

Электронные и ионные пучки

УДК 537.533.9

Способ накачки больших газовых объемов

Ю. Ф. Бондарь, Г. П. Кузьмин, Г. П. Мхеидзе, Д. К. Ульянов
Институт общей физики РАН, Москва, Россия

С. В. Арланцев
ОКБ "Гранат", Москва, Россия

Предложен способ инжекции электронного пучка, позволяющий накачивать газовую среду с высокой эффективностью. Представлены результаты моделирования инжекции релятивистского электронного пучка (РЭП) в газ (аргон) в мультипольном магнитном поле при изменении параметров системы: энергии электронов, числа проводников, создающих магнитное поле, величины магнитного поля и давления газа. Дана оценка влияния индуцированных в плазме токов на энерговыход в газ. Показано, что за счет специальной конфигурации внешнего магнитного поля однородность энерговыхода и эффективность сохраняются при изменении параметров в широких пределах, снимаются ограничения на объем накачиваемых сред, появляется возможность реализовать одновременно пучковый и электроразрядный способы накачки среды. Общий энерговыход в газ может достигать 80—90 % энергии пучка.

Метод накачки активных сред газовых лазеров с помощью электронных пучков широко распространен и хорошо себя зарекомендовал как перспективный с точки зрения повышения КПД и энергоэффективности лазеров. В последние годы в этом направлении достигнуты значительные успехи. Например, в Институте сильноточной электроники СО РАН запущены ХеСI-лазеры с пучковой накачкой с энергией излучения 650 Дж (пучок 550 кэВ, 250 кА, 1 мкс) [1] и 1,9 кДж (600 кэВ, 720 кА, 0,5 мкс) [2]. Во всех лазерных системах, в которых применяется накачка электронным пучком, важным моментом является повышение эффективности вложения энергии пучка в активный объем лазерной камеры. Для этого давление газа в камере подбирается таким, чтобы длина торможения пучка не превышала характерного размера камеры.

В ряде систем, например для лазерного термоядерного синтеза, существенным фактором является однородность распределения энергии накачки по объему. Первое и второе требования в системах с инжекцией одиночного пучка находятся в противоречии друг с другом, так как по мере снижения давления газа возрастают однородность накачки, но при этом потери энергии на стенках камеры вдоль направления инжекции увеличиваются. Некоторым компромиссным решением является накачка встречными пучками. В частности, в КгF-системе Electra с выходной энергией ~700 Дж эффективность вложения энергии пучка достигает 70 % [3], т. е. является весьма высокой. Этот максимум достигается при согласованных значениях давления газа и энергии электронов. Попытка улучшить однородность накачки снижением давления при сохранении энергии приводит к уменьшению эффективности энер-

говклада. При этом также увеличиваются потери энергии пучка в фольговых окнах, отделяющих вакуумные диоды от лазерной камеры, за счет увеличения доли неполностью затормозившихся в газе электронов, попадающих на фольгу от встречного пучка (инжектированного противоположно расположенным диодом).

Ранее нами рассматривались пути увеличения эффективности систем инжекционной газовой электроники [4, 5]. В данной работе представлены результаты расчета по модернизированной программе инжекции релятивистского электронного пучка в газ (аргон) в мультипольном магнитном поле.

Известны пучковый и электроразрядный способы накачки больших газовых объемов. С помощью электронных пучков можно получить весьма высокие значения мощности накачки. Фактором, ограничивающим масштабирование лазеров с пучковой накачкой (ЛПП), является магнитное поле пучка, вызывающее его пинчевание (наложение внешнего продольного магнитного поля препятствует развитию этого процесса). В электроразрядных лазерах (ЭРЛ) ограничивающим фактором является ионизационная неустойчивость. Стабилизирующее действие оказывает управляющий разрядом электронный пучок или УФ-преионизация. В управляемом пучком разряде большая часть электронов разряда образуется за счет пучка, но наибольшую мощность накачки обеспечивают электроны разряда (в этом случае эффективно образуются метастабильные состояния). В данной работе еще раз освещается вопрос о возможности одновременной накачки среды пучком и электрическим разрядом.

Экспериментальную установку, на которой предполагается исследовать взаимодействие релятивистского

электронного пучка (РЭП) с рабочей средой, помещенной в мультипольное магнитное поле, схематично иллюстрирует рис. 1, а (для случая $N = 12$, где N — количество проводников). Здесь же, на рис. 1, б, в даны распределения магнитного поля в направлениях $\varphi = 0^\circ$ (б) и $\varphi = 15^\circ$ (в). Катод ножевого типа расположен в области максимума магнитного поля. Фольга (анод), разделяющая диод от рабочей камеры, находится на расстоянии Δ от катода. Изменением Δ (и, естественно, изменением параметров ускорителя) можно менять параметры инжектируемого пучка. Сопротивление обратному плазменному току можно регулировать положением токосъемника, током, протекающим по обмотке магнитного поля, а также добавлением в рабочую среду электроотрицательного газа (фтор, кислород).

Энерговклад РЭП в газ

Для выбора оптимального режима энерго-вклада пучка в газ в процессе счета варьировались энергия пучка E_b , количество проводников N (в двух случаях: при фиксированных значениях тока в проводниках I_m или магнитного поля B_{\max}), ток в проводниках I_m , давление газа P_0 , радиусы R_k и R_m окружностей, на которых расположены, соответственно катод (катоды) и проводники.

Во время счета неизменяющимися параметрами были: длина камеры $L = 690$ мм, длина катода ножевого типа $L_k = 190$ мм, суммарная энергия инжектированных частиц $W_b = 100$ Дж, количество инжектируемых частиц $N = 10000$. Взаимные изменения радиусов R_k и R_m в пределах не сказывались существенным образом на энерговкладе, поэтому счет в основном велся при равных значениях $R_k = R_m = 90$ мм.

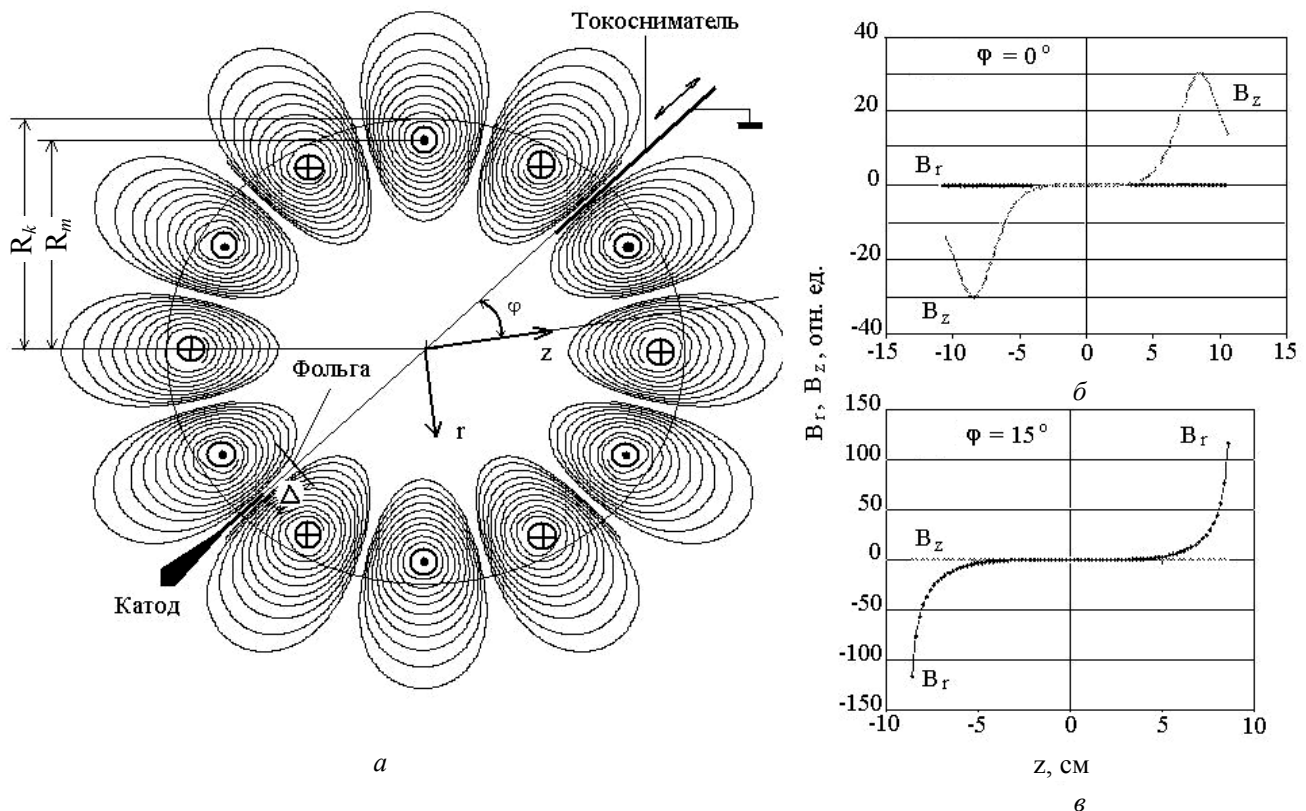


Рис. 1. Экспериментальная установка:

а — схема эксперимента; б — распределение магнитного поля в направлении $\varphi = 0^\circ$;
в — распределение магнитного поля в направлении $\varphi = 15^\circ$

Зависимость от энергии РЭП

На рис. 2 даны картины, получаемые в процессе счета при инжекции пробных частиц в аргон в одинаковых условиях (давление газа $P_0 = 2,5$ атм; ток в проводниках, создающих мульти-польное магнитное поле, $I_m = 80$ кА; количество проводников $N_m = 12$) для различных начальных энергий инжекти-

руемых электронов (пробных частиц). Картины наглядно иллюстрируют характер распространения частиц с ростом энергии.

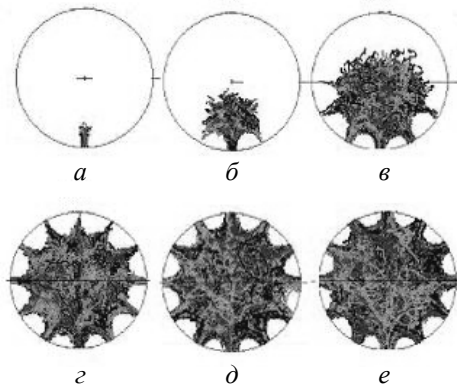


Рис. 2. Распределение частиц в камере в зависимости от значения энергии E :
 а — $E_b = 100$ кэВ; б — 150; в — 200; г — 250; д — 350; е — 500 кэВ

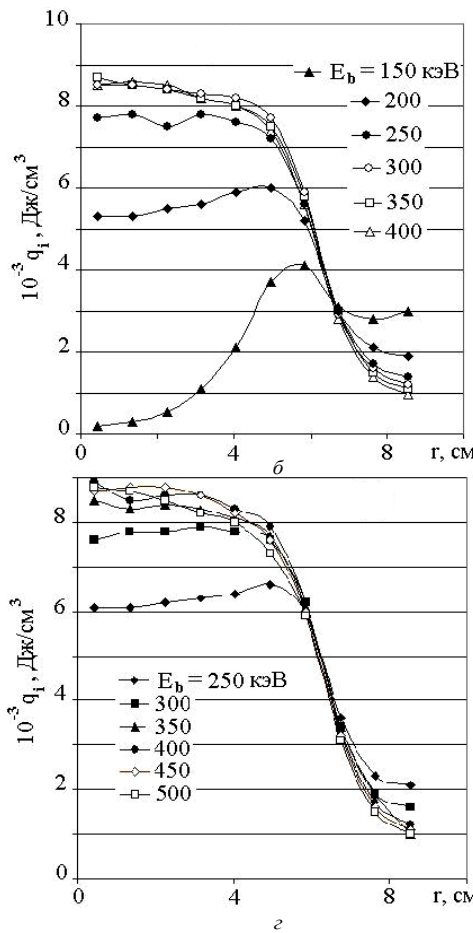
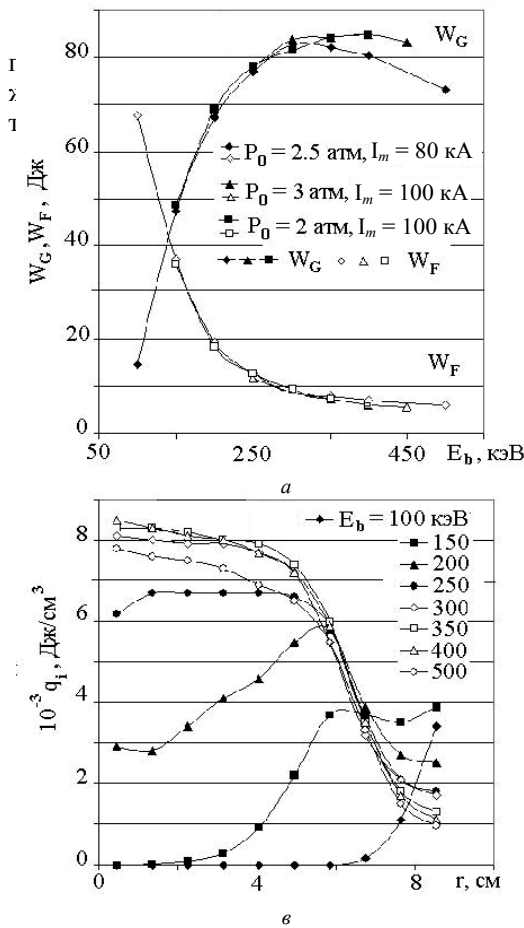


Рис. 3. Зависимость энергозклада в газ W_G и потерь энергии в фольге W_F от энергии частиц при давлении $P_0 = 2, 2,5$ и 3 атм и токе I_m в проводниках 80 и 100 кА (а); зависимости удельных ионизационных потерь q_i от радиуса камеры: б — при $P_0 = 2$ атм, $I_m = 100$ кА ($B_{max} = 14$ кГс); в — при $P_0 = 2,5$ атм, $I_m = 80$ кА ($B_{max} = 11$ кГс); г — при $P_0 = 3$ атм, $I_m = 100$ кА ($B_{max} = 14$ кГс)

Зависимость от числа проводников

Зависимости энергии, переданной газу и фольге, от числа проводников рассчитывались для двух случаев: $I_m = const$ и $B_m = const$. На рис. 4, а указанные зависимости даны для фиксированного тока в проводниках (независимо от их числа). Количество проводников менялось от 4 до 36. Случай с $N = 2$ и $N = 1$ не рассматривался, так как при этом маг-

читаем сумму ионизационных потерь пучка и энергии "остановившихся" частиц ("остановившимися" считаем частицы с энергией меньше 10 кэВ).

Поведение кривых $W_G(E_b)$ и $W_F(E_b)$ вполне ожидаемо: при уменьшении E увеличиваются потери в фольге, разделяющей вакуумный диод и камеру дрейфа, соответственно, уменьшается энергозклад в газ. Увеличение энергии электронов сопровождается ростом потерь на стенках камеры и увеличением количества уходящих через магнитные пробки частиц. Кривые $W_G(E)$ для давлений в диапазоне 2—3 атм имеют максимумы в области $E \approx 250—400$ кэВ.

Зависимости удельных ионизационных потерь от радиуса камеры, рассчитанные в условиях: $P_0 = 2$ атм, $I_m = 100$ кА ($B_{max} = 14$ кГс); $P_0 = 2,5$ атм, $I_m = 80$ кА ($B_{max} = 11$ кГс) и $P_0 = 3$ атм, $I_m = 100$ кА ($B_{max} = 14$ кГс) даны, соответственно, на рис. 3 б—г.

Как видим, в диапазоне энергий, где оптимальные значения энергозклада пучка в газ (250—400 кэВ), отери пучка в пределах $r \leq$ льно.

нитная конфигурация перестает быть замкнутой и не препятствует уходу частиц на стенки. На рис. 4 дана также зависимость максимального магнитного поля от числа проводников. Кривые получены при давлении $P_0 = 3$ атм для двух случаев: $E_b = 300$ кэВ, $I_m = 80$ кА и $E_b = 400$ кэВ, $I_m = 100$ кА. Увеличение магнитного поля с увеличением числа проводников понятно: с ростом N область со-

средоточения магнитного поля сокращается, соответственно растет величина поля. Энерговклад в газ растет с увеличением N , причем более интенсивно в области $N = 4-12$.

Ввиду увеличения пробочного отношения (с ростом N растет B_m) уменьшается уход частиц на стенки и фольгу, соответственно уменьшаются потери в фольге и увеличивается энерговклад в газ. На рис. 4 б, в приведены удельные ионизационные потери в зависимости

от радиуса камеры, рассчитанные, соответственно, в условиях

$E_b = 300$ кэВ, $I_m = 80$ кА и $E_b = 400$ кэВ, $I_m = 100$ кА. Как видно из кривых, однородность удельных ионизационных потерь почти идеальная, и очень важно, что изменением N можно менять радиус области с однородным энерговкладом и плотность накачки в этой области.

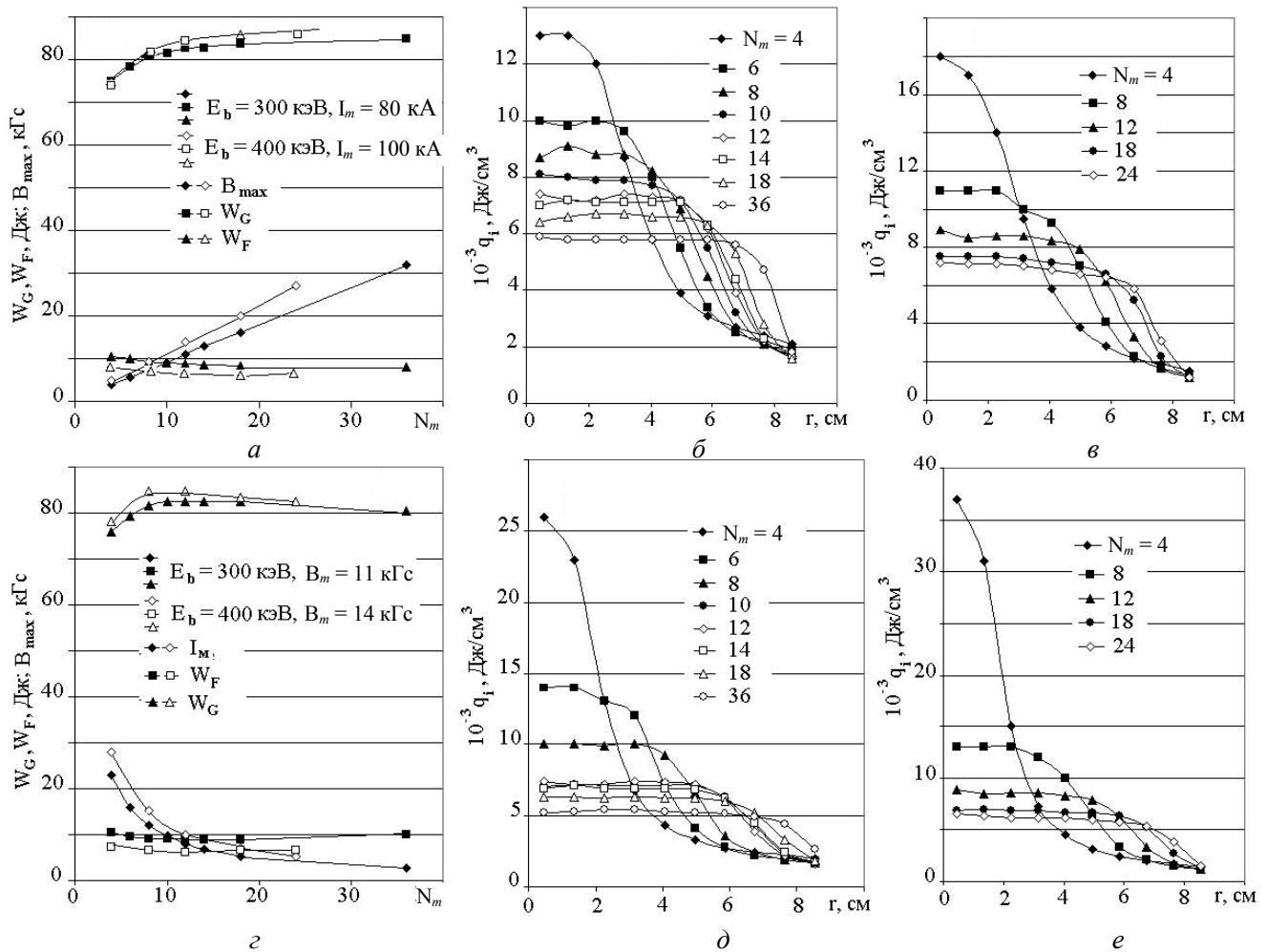


Рис. 4. Диапазон энергии при различном числе проводников:

a — зависимость энерговклада в газ W_G , потерь энергии в фольге W_F и магнитного поля B_{max} от числа проводников N_m для $E_b = 300$ кэВ, $I_m = 80$ кА и $E_b = 400$ кэВ, $I_m = 100$ кА, $P_0 = 3$ атм;

Зависимости удельных ионизационных потерь q_1 от радиуса камеры: *б* — $E_b = 300$ кэВ, $I_m = 80$ кА; *в* — $E_b = 400$ кэВ, $I_m = 100$ кА; *г* — зависимость энерговклада в газ W_G , потерь энергии в фольге W_F и тока в проводниках I_m от числа проводников N_m для $E_b = 300$ кэВ, $B_m = 11$ кГс и $E_b = 400$ кэВ, $B_m = 14$ кГс, $P_0 = 3$ атм;

зависимости удельных ионизационных потерь q_1 от радиуса камеры: *д* — $E_b = 300$ кэВ, $B_m = 11$ кГс; *е* — $E_b = 400$ кэВ; $B_m = 14$ кГс

Рис. 5, где изображено наложение большого числа "треков" пробных частиц, наглядно иллюстрирует картину "заполнения" частицами сечения камеры для различных N_m при $P_0 = 3$ атм, $E_b = 300$ кэВ и $I_m = 80$ кА. При $E_b = 400$ кэВ и $I_m = 100$ кА картина аналогична.

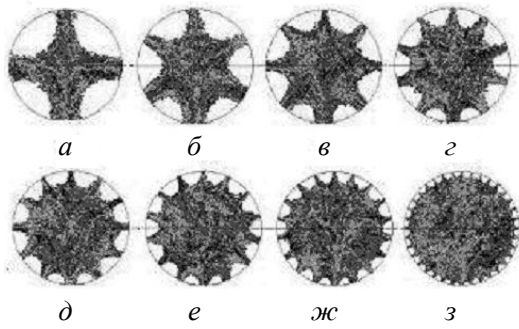


Рис. 5. Распределение частиц в камере в зависимости от числа проводников N_m : а — 4; б — 6; в — 8; г — 10; д — 12; е — 14; жс — 18; з — 36

Несколько иначе выглядят зависимости $W_G(N_m)$ и $W_F(N_m)$ при фиксированном значении магнитного поля. Эти зависимости при давлении $P_0 = 3$ атм представлены на рис. 4, z для случаев $E_b = 300$ кэВ; $B_m = 11$ кГс и $E_b = 400$ кэВ, $B_m = 14$ кГс. Там же даны значения тока I_m , необходимые для поддержания величины магнитного поля на одном уровне.

С увеличением N_m магнитное поле прижимается к стенкам и увеличивается градиент поля в области пробки. При этом увеличивается также доля отраженных электронов. Но при этом увеличивается число полюсов, т.е. количество каналов потерь, так что кривая $W_G(N_m)$ имеет максимум в области $N_m = 8-18$. Более высокие показатели энерговклада (и, соответственно, меньшие потери в фольге) имеем при больших значениях E_b и B_m .

Радиальные распределения удельных ионизационных потерь при фиксированных значениях максимальной величины магнитного поля для

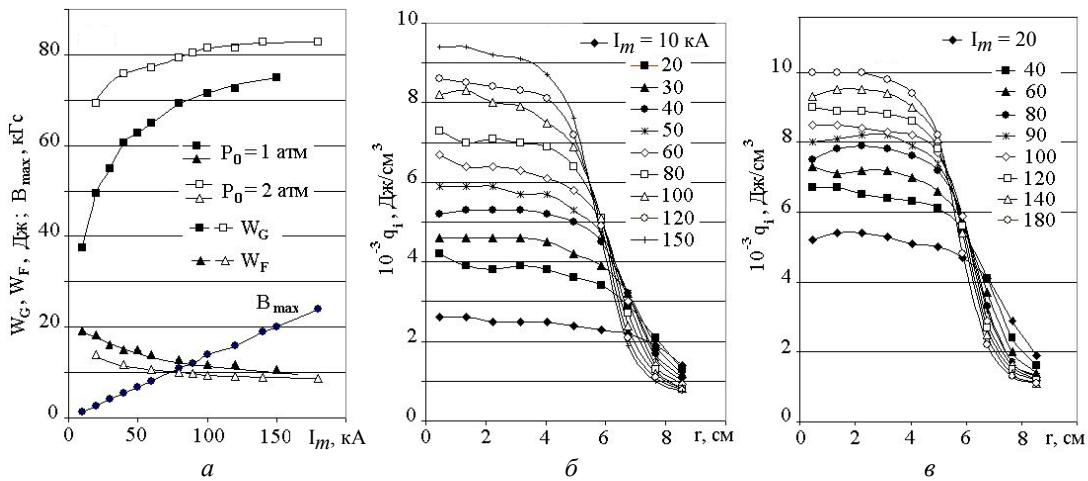


Рис. 6. Диапазон энергий при различных величинах магнитного поля: а — зависимость энерговклада в газ W_G , потерь энергии в фольге W_F и магнитного поля B_{max} от тока в проводниках I_m ; $E_b = 300$ кэВ; $N_m = 12$; $P_0 = 1$ и 2 атм; зависимости удельных ионизационных потерь q_1 от радиуса камеры: б — $P_0 = 1$ атм; в — $P_0 = 2$ атм

Зависимость энерговклада от давления

Рассмотрим зависимость энерговклада в газ и потерь в фольге от давления газа. Зависимость рассчитывалась при энергии частиц $E_b = 300$ кэВ, токе в проводниках $I_m = 80$ кА (при этом $B_m = 11$ кГс) и числе проводников $N_m = 12$ (рис. 7, а).

$E_b = 300$ кэВ; $B_m = 11$ кГс (см. рис. 4, д) и $E_b = 400$ кэВ, $B_m = 14$ кГс (см. рис. 4, е) практически идентичны распределениям при фиксированных значениях тока в проводниках и открывают такие же широкие возможности манипулирования конфигурацией плазмы, образуемой при взаимодействии пучка с газом.

Зависимость энерговклада от тока в проводниках (от магнитного поля)

Зависимости энерговклада в газ и потерь в фольге, а также величины магнитного поля от тока в проводниках рассчитывались для энергии $E_b = 300$ кэВ и $N_m = 12$ в двух случаях: при давлении аргона 1 и 2 атм (рис. 6, а). В обоих случаях с увеличением I_m , сопровождающимся, как видно из зависимости $B_m(I_m)$ линейным ростом величины магнитного поля, монотонно растут энерговклады в газ и, соответственно, уменьшаются потери в фольге. После $B_m \approx 10 - 15$ кГс рост W_G незначителен и не оправдывает усилий на увеличение магнитного поля. С уменьшением давления газа существенно уменьшается энерговклад в газ. Это связано с тем, что с уменьшением давления увеличивается пробег частиц и одновременно уменьшается их средний угол рассеяния, а следовательно, растет и вероятность выхода частицы из системы через магнитную пробку.

Удельные ионизационные потери пучка в зависимости от тока в проводниках также представлены для двух значений давления газа: 1 атм (см. рис. 6, б) и 2 атм (см. рис. 6, в).

Как видно из приведенных кривых, изменением тока в создающих магнитное поле проводниках также можно изменять конфигурацию и плотность ионизационных потерь в газе.

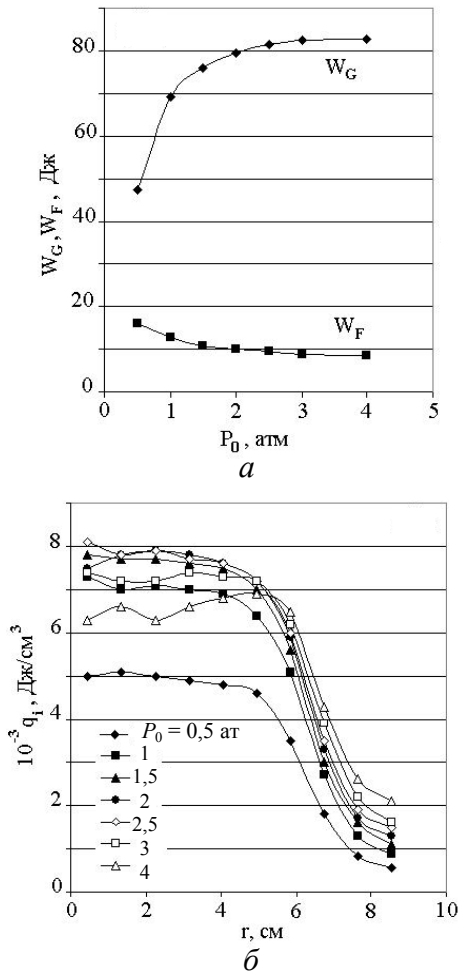


Рис. 7. Диапазон энергий при разных значениях давления газа: а — зависимость энерговыклада в газ W_G и потерь энергии в фольге W_F от давления газа P_0 ; б — зависимости удельных ионизационных потерь q_i от радиуса камеры

Кривая $W_G(P_0)$ быстро растет при малых давлениях ($P_0 \leq 2$ атм), что, как уже было отмечено, связано с уменьшением длины пробега частиц в газе. При дальнейшем увеличении давления длина пробега становится сравнимой с размерами камеры, и дальнейшее увеличение давления не сказывается на

величине энерговыклада. Зависимости удельных ионизационных потерь q_i от радиуса для разных давлений (см. рис. 7, б) характеризуются относительной однородностью в пределах $r \leq 5$ см. Наибольшего значения q_i достигает при давлении $P_0 \approx 2,5$ атм.

На основании приведенных зависимостей можно сделать вывод, что оптимальное значение энерговыклада (порядка 80—90 % от энергии инжектированного в газ пучка) достигается при энергии частиц 300—400 кэВ, числе проводников 12—18, токе в проводниках 80—120 кА (магнитное поле 10—15 кГс) и давлении газа 2,5—3,5 атм. Изменение количества проводников и тока в них позволяет в широких пределах изменять поперечные размеры области с высокой степенью однородности удельных ионизационных потерь.

Плазменный ток

При инжекции РЭП в газ за времена порядка

$$\tau_i = (\gamma^2 \beta c \sigma_i n_0)^{-1},$$

где γ — релятивистский фактор;

$\beta = u / c$, u и c — соответственно, скорости электрона и света;

σ_i — эффективное сечение ионизации;

n_0 — плотность газа,

образуется плазма.

Под воздействием поля пространственного заряда пучка и электрического поля, индуцированного нарастающим собственным магнитным полем тока пучка, генерируется плазменный ток.

От чего зависит величина плазменного обратного тока, генерируемого при инжекции электронного пучка в газ, и какова его роль раскрываются ниже.

Влияние импеданса обратного токопровода на величину плазменного тока исследовалось ранее [6]. Схема эксперимента приведена на рис. 8, а. Пучок инжектировался в открытое пространство. Ток этого пучка регистрировался приемником, заземляемым в одном случае стержнями (от одного до четырех), в другом случае — сигнальными кабелями.

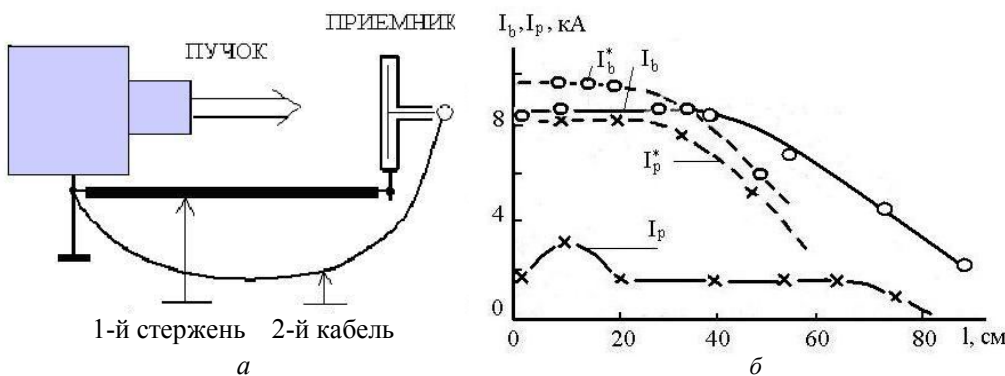


Рис. 8. Влияние импеданса обратного токопровода на величину плазменного тока:

а — схема эксперимента по определению влияния импеданса обратного токопровода; б — зависимость плазменного тока I_p от расстояния до приемника при заземлении приемника стержнем и кабелем

В случае заземления приемника обратными токопроводами — стержнями величина плазменного тока была $I_p = (0,2 - 0,3) I_b$. Когда же заземление осуществлялось через сигнальные кабели, величина плазменного тока составляла

$I_p = (0,7 - 0,9) I_b$ (см. рис. 8, б). Ток пучка при этом менялся незначительно.

Плазменный ток шунтируется током, протекающим по заземляющим проводникам. Сопротивление Z_t обратного токопровода в основном индуктивное, а плаз-

менного столба Z_p — омическое. Плазменный ток равен $I_p = I_b / (1+k)$, где $k = Z_p / Z_i$.

В первом случае k можно оценить по соотношению

$$k \approx 2,7 \cdot 10^{13} \frac{P_0 \tau_b l_p}{n r_b \ln 2a/d},$$

где n — концентрация электронов;

a — расстояние между пучком и обратным токопроводом;

d — диаметр токопровода;

l_p — длина плазменного столба.

При $P_0 \approx 750$ Торр, $\tau_b \approx 50$ нс, $n \approx 2 \cdot 10^{14}$, $r_b = 3$ см, $a = 10$ см, $d = 0,5$ см имеем $k \approx 5,5$ и $I_p \approx 0,15 I_b$.

Во втором случае

$$k \approx 5,4 \cdot 10^{13} \frac{P_0 \tau_b l_p}{n r_b^2 (1 + \ln s/d) s},$$

где s — длина сигнальных кабелей;

d — их общий диаметр.

При $l_p \approx 1$ м, $s \approx 25$ м и $d \approx 5$ см получаем $k \approx 0,22$ и $I_p \approx 0,8 I_b$. В обоих случаях оценки близки к наблюдаемым значениям плазменного тока.

Итак, величина плазменного тока зависит от сопротивления заземляющего приемник проводника. Очевидно, что в случае отсутствия последнего $I_p = I_b$.

Важную роль в процессе передачи энергии газу играет индуцированный пучком плазменный ток [7]. В результате передачи энергии пучка газу последний нагревается и меняется его плотность. Как показали эксперименты [4—7], ионизационных потерь пучка недостаточно для объяснения наблюдаемого уменьшения плотности газа. Разница между q (энерговклад, необходимый для объяснения экспериментально наблюдаемого уменьшения давления) и q_i (энерговклад, обусловленный ионизационными потерями пучка) существенная и достигает четырехкратного значения ионизационного энерговклада. Все указывает на дополнительный механизм разогрева газа плазменными токами с энерговкладом $q_p = q - q_i \approx (0-4) q_i$. В случае, когда имеется обратный токопровод, дополнительный энерговклад в газ меньше, чем в случае, когда обратный токопровод отсутствует и приемник заземлен через сигнальные кабели.

Таким образом, значительная часть энергии пучка передается газу посредством генерируемого пучком плазменного тока.

Очевидно, что изменением сопротивления системы протеканию обратного тока можно варьировать величину электрического поля пространственного заряда пучка в камере и, следовательно, величину и соотношение энергий, передаваемых газу пучком и плазменным током, другими словами, менять соотношение и интенсивность режимов пучковой и электроразрядной накачки рабочей среды.

Влияние индуцированных в плазме токов на генерационные характеристики эксимерного лазера с пучковой накачкой впервые отмечено в работе Мангано [8]. Пучок инжектировался в камеру, заполненную смесью $F_2 : Kг : He = 0,2-1 : 15 : 86$. При незаземленном приемнике пучка устанавливалось некоторое электрическое поле E (и, следовательно, плазменный ток), зависящее от концентрации F_2 . При этом регистрировалось лазерное излучение, которое отсутствовало при заземленном приемнике.

Как показали наши эксперименты, энерго-вклад в газ, обусловленный плазменными токами, может достигать 50—60 % общего энерговклада. Изменением импеданса обратного токопровода плазменный ток можно регулировать в широких пределах $(0,1-0,9)I_b$. Энерговклад от плазменного тока можно варьировать, воздействуя на проводимость пучковой плазмы, посредством мульти-польного магнитного поля, заземляющим элементом или добавляя в рабочую смесь электроотрицательный газ. Соответственно, можно регулировать величину и распределение электростатического поля, обусловленного пространственным зарядом.

Таким образом, при инъекции электронного пучка в газ в мультипольном магнитном поле общий энерговклад пучка в газ, согласно расчетам, достигает 80—90 % от энергии электронного пучка. Согласно проведенным ранее экспериментам существенен вклад плазменного тока в энергию, передаваемую газу, и 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 энерговклада и кинетику процессов в плазме посредством плазменного тока.

Работа выполнена при поддержке гранта 05-08-33370-а.

Л и т е р а т у р а

1. Абдуллин Э. Н., Гришин Д. М., Губанов В. П. и др. // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. № 3. С. 199.
2. Бугаев С. П., Абдуллин Э. Н., Зорин В. Б. и др. // Там же. № 9. С. 801.
3. Hegeler F., Rose D. V., Myers M. C. et al. // Physics of Plasmas. 2004. V. 11. № 11.
4. Бондарь Ю. Ф., Климов В. И., Мхеидзе Г. П. и др. // Релятивистская плазменная СВЧ-электроника: Тр. ИОФАН. — М.: Наука, 1994. Т. 45. С. 110—146.
5. Арланцев С. В., Климов В. И., Мхеидзе Г. П. и др. // Там же. С. 166—192.
6. Королев А. А., Мхеидзе Г. П., Савин А. А. // Прикладная физика. 2005. № 5. С. 40—45.
7. Королев А. А., Мхеидзе Г. П., Савин А. А. // Там же. 2005. № 6. С. 105—113.
8. Mangano J. A., Hsia J., Jacob J. H., Srivastava B. N. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 33. № 6. P. 487.

Статья поступила в редакцию 10 декабря 2005 г.

Method of large gas volume pumping

Yu. F. Bondar, G. P. Kuzmin, G. P. Mkheidze, D. K. Ulyanov
General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

S. V. Arlantrev
OKB "Granat", Moscow, Russia

The method of relativistic electron beam injection into gas media with the high efficiency of pumping is proposed. The results of simulation of the beam injection into the gas (argon) in the multipole magnetic field are represented at the range of system parameters - energy of electrons, number of conductors, that create magnetic field, the magnetic field strengths and gas pressure. The influence of the currents induced in the plasma on the energy deposition into the gas is estimated. It is shown that due to the special configuration of external magnetic field the uniformity of energy deposition and efficiency remain with a change of the parameters over wide range, restriction to the volume of the pumped media is removed, the possibility of pump the gas media by an electron beam and electric discharge simultaneously appears. Total energy deposition into the gas can reach 80—90 % energy of beam.

* * *