

ным полем пучка атомов натрия на переходе  $3S-3P$  ( $\lambda=5890 \text{ \AA}$ ,  $\gamma/2\pi=5 \text{ МГц}$ ) при  $l=1 \text{ см}$  пучок может быть сжат до радиуса  $s \approx 10^{-3} \text{ см}$ . При исходном радиусе пучка  $r=0.1 \text{ см}$  результатом радиационного сжатия будет увеличение плотности пучка в  $(r/s)^2 \approx 10^4$  раз. Сжатие атомного пучка световым полем естественно может осуществляться только до тех пор, пока пучок не станет оптически плотным для резонансного излучения, т. е. до тех пор, пока выполнено условие

$$1/\sigma n \geq s,$$

где  $\sigma = \lambda^2/2\pi$  — сечение резонансного поглощения,  $n$  — плотность атомов.

Так, в приведенном выше примере максимальная плотность сжатого пучка атомов натрия ограничена величиной  $n \leq (\sigma s)^{-1} \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

### Список литературы

- [1] *Миногин В. Г., Летохов В. С.* Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, 1986. 222 с.  
 [2] *Rioux M., Tremblay R., Belanger A. A.* // Appl. Opt. 1978. Vol. 17. N 10. P. 1532—1536.

Институт спектроскопии АН СССР  
Троицк

Поступило в Редакцию  
2 октября 1987 г.

04; 07; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

## УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ С ИНДУКТИВНЫМ НАКОПИТЕЛЕМ ЭНЕРГИИ И ПЛАЗМЕННЫМ ПРЕРЫВАТЕЛЕМ ТОКА КАК ИСТОЧНИК НАКАЧКИ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Ю. И. Бычков, Н. Г. Иванов, В. Ф. Лосев

Поиск эффективных систем возбуждения мощных газовых лазеров является актуальной задачей настоящего времени. Особый интерес представляют системы накачки лазеров на галогенидах благородных газов (ГБГ), являющихся наиболее мощными источниками когерентного излучения в ультрафиолетовой области спектра и рассматриваемых как наиболее

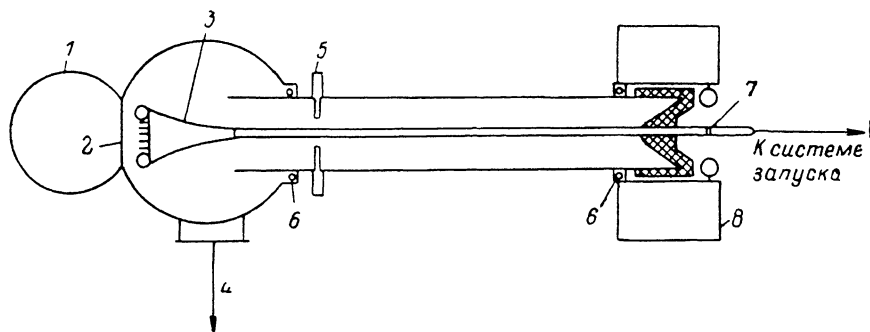


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — лазерная камера, 2 — фольга, 3 — катод, 4 — откачка вакуума, 5 — плазменные пушки, 6 — пояса Гоговского, 7 — разрядник, 8 — накопительные емкости.

перспективные системы в экспериментах по управляемому термоядерному синтезу. Возбуждение мощных лазеров на ГБГ, как правило, осуществляют пучком ускоренных электронов [1-3]. Достиженные за последние годы успехи в исследовании плазменных размыкателей тока позволяют надеяться на использование индуктивных накопителей с такими размыкателями для питания мощных электронных ускорителей, пригодных для накачки лазеров на ГБГ [4, 5]. Ускоритель электронов с индуктивным накопителем отличается компактностью

и простотой схемы, обеспечивая формирование энергетического электронного пучка с длительностью  $\sim 10^{-7}$  с без генератора импульсного напряжения и промежуточной накопительной линии.

В настоящей работе сообщается о создании электронного ускорителя для накачки лазеров на ГБГ, питание которого осуществляется от индуктивного накопителя энергии с плазменным размыкателем тока.

До настоящего времени описание подобных систем в литературе отсутствовало. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Индуктивный накопитель представляет собой коаксиальную систему, состоящую из металлической трубы диаметром 250 мм и длиной 2 м и центрального стержня диаметром 3 см. С одной стороны он соединялся с вакуумным диодом, с другой стороны через разрядник к нему подключались накопительные емкости.

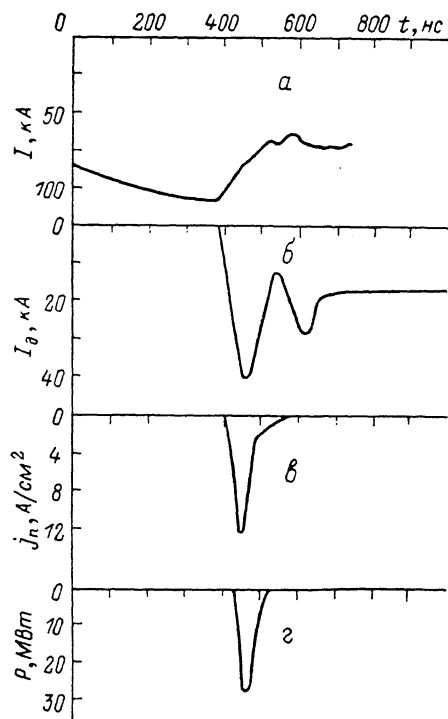


Рис. 2. Осциллограммы импульсов полного тока (а), тока, переключенного в диод (б), плотности электронного пучка (в) и генерации (г).

большие скорости роста сопротивления ключа и наилучшая изоляция в индуктивном накопителе с плазменным прерывателем обеспечиваются в коаксиальной геометрии. В связи с этим встает проблема стыковки вакуумного диода и индуктивного накопителя с требованием обеспечения минимальной индуктивности между ключом и нагрузкой и в то же время обеспечения электрической прочности вакуумных зазоров.

Первоначальное расположение начала разводки катода на расстоянии 15 см от плазменного ключа приводило к нестабильной работе ускорителя, вероятно, вследствие недостаточной изоляции в области ключа. В связи с большими временами запаздывания между моментом включения пушек и моментом обрыва тока плазма успевает распространиться на значительные расстояния от ключа. Поэтому с целью повышения изоляции за счет магнитного поля его напряженность в области ключа была повышена путем удлинения коаксиала внутри вакуумного диода. Хотя при этом индуктивность от ключа до катода возросла и составила  $\sim 250$  нГн, однако это обеспечило стабильную работу ускорителя. Характерные осциллограммы общего тока и тока, переключенного в диод, приведены на рис. 2, а, б. Обрыв тока наступал вблизи своего максимума через время  $1.25$  мкс от начала его роста при амплитуде  $120$  кА. Напряжение на ключе, рассчитанное по формуле  $L(di/dt)$ , где  $L$  — накопительная индуктивность, достигало значения  $350$  кВ. Типичное время обрыва тока лежало в пределах  $100$ — $150$  нс. В вакуумный диод переключалось  $40$  кА тока с передним фронтом  $70$  нс. Измеренная за фольгой плотность тока составляла  $10$  А/см<sup>2</sup> при длительности импульса  $100$  нс (рис. 2, в).

В диоде и трубе обеспечивался вакуум  $5 \times 10^{-5}$  мм рт. ст. Между трубой и стержнем со стороны диода радиально располагалось 8 плазменных пушек 5. Расстояние от пушки до стержня составляло  $2.5$  см. Питание пушек осуществлялось от конденсатора ИК-50-3, заряжаемого до напряжения  $40$  кВ. Накопительная емкость 8 состояла из трех конденсаторов ИК-100-0.4, заряжаемых до напряжения  $100$  кВ. Пушки включались на  $4$  мкс раньше включения накопительной емкости. Катод 3 ускорителя был выполнен из графитовых стержней, установленных в шахматном порядке. Электронный пучок инжектировался в лазерную камеру 1 через окно площадью  $150 \times 13$  см, закрытое титановой фольгой  $50$  мкм. Лазерная смесь  $Ag : Xe : CCl_4 = 2000 : 20 : 1$  возбуждалась при давлении  $2$  атм. Резонатор был образован диэлектрическими зеркалами с коэффициентами отражения  $40$  и  $98$  %. Осциллограммы электрических импульсов регистрировались на осциллографах С8-14 и И2-7. Характеристики лазерного излучения измерялись с помощью фотодиода ФК-19 и измерителя энергии ИКТ-1Н.

Для лазеров на галогенидах благородных газов с поперечной накачкой электронным пучком требуются ускорители, формирующие ленточный пучок электронов. Однако наиболь-

КПД преобразования накопленной в индуктивности энергии в энергию в вакуумном диоде не превышал 15 %. Следует отметить, что величина переключенного тока в диод и скорость обрыва тока в сильной мере зависят от однородности заполнения плазмой перемыкаемого промежутка, что накладывает жесткие условия на работу плазменных пушек.

Возбуждение рабочей смеси в режиме, приведенном на осциллограммах, позволило получить генерацию на длине волны 308 нм с общей энергией 1.5 Дж. Апертура лазерного излучения при этом составляла 50 см<sup>2</sup>. Форма импульса излучения практически повторяла форму импульса плотности тока пучка за фольгой (рис. 2, з).

При дальнейшей оптимизации параметров установок можно надеяться на повышение эффективности передачи энергии от индуктивного накопителя в энергию электронного пучка и повышение уровня энергии генерации возбуждаемого лазера.

### Список литературы

- [1] Schlitt L. G. // 4 IEEE Pulsed Power Conf. Techn. Pap. New York, 1983. P. 736—739.
- [2] Edward C. B., F. O'Neill, Shaw M. J. et al. // Excimer Lasers. Meet OSA, Lake Tahoe, Nev., 1983. New York, 1983. P. 59—65.
- [3] Абдуллин Э. М., Коновалов И. Н., Лосев В. Ф. и др. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 5. С. 929—934.
- [4] Ковальчук В. М., Месяц Г. А. // ДАН СССР. 1982. Т. 284. № 4. С. 857—859.
- [5] Абдуллин Э. Н., Баженов Г. П., Бугаев С. П. и др. Препринт ТФ СО АН СССР. № 3. Томск, 1986.

Институт сильноточной электроники  
СО АН СССР  
Томск

Поступило в Редакцию  
3 марта 1988 г.  
В окончательной редакции  
15 июня 1988 г.

01; 05; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО МОМЕНТАМ НА БОЛЬШИХ ГЛУБИНАХ ПРИ АКСИАЛЬНОМ КАНАЛИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ

М. Х. Хоконов, Ф. К. Тугуз

Как показывают расчеты, проведенные с помощью решения кинетических уравнений типа Фоккера—Планка, эффективная длина каналирования отрицательных частиц может на один—два порядка превышать характерные глубины деканалирования [1, 2]. Поэтому для анализа физических процессов, связанных с каналированием, важно знать поведение функции распределения электронов в толстых монокристаллах. В случае осевого каналирования отрицательных частиц ситуация усложняется наличием дополнительного интеграла движения — углового момента электрона относительно атомной цепочки  $\mu$ . Однако, как будет показано ниже, начиная с определенных глубин проникновения пучка в кристалл  $z$  функция распределения электронов  $f(\epsilon, \mu, z)$  практически перестает зависеть от момента  $\mu$  при данных значениях  $\epsilon$  и  $z$  ( $\epsilon$  — поперечная энергия электрона). Наступление близкого к равномерному распределения по моментам связано с тем обстоятельством, что в результате диффузии угловой момент электрона может изменяться лишь в ограниченной области фазового пространства

$$0 \leq \mu \leq \mu_0(\epsilon) = \alpha \left( \frac{m}{2x} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $m$  — релятивистская масса электрона,  $x = U_0 - \epsilon$ ,  $\alpha$  и  $U_0$  — параметры кулоновского потенциала

$$U(r) = -\frac{\alpha}{r} + U_0. \quad (2)$$

Здесь  $r$  — расстояние до атомной цепочки. При этом диффузионный поток на границах области (1) равен нулю. В этом смысле оба интеграла движения  $\epsilon$  и  $\mu$  не являются равноправными. Поперечная энергия  $\epsilon$  может изменяться в неограниченной области  $-U_m < \epsilon < \infty$