

УДК 533.9.07 : 533.9.5

## ДИНАМИКА ТОКОВОГО И ГАЗОВОГО КАНАЛА ПРИ ИНЖЕКЦИИ РЭП В ГАЗ

*Ю. Ф. Бондарь, А. А. Гомонько, В. Г. Грудницкий, В. В. Власов, Г. П. Мхеидзе,  
В. Ю. Носач, А. А. Королев, В. Е. Кульбеда, А. А. Савин, П. И. Сопин*

Экспериментально исследовались распространение электронного пучка в газе и динамика газового канала, образованного РЭП. Энерговклад РЭП в газ, обусловленный ионизационными потерями пучка, недостаточен для объяснения наблюдаемого уменьшения плотности газа в области распространения пучка. Учет дополнительного энерговклада в среду за счет джоулевых потерь плазменного тока, индуцированного в пучковой плазме, позволяет объяснить результаты экспериментов.

В ряде прикладных задач, при решении которых сильнооточным релятивистским электронным пучкам отводится принципиальная роль, наиболее перспективным в настоящее время является инициирование реакций в мощных газовых лазерах и плазмохимических реакторах [1, 2].

Актуальность указанных задач обуславливает необходимость исследования широкого круга физических процессов, происходящих при инжекции РЭП в нейтральный газ. В частности, важное значение имеют взаимосвязанные вопросы об энерговкладе пучка в рабочую смесь и нагреве газа при прохождении импульса РЭП. В мощных газовых лазерах возможность съема энергии с единицы объема активной среды определяется, во-первых, удельным энерговкладом пучка в газ, а во-вторых, эффектами нагрева среды, которые ведут к заселению нижнего рабочего уровня и, следовательно, к ухудшению условий усиления света [1]. В плазмохимических системах с инициированием реакций сильнооточным РЭП вопрос о механизме энерговклада и выборе оптимального теплового режима реактора является принципиальным для реализации преимуществ неравновесной плазмохимии [2].

Экспериментальное изучение процессов нагрева и динамики газового канала при инжекции электронного пучка были начаты недавно [3], хотя следует отметить достаточно широкие исследования теплового воздействия (образование и динамика каналов пониженной плотности) на газ мощного лазерного излучения и электрических разрядов [4, 5]. Задача о течении газа при цилиндрическом взрыве в предположении мгновенного разогрева газа и при заданном законе выделения энергии решалась в работах [6, 7].

Исследование вопроса о динамике нагретого пучком газа предполагает в первую очередь определение каналов передачи энергии РЭП газу и трансформации ее в энергию поступательных степеней свободы с целью построения физической модели, дающей пространственно-временную картину разогрева газа. Вместе с тем необходимы непосредственные экспериментальные исследования газодинамических процессов совместно с изучением свойств транспортируемого через газ пучка в разных условиях (в газах различного состава, при различных геометрических размерах пучка и величинах удельного энерговклада). Цель таких исследований — установить основные процессы, приводящие к разогреву газа, и определить их относительную роль.

# 1. Экспериментальный стенд

Стенд создан на базе сильноточного ускорителя «Терек-IP» [8] и включает в себя ускоритель, приемник для регистрации параметров пучка и оптический интерферометр для наблюдения динамики плотности газа, нагретого РЭП.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Релятивистский электронный пучок (ток в диоде  $I_0 = 20 \div 30$  кА, энергия электронов  $\epsilon = 1 \div 1.5$  мэВ, длительность импульса тока  $\tau_b = 50 \div 100$  нс) инжектировался в газ через титановую фольгу толщиной 50 мкм. Величина и радиальное распределение тока пучка, а также плазменный ток регистрировались приемным узлом 1. Конфигурация коллекторов показана на рис. 1, а. Коллекторы регистрировали токи, по которым определялись ток  $I_b$  и плотность тока  $j_b$  пучка. Плазменный ток  $I_p$  отожд-

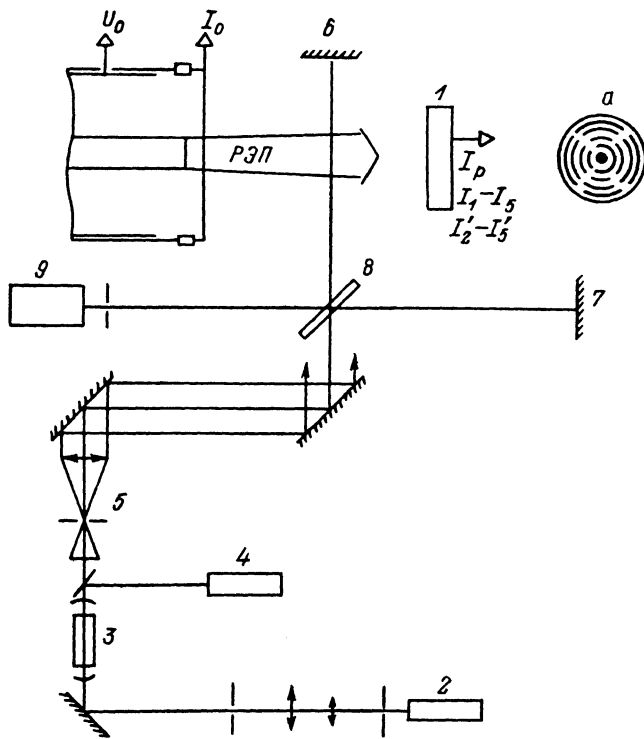


Рис. 1. Схема эксперимента.

ствлялся с током на фольгу приемника. В приемном узле поддерживалось давление  $10^{-2}$  Тор.

Экспериментально определенный разброс измеренных параметров пучка составлял не более  $\pm 10\%$ .

Объемная плотность энерговыклада пучка в газ определялась по плотности тока пучка

$$q(r) = \int_0^{t_b} (dE/dx)_i j_b(r, t) dt; \quad (1)$$

где  $(dE/dx)_i$  — ионизационные потери электрона.

Динамика плотности газа при инжекции РЭП определялась по изменению показателя преломления газа в области распространения РЭП. Измерения проводились с помощью интерферометра Майкельсона 6—8. В интерферометре применялся рубиновый лазер 3, работающий в режиме свободной генерации (длительность светового импульса 600 мкс); Настройка интерферометра проводилась с помощью юстировочного He—Ne лазера 2. Контроль за работой лазера осуществлялся фотодиодом 4. Телескопическая система 5 позволяла по-

лучить световой луч в исследуемой области диаметром 150 мм. Для регистрации интерференционной картины использовался скоростной фоторегистратор СФР 9 в режиме щелевой развертки.

Исследование динамики газа проводилось на различных расстояниях от анодной фольги ускорителя (3.5—25 см). Измерения приемным узлом проводились с обратными токопроводами (параллельные пучку 1—4 проводящих стержня, соединяющих приемный узел с анодом ускорителя) и в их отсутствии. В последнем случае «заземление» приемника осуществлялось по экранам сигнальных кабелей.

## 2. Экспериментальное исследование параметров РЭП

На данном этапе исследовалась инжекция пучка в воздух при  $p_0 = 730 \div 750$  Тор.

На рис. 2 представлены зависимости тока приемника  $I_b$  и максимальной плотности  $j_m$  от длины транспортировки  $l$ , т. е. расстояния между анодной фольгой и фольгой приемника. Из зависимости  $I_b(l)$  видно, что вплоть до  $l = 40 \div 50$  см значение тока пучка, приходящего на приемник, не меняется и равно инжектируемому току. Максимальная плотность тока  $j_m$  на начальном участке транспортировки растет и лишь при  $l = 15 \div 20$  см начинает уменьшаться. Максимальные значения плазменного тока равны  $I_p \approx (0.15 - 0.3) I_b$ . Приве-

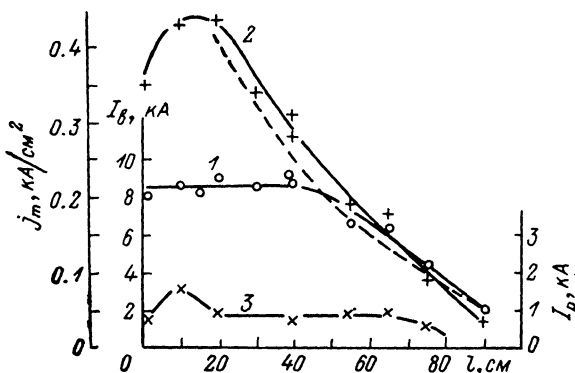


Рис. 2. Зависимость тока пучка  $I_b$  (1), максимальной плотности тока  $j_m$  (2) и максимального плазменного тока  $I_p$  (3) от длины транспортировки  $l$  ( $d_k = 30$  мм).

денные данные свидетельствуют о наличии процессов сжатия пучка в собственном магнитном поле.

Из равенства сил газокINETического и магнитного давлений на границе однородного пучка для равновесного тока имеем [9]

$$I^* \approx \left( \frac{mc^3}{e} \right) \gamma \beta \langle \Theta_{\phi\phi}^2 \rangle = I_A \langle \Theta_{\phi\phi}^2 \rangle, \quad (2)$$

где  $I_A = (mc^3/e) \gamma \beta = 17 \gamma \beta$  кА — ток Альфвена;  $\Theta_{\phi\phi}$  — эффективный угол рассеяния, суммирующий рассеяние на анодной фольге и в газе  $\Theta_{\phi}$  [9, 10].

Пренебрегая рассеянием электронов пучка в газе на малой длине ( $l < 20$  см), для анодной фольги из титана ( $\Delta = 50$  мкм) при  $\epsilon \div 1 - 1.5$  МэВ имеем  $\langle \Theta_{\phi\phi}^2 \rangle \approx \langle \Theta_{\phi}^2 \rangle = 0.065 \div 0.123$ , что для равновесного тока дает  $I^* = 4.2 \div 5.8$  кА. При  $I_b - I_p \approx 6 \div 7$  кА  $> I^*$  должна наблюдаться фокусировка пучка (предполагается, что пространственный заряд пучка нейтрализован).

Плотность тока пучка после кроссовера меняется по закону

$$j(l) \sim \exp(-I_A l \langle \Theta_{\phi}^2 \rangle). \quad (3)$$

Кривая  $j(l)$ , построенная по формуле (3), дана на рис. 2 штриховой линией. Рис. 3 иллюстрирует радиальное распределение плотности тока  $j_b(r)$  в зависимости от расстояния  $l$ .

При ограничении тока пучка диафрагмой ( $\varnothing$  20 мм, расположена на расстоянии  $l=5$  см)  $I_b < I^*$ , и в этом случае фокусировка пучка не имеет места. Увеличивая в этой же геометрии напряжение и ток диода до  $U_0 \approx 1.4$  МВ и  $I_0 \approx 28$  кА, на расстоянии  $l'=20$  см ток пучка увеличивается до  $I_b \approx 4$  кА, т. е. в 1.7 раза, а максимальная плотность тока до  $j_m \approx 0.4$  кА/см<sup>2</sup>, т. е. в 4.6 раза, что свидетельствует о фокусировке пучка.

Характерные осциллограммы напряжения на диоде  $U_0$ , тока диода  $I_0$ , плазменного тока  $I_p$ , токов на 9 вертикально расположенных кольцевых сегментов-коллекторов  $I_5 \div I_1, I_2 \div I_5$  (рис. 1, а) в геометрии с диафрагмой при  $l'=20$  см приведены на рис. 4, а. Заслуживает внимания разница в характере осциллограмм  $I_1 \div I_5, I_2 \div I_5$  при увеличении  $I_0$  (соответственно  $I_b$ ). Как видно из рис. 4, а, пучок при этом становится неустойчивым.

Аналогичная картина, более резко выраженная, имеет место в отсутствие диафрагмы (рис. 4, б). Сравнивая осциллограммы на рис. 4, а и б и условия,

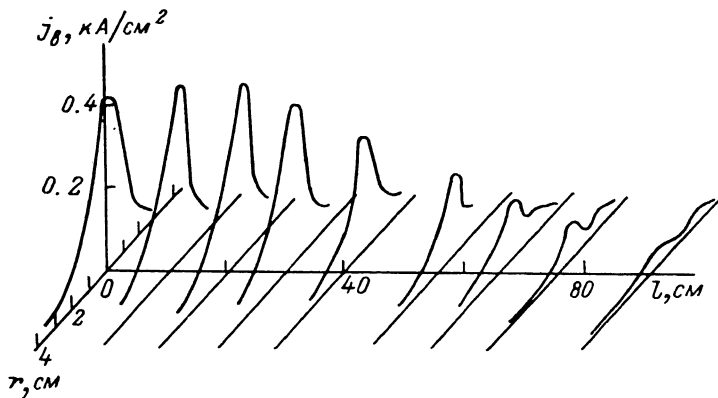


Рис. 3. Радиальные распределения плотности тока пучка  $j_b(r)$  в максимуме импульса тока на различных расстояниях от анодной фольги.

в которых они получены, можно сделать вывод, что процессы, приводящие к неустойчивости, развиваются на расстоянии  $l=5$  см. Возможно, указанные особенности в поведении тока пучка имеют общую природу с обнаруженным ранее усилением полного тока [11].

По значениям  $I_1 \div I_5, I_2 \div I_5$  в синхронные моменты времени были построены кривые распределения плотности тока пучка в зависимости от времени. Обнаружено, что центр пучка совершает движение в плоскости апертуры приемника с пространственной амплитудой порядка удвоенного радиуса пучка. Указанный эффект имеет место в различных условиях, в частности и при диафрагмировании пучка.

В описанных выше экспериментах приемник был заземлен на корпус ускорителя с помощью 1—4 проводящих стержней, параллельных плазменному каналу. В таких условиях с плазменным током конкурирует ток, текущий по заземляющему проводнику. Оценим  $I_p$ , предполагая, что сопротивление обратного токопровода в основном индуктивное, а плазменного столба омическое

$$I_p \approx \frac{I_b}{1 + 2.7 \cdot 10^{13} p_0 \tau_b / n r_b^2 \ln(2a/d)}, \quad (4)$$

$n$  — концентрация электронов,  $a$  — расстояние между пучком и обратным токопроводом,  $d$  — диаметр проводника. При  $p_0 \approx 750$  Тор,  $\tau_b \approx 50$  нс,  $n \approx 2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $r_b \approx 3$  см,  $a \approx 10$  см и  $d \approx 0.5$  см имеем  $I_p \approx 0.15 I_b$ , что довольно близко к наблюдаемому току.

Дальнейшие эксперименты<sup>1</sup> проводились в отсутствие обратного токопровода. Заземление приемника осуществлялось через сигнальные кабели.

<sup>1</sup> В данной серии экспериментов в диоде присутствовало небольшое магнитное поле ( $\sim 150$  Гс).

Полученные в этих условиях зависимости тока пучка  $I_b$  и максимальной плотности тока  $j_m$  от расстояния  $l$ , а также значения плазменного тока  $I_p$  отличаются от кривых на рис. 2. Плазменный ток увеличился до значений  $(0.7-0.9) I_b$ . Ток приемника начинает уменьшаться на расстоянии  $l \geq 30$  см, а максимальная плотность тока  $j_m$  монотонно падает. При плазменном токе, близком к инжектированному, результирующее магнитное поле мало, а следовательно, отсутствует фокусировка пучка собственным магнитным полем.

Ввиду большого индуктивного сопротивления, заземляющего приемник контура (по сигнальным кабелям), приемный узел заряжается электронным

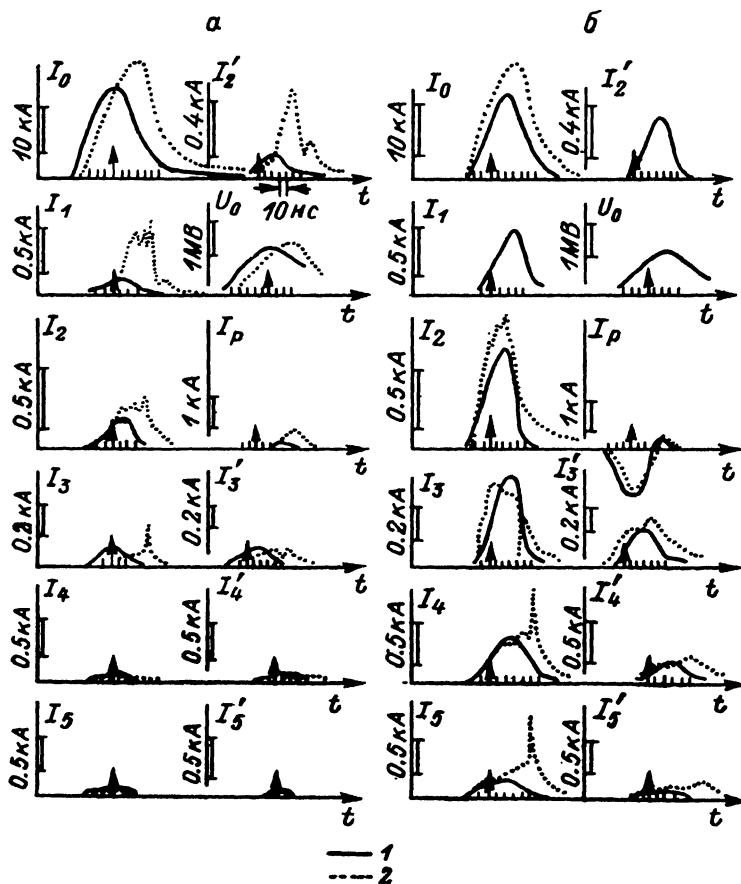


Рис. 4. Характерные осциллограммы напряжения на диоде  $U_0$ , тока диода  $I_0$ , плазменного тока  $I_p$ , токов на вертикально расположенные коллекторы  $I_3 \div I_2$ ,  $I_1$  (центральный коллектор),  $I'_2 \div I'_5$ .

а: диафрагма  $\varnothing 20$  мм,  $l' = 20$  см ( $l - l' = 5$  см). 1 —  $U_0 \approx 1.2$  МВ,  $I_0 \approx 20$  кА,  $I_b \approx 2.5$  кА; 2 —  $\approx 1.4$ ,  $\approx 27$ ,  $\approx 4$ ; б: диафрагма отсутствует,  $l = 25$  см. 1 —  $U_0 \approx 1.2$ ,  $I_0 \approx 18$ ,  $I_b \approx 6$ ; 2 —  $\approx 1.4$ ,  $\approx 28$ ,  $\approx 8$ . Стрелки указывают синхронные моменты времени.

пучком. Образующееся электростатическое поле дополнительно к полю, индуцированному нарастающим током пучка, приводит к увеличению плазменного тока.

На рис. 5 приведены распределения  $j_b(r)$  в разные моменты времени. В указанных выше условиях  $j_b(r)$  характеризуются рядом особенностей.

1. При  $t = -50, -40, -30$  нс (соответствующее напряжение на диоде  $U_0 = 0.32, 0.58, 0.8$  МВ) распределение в пределах  $r = \pm 30$  мм двугорбое, характерное для диода, помещенного в продольное магнитное поле. При  $t > -10$  нс распределение одnogорбое, близкое к беннетовскому, т. е. магнитное поле перестает воздействовать на пучок, хотя при  $t = 30$  и  $40$  нс напряжение на диоде соответственно  $U_0 \approx 0.6$  и  $0.34$  МВ.

2. На радиусе  $r = +43$  мм появляется максимум (это характерно для  $j_b(r)$  при всех значениях  $l$ ).

3. Не наблюдались медленные поперечные колебания центра пучка.

4. Не наблюдалась неустойчивость пучка, хотя ток пучка  $I_b \approx 9.4$  кА.

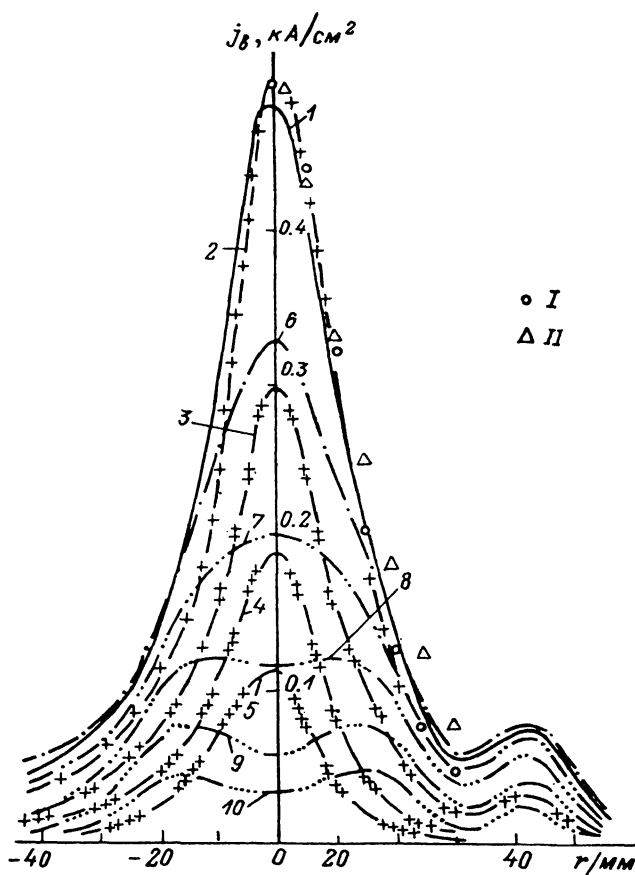


Рис. 5. Радиальное распределение плотности тока пучка  $j_b(r)$  в различные моменты времени.

Магнитное поле в диоде  $B = 150$  Гс. Приемник заземлен через сигнальные кабели.  $l = 15$  см,  $I_b \approx 9.4$  кА,  $U_0 \approx 1.25$  МВ. I — распределение Беннета, II — Гаусса. 1 —  $t = 0$ , 2 — 10, 3 — 20, 4 — 30, 5 — 40, 6 — (-10), 7 — (-20), 8 — (-30), 9 — (-40), 10 — (-50) нс.

### 3. Экспериментальное исследование динамики нагретого газа

Для иллюстрации результатов совместных газодинамических и пучковых измерений на рис. 6 представлены радиальные распределения относительной плотности газа  $\rho(r)/\rho_0$  в различные моменты времени (а, сплошные линии), гистограмма радиального распределения удельного ионизационного энерговклада пучка  $q_i(r)$  в исследуемом сечении (б) и соответствующая зависимость относительной плотности газа  $\rho(t)/\rho_0$  на оси от времени (в; кривая I). За  $t = 0$  принят момент инжекции пучка.

Анализируя данные, полученные при различных параметрах пучка и на разных расстояниях  $l$ , приходим к выводу, что скорость изменения плотности газа зависит от плотности тока пучка (от энерговклада), тогда как время  $\tau_s$ , в течение которого достигается минимальное (стационарное) значение  $(\rho/\rho_0)_s$ , не зависит от энерговклада и близко характерному газодинамическому времени  $\tau \approx r_b/c$  ( $c$  — скорость звука в газе).

Анализ поведения интерференционных полос на больших временах показывает, что стационарное значение относительной плотности газа  $(\rho/\rho_0)_s$  сохраняется по крайней мере до 600 нс относительно момента прохождения РЭП.

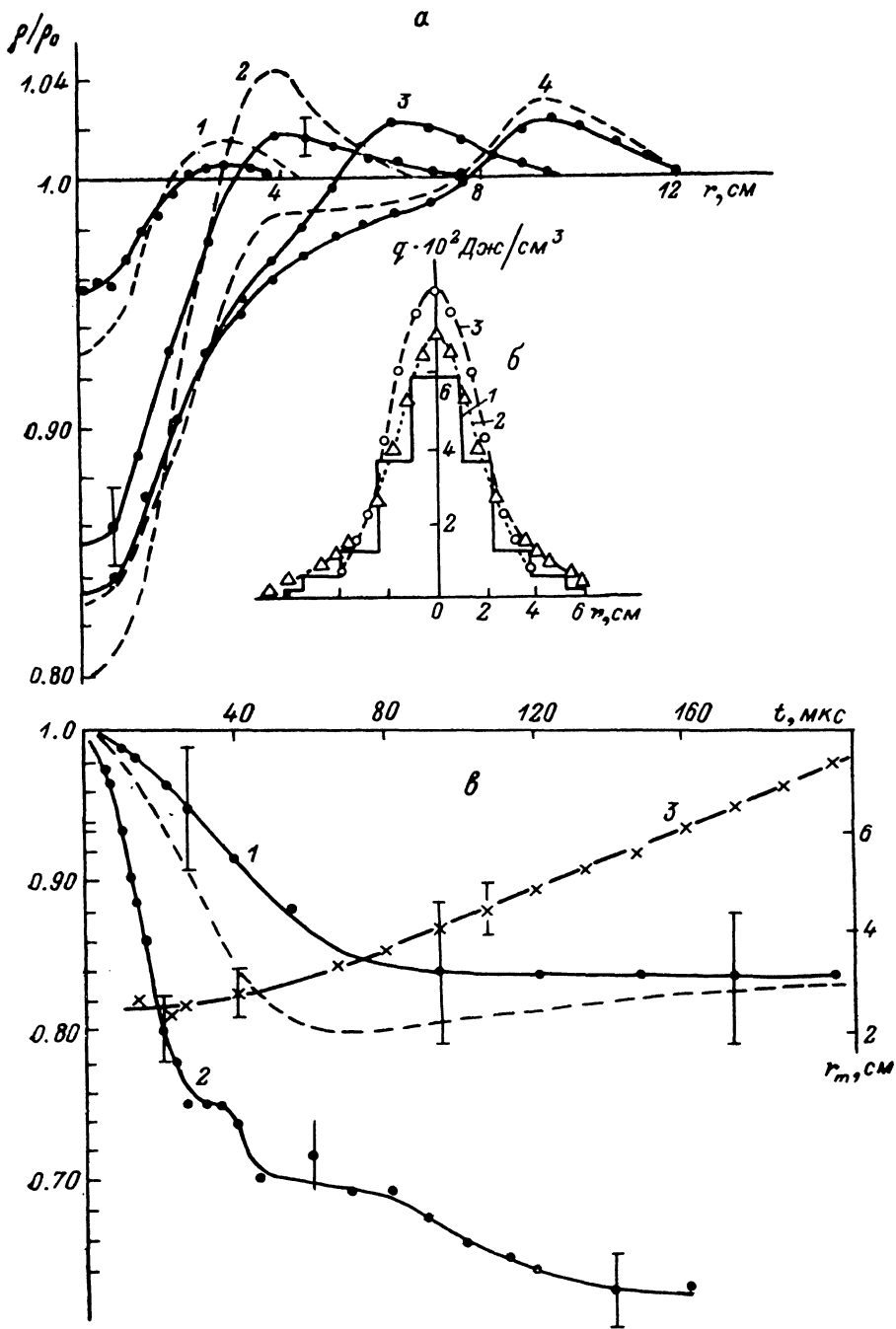


Рис. 6. Радиальные распределения плотности  $\rho(r)/\rho_0$  (а) и удельного энерговклада  $q(r)$  (б). Зависимости относительной плотности газа  $\rho/\rho_0$  на оси пучка в отсутствие (1) и при наличии (2) магнитного поля и координаты  $r_m$  максимума плотности газа (3) от времени (с).

а: сплошные линии — эксперимент, штриховые — расчет,  $l=10$  см,  $d_k=30$  мм,  $U_0=1.4$  МВ,  $I_b=0.7$  кА,  $\tau_b=65$  нс. 1 —  $t=26$ , 2 — 80, 3 — 160, 4 — 240 мкс; б: 1 — по ионизационным потерям РЭП для экспериментальных значений  $j(r)$ , 2 — по стационарному значению  $\rho/\rho_0$  ( $t > t_{FB}$ ), 3 — по  $\rho/\rho_0$  при  $t=8$  мкс; с: штриховая линия — расчет в условиях, соответствующих кривой 1. Кривая 2 получена в условиях:  $l=25$  см,  $d_k=60$  мм,  $U_0=1.3$  МВ,  $I_b=0.3$  кА,  $\tau_b=80$  нс.

Кривая 2 на рис. 6, в иллюстрирует результаты газодинамических и токовых измерений при наличии в диоде ускорителя слабого продольного магнитного поля.

Как говорилось выше, распределение  $j_b(r)$  при наличии магнитного поля в диоде характеризуется некоторыми особенностями. В частности, на радиусе  $r \approx 4.3$  см имеет место несимметричное локальное увеличение плотности тока. Такое изменение профиля пучка (энерговклада) приводит к изменению динамики профиля плотности газа на начальной стадии. В отличие от рис. 6, а наблюдается чередование областей повышенной и пониженной плотности газа с увеличением поперечной координаты. На зависимости относительной плотности газа на оси канала от времени (рис. 6, в, кривая 2) хорошо видно появление промежуточных квазистационарных значений  $\rho/\rho_0$ . Так же как и ранее (т. е. без магнитного поля), достигается стационарный профиль плотности, который существует без видимых изменений по крайней мере до 600-й микросекунды.

С увеличением расстояния от выходной фольги отмеченные особенности в динамике канала проявляются меньше. На расстоянии  $l \geq 25$  см поведение плотности газа в канале имеет «обычный» вид. Интересно заметить, что токовые измерения не показали сглаживания радиального распределения плотности тока с увеличением  $l$ .

Указанное поведение плотности газа в канале можно, по-видимому, объяснить образованием возвратных волн, вызванных немонотонностью в распределении профиля энерговклада [6].

На основе полученных экспериментальных данных попытаемся выяснить некоторые особенности энерговклада в газ при прохождении РЭП. В предположении адиабатичности процесса формирования канала и мгновенного разогрева газа импульсом РЭП плотность газа на оси канала при временах  $t > \tau_s = r_b/c$  можно определить из соотношения [6, 12]

$$\rho = \rho_0 (1 + q/q_0)^{-1/\gamma}, \quad (5)$$

$q$  — удельный энерговклад в газ на оси пучка,  $q_0$  — начальная тепловая энергия газа,  $\gamma$  — показатель адиабаты.

Используемое предположение об адиабатичности процесса формирования канала оправдано, так как потери энергии на излучение пренебрежимо малы и теплопроводностью также можно пренебречь.

На рис. 7 приведены экспериментальные значения  $\rho/\rho_0$  в зависимости от удельного энерговклада  $q$ , обусловленного ионизационными потерями пучка (по формуле (1)), для случаев как с обратными токопроводами, так и без них. Кривая на рисунке соответствует зависимости  $\rho(q)/\rho_0$ , полученной из соотношения (5). Как видим, во всех случаях  $q_i$  меньше удельного энерговклада  $q$ , необходимого для получения экспериментально наблюдаемого изменения плотности газа, что указывает на существование дополнительного механизма разогрева газа с удельным энерговкладом  $q_p = q - q_i$ . Из рис. 7, б видно, что величина дополнительного энерговклада  $q_p$  имеет тенденцию расти с уменьшением расстояния  $l$  от приемника до анода, причем в случае, когда имеется обратный токопровод,  $q_p$ , как правило, меньше, чем в случае, когда обратный токопровод отсутствует и приемник заземлен через сигнальные кабели. Наиболее вероятным механизмом дополнительного нагрева газа является омический нагрев плазменным током, протекающим в области распространения пучка. С уменьшением  $l$  плотность тока пучка увеличивается, растет и часть  $I_b$ , захваченная приемником. Следовательно, растет как плазменный ток, так и его плотность на оси, т. е. увеличивается доля удельного энерговклада, вносимая плазменным током. В отсутствие обратного токопровода часть энергии РЭП передается обратному току через образующееся электростатическое поле, что приводит к дополнительному увеличению  $q_p$ .

Рассмотрим далее вопрос о нахождении профиля энерговклада по профилю относительной плотности газа в канале РЭП, полученным с помощью интерферометрических измерений. Такую задачу сравнительно несложно решить, когда



разогрев газа происходит за времена, гораздо меньшие характерного газодинамического времени.

По квазистационарному профилю плотности газа можно найти радиальное распределение удельного энерговклада [6, 12]

$$q(x) = q_0 \left[ \left( \frac{\rho(x)}{\rho_0} \right)^{-\gamma} - 1 \right], \quad (6)$$

где  $x = \int \rho(r) r dr$  — массовая координата в цилиндрической системе координат.

В работе [12] была предложена методика расчета удельного энерговклада по первоначальному отклику среды (по «вздрагиванию»), т. е. при временных наблюдениях  $t \ll \tau_{гд}$ .

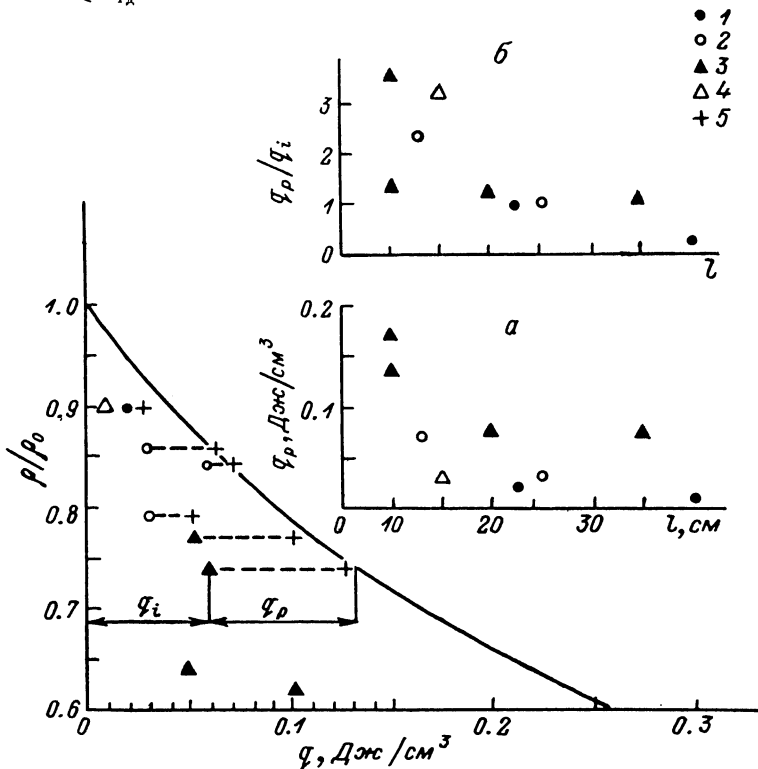


Рис. 7. Зависимость  $\rho/\rho_0$  на оси пучка от удельного энерговклада  $q$ .

$a - q_p/q_i(z)$ ,  $б - q_p(z)$ . 1, 2 — эксперименты с обратным токопроводом; 3, 4 — без обратного токопровода; 2, 4 — пучок диафрагмирован. Сплошная линия — расчет по формуле (5), 5 — расчет по формуле (8).

На рис. 6, б наряду с гистограммой ионизационных потерь пучка, полученных из экспериментальных значений  $j(r)$ , представлены радиальные распределения энерговкладов, рассчитанные по указанным методикам (кривые 2, 3). Видно достаточно хорошее совпадение плотностей энерговкладов  $q(r)$ , рассчитанных разными способами. Различия в амплитудах могут быть объяснены тем, что гистограмма не учитывает нагрева газа плазменными токами.

Полученные результаты указывают на тот факт, что большая часть энергии поступает в тепло за времена  $\sim 10$  мкс, что меньше характерного газодинамического времени. Совпадения энерговкладов, рассчитанных двумя методиками, дает достаточное основание рассматривать газодинамические измерения как методику определения профиля энерговклада РЭП.

#### 4. Теоретическая модель

Для анализа электродинамических и газодинамических процессов, сопровождающих взаимодействие РЭП с газом, были использованы две теоретические модели: а) совместная модель физико-химической кинетики нестационарной неравновесной пучковой плазмы, динамики полей и плазменных токов, индуцируемых РЭП [2]; б) модель газовой динамики [6]. В первой модели в зависимости от схемы эксперимента динамика возбуждаемых полей описывалась уравнением диффузии магнитного поля в параксиальном приближении (заземленный приемник)

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (j_b + \sigma E_z), \quad (7)$$

$E_z$  — продольная составляющая вихревого индуцированного поля,  $\sigma(r, t)$  — проводимость плазмы.

В случае значительной роли электростатических полей (незаземленный приемник) динамика токов описывалась уравнением<sup>2</sup>

$$j_p(r, t) = j_b(r, t), \quad j_p = \sigma(E_z) E_z.$$

Уравнение диффузии магнитного поля решалось по неявной разностной схеме на сетчатом шаблоне с помощью метода прогонки. Для расчета кинетики плазмы использовались либо метод Эйлера, либо метод Рунге—Кутты 4-го порядка. Устойчивость численных схем контролировалась в процессе счета. Модель газовой динамики включает систему одномерных нестационарных газодинамических уравнений, которая позволяет учитывать нагрев газа не только за счет ионизационных потерь энергии электронов РЭП, но и за счет омического нагрева плазменными токами

$$q_i + q_o = \int \frac{j_b(r, t)}{e} \left( \frac{dE}{dz} \right) dt + \int \sigma(r, t) E_z^2(r, t) dt. \quad (8)$$

Омический нагрев газа определялся на основании расчетов, выполненных в рамках первой модели.

Метод расчета уравнений газовой динамики построен на основе консервативной разностной схемы 2-го порядка точности на нерастущем шаблоне. При этом алгоритм предусматривает выделение ударных волн, возникающих в процессе развития течения газа из области канала, что значительно повышает точность численного решения в окрестности их фронта.

На рис. 6, а, в приведены результаты расчета динамики газа под действием электронного пучка в случае, когда приемник тока заземляется (штриховые кривые). Расчетное значение энерговклада, вызванного диссипацией плазменного тока, определялось из решения уравнений диффузии поля  $E_z$  и физико-химической кинетики. В данном случае джоулев энерговклад составлял 10 % от энерговклада, вызванного ионизационными потерями электронов пучка. Сравнение теоретических расчетов динамики разрежения газа, в которых энерговклад считался мгновенным, с экспериментальными значениями плотности среды свидетельствует о некотором запаздывании релаксации полной энергии, вкладываемой пучком в газ. Задержка в релаксации находится на уровне ~10 мкс. Существование задержки обусловлено сравнимыми темпами релаксации энергии взрыва связей и колебательного возбуждения молекул в тепло [2].

В случае незаземленного приемника заряд электронов пучка полностью стекает по плазменному каналу, приводя к дополнительному разогреву среды. Проведенные расчеты показали, что роль диссипации плазменных токов в этом случае велика и джоулев энерговклад близок к энерговкладу, вызванному ионизационными потерями электронов пучка. При этом 50 % энергии поступает на возбуждение колебаний молекул азота.

Проведенные теоретические исследования по определению дополнительной величины энерговклада в среду за счет джоулевых потерь позволяют получить

<sup>2</sup> При этом условии  $(4\pi\sigma)^{-1} \ll \tau_\phi$  полагалось выполненным, где  $\tau_\phi$  — длительность фронта импульса РЭП.

значения полного энерговклада пучка в газ. Точки, соответствующие экспериментальным значениям  $\rho/\rho_0$  и подсчитанному энерговкладу пучка, учитывающему как ионизационные, так и джоулевы потери (по формуле (7)), представлены на рис. 7. Они группируются вблизи теоретической кривой, что свидетельствует о правильном определении дополнительных механизмов нагрева газа. Следует отметить отклонение от кривой по мере приближения сечения интерферометрических измерений к выходной фольге ускорителя, что свидетельствует о каких-то дополнительных механизмах нагрева в этой области. Ими могут служить такие, как отражение ударных волн от фольги, дополнительный энерговклад от пучковых электронов с низкой энергией и др.

### Литература

- [1] Яковленко С. И. Физика плазмы, 1983, т. 3, с. 57—118.
- [2] Норман Г. Э., Полак Л. С., Сорокин Г. А. и др. В сб.: Синтез соединений в плазме, содержащей углеводороды. М.: Наука, 1985, с. 1—74.
- [3] Ипатов А. Л., Кабанов С. Н., Королев А. А. и др. Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 3, с. 162—164.
- [4] Mighny D. R., Raleigh M., Pechacek R. E., Greig J. Proc. 5th Intern. Conf. on Power Particle Beams. San Francisco, California, 1983, p. 383.
- [5] Кашардин И. Л., Кучинский А. А., Родичкин В. А., Шанский В. Ф. ТВТ, 1983, т. 21, № 2, с. 224—228.
- [6] Грудницкий В. Г., Рыгалин В. П. ЖВМиФ, 1983, т. 23, № 2, с. 413—422.
- [7] Гасилов В. А., Карпов В. Я., Круковский А. Ю. и др. Препринт ИВТАН, № 5-138. М., 1984. 28 с.
- [8] Арутюнян С. Г., Бондарь Ю. Ф., Заворотный и др. Кр. сообщ. по физике ФИАН, 1978, № 6, с. 31—37.
- [9] Абрамян Е. А., Альтеркоп Б. А., Кулешов Г. Д. Интенсивные электронные пучки. Физика, техника, применение. М.: Энергоатомиздат, 1984. 232 с.
- [10] Экспериментальная ядерная физика / Под ред. Сэгре Э. М.: ИЛ, 1955, т. 1, ч. 2.
- [11] Ипатов А. А., Мхеидзе Г. П., Савин А. А. Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 11, с. 681—683.
- [12] Аскаръян Г. А., Мхеидзе Г. П., Савин А. А. Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 23, с. 1465—1468.

Институт общей физики  
АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
14 января 1987 г.  
В окончательной редакции  
17 ноября 1987 г.