

## О КОЭФФИЦИЕНТЕ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА

Г. М. Жинжиков, В. И. Кислов, Г. А. Лукьянов, Н. О. Павлова  
(Ленинград)

Принципиальная сторона проблемы продвижения лазеров в коротковолновый диапазон — вопрос об их КПД [1]. Перспективными лазерами коротковолнового диапазона считаются плазмодинамические (ПДЛ), относящиеся к плазменным рекомбинационным лазерам или лазерам на рекомбинирующей плазме (слово плазменный определяет в соответствии с принятой терминологией [2] агрегатное состояние рабочего тела лазера, рекомбинационный — механизм накачки верхнего рабочего уровня). По способу формирования активной среды — охлаждение посредством адиабатического расширения [3] — ПДЛ аналогичны газодинамическим лазерам (ГДЛ), причем этот механизм охлаждения доминирующий. Последнее обстоятельство ограничивает диапазон возможных ситуаций так, что случаи, когда разлет плазмы — только неизбежный сопутствующий фактор, а основной механизм охлаждения — выход излучения или когда разлет необходим только для понижения плотности плазмы, к плазмодинамическим лазерам не относятся.

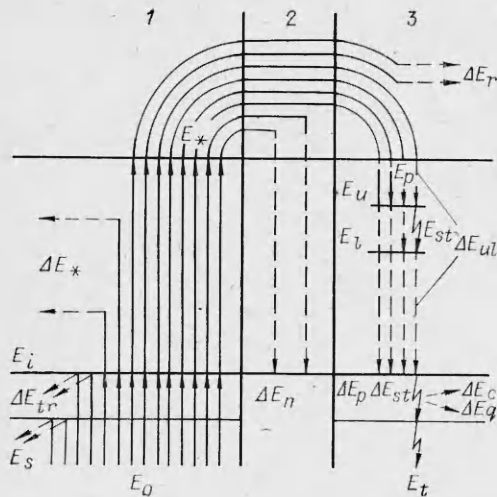
Имеющиеся в литературе данные о КПД плазменных лазеров различаются очень сильно. Так, в [4] говорится, что КПД плазменных рекомбинационных лазеров может достигать 10%, тогда как в [5] отмечается, что КПД лазеров на многозарядных ионах (на нестационарной стадии поуровневой релаксации) равен  $10^{-8}$ – $10^{-6}\%$ .

Основная цель данной работы — рациональное представление структуры полного КПД ПДЛ, позволяющее достаточно эффективно проводить его оценки и сопоставлять с полным КПД лазеров других типов. На основе полученного представления дана верхняя оценка КПД ПДЛ на переходах  $3s - 2p$  литиеподобных ионов.

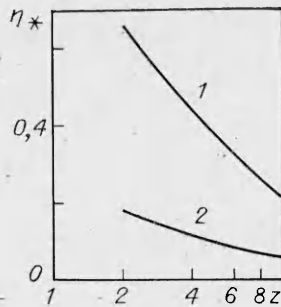
Схема процесса преобразования подведенной к ПДЛ энергии  $E_0$  в энергию лазерного излучения  $E_l$  с сопровождающими этот процесс потерями показана на рис. 1. Цифрами 1–3 обозначены соответственно стадии возбуждения рабочего тела, нарушения равновесия и рекомбинации;  $E_i$  — начальная энергия рабочего тела;  $E_*$  — энергия возбуждения. Согласно этой схеме, полный КПД ПДЛ  $\eta$ , отсчитываемый от энергии  $E_0$  без учета ее качества, может быть представлен в виде произведения ряда сомножителей, характеризующих эффективность различных этапов преобразования энергии:

$$(1) \quad \eta = \eta_s \eta_{tr} \eta_* \eta_n \eta_p \eta_r \eta_{ul} \eta_{st} \eta_c \eta_q.$$

Здесь  $\eta_s$  — КПД системы обслуживания (аналогично [6]), на рис. 1 потери энергии в системе обслуживания обозначены  $E_s$ ;  $\eta_{tr}$  — эффективность передачи энергии рабочему телу, т. е. КПД источника плазмы (в газоразрядных лазерах этому параметру соответствует КПД схемы разряда [6], в ГДЛ — КПД нагревателя [7]), на рис. 1 потери энергии в источнике плазмы  $\Delta E_{tr}$ ;  $\eta_*$  — ионизационный КПД — доля энергии ионизации рекомбинирующих ионов в полной энтальпии плазмы (в электрозарядных  $\text{CO}_2$ -лазерах — это колебательный КПД метода накачки [6], в ГДЛ — эффективность теплового возбуждения [7]), сопровождающие процесс ионизации рабочих ионов потери (тепловая энергия, энергия предварительных стадий ионизации и т. д.) на рис. 1 обозначены  $\Delta E_*$ ;  $\eta_n$  — доля энергии ионизации рабочих ионов сохраняемой при расширении плазмы до области резонатора (при наличии сопла — эффективность сопла по аналогии с ГДЛ [7]),  $\Delta E_r$  на рис. 1 — потери энергии ио-



Р и с. 1



Р и с. 2

бинационный КПД — относительное изменение степени ионизации рабочего тела в области резонатора;  $\eta_{ul}$  — квантовый КПД — отношение энергии рабочего перехода к энергии ионизации, соответствующей этому переходу стадии ионизации, связанные с  $\eta_{ul}$  потери обозначены на рис. 1  $\Delta E_{ul}$ ;  $\eta_{st}$  — относительная вероятность стимулированных переходов в общем распаде верхнего рабочего уровня (в [8] этому параметру отвечают потери, связанные с дезактивацией столкновениями),  $E_{st}$  на рис. 1 — энергия стимулированных переходов,  $\Delta E_{st}$  — потери, обусловленные спонтанным и столкновительным распадом верхнего рабочего уровня;  $\eta_c$  — КПД резонатора — эффективность преобразования резонатором энергии рабочего тела в энергию лазерного излучения;  $\eta_q$  — коэффициент, учитывающий оптическую неоднородность рабочей среды, связанную с наличием ударных волн, турбулентных пульсаций, рассеянием и т. п.,  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_q$  на рис. 1 — потери, соответствующие  $\eta_c$  и  $\eta_q$ .

Целесообразность такого детального разложения полного КПД на составляющие в том, что оно позволяет выявить наименее эффективные этапы процесса преобразования энергии и причины их малой эффективности.

Проведем анализ КПД ПДЛ без регенерации энергетических потерь на литиеподобных ионах, возможность и перспективность использования которых в качестве рабочих тел ПДЛ обсуждалась в ряде работ [1, 9—13]. Наиболее точно оцениваемыми составляющими полного КПД являются  $\eta_*$ ,  $\eta_r$ ,  $\eta_p$ ,  $\eta_{ul}$ .

Пренебрегая в плазме многозарядных попов тепловой энергией в сравнении с энергией ионизации и полагая, что ионный состав плазмы включает только рекомбинирующие и рабочие ионы (ионы, на переходах которых осуществляется генерация) кратности  $z$  и  $z - 1$  соответственно, эффективность возбуждения можно оценить как

$$(2) \quad \eta_* \cong 1 / \left( 1 + (1/\alpha_z) \sum_{k=1}^{z-1} I_k/I_z \right),$$

где  $\alpha_z = n_i^z/n$ ;  $n_i^z$  — концентрация рекомбинирующих ионов;  $n$  — концентрация атомов и ионов рабочего тела;  $I_z$  — потенциал  $z$ -й стадии ионизации. Значения  $\eta_*$  при  $\alpha_z = 1$  и 0,1 (линии 1, 2) и  $z = 2-10$  для  $z$ -кратно ионизованной плазмы литиеподобных ионов представлены на рис. 2.

Относительное изменение степени ионизации  $\eta_r$  в области резонатора (или, если резонатор отсутствует, в области выполнения порогового условия генерации) оценим, исходя из следующих соображений.

низации в процессе разлета плазмы;  $\eta_p$  — эффективность накачки — доля рекомбинационного потока, заселяющая верхний рабочий уровень  $u$ , на рис. 1 этой доле потока соответствует энергия  $E_p$ , потерям — энергия  $\Delta E_p$ ;  $\eta_r$  — реком-

В двухтемпературной модели плазмы в отсутствие трения, теплопроводности и внешних полей уравнения для энергии электронов и тяжелых частиц имеют вид

$$(3) \quad \begin{aligned} \frac{3}{2} \frac{1}{T_e} \frac{dT_e}{dt} &= \frac{1}{n_e} \left( \frac{dn_e}{dt} \right)^f + \frac{Q^r}{n_e k T_e} - \frac{Q^{\Delta T}}{n_e k T_e}, \\ \frac{3}{2} \frac{1}{T} \frac{dT}{dt} &= \frac{1}{n} \frac{dn}{dt} + \frac{Q^{\Delta T}}{n k T}. \end{aligned}$$

Здесь  $Q^r$ ,  $Q^{\Delta T}$  — изменение энергии свободных электронов за единицу времени в единице объема в процессе рекомбинации и при упругом взаимодействии с тяжелыми частицами;  $(dn_e/dt)^f$  — изменение концентрации электронов за счет только разлета (с абсолютно замороженной кинетикой). С точностью до энергии лазерного излучения можно положить  $Q^r \cong \cong I_z (dn_z^i/dt)^r ((dn_z^i/dt)^r$  — скорость изменения концентрации рабочих ионов вследствие рекомбинации).

Для компенсации рекомбинационного нагрева электронов в области резонатора (чтобы выполнялось условие  $dT_e/dt \leq 0$ ) необходим определенный темп расширения плазмы, для нижней оценки которого можно считать плазму изотермичной ( $(T_e - T)/T_e \ll 1$ ). Тогда, полагая в (3)  $(1/T)dT/dt = (1/T_e)dT_e/dt \leq 0$ , получим условие невозрастания электронной температуры в виде

$$(4) \quad \frac{\tau_{\text{exp}}}{\tau_r} \leq \frac{n_e + n k T_e}{n_i^r} \frac{z + \alpha_z + 1 k T_e}{I_z} = \frac{z + \alpha_z + 1 k T_e}{\alpha_z} \frac{1}{I_z},$$

где  $\tau_{\text{exp}}$  — характерное время расширения плазмы, равное  $((1/V)dV/dt)^{-1}$  ( $V$  — объем);  $\tau_r = ((1/n_i^r) dn_z^i/dt)^{-1}$  — характерное время рекомбинации ионов кратности  $z$ ;  $n_e$  — концентрация электронов. Множитель  $\alpha_z/(z + \alpha_z + 1)$  есть отношение числа рекомбинирующих частиц к числу частиц, поглощающих энергию рекомбинации. Последними в плазме многозарядных ионов являются в основном электроны (их доля равняется  $(z + \alpha_z)/(z + \alpha_z + 1)$ ), поэтому в такой плазме охлаждение электронов при упругом взаимодействии с тяжелыми частицами не может быть определяющим механизмом их охлаждения на отрезке времени порядка времени рекомбинации, как, например, в однократно ионизованной плазме [14]. По этой же причине нарушение термического равновесия при разлете плазмы многозарядных ионов не влияет существенно на электронную температуру.

Для стационарного расширения плазмы в клиновидном сопле с углом раскрытия  $\theta \approx 90^\circ$  в области резонатора  $\tau_{\text{exp}} \approx 10r/v$  ( $v$  — скорость плазмы на стадии инерционного разлета), поэтому условие (4) определяет максимальный характерный размер критического сечения  $r$ , обеспечивающий достижение необходимых параметров плазмы.

Например, область существования инверсии заселенностей на переходе  $3s - 2p$  литиеподобных ионов вплоть до FVII ограничена параметрами [15]  $T_e < 0,2z^{3/2}$ , эВ,  $n_e > 3 \cdot 10^{12} z^7$ , см<sup>-3</sup>. Отсюда характерное время рекомбинации оптически активной на этом переходе плазмы не превышает  $\tau_r = 0,1z^{-11}$  с. Длина рекомбинации  $L = v/\tau_r$ . Для оценки  $v = \sqrt{(\gamma(\gamma + 1)/(\gamma - 1)) k T_* / m_a}$  можно положить  $\gamma \approx 5/3$ ,  $m_a \approx 2M(z + 2)$ ,  $T_* = T_{e*} \approx 3T_{ec}$  ( $M$  — атомная единица массы,  $T_{ec}$  — температура электронов в области резонатора), тогда  $v = 10^4 \sqrt{z^{3/2}/(z + 2)}$ , т. е. в диапазоне  $z = 2 - 10$   $v$  меняется незначительно и равна  $(0,8 - 1,5) \times 10^6$  см/с. Полагая  $I_z \approx Ryz^2/4$ , получим ограничение на максимальный характерный размер критического сечения в плазме литиеподобных ионов  $r < 10^4 z^{-10} / \alpha_z$ , мм.

Соответствующие этому условию некоторые параметры плазмы даны в таблице. Из приведенных в ней значений  $r$  и  $L$  следует, что при  $\alpha_z \approx \approx 1$  VIII является, очевидно, литиеподобным ионом максимальной крат-

ности, который может быть использован в качестве рабочего тела ПДЛ на переходе  $3s - 2p$ . Минимальная длина волны генерации  $\lambda$  в этом случае составляет  $\sim 76$  нм. Проблематичность получения инверсной заселенности на переходе  $3s - 2p$  в стационарно расширяющейся плазме литиеподобных ионов CIV отмечена в [12].

Из условия эффективности газодинамического охлаждения плазмы (4) вытекает, что скорость изменения концентрации рекомбинирующих ионов при разлете должна в  $(\alpha_z/(z + \alpha_z + 1))I_z/kT_e$  раз превышать скорость рекомбинации, поэтому эффективность использования энергии ионизационного континуума в зоне генерации — рекомбинационный КПД ПДЛ  $\eta_r$  — не может превышать значения  $1/(1 + \alpha_z I_z/(z + \alpha_z + 1)kT_e)$ , и оно тем выше, чем меньше  $\alpha_z$ , но при этом уменьшается эффективность возбуждения  $\eta_*$  — доля энергии ионизации рекомбинирующих ионов в полной энтальпии плазмы (см. рис. 2).

Условие (4) имеет, по существу, двоякий смысл. С точки зрения эффективности нейтрализации рекомбинационного нагрева плазмы оно дает верхний предел для значения  $r$  клиновидного сопла, а с точки зрения эффективности использования энергии ионизационного континуума это предельное значение  $r$  оптимально. Меньшему размеру  $r$  в этом случае будут соответствовать еще большие потери энергии ионизации при разлете в сопле такой геометрии ( $\theta \approx 90^\circ$ ).

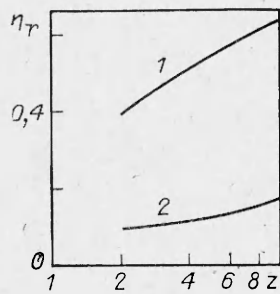
На рис. 3 представлены предельные значения рекомбинационного КПД  $\eta_r$  для  $\alpha_z = 0,1$  и 1 (линии 1, 2) и  $z = 2-10$ . Так как характер изменения зависимостей  $\eta_* = \eta_*(\alpha_z, z)$  и  $\eta_r = \eta_r(\alpha_z, z)$  от обоих аргументов прямо противоположный, целесообразно рассматривать их произведение. Максимальные значения произведения  $\eta_* \eta_r$  для перехода  $3s - 2p$   $z$ -кратно ионизованной плазмы лития показаны на рис. 4 (кривая 1). Квантовый КПД  $\eta_{ul}$  лазеров на переходах  $3s - 2p$  изоэлектронного ряда лития меняется от 0,28 для LiI до 0,5 для FVII (данные по энергиям возбуждения и ионизации взяты из таблиц [16]). На рис. 4 также приведены максимальные значения произведения  $\eta_* \eta_r \eta_{ul}$  (кривая 2). Видно, что величина этого произведения несильно зависит от  $z$  и равна 2—3%. Для сравнения можно отметить, что в газодинамических  $CO_2$ -лазерах аналогичные составляющие КПД дают 4—5%, а в газоразрядных — 25—30%. Таким образом, несмотря на существенно более высокую эффективность возбуждения  $\eta_*$  в ПДЛ по сравнению с ГДЛ ( $\eta_T \approx 0,1$  [7]), произведение  $\eta_* \eta_r \eta_{ul}$  (в  $CO_2$ -ГДЛ параметру  $\eta_r$  соответствует эффективность использования колебательной энергии азота) в обоих случаях практически одинаково, что объясняется недопустимостью в том и в другом случае перегрева рабочего тела в области резонатора.

Оценка эффективности накачки уровня  $3s$  получена из анализа результатов численных расчетов кинетики заселения уровней LiI в рекомбинирующей плазме. В использованной в расчетах модели поуровневой релаксации [12] энергетические состояния с главным квантовым числом  $n \geq 5$  не рассматривались, состояния  $3p, 3d$  и  $4s, 4p, 4d, 4f$  объединялись в больцмановские блоки с температурой распределения, равной электронной, рекомбинационный поток электронов в блок  $4spdf$  определялся в диффузионном приближении [17], линии главной серии предполагались полностью реабсорбированными. В диапазоне  $T_e = (2-3) \cdot 10^3$  К  $\eta_p \sim 0,5-0,6$ , т. е. почти половина рекомбинационного потока минует верхний рабочий уровень.

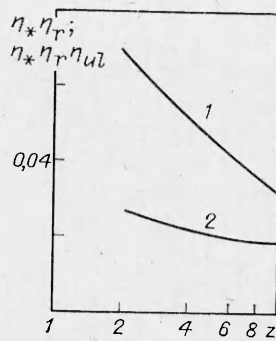
Таким образом, с учетом полученных оценок значение полного КПД ПДЛ на литиеподобных ионах ограничено

$$(5) \quad \eta = 0,01 \eta_s \eta_{tr} \eta_n \eta_{st} \eta_c \eta_q.$$

Атом или ион	$r$ , мм	$L$ , мм	$\lambda$ , нм
Li I	$10^4/\alpha_z$	$10^6$	813
Be II	$10/\alpha_z$	$10^3$	178
B III	$10^{-1}/\alpha_z$	10	76
C IV	$10^{-2}/\alpha_z$	$10^0$	42
N V	$10^{-3}/\alpha_z$	$10^{-1}$	27



Р и с. 3



Р и с. 4

Оценить входящие в (5) составляющие полного КПД с имеющей смысл точностью (порядка 10%, если учесть, что составляющих шесть) сложно, поэтому уместно ограничиться следующими замечаниями. Верхней оценкой эффективности стимулированных переходов в общем распаде верхнего рабочего уровня  $\eta_{st}$  является

$$1 - (n_u/g_u)/(n_l/g_l), \text{ где } n \text{ и}$$

$g$  — заселенность и статистический вес верхнего  $u$  и нижнего  $l$  уровней. Из результатов численных расчетов вытекает, что, например, для перехода  $3s - 2p \text{ LiI}$   $\eta_{st} \leq 0,3$ . Эффективность сопла по аналогии с соплами ГДЛ можно оценить величиной 0,5—0,7.

Единого определения КПД резонатора  $\eta_c$  в литературе нет. Например, в [2] под КПД резонатора ГДЛ понимается доля колебательных квантов, поступивших с потоком газа на вход резонатора, переработанная в кванты лазерного излучения. Так определенный КПД резонатора зависит не только от параметров собственно резонатора, но и от характера кинетических процессов и оптических свойств рабочего тела в области резонатора и равняется в нашем случае комплексу  $\eta_i \eta_p \eta_{st} \eta_c \eta_a$ . В [7] это определение сужено и КПД резонатора определяется как отношение энергии лазерного излучения к полному запасу энергии, способной превратиться в излучение. В нашей работе, как следует из (1), КПД резонатора зависит только от параметров самого резонатора, т. е. учитывает несовершенство его схмотехнического решения: неоптимальность типа резонатора, его геометрии и размеров, потери на поглощение и рассеяние в зеркалах (но не в рабочей среде) и т. д., и определяется как отношение энергии лазерного излучения к энергии излучения лазера с идеальным резонатором, имеющим нулевые потери и оптимальные коэффициенты пропускания зеркал, геометрию, размеры и т. д.

Как функция только потерь  $\beta$  и коэффициента усиления  $\kappa$  выражение для  $\eta_c$  имеет вид [7, 8]  $\eta_c = (1 - \sqrt{\beta/\kappa})^2$ , откуда вытекает, что превышение усиления над потерями более чем в 10 раз позволяет получить КПД резонатора на уровне 50%.

Данных о величине  $\eta_s$  в явном виде в литературе, как правило, нет. Однако можно отметить, что, например, в мощных технологических  $\text{CO}_2$ -лазерах [6]  $\eta_s$ , определенная по значению полного КПД и остальных его составляющих, порядка 0,1.

Таким образом, на основании выражения (5) и сделанных замечаний можно считать, что верхняя оценка полного КПД ПДЛ без регенерации энергетических потерь на переходе  $3s - 2p$  литиеподобных ионов составляет  $10^{-3}$ , что примерно на порядок меньше, чем КПД  $\text{CO}_2$ -ГДЛ ( $\sim 1\%$  [6, 7]). Это объясняется в основном сравнительно низкой эффективностью накачки  $\eta_p$ , обусловленной ветвлением рекомбинационного потока, и малой инверсией заселенностей на переходе  $3s - 2p$ , вследствие чего низка доля стимулированных переходов в распаде верхнего уровня. Из представленного анализа также видно, что при использованных ограничениях области существования инверсии на переходе  $3s - 2p$  литиеподобных ионов ВПД является ионом максимальной кратности, на котором может быть реализован плазмодинамический лазер.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бойко В. А., Бункин Ф. В. и др. Активные лазерные среды на основе рекомбинирующей плазмы многозарядных ионов // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1984.— Т. 48, № 8.
2. Справочник по лазерам: В 2 т. /Под ред. А. М. Прохорова.— М.: Сов. радио, 1978.— Т. 1.
3. Гудзенко Л. И., Филиппов С. С., Шелепин Л. А. Ускоренно рекомбинирующая плазменная струя // ЖЭТФ.— 1966.— Т. 51, № 4.
4. Silfvast W. T., Szeto L. H., Wood P. O. R. CO<sub>2</sub>-laser-produced plasma-initiated neutral-gas recombination lasers // J. Appl. Phys.— 1979.— V. 50, N 12.
5. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Физические процессы в газовых лазерах.— М.: Энергоатомиздат, 1985.
6. Мощные газоразрядные CO<sub>2</sub>-лазеры и их применение в технологии/Абильситов Г. А., Велихов Е. П., Голубев В. С. и др.— М.: Наука, 1984.
7. Лосев С. А. Газодинамические лазеры.— М.: Наука, 1977.
8. Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения.— М.: Наука, 1979.
9. Козлов Г. И., Решетняк С. А. Расчет параметров плазодинамического лазера на парах лития // ЖТФ.— 1977.— Т. 47, № 7.
10. Кислов В. И., Лукьянов Г. А. Численное исследование поуровневой релаксации в стационарно расширяющейся плазме лития // Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы.— Л., 1983.— Т. 1.
11. Кислов В. И., Лукьянов Г. А., Федотов М. А. Численное исследование инверсной заселенности уровней литиеподобных ионов бериллия при пространственно симметричном разлете плазменного сгустка // Там же.
12. Кислов В. И., Лукьянов Г. А. и др. Некоторые вопросы кинетики плазмы при наличии излучения и конденсированной дисперсной фазы.— Л., 1984.— (Препринт/ФТИ АН СССР; № 878).
13. Бункин Ф. В., Держиев В. И., Яковленко С. И. О перспективах усиления света дальнего УФ диапазона (обзор) // Квантовая электрон.— 1981.— Т. 8, № 8.
14. Лукьянов Г. А. О рекомбинационном плазодинамическом лазере на свободно расширяющейся струе плазмы водорода // ЖТФ.— 1976.— Т. 46, № 4.
15. Гудзенко Л. И., Евстигнеев В. В., Яковленко С. И. О плазменных лазерах на переходах атомов и атомарных ионов // Кинетика простых моделей теории колебаний.— М.: Наука, 1976.
16. Стриганов А. Р., Одинцова Г. А. Таблицы спектральных линий атомов и ионов. Справочник.— М.: Энергоиздат, 1982.
17. Гуревич А. В., Иштаевский Л. П. Коэффициент рекомбинации в плотной низкотемпературной плазме // ЖЭТФ.— 1964.— Т. 46, № 4.

Поступила 10/IV 1986 г.

УДК 621.384.6

## ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ДУГОВОГО ИСТОЧНИКА ПРОТОНОВ

В. Н. Гетманов, О. Я. Савченко

(Новосибирск)

Дуговой источник плазменной струи, используемый как элемент системы диагностики плазмы или инжекционной системы ускорителя протонов, испытывает на себе влияние рассеянных магнитных полей этих систем. Как показано в [1], влияние продольного магнитного поля с индукцией  $10 < B < 70$  Гс на дуговой источник [2] приводит к нарастанию плотности генерируемой им плазменной струи и отбираемого с фиксированной плазменной границы тока пропорционально  $B$ . Аналогичный результат получен в [3] в диапазоне сильных магнитных полей  $300 < B < 800$  Гс. В данной работе в связи с задачами стабилизации и управления током источника анализируется влияние на эти параметры продольных магнитных полей с  $B < 13$  Гс. Эксперименты [1—3] различаются масштабом применяемых магнитных полей и, по-видимому, характером их воздействия на процесс. В [3] плазменные электроны замагничены, т. е. выполняется условие  $\rho/r \ll 1$  ( $\rho$  — ларморовский радиус,  $r$  — радиус анодного отверстия дуговой камеры), поэтому электроны концентрируются в области анодного отверстия, увеличивая тем самым плотность плазмы. В [1], где  $\rho/r \gg 1$ , и особенно в данной работе, где  $\rho/r \gg 1$ , такой механизм имеет второстепенное значение и не маскирует проявление других эффектов, повышающих плотность потока плазмы в струе.

Измерения проводились на установке, изображенной на рис. 1. Система размещена внутри составного магнитного экрана 12 с внутренним диаметром 100 мм, толщиной стенок 10 мм и протяженностью 420 мм и