

Накачка эксимерных активных сред электронными пучками в мультипольном магнитном поле.

1. Численное моделирование энерговклада

С.В.Арланцев, К.С.Гочелашвили, О.Н.Евдокимова, М.Е.Земсков, Г.П.Мхеидзе

Предложена схема построения системы накачки газовых активных сред при инжекции электронных пучков в газовый объем, помещенный в мультипольное магнитное поле, и представлены инженерные решения, принятые при разработке и создании такой системы. Возможность изменения сопротивления плазменному току, инициируемому релятивистским электронным пучком, открывает перспективу дополнительного управляемого воздействия на кинетику процессов в активной газовой среде с целью увеличения эффективности энерговклада. Предлагаемая схема позволяет сочетать накачку газовой среды электронным пучком с накачкой инициируемым этим пучком управляемым разрядом в собственных электрических полях пучка. Методом Монте-Карло проведен модельный анализ энерговклада электронных пучков в газовую среду, помещенную в квадрупольное магнитное поле. Расчеты показали высокую эффективность (90 %) передачи энергии пучка газу и возможность управления профилем энерговклада.

Ключевые слова: газовые эксимерные лазеры, накачка электронным пучком, мультипольное магнитное поле.

1. Введение

Создание мощных источников когерентного излучения в коротковолновой области видимого и УФ диапазонов представляет огромный интерес как для фундаментальных исследований в области лазерного термоядерного синтеза и физики высоких плотностей энергии [1–3], так и для многих приложений. Основные усилия исследователей при этом направлены на создание накачиваемых электронными пучками широкоапертурных эксимерных лазеров [4–9]. Трудности генерации коротких импульсов излучения в эксимерных активных средах, однако, хорошо известны. В связи с этим в последнее время [10] интенсивно обсуждаются проекты создания гибридных лазерных систем сверхвысокой яркости с задающим твердотельным генератором фемтосекундных импульсов на $Ti:Al_2O_3$ и оконечным каскадом усиления на газовой эксимерной среде с оптической накачкой (Xe–F-усилитель на сине-зеленом переходе (C–A) с оптической накачкой люминесценцией He_2 , возбуждаемой электронными пучками). При этом ввиду масштабируемости газового эксимерного усилителя возможно достижение экзаваттного уровня мощности без необходимости использования сложной и дорогостоящей системы chirпированного импульса, которая применяется в твердотельных усилительных каскадах.

Существующие схемы пучковой накачки эксимерных активных сред, используемые для возбуждения эксимерных молекул, не отвечают, на наш взгляд, ряду требова-

ний, предъявляемых к оптимальной системе. Среди них в первую очередь следует отметить необходимость повышения эффективности преобразования энергии пучка электронов в энергию лазерного излучения и возможность управляемого сочетания преимуществ пучковой накачки и электроразрядного метода возбуждения активной среды. Важна также закладываемая в конструкцию накачки эксимерной активной среды возможность управления поперечной структурой пучка излучения. Поэтому остается актуальной проблема создания новых схем построения системы накачки газовых активных сред, которые обеспечили бы реализацию указанных выше требований.

Ранее рассматривалась схема инжекции n электронных пучков в газовую камеру с мультипольным (n -кратным) магнитным полем [11]. Было показано, что изменением давления газа, величины магнитного поля и энергии электронов пучка (в зависимости от габаритов камеры) можно подобрать режим, при котором в объеме газа утилизируется максимум энергии пучка.

При исследовании транспортировки электронного пучка в газе [12–14] было обращено внимание на возможность управления величиной плазменного тока, индуцированного релятивистским электронным пучком (РЭП) в пучковой плазме, и на большую (до 50 %) долю энерговклада в газ плазменным током. Это открывает возможность сочетания преимуществ пучковой накачки и электроразрядного метода возбуждения активной среды путем инициирования однородного объемного разряда в собственных электрических полях пучка.

В данной работе сообщается о исследованиях, выполненных с использованием новой схемы построения системы накачки эксимерных активных сред при инжекции встречных электронных пучков в квадрупольном магнитном поле, и представлены результаты численного моделирования методом Монте-Карло энерговклада электронных пучков в газовый объем.

С.В.Арланцев. ГУП ОКБ «Гранат», Россия, 123424 Москва, Волоколамское ш., 95

К.С.Гочелашвили, О.Н.Евдокимова, М.Е.Земсков, Г.П.Мхеидзе. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: knst@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 14 января 2005 г., после доработки – 24 апреля 2006 г.

В рассматриваемой ниже системе предполагается реализовать две возможности увеличения эффективности возбуждения активной среды – с помощью увеличения эффективности передачи энергии электронов пучков рабочей смеси за счет использования мультипольного магнитного поля, а также увеличения эффективности наработки активных эксимерных молекул при реализации одновременной накачки газовой среды пучком и возбуждаемым этим пучком разрядом; в этом случае возбуждаемый электронным пучком лазер функционально работает как лазер на несамостоятельном разряде, поддерживаемом электронным пучком.

2. Экспериментальная установка

К настоящему времени изготовлены основные компоненты лазерной системы, блок-схема которой изображена на рис.1. В качестве генераторов импульсного напряжения используются двойные формирующие линии (ДФЛ), выполненные из стандартных высоковольтных кабелей [15]. В экспериментальной установке кабельные ДФЛ обеспечивают необходимую мобильность. Они нагружены на взрывоземиссионные диоды, создающие суммарный ток ~150 кА при напряжении ~300 кВ. Для возможности управления плотностью пучковой плазмы по длине камеры диоды расположены в пяти сечениях (по четыре в каждом). Зарядка ДФЛ через индуктивности L_2 осуществляется генератором импульсного напряжения (ГИН). Батарея питания магнитного поля позволяет создавать в диодах и в камере лазера магнитные поля с индукцией $B \sim 0.5$ Тл.

При достижении максимума напряжения на ДФЛ срабатывает инициируемый импульсом с ГИНа триггерный разрядник P_0 , в результате чего ко всем четырем разрядникам P_1 прикладывается напряжение 300 кВ. Их пробой обеспечиваются развязывающими индуктивностями L_3 . Срабатывание разрядников P_1 инициирует пробой разрядников P_2 и P_3 и, следовательно, срабатывание ДФЛ. Каждый из четырех четырехэлектродных разрядников (состоящих из P_1 , P_2 и P_3) коммутирует по пять ДФЛ. Индуктивности L_3 препятствуют разряду ДФЛ через другие разрядники.

Принципиальная схема зарядки ДФЛ показана на рис.2,а. Зарядка линий ДФЛ описывается следующими

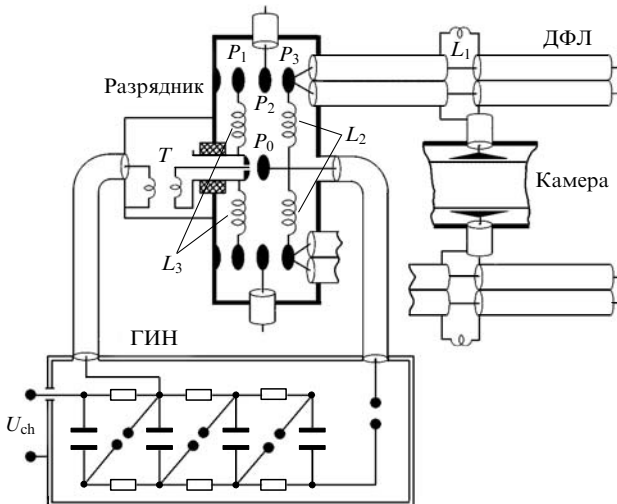


Рис.1. Схема ГИНа, разрядника и ДФЛ.
2 Квантовая электроника, т.37, № 2

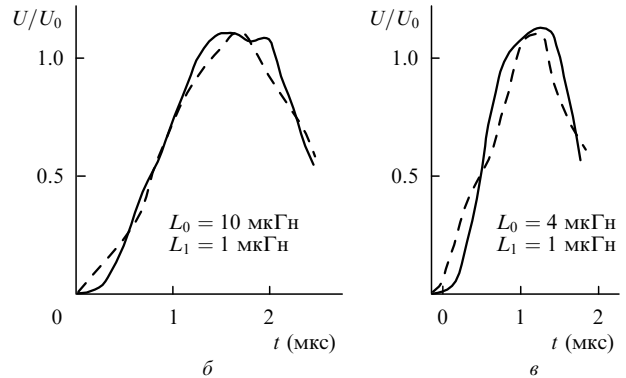
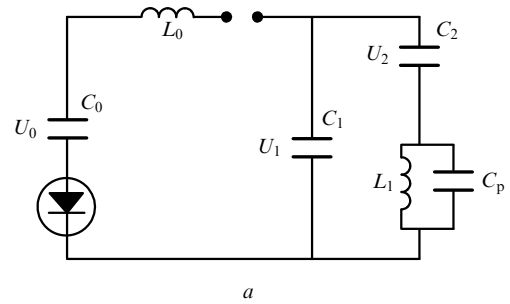


Рис.2. Схема зарядки ДФЛ (а) и зависимости U/U_0 от времени (б, в): C_0 – емкость ГИНа в ударе; L_0 – индуктивность ГИНа; C_1 и C_2 – емкости линий ДФЛ; L_1 – зарядная индуктивность ДФЛ; C_p – паразитная емкость; U_0 – напряжение на ГИНе.

выражениями (при $C_1 = C_2$):

$$U_{1,2} = B[(\Omega_2^2 - \delta_{1,2}) \cos \Omega_1 t - (\Omega_1^2 - \delta_{1,2}) \cos \Omega_2 t + (\Omega_1^2 - \Omega_2^2)],$$

где

$$B = \left[\left(1 + \frac{2C_1}{C_0} \right) (\Omega_1^2 - \Omega_2^2) \right]^{-1};$$

$$\delta_1 = \frac{(C_0 + 2C_1)(C_1 + C_p)}{C_0 C_1 L_0 (C_1 + 2C_p)}; \quad \delta_2 = \frac{C_p (C_0 + 2C_1)}{C_0 C_1 L_0 (C_1 + 2C_p)};$$

$$\Omega_1 = [\beta + (\beta^2 - \gamma)^{1/2}]^{1/2}; \quad \Omega_2 = [\beta - (\beta^2 - \gamma)^{1/2}]^{1/2};$$

$$\beta = \frac{2C_1 C_p L_1 + 2C_0 C_1 L_0 + C_1^2 L_1 + C_0 C_p L_1 + C_0 C_1 L_1}{2C_0 C_1 L_0 L_1 (C_1 + 2C_p)};$$

$$\gamma = \frac{C_0 + 2C_1}{C_0 C_1 L_0 L_1 (C_1 + 2C_p)}.$$

Из-за наличия зарядной индуктивности L_1 линии ДФЛ заряжаются до различных напряжений. Относительная разность напряжений на линиях в некоторый момент времени t есть

$$\frac{U_1 - U_2}{U_0} = k_0 k (\cos \Omega_1 t - \cos \Omega_2 t),$$

где

$$k_0 = \frac{L_1 C_1}{1 + 2C_1/C_0}; \quad k = \frac{\Omega_1^2 \Omega_2^2}{\Omega_2^2 - \Omega_1^2}.$$

На рис.2,б,в показаны зависимости U/U_0 (U_0 – напряжение на ГИНе) от времени при емкости ДФЛ $C_1 = C_2 = 2.5 \times 10^{-8}$ Ф (сплошная кривая) и $C_1/C_0 = 0.4$ (штриховая кривая) для $L_0 = 10$ мкГн (рис.2,б) и $L_0 = 4$ мкГн (рис.2,в). Как видно из кривых, при этих значениях C и L линии заряжаются практически одновременно.

3. Расчет полей

Изображение диода и камеры в разрезе представлено на рис.3. Аналитический расчет реального электрического поля в диоде представляется затруднительным. Для оценки напряженности поля на катоде использовано преобразование $\omega = \text{arccosh}(r/\kappa)$. Две эквипотенциали, приближенно соответствующие контурам катода и анода, на рисунке показаны пунктирными линиями. На эквипотенциали, соответствующей катоду, даны значения относительной напряженности поля E/E_0 в нескольких точках ($E_0 = 79$ кВ/см). В точках a, b и c значения E/E_0 равны соответственно 10, 5.4 и 3.1. Очевидно, что из-за микроострий на поверхности катода эффективное поле превышает макроскопическое электрическое поле в κ раз, в результате чего уже при относительно невысоких значениях электрического поля автоэлектронная эмиссия с поверхности катода переходит во взрывную эмиссию. Плотность тока с катода ограничена либо эмиссией (при малых E и κ), либо пространственным зарядом.

Плотность автоэмиссионного тока с катода в точках b и c относительно плотности тока в точке a , согласно формуле Фаулера – Нордгейма,

$$\frac{j}{j_a} = \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_a}\right)^2 \exp \frac{6.9 \times 10^7 \Phi^{3/2} \varepsilon - \varepsilon_a}{E_0 k \varepsilon \varepsilon_a},$$

где $\varepsilon = E/E_0$; Φ – работа выхода металла в электронвольтах.

Магнитное поле, необходимое для ограничения потока электронов с точек b и c (расположенных на некотором расстоянии y от оси x) апертурой анодной фольги ($2\Delta = 14$ мм),

$$B = \left(\frac{mc^2 \gamma E_{\perp}}{e \rho}\right)^{1/2}.$$

Результаты оценок полей и токов в диоде даны в табл.1.

Магнитное поле в системе создается проводниками A и B , форма которых показана на рис.3. Изменением тока в проводниках можно менять конфигурацию магнитного

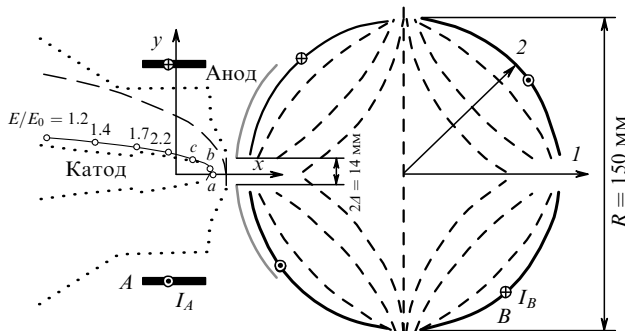


Рис.3. Диод и камера в разрезе.

Табл.1. Расчет полей и токов в диоде.

Точка	$\varepsilon = E/E_0$	E_{\perp} (кВ/см)	$\rho = (A - y)/2$ (мм)	B_0 (Тл)	j/j_a ($\kappa \approx 300$)
a	10	0	3.5	0	1
b	5.4	300	2.25	0.36	$(2.8 - 29) \times 10^{-2}$
c	3.1	230	0.5	0.64	$(1.2 - 950) \times 10^{-4}$

поля. Магнитное поле квадрупольной конфигурации нарастает от центра к периферии в интервале радиусов $r = 0 - 70$ мм. При дальнейшем увеличении r магнитное поле плавно убывает в направлении 1 либо резко нарастает в направлении 2 (на проводник).

4. Моделирование энерговклада пучка в лазерную камеру

Для определения оптимальных параметров пучка, магнитного поля и газовой смеси было проведено моделирование методом Монте-Карло энерговклада пучка в лазерную камеру, заполненную аргоном при давлении 1–3 атм в присутствии внешнего квадрупольного магнитного поля. Для простоты расчет проводился для камеры квадратного сечения.

Геометрия, в которой осуществлялось моделирование, показана на рис.4. Пучок инжектируется в камеру с четырех сторон. В углах камеры расположены проводники, создающее мультипольное (в данном случае – квадрупольное, $n = 4$) магнитное поле. Значения магнитного поля, приведенные в табл.2, соответствуют месту инжекции пучка. Профиль энерговклада показан на последующих рисунках для одной четверти сечения камеры ($x - y$).

Величины, полученные в расчетах, приведены в табл.2. Не указана переданная газу энергия «остановившихся» электронов («остановившимися» считаются частицы, энергия которых становится меньше 5 кэВ).

На рис.5 приведены результаты расчета удельного энерговклада в аргон при давлении 1.5 атм и магнитном поле $B_0 = 0.05$ Тл ($E_0 = 300$ кэВ). Общее увеличение энерговклада пучка в аргон при наличии магнитного поля $B_0 = 0.1$ Тл по сравнению со случаем, когда оно отсутствует, составляет приблизительно 42%. При увеличении магнитного поля энерговклад в газ увеличивается,

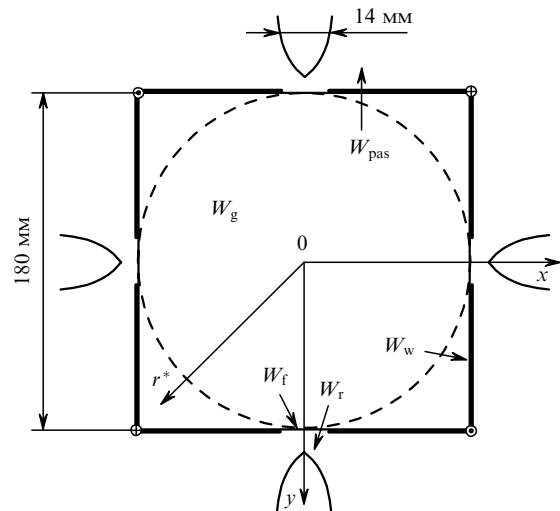


Рис.4. Геометрия моделирования.

Табл.2. Результаты численного счета.

Газ	P_0 (атм)	B_0 (Тл)	E_0 (кэВ)	W_0	W_g	W_w	W_f	W_r	W_{pas}
Ar	1.5	0	300	3000	1101	747	364	250	181
	1.5	0.05	300	3000	1296	680	376	246	147
	1.5	0.1	300	3000	1561	440	333	276	132
	2.1	0.05	300	3000	1684	368	376	245	43
	3	0.05	300	3000	1990	78	398	198	0
	3	0.1	300	3000	2080	42	361	245	0
Ar	1	0.1	150	1500	346	0	784	260	0
	1	0.1	300	3000	640	1196	344	192	308
	1	0.3	250	2500	1156	360	428	260	88
	1	0.3	400	4000	1176	1652	296	116	476

Примечание: W_0 – энергия инжектируемого в камеру пучка – суммарная энергия инжектируемых частиц; W_g – энергия, переданная газу во всем объеме камеры – ионизационные потери; W_w – энергия пучка, попавшего на боковые стенки камеры; W_f – энергия пучка, поглощенная в фольгах всех четырех выходных окон (толщина титановой фольги 50 мкм); W_r – энергия электронов, отраженных от фольги обратно в диод; W_{pas} – энергия пучка, прошедшего до противоположной стенки камеры; размерность W – относительные единицы.

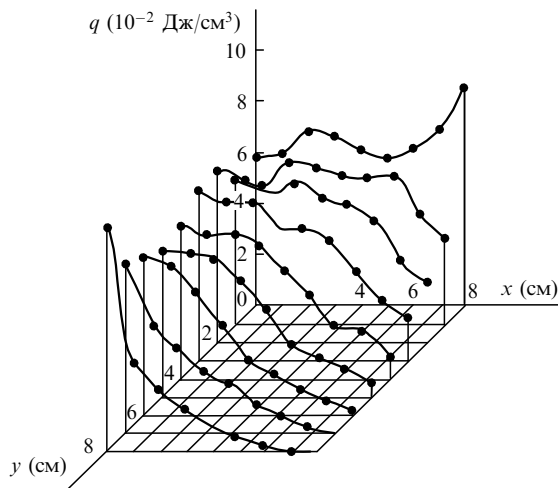


Рис.5. Распределение удельного энерговклада при $E_0 = 300$ кэВ, $P_0 = 1.5$ атм, $B_0 = 0.05$ Тл.

уменьшаются потери на стенках и слабо меняется энергия электронов, поглощенных в фольге и отраженных от фольги обратно в диод.

На рис.6 показано распределение удельного энерговклада в газ по осям x и r^* (см. рис.4) при $P_0 = 1.5$ атм и $E_0 = 300$ кэВ. Очевидно, что в направлении r^* неоднородность энерговклада должна быть максимальной. Из рис.6 видно, что при давлении аргона 1.5 атм и магнитном поле ~ 0.05 Тл диаметр области относительно од-

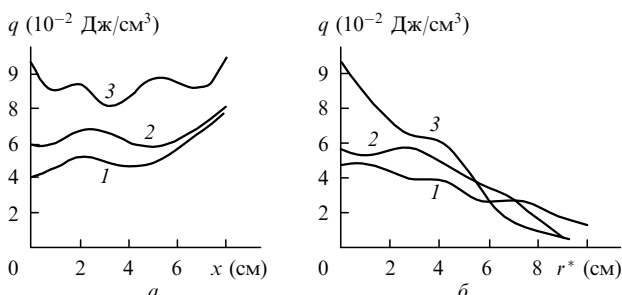


Рис.6. Распределение удельного энерговклада в газ по осям x (а) и r^* (б) при $B_0 = 0$ (1), 0.05 (2) и 0.1 Тл (3); $E_0 = 300$ кэВ, $P_0 = 1.5$ атм.

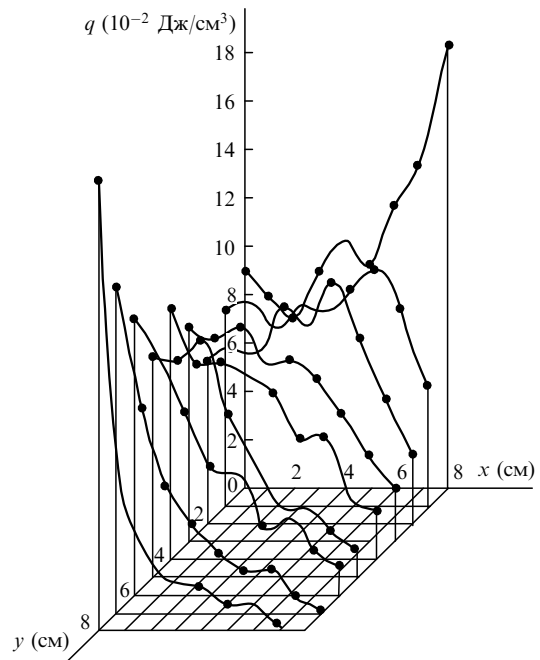


Рис.7. Распределение удельного энерговклада при $E_0 = 300$ кэВ, $P_0 = 3$ атм и $B_0 = 0.05$ Тл.

нородного энерговклада составляет ~ 80 мм, т.е. 60% апертуры лазера*.

На рис.7 показано распределение энерговклада при $P_0 = 3$ атм и магнитном поле 0.05 Тл ($E_0 = 300$ кэВ). При этих значениях давления и магнитного поля эффективность передачи энергии пучка газу достигает $\sim 70\%$, что обеспечивает удельный энерговклад (в апертуре диаметром ~ 60 мм) примерно $0.08 - 0.1$ Дж/см³.

На рис.8 даны распределения энерговклада по осям x и r^* при магнитном поле $B_0 = 0.05$ Тл и давлении $P_0 = 2.1$ и 3 атм. Неоднородность энерговклада по сечению камеры не превышает 20% в апертуре диаметром ~ 60 мм.

На рис.9 изображены радиальные распределения удельного энерговклада при $P_0 = 1$ атм, $B_0 = 0.1$ Тл и энергиях электронов $E_0 = 150$ и 300 кэВ. В данной серии расчетов магнитное поле моделировалось четырьмя сегментами, каждый из которых состоял из 10–30 провод-

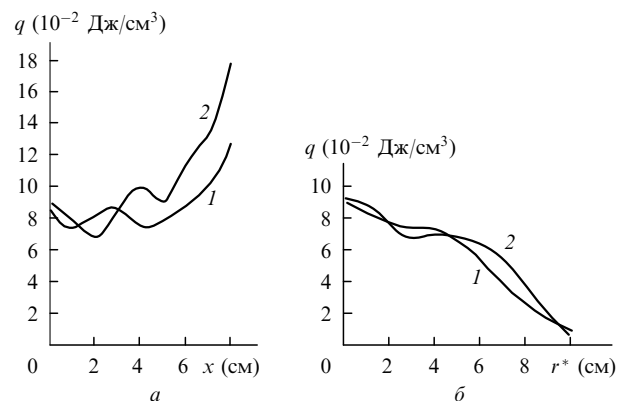


Рис.8. Распределения энерговклада по осям x (а) и r^* (б) при $P_0 = 2.1$ (1) и 3 атм (2); $E_0 = 300$ кэВ, $B_0 = 0.05$ Тл.

* Следует учесть, что при относительно небольшом количестве пробных частиц возможны значительные флуктуации рассчитываемых величин. В реальном случае кривые распределения удельного энерговклада будут более сглаженными.

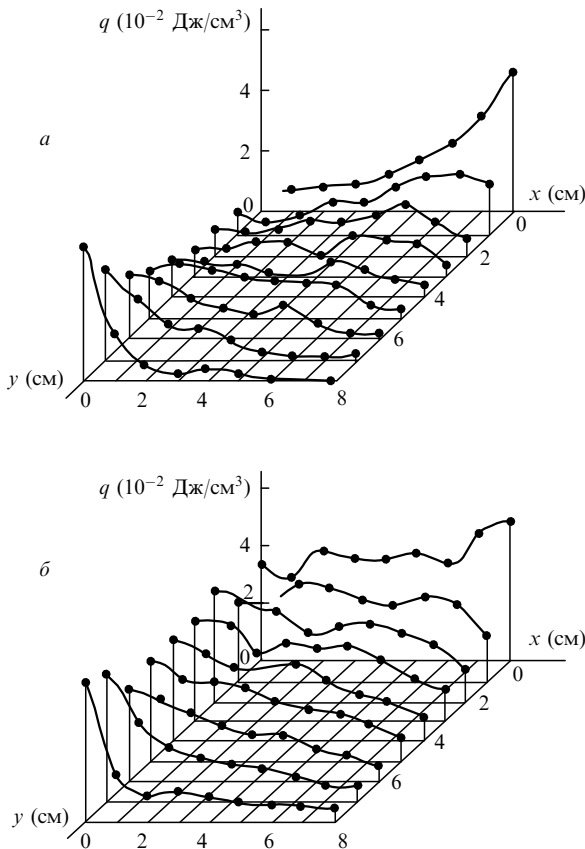


Рис.9. Распределения удельного энерговклада при $E_0 = 150$ (а) и 300 кэВ (б); $P_0 = 1$ атм, $B_0 = 0.1$ Тл.

ников. Таким образом, геометрия, в которой проводилось моделирование, соответствовала геометрии камеры (см. рис.3).

Результаты моделирования показывают, что в рассматриваемой системе имеет место достаточно высокая эффективность передачи энергии пучка газу*, а также достаточно полное использование объема газовой смеси и апертуры резонатора лазера. Изменяя давление смеси, внешнее магнитное поле и энергию электронов при заданном количестве проводников, можно управлять распределением энерговклада в камере.

5. Плазменные токи

Область инжекции пучка представляет собой одномерную (линейную) магнитную пробку, а квадрупольное магнитное поле – магнитную ловушку. Схематично эта область изображена на рис.10. Будем считать, что у эмиттированных с катода электронов поперечные скорости пренебрежимо малы по сравнению с продольными. При прохождении фольги электроны пучка приобретают поперечные скорости v_{\perp} . От магнитной пробки отражаются электроны, для которых отношение продольной скорости к поперечной

* При инжекции электронных пучков в камеру с мультипольным магнитным полем эффективность передачи энергии пучков рабочей смеси зависит от степени мультипольности n , магнитного поля B , энергии электронов E_0 , давления рабочего газа P_0 и, естественно, от расположения (диаметра) проводников с током. При диаметре камеры 150 мм оптимальные эффективности достигаются при $n \approx 12$, $P_0 = 2.5 - 3$ атм и $E_0 \approx 250$ кэВ. С ростом B эффективность растет, но при $B > 1$ Тл ее рост замедляется. Согласно расчетам, максимальная эффективность равна ~ 0.9 .

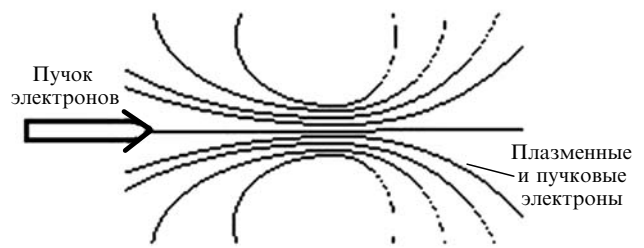


Рис.10. Магнитная пробка в области инжекции пучка.

$$\frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}} \leq \left(\frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_{\min}} \right)^{1/2}.$$

Очевидно, что при заданном магнитном поле всегда можно найти такое положение катода и фольги, при котором все эмиттированные с катода электроны попадут в лазерную камеру.

Энергия электронов пучка, инжектированных в камеру с мультипольным магнитным полем, в основном расходуется на ионизацию газовой смеси.

Поле, индуцированное нарастающим током пучка, и поле пространственного заряда инжектированного в камеру пучка генерируют плазменный ток, носителем которого являются как плазменные электроны, так и многократно рассеянные и отраженные от магнитных стенок пучковые электроны. Манипулируя магнитным полем, в стадии нарастания тока пучка можно изменять соотношение между инжектированным в камеру (магнитную ловушку) пучком и выходящим из камеры потоком электронов, т.е. изменять поле пространственного заряда в объеме рабочей камеры. В стадии квазистационарного тока пучка (на плато импульса тока) поле пространственного заряда в рабочей камере можно изменять, варьируя сопротивление обратному току (магнитным полем, добавлением в газовую смесь электроотрицательного газа). Это позволяет регулировать соотношение между электрическим полем и плотностью газа (E/ρ), т.е. режим разряда. Следовательно, пучок может успешно инициировать однородный объемный разряд в собственных электрических полях*.

Для получения лазерной генерации необходима плотность мощности накачки не менее 10^5 Вт/см³. Такой уровень обеспечивает как пучковая накачка, так и накачка разрядом. Известно, что процесс образования активных эксимерных молекул при пучковой накачке и при электроразрядном методе возбуждения активной среды обусловлен различными физико-химическими реакциями. У каждого из этих методов по отдельности есть свои плюсы и минусы [17]. Заманчивая идея управляемо сочетать оба типа накачки в одной системе при традиционном подходе [18] (системы без магнитного поля или с однородным магнитным полем) наталкивается на ряд трудностей. В то же время, как нами было показано выше, в предлагаемой системе с помощью мультипольного магнитного поля можно одновременно реализовать оба способа накачки. При этом, на наш взгляд, можно сочетать преимущества как одного, так и другого способа.

* Влияние индуцированных в плазме токов на генерационные характеристики эксимерного лазера с пучковой накачкой впервые отмечено в работе Мангано [16].

6. Заключение

В настоящей работе предложена схема построения системы накачки эксимерных активных сред при инжекции электронных пучков в газовый объем, помещенный в мультипольное магнитное поле; даны инженерные решения, принятые при разработке и создании такой системы в новой концепции.

Численным моделированием методом Монте-Карло исследованы эффективность и пространственное распределение энерговклада пучков электронов, инжектированных с четырех сторон в газовую среду лазера, помещенную в квадрупольное магнитное поле. Результаты расчетов демонстрируют возможность управления профилем энерговклада в газовый объем в предлагаемой конструкции и высокую эффективность передачи энергии пучка газу. Проведенные ранее эксперименты [12] также показывают важное преимущество предлагаемой конструкции – возможность управления соотношением долей пучковой накачки и электроразрядной накачки, иницируемой в собственных полях плазменных токов.

Работа частично поддержана РФФИ (гранты № 05-02-17484-а и 05-08-33370-а).

1. Басов Н.Г., Крохин О.Н. *ЖЭТФ*, **46**, 171 (1964).
2. Месяц Г.А. *Импульсная энергетика и электроника* (М.: Наука, 2004); Mesyats G. A., Osipov V. V., Tarasenko V. F. *Pulsed Gas Lasers* (Washington: SPIE Press, 1995).
3. *Забабихинские научные чтения. Труды VIII конференции* (Челябинск, ВНИИТФ, 2005).
4. Sethian J.D., Pawley C.J., Obenschain S.P., et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **25**, 221 (1997).
5. Shaw M.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3092**, 154 (1997).
6. Owadano Y., Okuda I., Matsumoto Y., et al. *Fusion Engineering and Design*, **44**, 91 (1999).
7. Zvorykin V.D., Arlantsev S.V., Bakaev V.G., et al. *Laser and Particle Beams*, **19**, 609 (2001).
8. Абдуллин Э.Н., Гришин Д.М., Губанов В.П. и др. *Квантовая электроника*, **34**, 199 (2004).
9. Бугаев С.П., Абдуллин Э.Н., Зорин В.Б. и др. *Квантовая электроника*, **34**, 801 (2004).
10. *Proc. International Conf. Ultrahigh Intensity Lasers* (Cassis, France, 2006).
11. Арланцев С.В. и др. *Труды ИОФАН*, **45**, 166 (1994).
12. Бондарь Ю.Ф. и др. *Препринт ИОФАН № 57* (М., 1986); Бондарь Ю.Ф. и др. *ЖТФ*, **58** (5), 884 (1988); Бондарь Ю.Ф. и др. *Письма в ЖТФ*, **14** (12), 1116 (1988).
13. Месяц Г.А., Мхеидзе Г.П., Савин А.А. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*. Под ред. В.Е.Фортова (М.: Наука, 2000, т. 4, с. 108–126).
14. Мхеидзе *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*. Под ред. В.Е.Фортова (М.: Наука, 2000, т. 4, с. 126–132).
15. Короп Е.Д. *ПТЭ*, № 1, 124 (1981).
16. Mangano J.A., Hsia J., Jacob J.H., Srivastava B.N. *Appl. Phys. Lett.*, **33** (6), 487 (1978).
17. *Газовые лазеры*. Под ред. И.Мак-Даниеля и У.Нигена (М.: МИР, 1986).
18. Kushner M.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 1546 (1990).