

Электронные и ионные пучки

УДК 533.9.07:539.1.03: 539.12

Формирование и применение импульсных сильноточных электронных пучков

Часть II*. Ускорители прямого действия. Генерация СВЧ- и лазерного излучений

Г. П. Мхеидзе, А. А. Савин

Институт общей физики РАН им. А. М. Прохорова, Москва, Россия

Приведены некоторые результаты (в основном полученные впервые) исследований плазменных диодов и пучковой плазмы. Работы проводились в Сухумском физико-техническом институте, в Физическом институте им. П. Н. Лебедева (ФИАН) и в Институте общей физики им. А. М. Прохорова (ИОФРАН). Обзор работ разбит на четыре части. В первой части рассмотрены работы по исследованию плазменных диодов, во второй части — работы по созданию генераторов импульсного напряжения, ускорителей электронов прямого действия и использованию релятивистских электронных пучков (РЭП) в прикладных целях.

1. Генераторы импульсного напряжения. Ускорители прямого действия

Генераторы импульсного напряжения (ГИН) находят самое широкое применение в различных областях науки и техники — от лабораторных генераторов на уровне десятков и сотен вольт для тестирования различных приборов до уникальных генераторов на мегавольтном (МВ) и мегаамперном (МА) уровнях для генерации пучков заряженных частиц (в ускорителях прямого действия**) или рентгеновского излучения.

Прогресс в развитии ГИН и, следовательно, ускорителей прямого действия обусловлен успехами, достигнутыми в различных областях науки и техники, в частности:

открытие явления взрывной эмиссии [1], являющегося практически неограниченным источником заряженных частиц;

создание новых изоляционных материалов, новых технологий очистки жидких диэлектриков (масел, воды);

разработка высоковольтных импульсных систем на базе длинных линий.

Ускорители прямого действия в настоящее время позволяют получить пучки заряженных час-

тиц с током порядка нескольких миллионов ампер и энергией на уровне 10^6 — 10^7 электрон-вольт (1—10 МэВ). Длительность импульса таких сверхмощных установок порядка десятков наносекунд ($1 \text{ нс} = 10^{-9} \text{ с}$). В качестве сильноточных генераторов импульсного напряжения обычно используются одинарные (ОФЛ) или двойные формирующие линии (ДФЛ) различной конфигурации и в различных сочетаниях [1—3].

Широкое использование линий обусловлено тем, что они совмещают функции накопителя и формирователя импульсов, обладают малым волновым сопротивлением и с высокой точностью обеспечивают импульсы прямоугольной формы. Для зарядки линий обычно используют генераторы Маркса* или импульсные трансформаторы.

Преимущество ДФЛ — равенство зарядного $U_{ch} = U_0$ и выходного импульсного U_{imp} напряжений (в ОФЛ $U_{imp} = U_0/2$).

На рис. 1 представлены плоская (из полосковых линий) и коаксиальная ДФЛ.

Генерируемый коаксиальным ДФЛ-импульс на согласованной нагрузке

$$R = 2\rho = 2 \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \ln \frac{D}{d}$$

* Часть I опубликована в журнале "Прикладная физика" в № 3 за 2008 г.

** Ускоритель прямого действия — это ускоритель заряженных частиц, в котором частицы разгоняются в постоянном (импульсном) электрическом поле, пролетая расстояние между электродами.

* В генераторах Маркса n накопителей (обычно конденсаторы) заряжаются параллельно до напряжения U_{ch} , а при разрядке соединяются последовательно, в результате получаем напряжение на выходе $U_{ex} \approx n U_{ch}$.

имеет амплитуду $U_{imp} = U_0$ (U_0 — зарядное напряжение), длительность импульса $\tau_{imp} = 6,7 \cdot 10^{-2} \sqrt{\epsilon} \cdot L$ (нс) и энергоемкость

$$W \approx 5,56 \cdot 10^{-7} \epsilon L \frac{U^2}{\ln R/r},$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная изолятора, заполняющего линию;

L — длина коаксиальной линии, см;

R и r — внешний и внутренний радиусы линии, см;

W — энергоемкость, Дж;

U — напряжение, В.

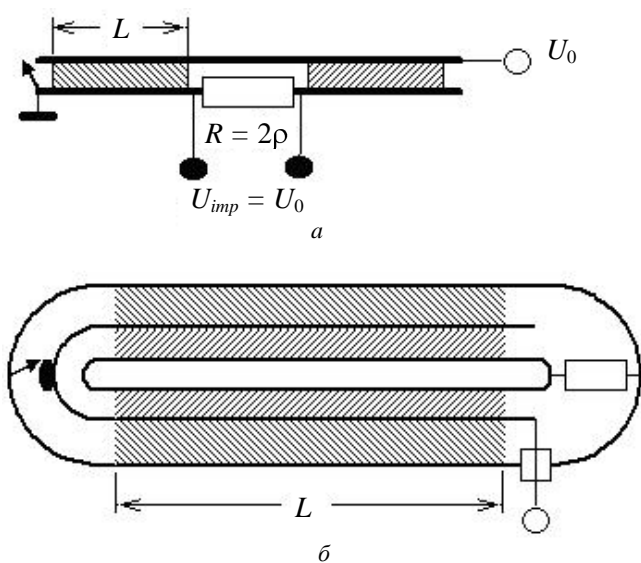


Рис. 1. Двойная формирующая линия: а — из полосковых линий; б — коаксиальная

Представим энергоемкость в другом виде:

$$W \approx 5,56 \cdot 10^{-7} \epsilon L r E U,$$

где E — максимальная напряженность поля в изоляторе (на радиусе r), кВ/см.

Эта формула указывает направления, по которым предпринимались и предпринимаются шаги по решению проблемы увеличения энергоемкости генераторов, а именно увеличению:

габаритных размеров (L и r);
напряженности и напряжения (E и U);
диэлектрической постоянной изолятора ϵ .

Из перечисленных величин ϵ и E являются параметрами изолятора (величина U — производная от E) и их произведением $\epsilon \times E$ определяется удельная энергоемкость линии.

В качестве изолятора используются разнообразные материалы: газы ($\epsilon = 1$), пленочные материалы ($\epsilon = 2-3$), но чаще всего жидкости (масло, вода, $\epsilon \approx 2$ и 81).

Диэлектрические свойства воды и масла [1] приведены в табл. 1.

Таблица 1

Показатели	Масло	Вода
Диэлектрическая проницаемость, ϵ	2,3	81
Практическая величина напряженности электрического поля E , кВ/см	300	100—150
$\epsilon \times E$	690	≈ 10 125

Для создания импульсных генераторов в диапазоне напряжений 10—500 кВ по схемам ОФЛ и ДФЛ используют и промышленные кабели [4]. Характеристики некоторых кабелей даны в табл. 2.

В работе [5] для создания генератора была изготовлена двойная коаксиальная линия из кабелей РК-50-3-11 и РК-50-11-11. Позже по заказу на опытном заводе НИИ кабельной промышленности был изготовлен двойной коаксиальный кабель с волновым сопротивлением внутренней и внешней линий 25 Ом.

Достоинства кабельных ДФЛ (КДФЛ), особенно на двойном коаксиальном кабеле, — простота и технологичность.

Генераторы на кабелях конструктивно просты, вышедшие из строя элементы (обычно в результате электрических пробоев) легко заменяемы. Отметим, что в ДФЛ на двойном кабеле практически отсутствуют поля рассеяния. Для уменьшения зарядного напряжения КДФЛ можно использовать по схеме генератора Маркса (кабельный генератор Маркса — КГМ). Последний сочетает достоинства КДФЛ и схемы Маркса (умножение напряжения) с простотой коммутации (общий разрядник).

Таблица 2

№ п/п	Диапазон напряжений, кВ, не более	Диаметр $2R$, мм	Волновое сопротивление ρ , Ом	Длительность импульса τ / L , нс/м	Энергоемкость W / L , Дж/м
1	30	11	50	≈ 10	0,09 (30 кВ)
2	300	28	25		18 (300 кВ)
3	500	40	50		25 (500 кВ)
4	30	7	$\rho_1 = \rho_2 = 25$		0,18 (30 кВ)

Для проверки работы линий в таком режиме была изготовлена модель четырехкаскадного ($n = 4$) кабельного генератора по схеме Аркадьева–Маркса (КГМ) из двойных кабелей (см. табл. 2, № 4) длиной 4 м [6]. Схема КГМ дана на рис. 2. Зарядное напряжение составляло 200 В, так что на выходе на нагрузке $R = 200$ Ом ожидался импульс напряжения с амплитудой $4U_0 \approx 800$ В и длительностью 40 нс. Измерения показали, что коэффициент умножения $k = U_{ex}/U_0$ был существенно меньше, в пределах 2—3 ($k < n = 4$), а форма импульса — весьма отличной от прямоугольной (и коэффициент умножения, и форма импульса зависели от взаимного расположения кабелей).

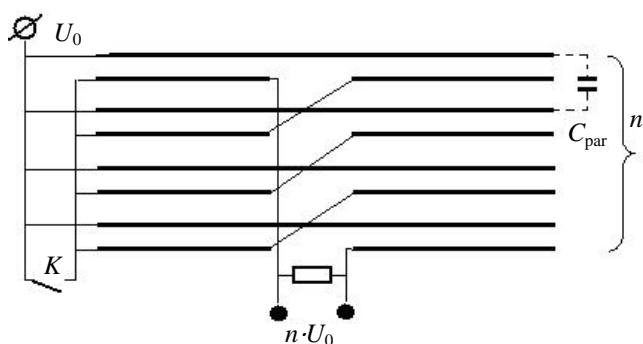


Рис. 2. Схема четырехкаскадного кабельного генератора Маркса

Низкий коэффициент умножения и колоколообразная форма импульса (вместо прямоугольной) связаны с наличием паразитных емкостей C_{par} между линиями. Емкость коаксиальных линий $C_1 = C_2 = 0,55\epsilon L/\ln(D/d)$, их суммарная емкость при зарядке линий будет $C = 4,4\epsilon L/\ln(D/d)$. При $D/d \approx e$ и $\epsilon \approx 2,5$ имеем $C \approx 11L$ пФ. Емкость при разрядке (емкость в ударе) равна $C_{bl} \approx C/4 = 2,75$ пФ.

При срабатывании ключа К (т. е. при разрядке линий) между линиями возникает напряжение, что ведет к зарядке паразитных емкостей C_{par} . Емкость C_{par} можно оценить по формуле емкости между проводами диаметром d и длиной L : $C_{par} = 0,12\epsilon L/\ln(2a/d)$, a — расстояние между проводами. Для воздуха $\epsilon = 1$, но следует учесть обычно покрывающий линии слой пластика с $\epsilon \approx 2,5$.

Легко убедиться, что суммарная паразитная емкость между линиями сравнима с емкостью в ударе самих формирующих элементов, так что существенная часть энергии при срабатывании КГМ идет на зарядку паразитных емкостей, в результате чего уменьшается коэффициент умножения КГМ и искажается форма импульса.

Таким образом, генераторы по схеме Аркадьева–Маркса, в которых используются кабельные ДФЛ с традиционными наполнителями, имеют

низкий коэффициент умножения напряжения ($k = U_{ex}/U_0 < n$), колоколообразную форму импульса (вместо прямоугольной) и малую погонную емкость $W/L \approx n\epsilon_1 U_0^2$.

Очевидно, что для увеличения коэффициента умножения напряжения в КГМ необходимо в линиях использовать диэлектрики с более высоким значением диэлектрической постоянной. В этом случае собственная емкость линий будет больше паразитных емкостей между линиями, в результате чего увеличивается коэффициент умножения напряжения и улучшается форма импульса.

В отделе физики плазмы Института общей физики был изготовлен ряд генераторов по схеме ДФЛ в кабельном исполнении (КДФЛ) [5, 7] и созданы импульсные генераторы электронных пучков "Терек-1" [8] и "Терек-1Р" [9, 10]. Импульсный генератор электронных пучков "Терек-1" — один из первых ускорителей прямого действия в Физическом институте АН. Его параметры: энергия электронов ≈ 600 кВ, ток ≈ 20 кА, длительность импульса ≈ 20 нс.

Схема ускорителя приведена на рис. 3, а. Генератор импульсного напряжения заряжает полосковую двойную формирующую линию ДФЛ. В момент максимального напряжения на ДФЛ срабатывает тригатронный разрядник 3, который одновременно является коммутирующим элементом для ДФЛ, нагруженной на вакуумный диод. Напряжение, до которого заряжаются линии, и напряжение в диоде измеряются емкостными делителями 2 и 4. Для зарядки ДФЛ использовался 11-каскадный генератор по схеме Маркса. Запуск ГИН осуществлялся тригатронным поджигом первого разрядного промежутка. Волновое сопротивление ГИН составляло 24 Ом. При импульсном напряжении 800 кВ емкость системы $\sim 1,5$ Дж/дм³. Двойная формирующая линия представляет собой две параллельно соединенные двойные полосковые линии, погруженные в касторовое масло ($\epsilon = 4$). Полосковые линии выполнены в виде полуколец, и вся конструкция образует "бочку" диаметром 115 см и высотой 60 см. Волновое сопротивление ДФЛ — 21 Ом. Коммутирующий разрядник работает в двух режимах: самопробой и тригатронный поджиг. Для тригатронного поджига с токонесущего провода ГИН посредством трансформатора с ферритовым сердечником 1, работающим в режиме насыщения, снимается импульс напряжения. Импульс (~ 20 кВ) через кабель задержки подается на тригатронный поджиг коммутирующего разрядника.

Ток пучка электронов измеряли токовым шунтом в коаксиальном исполнении (постоянная вре-

мени ≤ 4 нс). Энергию пучка измеряли калориметром, энергию электронов — магнитным анализатором. Измерения магнитным анализатором показали наличие двух групп ускоренных электронов: одна с энергией $E_1 \approx 600$ кэВ (ширина спектра ± 60 кэВ), вторая — с $E_1 \approx 80$ кэВ (ширина спектра ± 20 кэВ). Ток электронов с энергией $E_1 \approx 80$ кэВ составлял примерно 12 % от полного тока пучка.

В связи с прогрессом в развитии сильноточных электронных ускорителей большой интерес вызвала проблема предельных токов. К тому времени была обширная литература по предельным токам нерелятивистских электронных пучков в дрейфовой трубе как в отсутствие, так и при наличии ионного фона, компенсирующего пространственный заряд электронов [11, 12]. Предельные токи релятивистских компенсированных пучков электронов исследовались как теоретически [13], так и экспериментально [14].

Предельные токи релятивистского электронного пучка в вакуумной дрейфовой трубке также обсуждались теоретически [15]. Одним из первых экспериментов на ускорителе "Терек-1" было исследование предельного тока электронного пучка в отсутствие компенсирующих ионов в дрейфовой трубке при энергии электронов 600 кэВ [16]. Исследовался предельный ток, пропускаемый вакуумной дрейфовой трубкой при неизменной энергии электронов в зависимости от отношения радиусов дрейфовой трубки и пучка R/r_b и величины H_0 . Радиус трубки ($R = 3$ см). Диаметр пучка в диоде ≈ 25 мм. Для изменения диаметра пучка непосредственно за анодом располагалась диафрагма, апертура которой (25, 20, 15 и 10 мм) определяла радиус (и ток) пучка. Результаты измерений представлены в табл. 3, где I_1 — ток пучка на входе в дрейфовую трубку; I_2 — ток пучка в дрейфовой трубке на расстоянии $L = 100$ см; I_{lim} — предельный ток по интерполяционной формуле [13]

$$I_{\text{lim}} = \frac{mc^3}{e} \frac{\gamma^{2/3} - 1}{1 + 2 \ln R/r}^{3/2},$$

где m , e — соответственно, масса и заряд электрона;
 c — скорость света;
 γ — релятивистский фактор.

Таблица 3

R/r	I_1 , кА	I_{lim} , кА при $\gamma = 2,2$	I_2 , кА
2,4	7,5	4,0	4,5
3	5,0	3,2	3,6
4	2,8	2,6	2,0
6	1,0	2,2	1,0

Следует отметить, что разброс измеряемых значений I_1 и I_2 от импульса к импульсу составлял ± 15 %, поэтому приведенные в табл. 3 значения являются усредненными по результатам серии измерений из 15 импульсов. Из этой таблицы видно, что экспериментально определенные токи I_2 достаточно хорошо согласуются со значениями предельных токов, рассчитанных по интерполяционной формуле (при наличии внешнего магнитного поля $H_0 \geq 2$ кЭ).

На ускорителе "Терек-1" впервые в мире в 1973 г. была реализована сверхмощная генерация СВЧ-излучения на сильноточном электронном пучке (300—400 МВт) на длине волны 3,1 см [17]. Коэффициент преобразования энергии электронов в электромагнитное излучение составлял 12—15 %.

Ускоритель "Терек-1Р" [9, 10] интересен тем, что в нем используется индуктивный накопитель энергии. В нем роль "быстрого" накопителя энергии выполняет не формирующая линия, а индуктивность LC -контура с прерывателем тока на взрывающихся проводниках [18] отличается относительной простотой и возможностью изменения длительности импульса в определенных пределах с помощью срезающего разрядника. К недостаткам ускорителя следует отнести: загрязнение вследствие взрыва проволок; форма импульса, отличающаяся от прямоугольной; изменение формы импульса с изменением его длительности.

Принципиальная схема ускорителя дана на рис. 3, б. Первичное накопление энергии осуществляется ГИН по схеме Маркса (на рис. 3, б условно изображен емкостью C и разрядником P_1). Номинальное зарядное напряжение ГИН составляло 85 кВ, выходное напряжение — 500 кВ, энергия, накопленная в ГИН, при срабатывании последнего передается в магнитное поле индуктивности L . При достижении током определенного значения срабатывает взрывной проволочный размыкатель (ВПр), выполненный из N_{wire} параллельных медных проволок диаметром d_{wire} (обычно 50 мкм) и длиной l_{wire} . Варьируя N_{wire} , d_{wire} и l_{wire} , а также меняя индуктивность L , можно менять режим работы ускорителя.

Индукцированное при размыкании разрядной цепи напряжение $L(dI/dt)$ (равное приблизительно 4-кратному значению зарядного напряжения) через обостряющий разрядник P_2 подается на нагрузку R . Максимальный ток в нагрузке ≈ 30 кА. Нагрузкой служит вакуумный диод. Длительность импульса на нагрузке определяется временем срабатывания ВПр, постоянной времени L/R и моментом срабатывания срезающего разрядника P_3 . Последний работает как в режиме самопробоя, так

и с инициировкой. Параметры ускорителя: энергия электронов 1—1,5 МэВ, ток 10—30 кА, длительность импульса 40—100 нс.

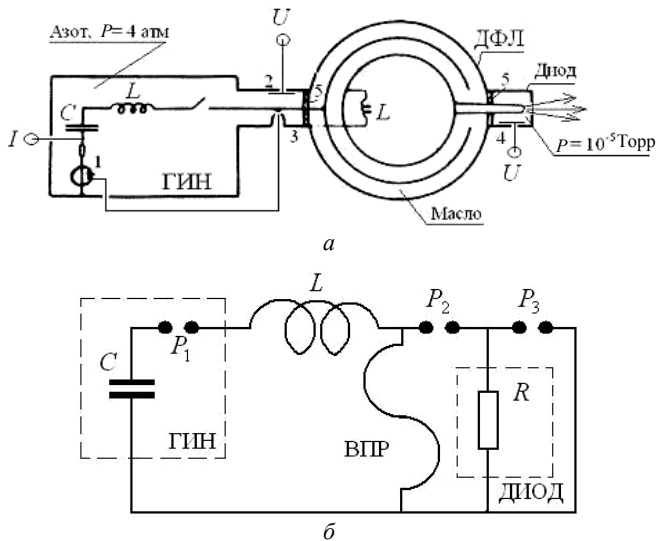


Рис. 3. Принципиальная схема ускорителя: а — "Терек-1"; б — "Терек-1Р"

На базе ускорителя "Терек-1Р" были созданы стенды "Терек-1Р/L" для исследования транспортировки электронных пучков в газах и генерации лазерного излучения и "Терек-1Р/S" для исследования генерации СВЧ-излучения [19, 20].

2. Генерация СВЧ-излучения в карсинотроне

Важное применение транспортируемого в вакууме электронного пучка — генерация СВЧ-колебаний — основано на взаимодействии потока электронов с электромагнитной волной с фазовой скоростью ω/k , близкой к скорости электронов βc .

Очевидное требование увеличения тока пучка для увеличения мощности генерируемого СВЧ-излучения с такой же очевидностью приводит к уменьшению скорости электронов вследствие торможения электронов в поле пространственного заряда* и к нарушению синхронизма $\omega/k \approx \beta c$. Для оптимальной генерации необходимо, чтобы ток пучка был существенно допредельным. Поэтому в СВЧ-генераторах используются трубчатые пучки, для которых предельный ток

$$I_{\text{lim}} \approx \frac{mc^2}{e} \frac{\gamma_0^{2/3} - 1}{\Delta/r + 2 \ln R/r},$$

где Δ — толщина токового слоя;
 r — средний радиус пучка.

На ускорителе "Терек-1Р" исследовалась работа СВЧ-приборов черенковского типа: релятивистской лампы обратной волны — карсинотрона [21]. Цель исследования — помимо достижения высоких уровней мощности СВЧ-излучения, по возможности широкое изучение зависимости генерируемого излучения от параметров пучка и ведущего магнитного поля. Предназначенная для этих целей экспериментальная установка [20] представлена на рис. 4.

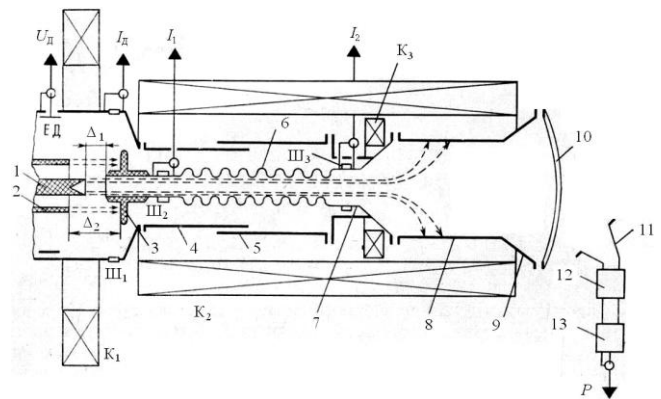


Рис. 4. Схема эксперимента:

- 1, 2 — катоды; 3 — анод; 4, 5 — кожухи; 6 — гофрированный волновод; 7 — переходник; 8 — гладкий волновод;
- 9 — выходной рупор; 10 — окно; 11 — приемный рупор;
- 12 — аттенюатор; 13 — детектор; ЕД — емкостной делитель;
- К₁—К₃ — магнитные катушки, Ш₁—Ш₃ — токовые шунты;
- Δ_1, Δ_2 — расстояния между основными и вспомогательными катодами и анодами

Параметры пучка, создаваемого ускорителем "Терек-1Р" в этих экспериментах: энергия электронов $E = 1,0\text{—}1,2$ МэВ, ток в диоде $I_d = 10\text{—}15$ кА, рабочий ток пучка в карсинотроне $I_1 = 1\text{—}7$ кА, длительность импульса пучка $\tau_{\text{imp}} = 60\text{—}100$ нс. Величина ведущего магнитного поля, создаваемого катушками К₁—К₂, равна $B \leq 18$ кГс.

Катушка К₃ предназначена для рассеивания пучка в гладком волноводе 8, и поле ее направлено противоположно полю остальных катушек. Меняя величину тока в катушках К₂ и К₃, можно изменять ослабление магнитного поля и, следовательно, менять площадь, на которую попадают рассеиваемые электроны. Разность потенциалов U_d между катодами и анодом измеряли емкостным делителем ЕД с постоянной времени 500 нс. Токи в диоде I_d , на входе I_1 и выходе I_2 карсинотрона измеряли токовыми шунтами Ш₁—Ш₃.

* Тормозящий потенциал $\varphi = \frac{mc^2}{e} \gamma_0 - \gamma$ связан с током

пучка I соотношением
$$\frac{e\varphi}{1 + 2 \ln R/r} \left[1 - \frac{1}{\gamma_0 - e\varphi/mc^2} \right]^{1/2} \approx I.$$

Попадающая в приемный рупор 11 часть излучаемой энергии P регистрировалась детектором 13. Соосность пучка и карсинотрона контролировалась по "автографу" пучка на мишени. По автографу пучка определялись средний диаметр кольцевого пучка, оценивались толщина токового слоя и скорость v_{\perp} разлета катодной плазмы поперек магнитного поля ($v_{\perp} \leq 10^6$ см/с). Шунты для измерения тока непосредственно на входе и выходе карсинотрона должны быть безиндуктивны и иметь малые габариты.

Были опробованы шунты нескольких конструкций (рис. 5): проволочный, фольговый и шунт из проводящей резины. Сигналы, получаемые при воспроизведении импульса длительностью 50 нс с формирователя ИИ-7, свидетельствуют, что наиболее подходящим (и простыми в изготовлении) является шунт из проводящей резины.

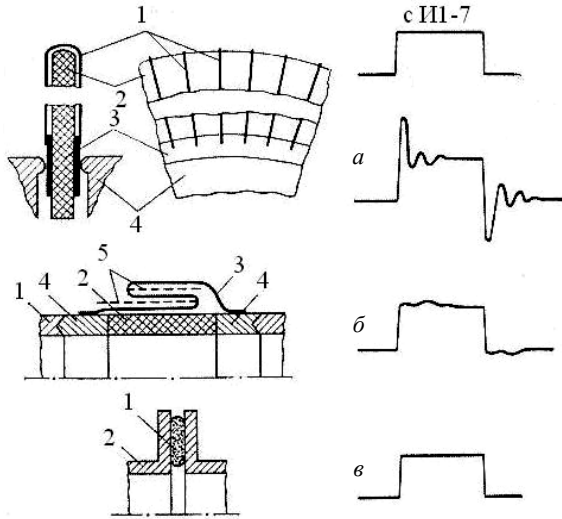


Рис. 5. Типы шунтов и сигналы с шунтов при воспроизведении импульса с формирователя импульсов ИИ-7: а — проволочный; б — фольговый; в — из проводящей резины; 1 — проводник; 2 — изолятор; 3 — проводящий шнур; 4 — фланцы; 5 — фольга

Для изменения величины тока пучка в карсинотроне использовали систему с двумя катодами (рис. 6, а). Ток I_1 можно варьировать как изменением Δ_1/Δ_2 (Δ_1, Δ_2 — расстоянием между основным и вспомогательным катодами и анодом), так и r_{K1}/r_{K2} (r_{K1}, r_{K2} — радиусы основного и вспомогательного катодов). Конструктивно проще было бы менять длину промежутка Δ_1 при фиксированном значении Δ_2 . В отсутствие катода 2 изменение Δ_1 не приводило к существенному изменению тока $I_1 \approx 7$ кА. При наличии второго катода изменение Δ_1 позволило плавно регулировать ток I_1 в пределах 1—6 кА. Зависимость I_1 от Δ_1 для $\Delta_2 = 37$ мм (магнитное поле $B \approx 16$ кГс) и $\Delta_2 = 43$ мм (магнитное поле $B \approx 11$ кГс) представлена на рис. 6, б.

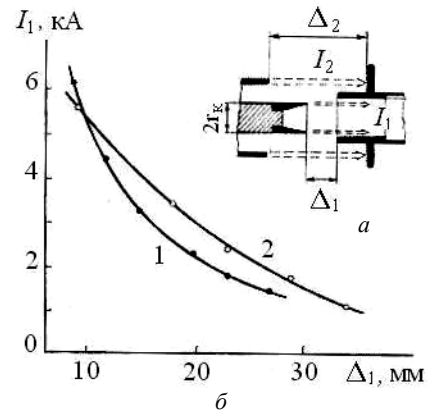


Рис. 6. Система с двумя катодами: а — эскиз диода; б — зависимость тока в карсинотроне I_1 от длины промежутка Δ_1 : катод 1 — анод. $r_K = 7$ мм: 1 — $\Delta_2 = 37$ мм (магнитное поле $B = 16,5$ кГс); 2 — $\Delta_2 = 43$ мм (магнитное поле $B = 11$ кГс)

Ток пучка I_1 , проходящий в апертуру анода (входной ток карсинотрона), зависел от магнитного поля при $B < B^* = \frac{2mc^2}{r_A - r_K} \gamma \beta_{\perp \max}$ (r_A, r_K — радиусы анода и катода, $\beta_{\perp \max}$ — максимальная поперечная скорость электронов). При $B > B^*$ $I_1 = \text{const}$. По зависимости $I_1(B)$ можно определить распределение электронов по поперечным скоростям $n(\beta_{\perp}) = n(\theta) = \frac{2mc\gamma}{e^2} \frac{dI}{dB} \frac{B}{r_A - r_K}$ ($\beta_{\perp} = \beta \sin \theta$).

По B^* определялось эффективное электростатическое поле, $E_{\perp \text{ef}}$, ответственное за появление поперечной скорости электронов пучка, $E_{\perp \text{ef}} \approx \frac{r_A - r_K}{2mc^2} \frac{e}{\gamma} B^{*2}$.

Карсинотрон представляет собой круглый гофрированный (по синусоидальному закону $R = R_0 + h \sin k_0 z$, z — продольная координата) волновод, согласованный с выходным волноводным трактом со стороны коллектора и с запердельным для рабочей волны сужением со стороны диода. Период гофра $l = 1,67$ см и его средний радиус $R_0 = 1,5$ см выбирались из условия обеспечения резонансного взаимодействия электронов пучка с первой обратной пространственной гармоникой основной аксиально-симметричной волны E -типа:

$$\frac{\mu_{01}}{k_0 \beta_{\parallel}} \langle R_0 \rangle < \frac{\mu_{02}}{k_0 \beta_{\parallel}},$$

где $\beta_{\parallel} = u_{\parallel}/c$, $k_0 = 2\pi/l$;

μ_{0i} — корень функции Бесселя $J_0(\mu_{0i})$;

u_{\parallel} — продольная скорость электронов.

Типичные осциллограммы тока диода I_d , напряжения на диоде U_d , токов на входе I_1 и выходе I_2 карсинотрона, мощности СВЧ-излучения P в режимах с уровнем мощности 0,2; 0,5 и 1 ГВт приведены на рис. 7. Обращает внимание тенденция уменьшения длительности τ_c импульса СВЧ-излучения с увеличением генерируемой мощности (от $\tau_c/\tau_{rad} \approx 1$ при $P \approx 0,2$ ГВт до $\tau_c/\tau_{rad} \approx 0,1$ — при $P \approx 1$ ГВт).

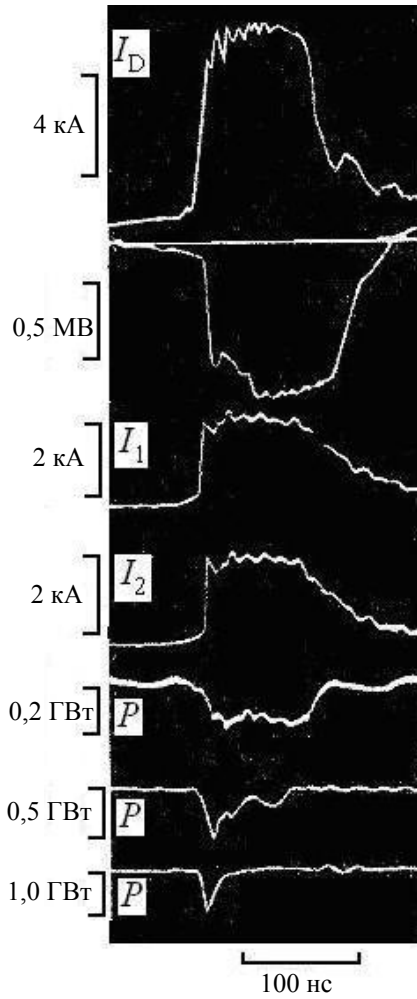


Рис. 7. Осциллограммы:
 I_d — тока диода; U_d — напряжения на диоде; I_1 и I_2 — токов на входе и выходе гофрированного волновода;
 P — мощности СВЧ-излучения на уровнях $\approx 0,2$; 0,5 и 1 ГВт

Зависимость P от радиуса катода r_K дана на рис. 8 для трех значений r_K (7, 8 и 9 мм). Там же представлена зависимость КПД преобразования мощности электронного пучка в мощность СВЧ-излучения. С увеличением радиуса мощность P возросла от 260 до 660 МВт, при $r_K = 9$ мм P уменьшилась до среднего значения 400 МВт, хотя в отдельных импульсах фиксировалось излучение мощностью $P = 0,9$ —1,1 ГВт с КПД $\approx 22\%$ (см. рис. 8, пунктирные линии).

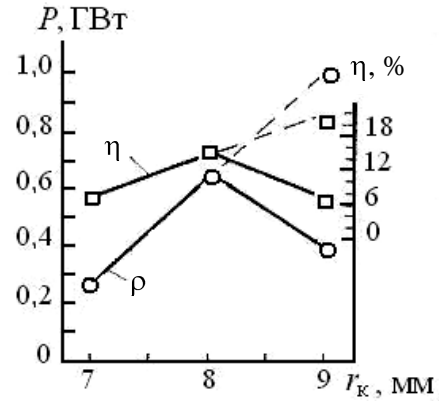


Рис. 8. Зависимость мощности P СВЧ-излучения и КПД СВЧ-генератора от радиуса катода.
 Внутренний радиус карсинотрона 11 мм, $B = 14$ —18 кГс, $I_1 = 4$ кА

Заметим, что внешний радиус пучка $r \approx r_K + +2mc^2\gamma E_{\perp ef}/eB_0^2$ при $r_K = 9$ мм близок внутреннему радиусу карсинотрона и возможно попадание пучка на гофры и на анод, что могло приводить к уменьшению мощности генерируемого излучения.

На рис. 9 представлена зависимость количества импульсов N (в относит. ед.) от мощности P при $r_K = 9$ мм и $B = 14$ —18 кГс. Исходя из распределения $N(P)$ можно предположить, что существуют факторы, влияние которых не позволяет достичь максимального значения мощности в каждом импульсе. Этими факторами не могут быть измеряемые параметры пучка, так как разброс в мощности имел место в импульсах с одинаковыми значениями тока пучка и энергии электронов. При $r_K = 8$ и тем более 7 мм разброс P был существенно меньше.

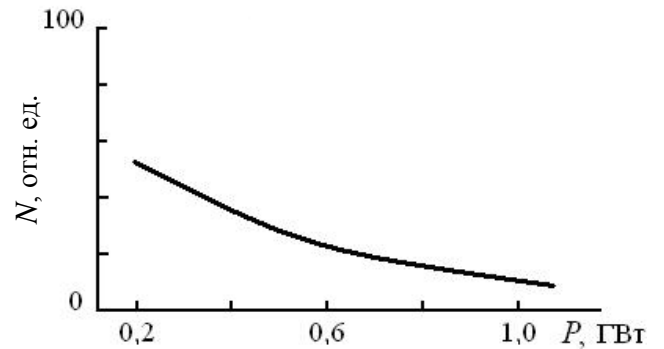


Рис. 9. Зависимость количества импульсов N от мощности P СВЧ-излучения, полученного в данном импульсе

Зависимость P и КПД (η) генератора от величины тока I_1^* для случая $r_{beam} = 8$ мм и $B = 16,5$ кГс представлена на рис. 10. При токах $I_1 \approx 1$ кА генерация на уровне 100 МВт стабильна. С ростом тока мощность растет, достигая максимального зна-

* В случае, когда входной I_1 и выходной I_2 токи равны (пучок не касается стенок волновода), можно говорить о токе через карсинотрон I .

чения $P \approx 660$ МВт, когда $I_1 \approx 4$ кА, и уменьшается при дальнейшем увеличении тока.

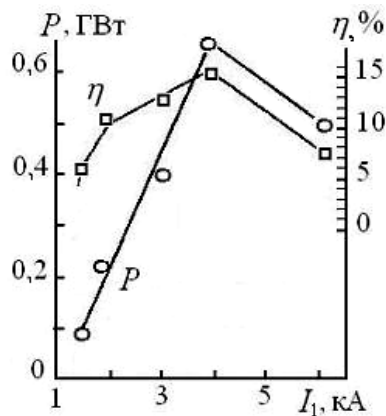


Рис. 10. Зависимость мощности P излучения и η СВЧ-генератора от тока I_1 ($r_{beam} = 8$ мм и $B = 16,5$ кГс)

Зависимость СВЧ-мощности от магнитного поля, представленная на рис. 11, характеризуется максимумом при $B \approx 8$ кГс и минимумом при $B \approx 10$ кГс. Нарастая в интервале 10—15 кГс до максимального значения, кривая при $B > 15$ кГс переходит в плато. Немонотонная зависимость выходной высокочастотной мощности от величины ведущего магнитного поля отмечена во многих работах. Например в работах [22, 23] был обнаружен лишь первый максимум при $B \approx 8$ кГс. Этот пик в мощности в [23] объясняется одновременным излучением закрученного электронного пучка на циклотронном и черенковском резонансах. В широком диапазоне изменения B кривая $P(B)$ приведена в [24]. Здесь провал кривой $P(B)$ объясняется конкуренцией мод. Этот провал может быть связан с переизлучением рабочей волны в первую быструю циклотронную волну электронного пучка при выполнении резонанса $\omega_B \cong k_0 \gamma u_{||} 1 - l/L$. В принципе провал возможен и при синхронизме рабочей волны со второй быстрой циклотронной волной пучка, если поперечная составляющая скорости электронов велика. Тогда должно выполняться следующее условие резонанса $2\omega_B \cong k_0 \gamma u_{||}$.

Следует учесть и то, что изменение B влечет за собой изменение поперечной скорости электронов и, следовательно, среднего радиуса r_{beam} кольцевого пучка электронов (при неизменном радиусе катода $r_K = 8$ мм). Зависимость $r_{beam}(B)$ также дана на рис. 11. С уменьшением магнитного поля уменьшается продольная скорость электронов $\beta_{||} = \sqrt{\beta^2 - \beta_{\perp}^2}$, увеличивается провисание потенциала пучка. С некоторого значения $B \approx 7$ —8 кГс с

уменьшением магнитного поля начинает уменьшаться и проходящий через карсинотрон ток.

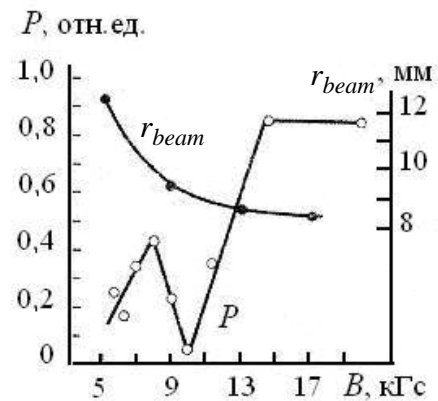


Рис. 11. Зависимость мощности P СВЧ-излучения и радиуса пучка r_{beam} от магнитного поля B

Таким образом, при изменении магнитного поля на генерацию СВЧ-колебаний влияют дополнительные факторы, а именно: изменение радиуса пучка r_{rad} (и поперечной структуры пучка в связи с изменением β_{\perp}), продольная скорость электронов $\beta_{||}$ и ток в карсинотроне. Кривая $P(B)$ отражает совместное воздействие этих параметров на генерацию. Общее ослабление мощности излучения при $B < 7$ кГс объясняется уменьшением тока I_1 (см. кривую $P(I_1)$ на рис. 10).

Выше говорилось о том, что зависимость количества импульсов от получаемой в них мощности указывает на существование случайным образом действующих факторов, не позволяющих получить максимальные мощность и длительность СВЧ-излучения в каждом импульсе. Этими факторами предположительно могли бы быть:

- изменение неконтролируемых параметров пучка;
- образование коллекторной плазмы при попадании пучка на анод, гофры карсинотрона, гладкий волновод, что может привести к срыву генерации;

- СВЧ-пробой на поверхности диэлектрического окна выходного рупора, что может привести к изменению условий генерации;

- СВЧ-пробой в карсинотроне при увеличении напряженности высокочастотного поля;

- случайные смещения катода относительно анода вследствие механического импульса, передаваемого системе при включении импульсного магнитного поля.

Пути стабилизации процесса генерации СВЧ-излучения были рассмотрены в работе [25].

3. Лазеры с пучковой накачкой

Высокие энергетические характеристики и проникающая способность РЭП делают их удоб-

ным инструментом для введения энергии в активную среду газовых лазеров. Одним из интересных применений РЭП является инициирование реакций в химических лазерах.

Исследование различных способов инжекции электронного пучка в рабочую камеру для инициирования реакций в смеси $\text{He}:\text{SF}_6:\text{H}_2$ проводили на ускорителе "Терек-1Р" (1—1,5 МэВ; 10—20 кА; 50—70 нс) [26—28]. Схемы инжекции, в которых проводили эксперименты, показаны на рис. 12, а—г. В конфигурации рис. 12, а рассмотрена возможность осуществления лазерной генерации в схеме с инжекцией пучка через глухое зеркало. Пучок вводился в камеру дрейфа К (с магнитным полем 2,4 кГс) через алюминизированную лавсановую мембрану, которая одновременно служила одним из зеркал оптического резонатора с коэффициентом отражения на длине волны HF-лазера $\approx 80\%$. Выходным зеркалом резонатора являлась плоская пластинка из CaF_2 (окно камеры дрейфа). Длина камеры 1300 мм, диаметр 128 мм. Такая схема ввода пучка в рабочую камеру целесообразна с точки зрения использования энергии пучка. Максимальная энергия лазерного излучения была зарегистрирована в смеси $\text{He}:\text{SF}_6:\text{H}_2 = 24:7:1$ при общем давлении от 0,5 до 1 атм и составляла $Q_L \approx 1$ Дж.

Излучение было нестабильным по причине вибрации глухого зеркала. Вибрация вызвана импульсным магнитным полем и реактивными силами при распылении алюминизированного лавсана инжектируемым в камеру пучком. Для выяснения степени влияния вибрации глухого зеркала на генерационные характеристики при тех же параметрах пучка и газовой смеси был проведен эксперимент по схеме на рис. 12, б. Зеркала были вынесены из области распространения пучка, и ось оптического резонатора составляла некоторый угол с осью пучка. Энергия излучения (пересчитанная на объем камеры) при такой схеме была ≈ 5 Дж, что составляло $\approx 8\%$ энергии, переданной пучком газу.

Последующие эксперименты по получению генерации HF-лазера проводили в системе с поворотом пучка (см. схему на рис. 12, в). Исследовались смеси $\text{He}:\text{SF}_6:\text{H}_2 = 6:7:1$, $\text{Ar}:\text{SF}_6:\text{H}_2 = 6:7:1$ и $\text{Ar}:\text{SF}_6:\text{H}_2 = 12:7:1$.

На рис. 13 приведены зависимости энергии лазерного излучения Q_G (сплошные линии) и энергии, переданной пучком газу Q_L (пунктирные линии), от давления смеси. Кривые 1—3 соответствуют смесям $\text{SF}_6:\text{H}_2:\text{Ar} = 7:1:12$; $\text{SF}_6:\text{H}_2:\text{Ar} = 7:1:6$ и $\text{SF}_6:\text{H}_2:\text{He} = 7:1:6$.

Максимальная энергия генерации составила 8,5 Дж в смеси $\text{SF}_6:\text{H}_2:\text{Ar} = 7:1:6$, или 5,6 % от

вкладываемой в газ энергии. В области давлений, меньших оптимального (по лазерному излучению), для всех смесей наблюдалось повышение КПД до 8—10 %.

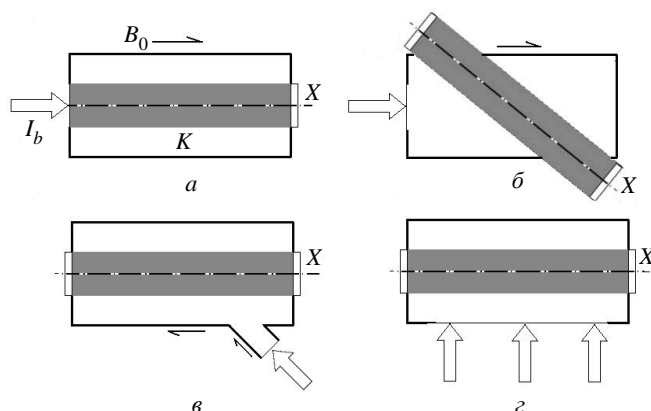


Рис. 12. Схемы инжекции электронных пучков в рабочую камеру

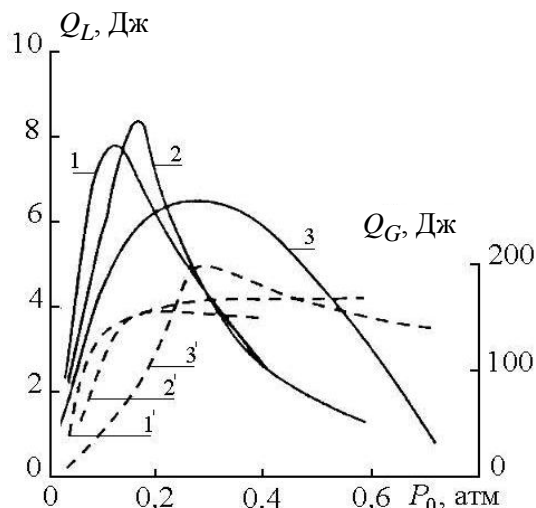


Рис. 13. Зависимости энергии Q_G , переданной газу (1'—3') и энергии Q_L лазерного излучения от давления:

1 — $\text{SF}_6:\text{H}_2:\text{Ar} = 7:1:12$; 2 — $\text{SF}_6:\text{H}_2:\text{Ar} = 7:1:6$; 3 — $\text{SF}_6:\text{H}_2:\text{He} = 7:1:6$;

В этой же системе проводились работы по исследованию возможности получения лазерного излучения одновременно в двух активных средах (на колебательно-возбужденных молекулах HF и на электронных переходах эксимерных молекул XeF и KrF) [28]. Возможность комбинированной генерации неочевидна, и исследование таких систем представлялось интересным как с физической, так и с прикладной точек зрения. Кроме того, при разлете атомов, образующих нижнее состояние эксимерной молекулы, образуется атом F, утилизируемый при химической реакции с молекулой H_2 . Для получения одновременной генерации в одной, общей для обоих типов лазеров, газовой

смеси, последняя должна содержать компоненты активной среды как химического, так и эксимерного лазера. В нашем случае — это смесь $SF_6:Xe$ (Kr):He:H₂. Сложность подбора общего давления и соотношения компонент рабочей смеси состоит в том, что если для эффективной генерации HF-лазера давление используемого фторагента должно составлять 0,1—1 атм, а в буферном газе вообще нет необходимости, то для работы эксимерного лазера давление фторсодержащего компонента должно быть, по крайней мере, на порядок меньше давления рабочего инертного газа и на два порядка — давления буферного газа. В смеси $SF_6: Xe : He : H_2 = 6 : 18 : 36 : 1$ была получена одновременная генерация на молекулах XeF (0,1 Дж) и HF (16 Дж).

Высокая энергонасыщенность электронных пучков в первую очередь необходима в эксимерных лазерах, в которых пороговое значение плотности возбужденных молекул $N_B \approx 10^{13}—10^{14} \text{ см}^{-3}$ и необходимая плотность мощности накачки $\xi_{\max} \approx 10^5—10^6 \text{ Вт/см}^3$.

Эксимерные молекулы существуют только в электронно-возбужденном состоянии. Нижний уровень отталкивательный. Длины волн λ в центре линии перехода для некоторых эксимерных молекул приведены в табл. 4.

Первые публикации о лазерах на галогенидах благородных газов появились в 1975 г., а уже в 1976 г. в KrF-лазере с продольной накачкой электронным пучком было получено излучение с энергией 108 Дж на длине волны 248 нм.

В большинстве мощных эксимерных лазеров электронный пучок вводится в камеру по схеме, приведенной на рис. 12, *г*. Для получения однородного распределения пучковой плазмы в объеме камеры обычно пучок инжектируется с нескольких (двух, четырех) сторон. В ряде случаев в рабочем объеме камеры создается продольное (в направлении пучка) магнитное поле, обычно катушками Гельмгольца.

Основываясь на расчетах и экспериментальных результатах проведенных исследований взаимодействия электронных пучков с газовыми средами, был предложен новый способ накачки больших газовых объемов систем инжекционной газовой электроники в мультипольных магнитных полях.

4. Пучковая накачка систем инжекционной газовой электроники

Можно выделить класс устройств, рабочей средой в которых является плазма, образовавшаяся в результате взаимодействия электронного пучка с газом. Назовем такие устройства системами инжекционной газовой электроники [29]. Полная эффективность такой системы $\eta = \eta_d \eta_b \eta_{dep} \eta_{in} \eta_{ex} = W_{ex} / W_e$,

$$\eta_d = W_d / W_e, \eta_b = W_b / W_d, \eta_{dep} = W_{dep} / W_b,$$

$$\eta_{in} = W_{in} / W_{dep}, \eta_{ex} = W_{ex} / W_{in},$$

где W_e — энергия "от розетки";

W_d — энергия пучка в диоде;

W_b — энергия пучка на входе в систему;

W_{dep} — энергия, переданная газу;

W_{in} — энергия конечного продукта внутри системы;

W_{ex} — энергия на выходе, полезная энергия;

η_d и η_b зависят от технического выполнения источника РЭП, η_{dep} — от условий инжекции РЭП в газ, η_{in} — от процессов в пучковой плазме, η_{ex} — от условий вывода конечного продукта.

Наглядное представление о каналах, по которым теряется энергия пучка, дает рис. 14.

Часть W_F энергии W_d инжектируемого в систему пучка теряется в фольге, отделяющей вакуумный диод от заполненной газом камеры ($W_d = W_b + W_F$). Энергия пучка в камере передается газу (W_G), идет на создание плазменного тока и теряется на стенке камеры (W_W).

Энергия, аккумулированная в плазменном токе, частично передается газу (W_G^P). Потери на стенке и в фольге, соответственно, W_W^P и W_F^P . ($W_b = W_G + W_G^P + W_W^P + W_F^P = W_{dep} + W_W^P + W_F^P$). Переданная газу энергия $W_{dep} = W_G + W_G^P$ расходуется на ионизацию и возбуждение атомов (молекул) и на нагрев газа (соответственно, W_i , W_E и W_H). Часть энергии $W_i + W_E + W_H$ будет использована как энергия конечного продукта W_{in} внутри системы, часть W_L — потеряна; $W_{ex} < W_{in}$ (энергия на выходе, полезная энергия) выводится из системы.

Таблица 4

Эксимер	Ar ₂	Kr	Xe	ArF	KrCl	KrF	XeBr
λ , нм	126,1	146,7	172,0	193,3	222,0	248,4	281,8
Эксимер	XeCl	XeF	XeO	KrO	ArO	Xe ₂ Cl	Kr ₂ F
λ , нм	308,0	351,1—490,0	540,0	557,7	558,0	520	380—480

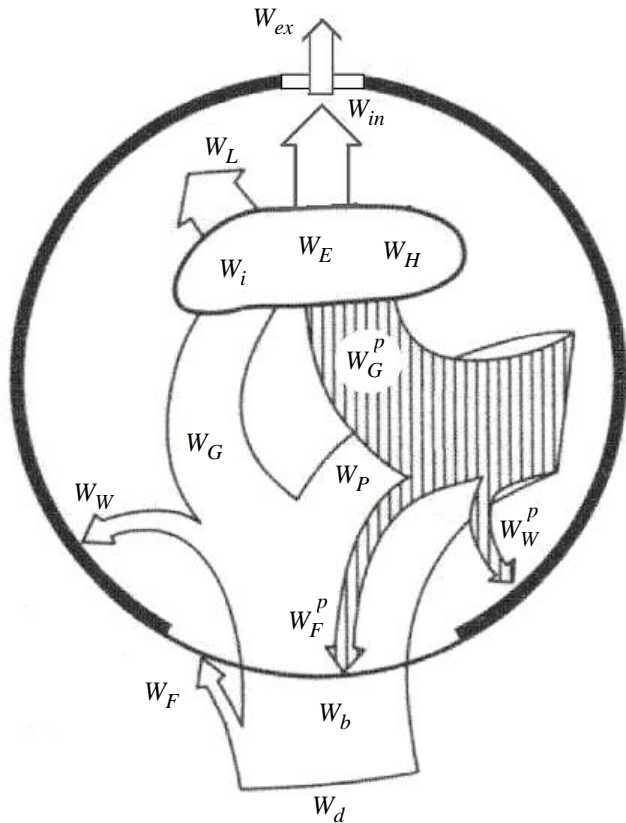


Рис. 14. Каналы потерь энергии пучка

Основные моменты в проблеме оптимизации системы:

инжекция и распространение РЭП в газе, оптимизация механизмов потерь энергии пучка;

оптимизация генерированных полей и плазменных токов, их взаимодействия с плазмой и пучком;

оптимизация физико-химической кинетики пучковой плазмы.

Полное описание системы подразумевает решение самосогласованной комплексной задачи по взаимодействию инжектированного в камеру РЭП с газом, плазмой, плазменными токами с учетом индуцированных электрических и магнитных полей. Вряд ли такое решение возможно, поэтому рассматривались отдельные упрощенные задачи.

При инжекции РЭП в свободное пространство (атмосферу) при наличии заземленного коллектора величина индуцированного плазменного тока мала, так как зависит только от величины полного тока, и энерговыход в воздух обусловлен в основном ионизационными потерями пучка. В случае незаземленного приемника (либо вообще при отсутствии приемника) в создании плазменного тока участвует также и поле пространственного заряда электронов пучка. Плазменный ток при этом существенно растет (почти до $0,9 I_b$), увеличивается и вклад плазменного тока в нагрев газа ($\geq 50\%$).

На основе полученных экспериментальных результатов и теоретических исследований была создана концепция увеличения эффективности передачи энергии электронного пучка в газ, базирующаяся на использовании специальной геометрии инжекции (в мультипольное магнитное поле) и на воздействии на кинетику пучковой плазмы электрическим полем и плазменным током, индуцированным РЭП в плотном газе.

В мультипольной конфигурации газу можно передать почти 90 % энергии пучка. Изменяя давление газа и энергию электронов, можно получить различные конфигурации распределения плотности энерговыклада [30, 31].

Энерговыход в газ, обусловленный плазменными токами, может достигать 50—60 % общего энерговыклада. Изменением импеданса обратного токопровода плазменный ток можно регулировать в широких пределах ($0,1—0,9$) I_b . Энергию плазменного тока можно варьировать, воздействуя на проводимость пучковой плазмы, например посредством внешнего магнитного поля или добавлением в рабочую смесь электроотрицательного газа. Соответственно можно регулировать величину и распределение электростатического поля, обусловленного пространственным зарядом.

Физико-химическая кинетика в пучковой плазме в большой степени зависит от того, каким образом создается плазма — только пучком или также и плазменным током. Появляется возможность воздействовать на эффективность энерговыклада и кинетику процессов в плазме посредством плазменного тока.

Проведенные исследования параметров пучковой плазмы аргона позволяют рассчитывать на получение эффективности преобразования энергии пучка в энергию излучения, близкую к теоретическим пределам.

Имеются два основных способа накачки систем инжекционной газовой электроники, в частности, эксимерных лазеров, требующих для получения лазерной генерации плотности энергии накачки не менее 10^5 Вт/см³; это пучковая накачка и накачка разрядом.

С помощью электронных пучков можно получить весьма высокие значения мощности накачки. Фактором, ограничивающим масштабирование лазеров с пучковой накачкой (ЛПН), является собственное магнитное поле пучка, вызывающее его пинчевание (наложение внешнего магнитного поля препятствует развитию этого процесса).

В электроразрядных лазерах (ЭРЛ) ограничивающим фактором является ионизационная неустойчивость. Стабилизирующее действие оказывает управляющий разрядом электронный пучок или

УФ-предионизация. В управляемом пучке разряда большая часть электронов разряда образуется за счет пучка, но наибольшую мощность накачки обеспечивают низкоэнергичные электроны разряда (в этом случае эффективно образуются метастабильные состояния).

Реакции, приводящие к образованию возбужденных молекул в ЛПН и ЭРЛ, различны. Для примера приведем реакции в KrF-лазерах с электроразрядной и пучковой накачкой (рис. 15).

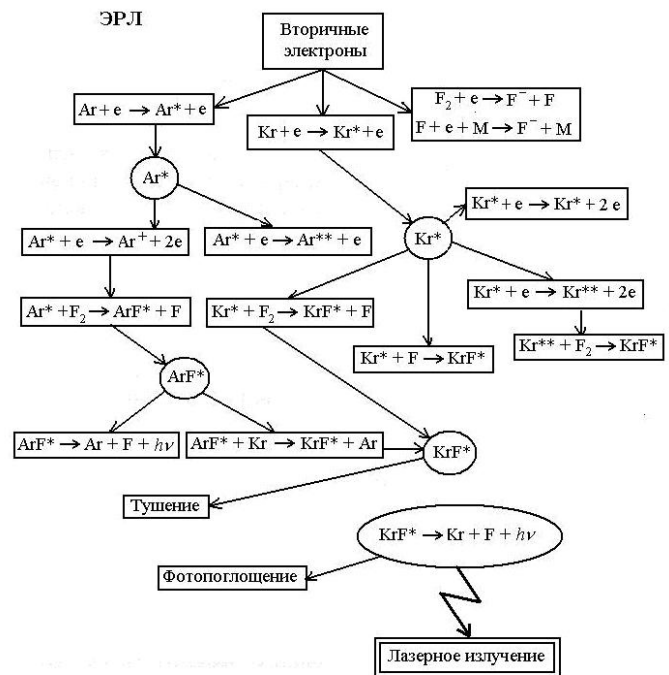
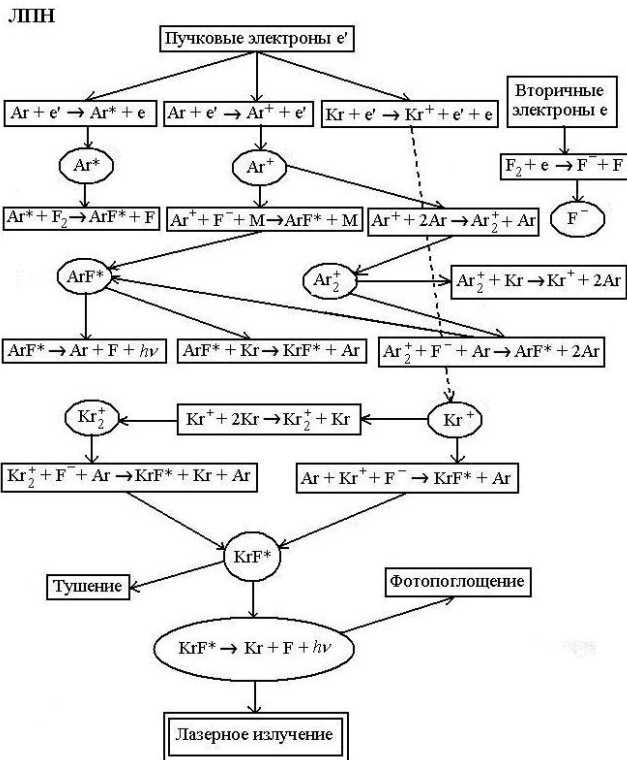


Рис. 15. Реакции, приводящие к образованию возбужденных молекул в ЛПН и ЭРЛ

Наибольшую мощность накачки обеспечивают низкоэнергичные электроны разряда (в этом случае эффективно образуются метастабильные состояния).

В общих чертах эксперимент с накачкой газовой среды электронным пучком в мультипольном магнитном поле (рис. 16) выглядит так: в камеру с рабочим газом и в которой создано мультипольное магнитное поле ($N_m = 12$ — число проводников), через анодную фольгу инжектируется пучок электронов.

Электронным пучком реализуется режим накачки ЛПН. С помощью подвижного токоснимателя можно менять сопротивление обратному плазменному току, тем самым изменять электрическое поле пространственного заряда пучка и, следовательно, характер разряда, реализующего режим ЭРЛ.

Именно в мультипольном магнитном поле можно реализовать основные положения рассматриваемого способа накачки газовых объемов:

оптимальная передача энергии пучка газу;
выбор оптимального режима энерговклада плазменного тока*;

возможность варьирования электрического поля пространственного заряда пучка и выбор оптимального соотношения поле — плотность газа E/n ;
выбор оптимального распределения пучковой плазмы в аксиальном и радиальном направлениях.

О степени приближенности мультипольной системы к "идеальной магнитной ловушке" можно судить по распределению магнитного поля в направлениях z и r^* (рис. 17) в зависимости от числа N_m проводников, создающих мультипольное магнитное поле.

Возможность широкого манипулирования радиальным распределением плотности пучковой плазмы иллюстрируют зависимости удельных ионизационных потерь пучка от энергии электронов

* Влияние индуцированных в плазме токов на генерационные характеристики эксимерного лазера с пучковой накачкой впервые отмечено в работе [35]. Пучок инжектировался в камеру, заполненную смесью $F_2 : Kr : He = 0,2-1 : 15 : 86$. При незаземленном приемнике пучка устанавливалось некоторое электрическое поле E , зависящее от концентрации F_2 . При этом регистрировалось лазерное излучение, которое отсутствовало при заземленном приемнике.

E_b , тока в магнитных катушках I_m , числа проводников N_m и давления рабочего газа P , представленные на рис. 18.

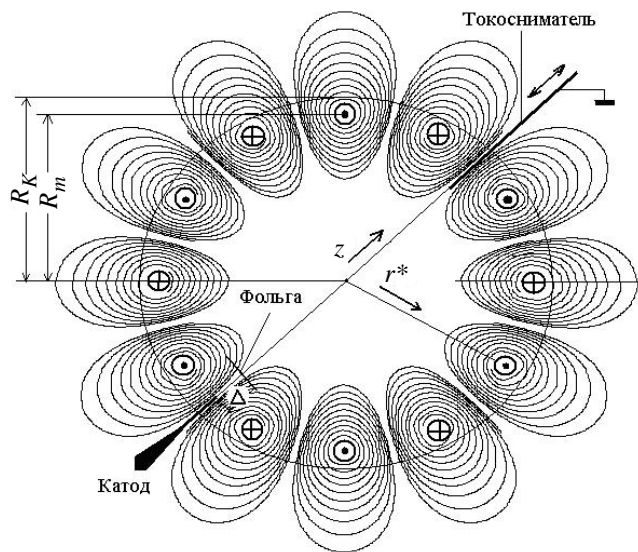


Рис. 16. Схема эксперимента с накачкой газовой среды электронным пучком в мультипольном магнитном поле

Изложенные выше соображения лежат в основе планируемых экспериментов по реализации пред-

лагаемого способа накачки газовых сред эксимерных лазеров и источников некогерентного монохроматического вакуумного УФ-излучения [29, 30, 32—35].

5. Плазменные сгустки

Идея беспроводной передачи энергии на большие расстояния популярна как в беллетристике (гиперboloид инженера Гарина), так и в науке (передача энергии с помощью СВЧ, пучков заряженных частиц и т. д.).

Можно ли передать энергию с помощью замагниченных плазменных сгустков? С определенной долей серьезности в работе [36] обсуждаются параметры пригодных для транспортировки на большие расстояния энергоемких замагниченных плазменных сгустков, полученных совмещением электронных и ионных пучков. Рассмотрена проблема воздействия такого замагниченного плазменного сгустка (плазмоида) на летательный аппарат (ЛА). На рис. 19 схематично показаны плазмоид и каналы функционального воздействия плазмоида на ЛА.

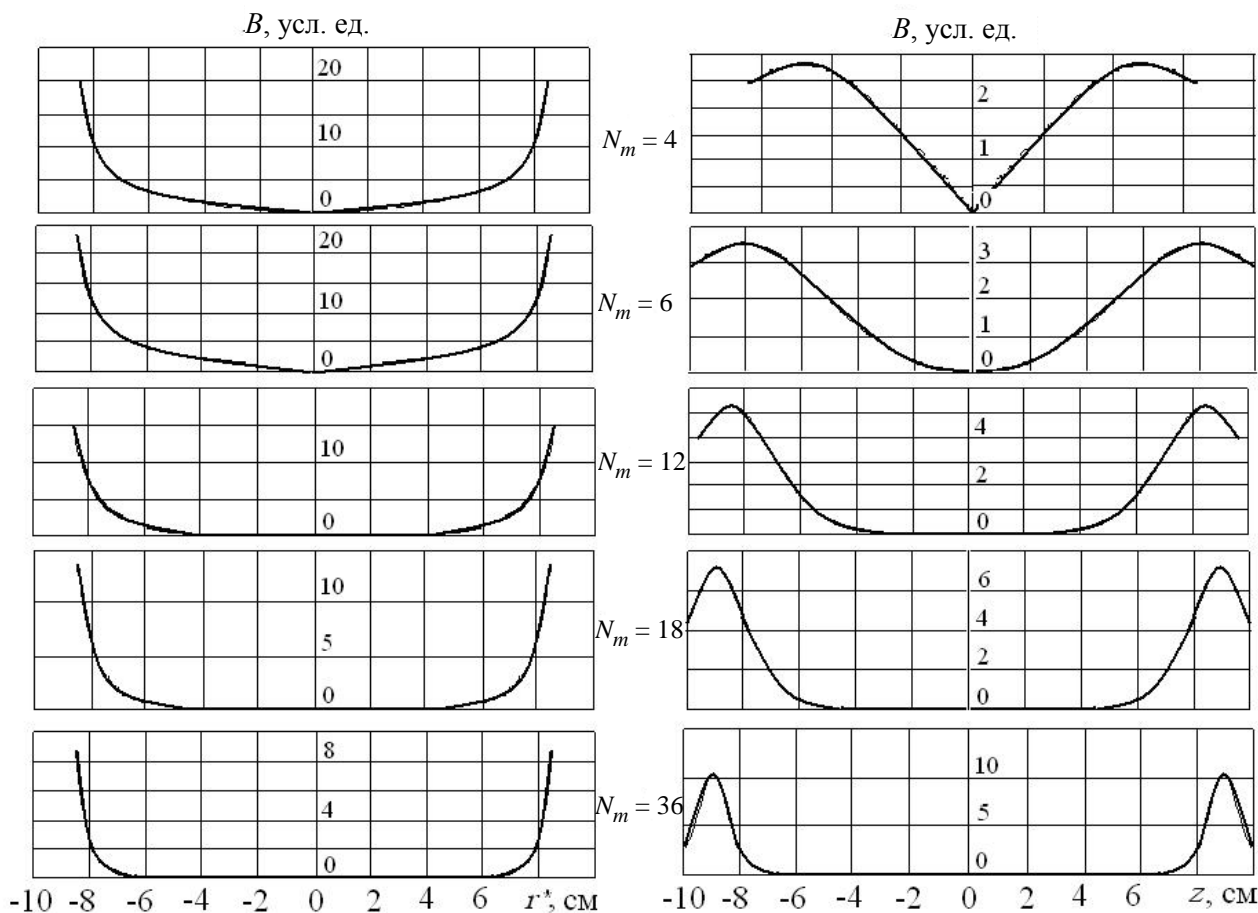


Рис. 17. Распределение магнитного поля в направлениях z и r^*

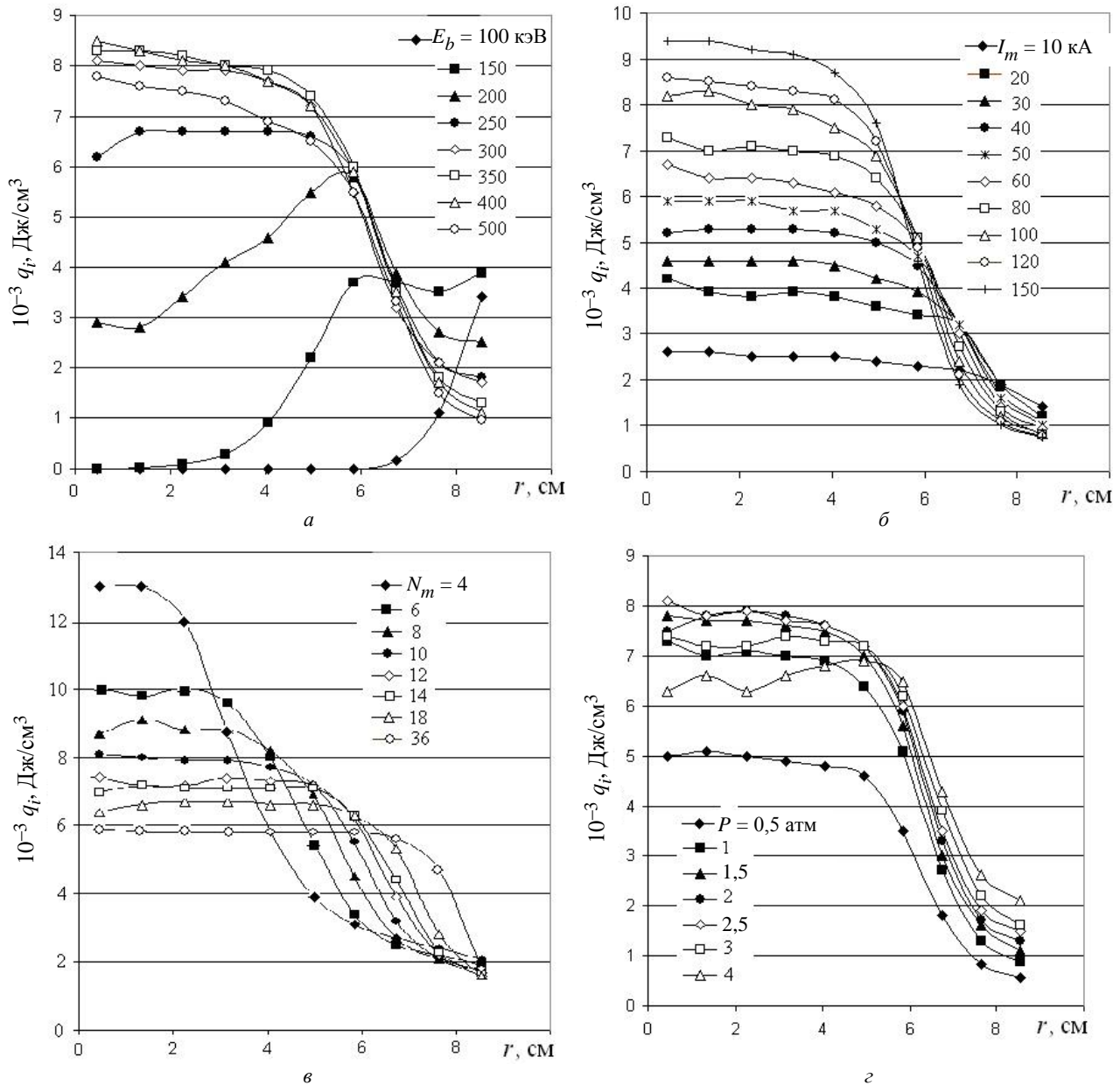


Рис. 18. Зависимости удельных ионизационных потерь пучка в зависимости от энергии электронов E_b (а), тока в магнитных катушках I_m (б), числа проводников N_m (в) и давления рабочего газа P (г)

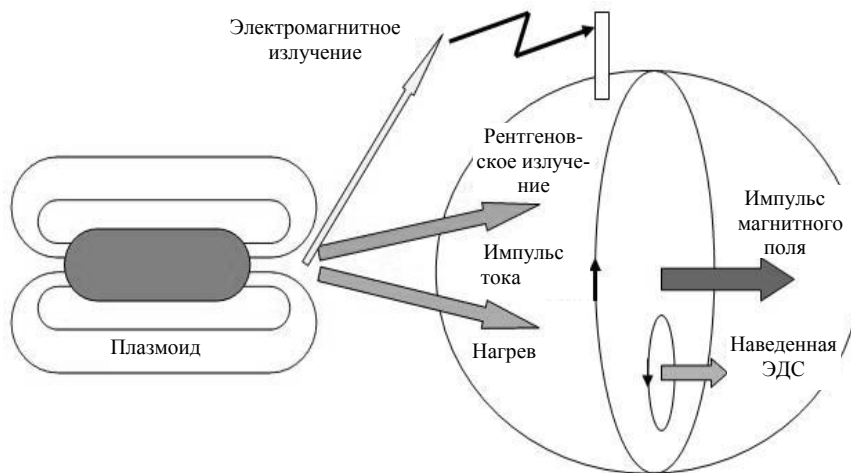


Рис. 19. Каналы функционального воздействия плазмоида на летательные аппараты

Рассмотрим два варианта получения нейтрализованного потока ионов. В обоих случаях формирование пучков заряженных частиц обусловлено электрическим полем, локализованным между двумя плазменными поверхностями. Такие системы характеризуются высокой плотностью отбираемого тока.

Схема варианта 1 и распределение потенциала даны на рис. 20, а, б. Плазма генерируется в кольцевом источнике плазмы И, представляющем собой ряд искровых разрядников. В области максимума тока искровых разрядников к созданной плазме прикладывается напряжение от емкости C_0 . Магнитное поле тока через плазму (имеющую кольцевую форму) равно $B = 0,2I_0/r$, и при $I = 10^5$ А величина магнитного поле $B = 20$ кГс. Под воздействием этого поля кольцевая плазма схлопывается. При движении к центру плотность плазмы растет. С задержкой, достаточной для выхода плазменного сгустка к оси, подается напряжение U_1 . Электроны, эмитированные с катодной плазмы (сгустка) и ускоренные к аноду, создают коллекторную плазму (анод выполнен или покрыт материалом,

ионы которого хотим получить). С задержкой, достаточной для создания коллекторной плазмы и формирования ионного пучка, подается напряжение U_2 , формирующее электронный пучок. Отметим, что наличие двух потоков (ионного и электронного) между катодной и коллекторной (анодной) плазмами обеспечивает частичную компенсацию пространственного заряда как электронов, так и ионов, в результате чего соответствующие токи возрастают в 1,86 раза.

При наличии у электронов только продольной скорости напряжения U_1 и U_2 относятся как $U_1 / U_2 = \mu$. В действительности электроны должны иметь существенную поперечную составляющую для создания магнитного поля сгустка, так что $U_2 > U_1 / \mu$.

Ведущее магнитное поле B_0 создается катушками К. При выходе из системы ионы должны иметь скорость v_z^i , электроны $v^e = \sqrt{v_z^e{}^2 +$

$$+ \left(\frac{\mu}{2} B_0 \rho \frac{r_0^2}{r^2} \right)^2 \text{ и } v_z^i \approx v_z^e.$$

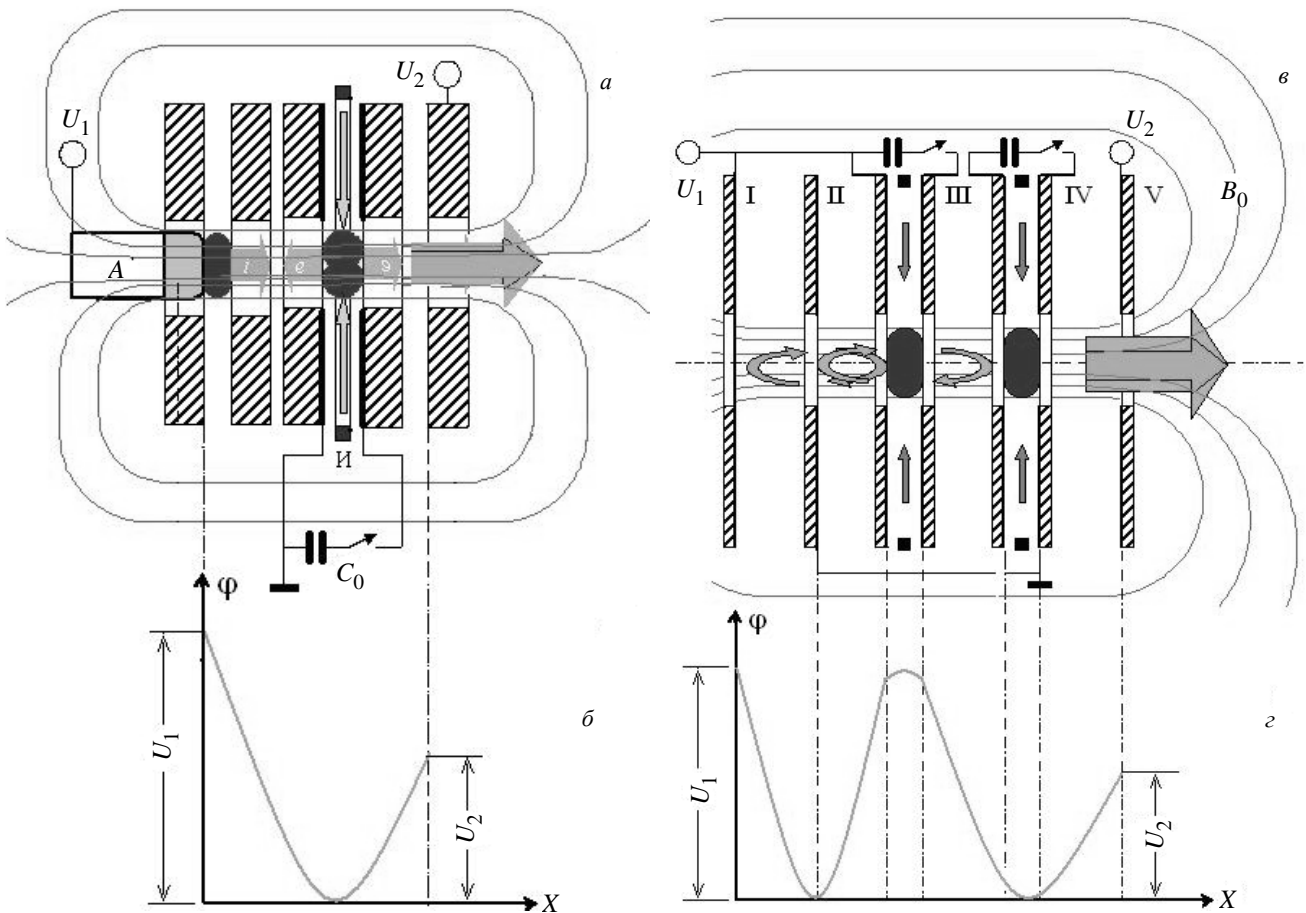


Рис. 20. Варианты установок для получения нейтрализованного потока ионов:

а — схема варианта 1; б — распределение потенциала;
в — схема варианта 2; г — распределение потенциала

Схема второго варианта дана на рис. 20, в, а на рис. 20, г — распределение потенциала в этой системе. Система состоит из пяти электродов, два из которых III и IV — двойные. Каждый электрод одновременно является катушкой для создания магнитного поля. В двойные электроды III и IV помещены радиальные источники плазмы. Источником ионов служит плазма в источнике III после схлопывания. Приложенными электрическими полями ионы ускоряются в обе стороны. Эмитированные влево ионы набирают максимальную энергию в области электрода II и затем тормозятся. Если бы при этом ионы не потеряли часть своей энергии в результате взаимодействия с остаточным газом и другими ионами, они попали бы на электрод I. Но ионы теряют энергию, поэтому они колеблются между электродами I и III и потребляют мало энергии. В конце концов они попадают на электрод II.

Ускоренные вправо ионы частично тормозятся в поле между IV и V электродами и выходят в свободное пространство, приобретая при этом некоторую угловую скорость в неоднородном магнитном поле.

Электроны с плазмы в источнике IV также отбираются в обе стороны. Эмитированные влево электроны колеблются между II и IV электродами, и по мере потери энергии попадают на электрод III, тем самым эффективно компенсируя пространственный заряд формируемых с электрода III ионных пучков.

Эмитированные вправо электроны, выходя в свободное пространство, также приобретают угловую скорость в неоднородном магнитном поле. Напряжения U_1 и U_2 и величина магнитного поля подбираются таким образом, чтобы в свободном пространстве продольные скорости ионов и электронов были равны, а вращающиеся с приобретенными угловыми скоростями электроны и ионы создавали необходимое магнитное поле электронно-ионного сгустка.

Очевидно, что прикладываемые к электродам электрические поля импульсные. К импульсам напряжения предъявляются жесткие требования по току и форме импульса. Длительность фронтов должна быть минимальной для создания компактных сгустков

Схема по второму варианту представляется предпочтительной и более экономичной.

Л и т е р а т у р а

1. Месяц Г. А. Импульсная энергетика и электроника. — М.: Наука, 2004.
2. Месяц Г. А., Насибов А. С., Кремнев В. В. Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения. — М.: Энергия, 1970.
3. Fitch R. A., Howell V. T. S. // Proc. IEE. 1964. V. 111. No 4. P. 849.
4. Корон Е. Д. // ПТЭ. 1981. № 1. С. 124, 125.
5. Бондарь Ю. Ф., Гоманько А. А., Кременицов В. И. и др. // Там же. 1991. № 1. С. 142.
6. Бондарь Ю. Ф., Мхеидзе Г. П. // Прикладная физика. 2005. № 3. С. 101.
7. Бондарь Ю. Ф., Мхеидзе Г. П., Петров Н. И. // Краткие сообщения по физике ФИАН, 1999. № 3. С. 51.
8. Мхеидзе Г. П., Райзер М. Д. // Там же. 1972. № 4. С. 41.
9. Котов Ю. А., Ковальчук Б. М., Колганов Н. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 17. С. 883.
10. Арутюнян С. Г., Бондарь Ю. Ф., Заворотный С. И. и др. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1978. № 6. С. 31.
11. Пирс Дж. Теория и расчет электронных пучков: ИИЛ, 1956.
12. Незлин М. В. // УФН. 1970. Т. 102. Вып. 1. С. 105.
13. Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. // Там же. 1971. Т. 103. С. 609.
14. Roberts T. G., Bennet W. H. // Plasma Physics. 1968. V. 10. P. 381.
15. Богданкевич Л. С., Железков И. И., Рухадзе А. А. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. С. 315.
16. Мхеидзе Г. П., Пулин В. И., Райзер М. Д., Цонн Л. Э. // Там же. 1972. Т. 63. Вып. 1. С. 104.
17. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д., Сморгонский А. В., Цонн Л. Э. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. Вып. 4. С. 232.
18. Ковальчук Б. М., Котов Ю. А., Месяц Г. А. // ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 215.
19. Бондарь Ю. Ф., Ипатов А. Л., Мхеидзе Г. П., Цонн Л. Э. // Препринт ФИАН. 1980. № 177. С. 1—12.
20. Бондарь Ю. Ф., Заворотный С. И., Ипатов А. Л. и др. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 5. С. 941.
21. Бондарь Ю. Ф., Заворотный С. И., Ипатов А. Л. и др. // Там же. 1983. Т. 9. Вып. 2. С. 383.
22. 23. Carmel Y., Ivers J., Kribel R. E., Nation J. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33.
24. Ivanov V. S., Kremensov S. I., Kutsenko V. A., Raizer M. D., Rukhadze A. A. // Proc. III Int. Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beam. Novosibirsk. 1979. V. II. P. 697.
25. Бондарь Ю. Ф., Геккер И. Р., Заворотный С. И. и др.: Препринт ФИАН № 135. С. 1—33. 1982.
26. Бондарь Ю. Ф., Заворотный С. И., Ипатов А. Л. и др. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1981. № 8. С. 8.
27. Заворотный С. И., Ипатов А. Л., Мхеидзе Г. П. и др. // Письма ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 1. С. 46.
28. Заворотный С. И., Мхеидзе Г. П., Овчинников А. А., Савин А. А. // Там же. 1985. Т. 11. Вып. 17. С. 1053.
29. Мхеидзе Г. П. // Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. Фортова. — М.: Наука, 2000. Кн. 4. С. 126.
30. Арланцев С. В., Климов В. И., Мхеидзе Г. П. и др. // Тр. ИОФАН. Релятивистская плазменная СВЧ-электроника. — М.: Наука, 1994. Т. 45. С. 166.
31. Арланцев С. В., Бондарь Ю. Ф., Кузьмин Г. П. и др. // Прикладная физика. 2006. № 1. С. 43.
32. Klimov V. I., Mkhaidze G. P., Savin A. A. // Plasma sources sci. technol. 1993. V. 2. 123.
33. Arlantsev S. V., Mkhaidze G. P., Savin A. A. // Ibid. 1995. V. 4. P. 147.

Работа частично поддержана грантом
РФФИ 05-08-33370-а.

33. Арланцев С. В., Гочелашвили К. С., Евдокимова О. Н. и др. // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 2. С. 124.
34. Mangano J. A. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 33. № 6. P. 487.

35. Мхеидзе Г. П., Раевский И. М., Рухадзе А. А. и др. // Прикладная физика. 2005. № 4. С. 60.

Статья поступила в редакцию 25 октября 2007 г.

Formation and application of the pulse high-current electron beams

Part II. Accelerators of a direct action. Generation of microwave and laser radiation

G. P. Mkheidze, A. A. Savin

A. M. Prokhorov's General Physics Institute of the RAS, Moscow, Russia

Some results of researches of the plasma diodes and the beam plasma are resulted in the brief form. The review of works is broken into four parts. The second part describes works on creation of generators of a pulse voltage, electron accelerators of a direct action and on use of relativistic electron bunches in applied purposes.

УДК 621.385: 537.533

Некоторые методологические вопросы решения задач оптимизации интенсивных пучков заряженных частиц

Д. О. Беляев, В. М. Свешников

Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,
Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

Рассмотрены некоторые методологические особенности решения задач оптимизации интенсивных пучков заряженных частиц на примере модельной задачи о пушке Пирса. Исследованы поведение функции цели, ее чувствительность к изменению параметров, поэлектродный подход к оптимизации.

Введение

Побудительным мотивом к исследованиям, проведенным в настоящей работе, явилась попытка авторов провести численную оптимизацию модельной задачи, состоящей в следующем. Требовалось получить параллельный пучок заданных тока и размера в двухэлектродной системе путем варьирования формы электродов, т. е. численно, исходя из некоторой начальной конфигурации электродов, а также пушку Пирса. За начальное приближение был взят плоский диод, электроды разбивали на заданное число звеньев. Численное решение задачи оптимизации дало результат, далекий от теоретического. В связи с этим были проведены более детальные исследования, нап-

равленные не столько на сокращение объема вычислений, что безусловно является важным фактором, сколько на получение адекватного решения в принципе. Была выполнена серия расчетов по решению данной задачи с различными начальными данными и вариантами разбиения электродов. Ниже приведены результаты этих расчетов и их обсуждение.

Задача оптимизации интенсивных пучков заряженных частиц рассматривалась рядом авторов [1, 2]. Подчеркнем, что отличительной особенностью настоящей работы является то, что она посвящена некоторым методологическим аспектам, знание которых представляется полезным при решении данной задачи каким-либо численным методом.