

Поступило в Редакцию
 13 апреля 1990 г.
 В окончательной редакции
 24 октября 1990 г.

ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ БАЛАНСЕ КООКСИАЛЬНОГО ПЛАЗМЕННОГО ИНЖЕКТОРА В КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ

Д. А. Дричко, Г. А. Дюжев

В работе [1] было показано, что при использовании широко распространенной конструкции коаксиального плазменного инжектора в квазистационарном режиме работы не удается реализовать электродинамический механизм ускорения плазмы. Вольт-амперная характеристика инжектора была линейной, а скорость плазмы слабо росла с ростом разрядного тока и по абсолютной величине была близка к скорости ионного звука.

При линейной ВАХ энергия, забираемая инжектором от источника питания $\sim I^2$, в то время как при больших токах разряда, когда плазма уже полностью ионизована и потери энергии на ионизацию практически не растут, скорость плазмы увеличивается незначительно, температура электронов, хотя и увеличивается, но имеет такие низкие значения, при которых потери энергии на излучение пренебрежимо малы. Остается неясным вопрос, на что расходуется энергия источника питания.

Можно предположить, что значительная доля энергии источника поступает в виде тепла в электроды инжектора. Теоретический расчет энергетических потерь в электроды даже для разрядов, равномерно распределенных по поверхности электродов, представляет собой довольно трудную задачу [2], поэтому в настоящей работе предпринята попытка экспериментального определения тепловых потоков в электроды.

Конструкция инжектора и условия эксперимента подробно описаны в [1]. В данной работе проводилось калориметрирование электродов инжектора. Для этого в тело катода и анода было заделано несколько термопар, а катодный и анодный фланцы, находящиеся вне вакуумной камеры, для уменьшения теплоотдачи тщательно теплоизолировались.

Эксперименты проводились следующим образом. Пусковые импульсы с задающего генератора с периодом повторения 30 с подавались на катушку газового клапана и через время задержки ~ 500 мкс на разрядник конденсаторной батареи. Через 5 запусков в паузу между импульсами снимались показания термопар. Вся серия измерений состояла из 20 разрядов, так как при большем их количестве возрастала роль остывания электродов. Измерение температуры электродов в зависимости от режима работы инжектора составляло для катода $\sim 10\text{--}40$ °С, для анода $\sim 5\text{--}20$ °С.

Количество тепла, получаемого электродом, вычислялось по формуле $Q = cm(T - T_0)$, где c — теплоемкость; m — масса; T_0 , T — начальное и измеренное значения температуры электрода. Для примера на рис. 1 приведена величина потока тепла в анод Q_a в зависимости от времени t (или количества импульсов N) для одного из исследованных режимов. Экспериментальные точки при $t > 10$ мин — это остывание электрода после серии разрядов.

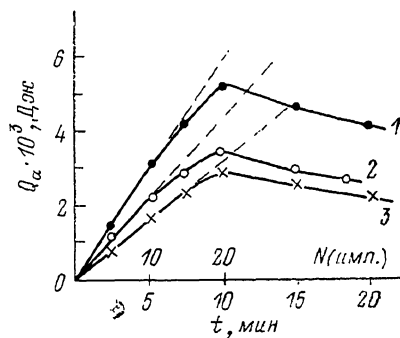


Рис. 1. Количество тепла, поступающее в анод.

m , г/с: 1 — 0.1, 2 — 0.3, 3 — 1.0; $I = 17$ кА.

Учет этого остывания позволяет скорректировать экспериментальные данные (пунктир на рис. 1).

Хорошая линейность кривых $Q(t)$ позволяет надежно определить энергию, поступающую в электрод за один импульс ΔQ . Величина ΔQ , отдельно для катода и анода усредненная по нескольким сериям измерений, в зависимости от массового расхода приведена на рис. 2.

На рис. 3 приведены значения суммарного экспериментального энерговклада в электроды $\Delta Q_{\Sigma} = \Delta Q_{\kappa} + \Delta Q_{\text{а}}$, отнесенного к энергии, забираемой от источника питания $Q_{\text{ист}} = \int_0^{\tau_{\text{имп}}} I(t) V(t) dt$ в зависимости от I и \dot{m} . Видно, что доля потока энергии в электроды инжектора уменьшается как с ростом тока, так и с ростом массового расхода. Однако даже при максимальных значениях $I \approx 17$ кА и $\dot{m} \approx 1$ г/с поток энергии в электроды довольно велик ($\Delta Q_{\Sigma}/Q_{\text{ист}} \approx 0.3$).

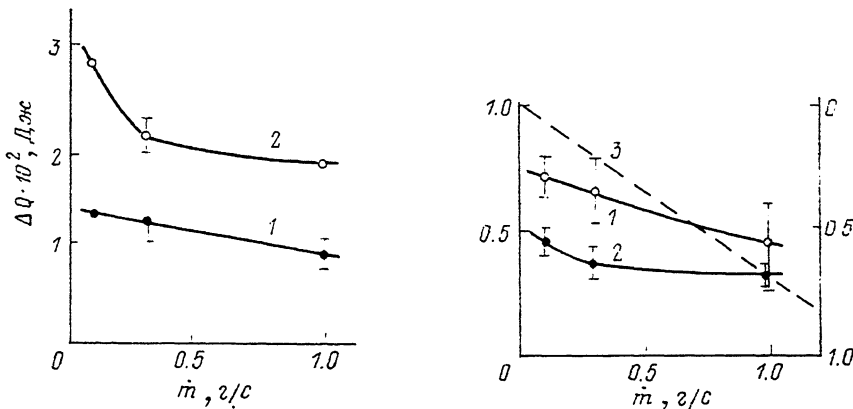


Рис. 2. Потоки тепла в электроды.

$I = 17$ кА; 1 — ΔQ_{κ} , 2 — $\Delta Q_{\text{а}}$.

Рис. 3. Относительная доля энергии, поступающей в электроды (1, 2) и уносимой плазменной струей (3).

I , кА: 1 — 10, 2 — 17 кА.

При обсуждении полученных результатов необходимо ответить на два вопроса: 1) чем определяется измеренный экспериментально поток энергии в электроды ΔQ_{κ} и $\Delta Q_{\text{а}}$ и 2) на что расходуется остаток энергии $Q_{\text{ист}} - \Delta Q_{\Sigma}$.

В катод энергию поступает в основном с потоком ионов водорода, более или менее равномерно распределенным по всей поверхности катода, контактирующей с плазмой [1], и с потоком тепла на катод в локализованных катодных пятнах. Количественно оценить величину даже диффузионного ионного тока очень трудно [2]. Качественно диффузионный ток должен линейно расти с ростом массового расхода и не должен зависеть от тока, тогда как в поток тепла в катодных пятнах должен быть пропорционален току разряда и вряд ли будет сильно зависеть от \dot{m} . Поскольку тепловой поток в катод ΔQ_{κ} сложным образом зависит и от I и от \dot{m} , то понятно, что ΔQ_{κ} определяется комбинацией обоих тепловых потоков.

Тепло в анод могут приносить электроны, ионы водорода (как показано в [1], анодный потенциальный барьер отрицателен, поэтому ионный ток из плазмы направлен на анод) и ионы меди в плазменной струе катодного пятна. При этом тепло, приносимое на анод электронами и ионами катодной струи, $\sim I$ и не зависит от \dot{m} , а поток ионов водорода $\sim \dot{m}$ и не зависит от I . По-видимому, нагрев анода также определяется комбинацией этих трех тепловых потоков, хотя количественно объяснить высокий вольт эквивалент анода $\Delta Q_{\text{а}}/I$, получающийся в эксперименте, довольно трудно.

На что расходуется величина энергии $Q_{\text{ист}} - \Delta Q_{\Sigma}$? Плазменный поток уносит с собой энергию, затраченную на диссоциацию молекул H_2 , ионизацию атомов водорода, их нагрев и ускорение,

$$Q_{\text{пл}} = \dot{m} \left[\frac{1}{M} \left(\frac{E_g}{2} + E_i + \frac{5}{2} kT \right) + \frac{v^2}{2} \right] \tau_{\text{имп}} \quad (1)$$

Если плазма полностью ионизована ($I > 12-15$ кА), то величина $Q_{\text{из}}$ не зависит от тока I . Рассчитанные по (1) значения $Q_{\text{из}}$ приведены на рис. 3 (кривая 3, масштаб справа). Видно, что при $\dot{m} \sim 1$ г/с и $I \simeq 17$ кА баланс энергии более или менее сходится. Однако при малых \dot{m} $Q_{\text{ист}} - \Delta Q_{\Sigma} \gg Q_{\text{из}}$. Очевидно, что избыток энергии должен выноситься с плазменной струей и, по-видимому, потребителем этой энергии являются коллективные процессы в плазме (колебания, волны, турбулентности и т. д.). Следует отметить, что это утверждение не противоречит выводам работы [1] о причинах отсутствия электродинамического ускорения плазмы в исследуемой конструкции инжектора.

Список литературы

- [1] Афанасьев В. П., Блинов И. О., Дричко Д. А. и др. Препринт ФТИ. № 1388. Л., 1989. 12 с.
[2] Бакирт Ф. Г., Иванов В. Г., Рыбаков А. Б. и др. Препринт ФТИ. № 946. Л., 1985. 24 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
19 апреля 1990 г.

06; 07

Журнал технической физики, т. 61, в. 6, 1991

© 1991 г.

МЕЖМОДОВЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ГЕТЕРОЛАЗЕРЕ НА РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЕ ВТОРОГО ПОРЯДКА

В. А. Аксютенков

В работе [1] сообщалось о межмодовой перекачке излучения многомодового гетеролазера. Этот эффект наблюдался при возбуждении лазера сложным импульсом тока, вершина которого модулировалась синусоидальным сигналом высокой частоты. Предполагалось, что эффект перекачки излучения гетеролазера вызван параметрическим взаимодействием продольных мод и модуляции коэффициента преломления активной области гетероструктуры. Однако окончательно причина данного эффекта не установлена.

В настоящей работе, являющейся продолжением работы [1], были проведены аналогичные измерения на структурах InGaAsP. Полученные данные указывают, что межмодовая перекачка проявляется независимо от типа структуры гетеролазера и не является особенностью каких-либо материалов. Проведенный анализ показывает, что этот эффект можно связать с межмодовым взаимодействием на разностной частоте второго порядка.

Экспериментально исследовались спектры излучения полупроводниковых гетеролазеров, изготовленных на основе твердых растворов InGaAsP, ток накачки которых модулировался сложным электрическим сигналом аналогично [1]. Модовый состав несущего поля определяется параметрами волноводного резонатора лазера как собственной колебательной системы. Связь с полем высокочастотной модуляции тока накачки проявляется в изменении параметров плазмы и естественно приводит к существенным нелинейностям рассматриваемой системы в целом. Поэтому принцип суперпозиции нарушается и взаимодействие отмеченных видов полей приводит к появлению эффекта гетеродинамизации, а высокая добротность системы обеспечивает эффективность резонансных явлений на разностных частотах.

При наложении на постоянный ток накачки переменного сигнала возникают градиенты распределения концентрации неравновесных носителей, которые стимулируют нелинейность и приводят к вынужденному рассеянию [2], сопровождающемуся перекачкой энергии от коротковолновых мод собственных колебаний в сторону усиления длинноволновых мод. Параметрическое воздействие на собственные моды излучения сравнительно низкой частотой по отношению к оптической несущей может быть вызвано синхронизацией длинноволновых мод разностной частотой второго порядка, возникающей за счет неэквидистантности спектра собственных частот полупроводникового гетеролазера [3].

В активной области гетеролазера создавалась нестационарная электронно-дырочная плазма при помощи высокочастотной модуляции тока накачки. При измерениях температур-