режиме оптимальной синхронизации, при  $\Delta t < 0$  импульс накачки генератора предшествует импульсу накачки усилителя. Из-

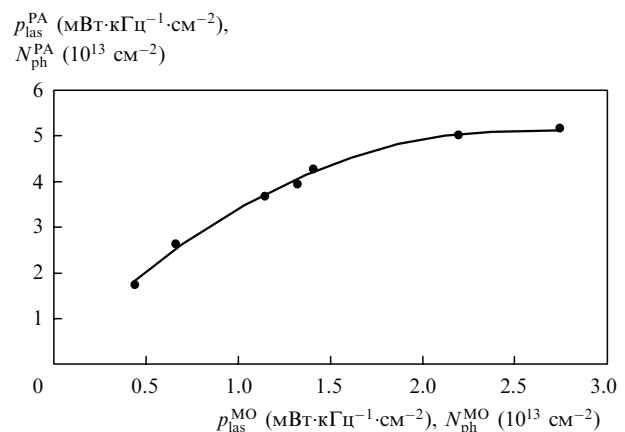


Рис.3. Зависимость плотности приведенной мощности излучения  $p_{\text{las}}^{\text{PA}}$  и плотности числа фотонов  $N_{\text{ph}}^{\text{PA}}$  на выходе УМ от  $p_{\text{las}}^{\text{MO}}$  излучения ЗГ ( $N_{\text{ph}}^{\text{MO}}$ ).

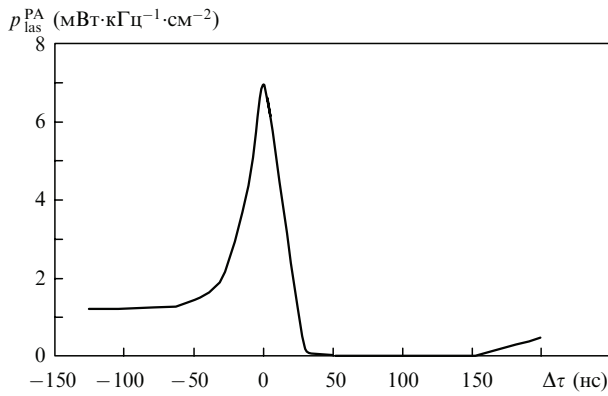


Рис.4. Зависимость плотности приведенной мощности излучения  $p_{\text{las}}^{\text{PA}}$  на выходе УМ от временного сдвига  $\Delta\tau$  импульсов накачки ЗГ относительно УМ.

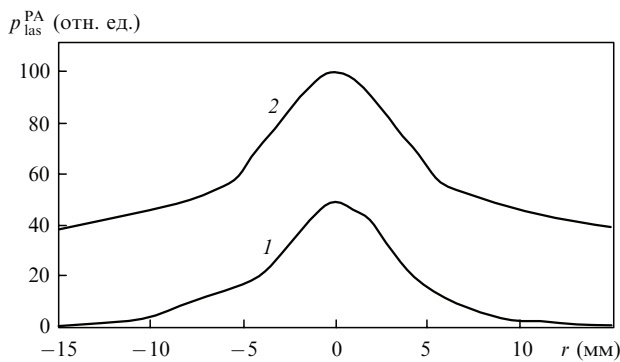


Рис.5. Радиальные распределения плотности приведенной мощности  $p_{\text{las}}^{\text{PA}}$  излучения на выходе УМ в режимах генерации (1) и усиления (2).

лучение ЗГ пропускать на расстоянии 1 см от оси усилителя. Таким образом, исследовалась работа периферийной части кюветы УМ. Регистрации подобной зависимости в центральных областях трубки препятствовало развитие сверхсветимости в усилителе. Нулевой плотности мощности на выходе УМ соответствует плотность мощности излучения ЗГ, равная  $1.2 \text{ мВт} \cdot \text{кГц}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ . При  $\Delta\tau \approx 150 - 200 \text{ нс}$  наблюдается просветление рабочей среды УМ, обусловленное релаксацией метастабильного состояния в послесвечении.

На рис.5 показано относительное распределение плотности приведенной мощности излучения по сечению трубки УМ в режимах генерации и усиления. При интегрировании по всему сечению приведенная мощность излучения в режиме насыщенного усиления  $P_{\text{max}}$  составляет  $35.6 \text{ мВт} / \text{кГц}$ , в режиме генерации  $P_{\text{las}} = 4.5 \text{ мВт} / \text{кГц}$ . При использовании чистого гелия (без азота) значения  $\eta_{\text{las}}$  и  $P_{\text{las}}$ , как правило, в полтора раза меньше, а оптимальное рабочее давление вдвое выше, чем в случае смеси гелия с азотом.

## 4. Моделирование лазера

### 4.1. Методика расчета распределения напряженности электрического поля и потенциала в ускорительном зазоре в открытом разряде

Для расчета энергетических характеристик лазера необходимо иметь информацию о спектре быстрых электронов в ЭП. Для этого в первую очередь требуется определить распределение в УЗ потенциала  $U(x, t)$ , который может быть вычислен из системы уравнений

$$\frac{dU(x, t)}{dx} = E(x, t),$$

$$\frac{dE(x, t)}{dx} = \frac{4\pi j_i(x, t) - j_i(x, t - \Delta t)}{\varepsilon_0 v_i}, \quad (1)$$

$$\frac{dj_i(x, t)}{dx} = -j_e(t) \frac{\theta K}{w_0} \gamma(w) - \int_0^x \frac{\theta K}{w_0} \gamma(w) \frac{\partial j_i(x_1, t)}{\partial x_1} dx_1$$

при граничных условиях

$$U(0, t) = -|U(t)|, \quad \int_0^L E(x, t) dx = |U(0, t)|, \quad j_i(L, t) = 0,$$

где  $E(x, t)$  – напряженность электрического поля в УЗ;  $j_i(x, t), j_i(x, t - \Delta t)$  – плотности тока ионов, образовавшихся в УЗ в данной и предыдущей итерациях по времени соответственно;

$$\gamma(w) = 1.87 \times 10^4 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{w - 41.3}{229.5}\right) \right] \frac{\ln w}{w}$$

– тормозная способность гелия, полученная аппроксимацией данных [8], в  $\text{МэВ} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$ ;  $v_i = a\sqrt{E(x, t)}$  – дрейфовая скорость ионов, аппроксимированная согласно экспериментальным данным [9, 10] (в условиях настоящей работы  $a = 8$ );  $j_e(t)$  – плотность тока ЭП через УЗ;  $I(t)$  и  $U(t)$  – экспериментальные значения тока разряда и напряжения на катоде;  $\theta = 0.6$  – доля энергии быстрых электронов, затрачиваемой на ионизацию [11, 12];  $K = 1.4$  – коэффициент, учитывающий угловое рассеяние быстрых электронов в сильном внешнем поле [13];  $w_0 = 50 \text{ эВ}$  – энергия, затрачиваемая на образование одного иона гелия [12];  $w = e[U(x, t) - U(0, t)]$  – энергия, набираемая электроном при прохождении разности потенциалов. Координата  $x = 0$  соответствует катоду,  $L$  – длина (вдоль оси  $x$ ) катодного падения потенциала. Экспериментально получено, что в условиях ОР в области средних давлений гелия до сотен торр  $\eta_e = j_e/j \approx 1$  [13] ( $j$  – плотность измеряемого тока разряда  $I(t)$  в УЗ), что позволяет считать плотность  $j_e(t)$  равной плотности измеряемого тока разряда в УЗ. Уравнение для плотности ионного тока записано в соответствии с работой [13].

Алгоритм численного решения был следующим: для функций  $U(x, t), E(x, t), j_i(x, t)$  и  $v(x, t) = dj_i(x, t)/dx$  система (1) переписывалась в систему дифференциальных уравнений, которая решалась отдельно в каждый момент времени  $t$  с начальными условиями  $U(0, t) = -|U(t)|, E(0, t) = A, j_i(0, t) = B, v(0, t) = 0$ , где  $A$  и  $B$  – подгоночные параметры, подбираемые таким образом, чтобы выполнялись граничные условия. При  $t = t_{\text{min}}$  имеем  $j_e(t) = 0$ , потенциал  $U(x, t)$  распределен линейно, поле  $E(x, t)$  – равномерно. В результате решения уравнений в одной итерации функции  $U(x, t)$  и  $E(x, t)$  находятся в момент времени  $t$ , в следующей итерации – в момент времени  $t + \Delta t$ . Потенциал  $U(x, t)$  и поле  $E(x, t)$  в конце импульса тока определяются через  $T/\Delta t$  итераций с начала расчета, где  $T$  – полная длительность импульса тока разряда  $I(t)$ . Временной интервал  $\Delta t$  подбирался таким, чтобы при его уменьшении распределения  $U(x, t)$  и  $E(x, t)$  в конце импульса тока не изменялись.

В работе [13] зондовым методом был измерен потенциал поля в УЗ длиной 1 мм. В частности была получена

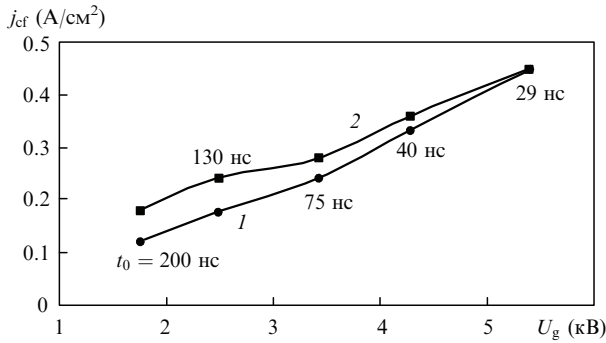


Рис.6. Теоретические (1) и экспериментальные (2) значения плотностей тока отсечки потенциала  $j_{cf}$  на расстоянии 0.24 мм от катода при различных значениях постоянной времени  $t_0$  нарастания в  $e$  раз тока через зазор и амплитуды напряжения на катоде  $U_g$ .

зависимость от амплитуды  $U_g$  постоянной времени  $t_0$  нарастания в  $e$  раз тока через зазор и плотности тока отсечки потенциала  $j_{cf}$  на зонде, расположенном на расстоянии 0.2 мм от катода, при  $P_{He} = 30$  Тор. Под током отсечки понимается значение тока в УЗ, при котором потенциал на зонде принимает нулевое значение.

На рис.6 представлены измеренные и вычисленные значения  $j_{cf}$  при  $L = 0.24$  мм (таким образом учитывался конечный диаметр зонда) для различных значений  $U_g$ . Различие между теоретическими и экспериментальными значениями  $j_{cf}$  при больших  $t_0$  объясняется тем, что в системе уравнений (1) сток ионов на катод не учитывается. Видно, что при  $t_0 = 29$  нс расчетное и экспериментальное значения  $j_{cf}$  совпадают. Отсюда следует, что при таких временах развития разряда при расчете распределения потенциала в УЗ можно пренебречь током ионов на катод [13], что значительно упрощает вычисления.

4.2. Динамика поля в ускорительном зазоре лазера

С использованием системы уравнений (1) проведен расчет потенциала  $U(x, t)$  и напряженности поля  $E(x, t)$  в УЗ для следующих оптимальных условий:  $P_{He} = 16$  Тор,  $P_{N_2} = 0.15$  Тор;  $U_g = 4.4$  кВ,  $I_{max} = 1.2$  кА. Величины потенциала на катоде и тока разряда в различные моменты времени взяты из экспериментальных осциллограмм (см. рис.1). Вплоть до 0.9 кА осциллограмма тока в УЗ с большой точностью аппроксимируется экспонентой  $I(t) = I_0 \exp(t/t_0)$ , где  $t_0 = 6.5$  нс. Расчет пространственно-временного распределения поля в зазоре лазера с использованием системы уравнений (1) можно считать верным, т. к.  $t_0 = 6.5$  нс  $\ll$  29 нс. Результаты расчета приведены на рис.7, а растянутые осциллограммы напряжения на катоде  $U(t)$  и тока разряда  $I(t)$  с соответствующей расчету временной шкалой – на рис.8. В отсутствие тока разряда потенциал на аноде  $U(L) = 0$ ,  $E(x) = \text{const}$  по длине УЗ. С течением времени напряженность поля на катоде увеличивается, а длина области катодного падения потенциала уменьшается, занимая только часть УЗ. При максимальном значении тока (рис.8,  $t = 0$ ) поле концентрируется на расстоянии 0.078 мм от катода, что соответствует приведенной напряженности поля на катоде  $E/N = 1.14 \times 10^5$  Тд ( $1\text{Td} = 10^{-17}$  В·см<sup>2</sup>). При таком значении  $E/N$  величина  $\eta_e$  превышает 0.95 [13], а ЭП, прошедший через анодную сетку, в каждый момент времени практически моноэнергетичен с энергией, равной  $eU(t)$ , где  $U(t)$  – напряжение на катоде.

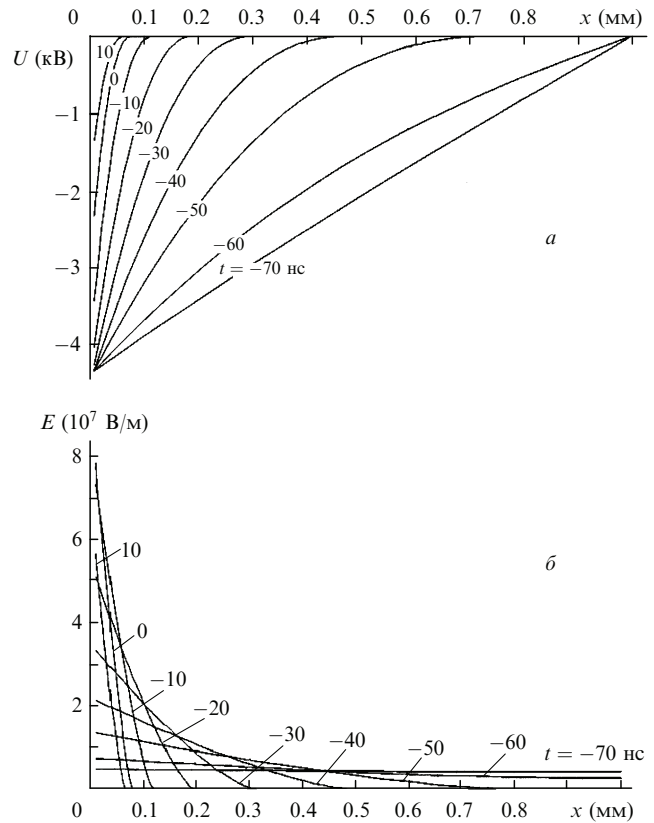


Рис.7. Распределения потенциала  $U(x, t)$  (а) и напряженности электрического поля  $E(x, t)$  (б) в УЗ лазера. За  $t = 0$  принят момент достижения максимума тока.

4.3. Энергетические параметры лазера

Энергия ЭП, потраченная на возбуждение и ионизацию атомов гелия в дрейфовом пространстве, вычисляется из начальной энергии электронов, прошедших через сетчатый анод, и потерь энергии на торможение ЭП на атомах за счет неупругих столкновений. Вкладываемая в активную среду лазера мощность ЭП  $P_e$  вычисляется из соотношения  $P_e = WI(t)\mu$ , где  $W$  – энергия на один электрон, идущая на ионизацию и возбуждение атомов He в дрейфовом пространстве. На рис.8 представлены зависимости  $U, W, I, P_e$  от времени.

Суммарное количество ионов, а также населенности резонансного и метастабильного состояний атома вычислялись из уравнений

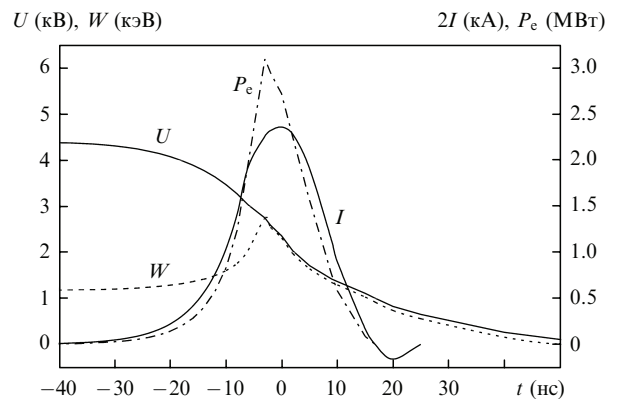


Рис.8. Временные зависимости напряжения на катоде  $U$ , тока разряда  $I$  в УЗ, а также вкладываемых в дрейфовое пространство энергии на один электрон  $W$  и мощности ЭП  $P_e$ .