

ЛИТЕРАТУРА

1. Fowler C. M., Garn W. B., Caid R. S. Production of very high magnetic fields by explosion.— JAP, 1960, vol. 31, N 3.
2. Людаев Р. З., Сахаров А. Д. и др. Магнитная кумуляция.— ДАН СССР, 1965, т. 165, № 1.
3. Биченков Е. И. Взрывные генераторы.— ДАН СССР, 1967, т. 174, № 4.
4. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля.— М., Мир, 1972.
5. Shearer J. W., Abraham F. F., et al. Explosive-driven magnetic field compression generators.— JAP, 1968, vol. 39, N 4.
6. Джонс М., Мак-Киннон Ч., Блэкмен В. Генерация кратковременных импульсов в линейных МГД-генераторах.— В кн.: Прикладная магнитная гидродинамика. М., Мир, 1965.
7. Биченков Е. И., Скоробогатых Н. Г., Трубочев А. М. Магнитно-кумулятивный генератор. Автор. свидетельство 2708486/24—25.
8. Bundy F. P. Phase diagrams of silicon and germanium to 200 kbar, 1000°C.— J. Chem. Phys., 1964, vol. 41, N 12.
9. Биченков Е. И., Войтенко А. Е., Лобанов В. А., Маточкин Е. П. Схема расчета и включение на нагрузку плоских взрывомагнитных генераторов.— ПМТФ, 1973, № 2.

УДК 538.4

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР
ЭЛЕКТРОЭНЕРГИИ
НА ПРОДУКТАХ ГАЗИФИКАЦИИ БУРЫХ УГЛЕЙ

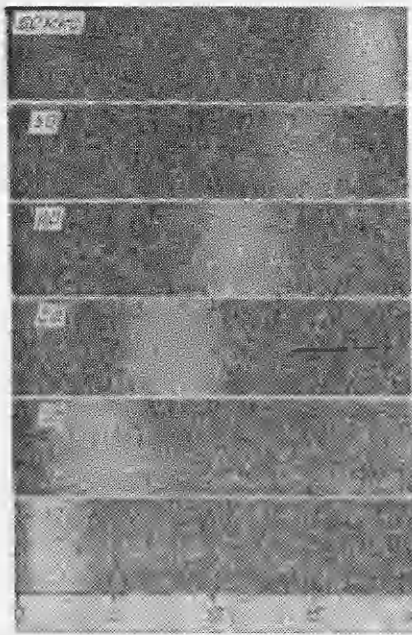
В. А. Деревянко, В. С. Славин, В. С. Соколов
(Красноярск)

Одним из основных направлений развития современной теплоэлектроэнергетики является все большая ее переориентация на использование низкокачественных углей. Одновременно подобные угли рассматриваются и как сырье для производства моторного топлива.

На наш взгляд, одним из перспективных способов комплексной переработки угля с одновременным производством электроэнергии и химических продуктов является использование МГД-преобразователей энергии. Принципиальные основы этого подхода изложены в [1], поэтому данная работа касается лишь вопросов, связанных с созданием самого МГД-генератора.

В основе рассматриваемой концепции лежит явление T -слоя, изучению которого посвящены работы [2—9]. Достаточно ясное понимание физической сущности этого явления позволяет приступить с полным основанием к разработке теории генератора как газодинамической, тепловой и электрической машины. Существенным дополнением к этим основаниям являются экспериментальные исследования по искусственному инициированию T -слоя в линейном канале, предварительные результаты которых излагаются в нашей работе.

1. Экспериментальное исследование моделей МГД-генераторов с T -слоем. Эксперименты по искусственному инициированию T -слоя проводились на установке, имеющей прямоугольный МГД-канал со сплошными электродами. Сечение канала 50×50 мм², длина электродной части 200 мм, внешнее магнитное поле $B_0 \leq 1$ Т. Поток рабочего газа (гелий с примесью водорода) с параметрами $T \approx 4000$ К, $p \approx 1$ ат и $u = 5$ км/с создавался электроразрядной ударной трубой и имел стационарные параметры на входе в МГД-канал в течение 10^{-4} с. Температурная неоднородность, из которой в МГД-канале формировался T -слой, создавалась на входе в МГД-канал разрядом конденсаторной батареи. На фиг. 1 при-
9 ПМТФ, № 5, 1980 г.



Ф и г. 1

ведены фотографии последовательных фаз движения T -слоя в МГД-канале.

Проведенные эксперименты показали возможность получения пространственно устойчивой структуры T -слоя и позволили определить его основные параметры: скорость, проводимость, температуру. Однако в силу присущих данной экспериментальной установке ограничений некоторые вопросы остались невыясненными: это прежде всего устойчивость T -слоя при движении его по МГД-каналу при длительном взаимодействии и условия формирования T -слоя в продуктах сгорания. Решение этих вопросов потребовало создания качественно новой установки, позволяющей провести указанные эксперименты и сопоставить их с результатами расчетов. Параметры вновь созданной импульсной установки следующие: рабочий газ — воздух или имитация продуктов сгорания; расход 1 кг/с; температура перед соплом 2500 К; давление перед соплом 20 ат; длительность течения $2 \cdot 10^{-3}$ с; ско-

рость потока 1,5 км/с; сечение МГД-канала 40×80 мм²; длина электродной части 2000 мм; индукция магнитного поля 2 Т. Установка позволит провести основные физические исследования, необходимые для создания МГД-генератора, работающего в периодическом режиме. Одновременно начаты работы по исследованию условий периодического формирования T -слоев в стационарном потоке газа.

2. Численное моделирование нестационарного процесса в канале МГД-генератора с T -слоем. Представлены результаты численного эксперимента, предваряющего натурные испытания модели МГД-генератора на T -слое. Предполагается, что модель будет работать на смеси молекулярных газов, имитирующей продукты сгорания газифицированного угля. Тепловой источник модели — плазмотрон, что позволит исследовать широкий спектр различных рабочих тел в широком диапазоне их параметров. Первые пуски предполагается провести на воздухе. Поэтому в расчете в качестве рабочего тела рассматривался воздух.

Внешним источником энергии осуществляется разогрев локального участка потока. В расчете разогрев моделировался заданием объемных источников энергии, локализованных в определенном участке потока и перемещающихся вместе с ним. Мощность источников энергии варьируется во времени с тем, чтобы обеспечить постоянную скорость роста температуры.

До появления плазменного сгустка поток в канале с магнитным полем практически не взаимодействует. Поэтому естественным начальным условием для этой задачи является стационарное течение неэлектропроводного газа. Параметры воздушного потока следующие: давление торможения на входе 5 ат, температура торможения 3000 К, расход 0,56 кг/с.

Выпишем систему квазиодномерных уравнений, описывающих нестационарный генераторный процесс в гидравлическом приближении [10]:

$$(2.1) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x} (A \rho u) = 0;$$

$$(2.2) \quad \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{\partial p}{\partial x} + jB + \tau_w;$$

$$(2.3) \quad \rho \frac{\partial}{\partial t} \left(e + \frac{u^2}{2} \right) + \rho u \frac{\partial}{\partial x} \left(e + \frac{u^2}{2} \right) = - \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x} (A \rho u) + jE - q_w - q_n;$$

$$(2.4) \quad \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial x} (AE) = - F \frac{\partial B}{\partial t};$$

$$(2.5) \quad \frac{\partial B}{\partial x} = - \mu_0 j;$$

$$(2.6) \quad j = \sigma(E - uB)$$

$$e(\rho, T); p(\rho, T); \sigma(\rho, T); \kappa(\rho, T); \lambda(\rho, T); q_n(\rho, T).$$

Параметр F в уравнении (2.4) — заранее подсчитанная функция $F(x)$ (в нашем случае $\approx 0,5$), определяющая уменьшение потока индуцированного магнитного поля через электродный контур МГД-канала из-за конечной ширины электродов.

τ_w и q_w — отнесенные к единице объема сила вязкого трения со стенками и поток тепла в стенки канала

$$\tau_w = \eta \frac{\rho u^2}{2} \frac{4}{D}, \quad q_w = \alpha \rho u (h - h_w) \frac{4}{D},$$

где $D = 4A/s$ — эффективный диаметр; $h = p/\rho + e$. Коэффициенты трения и теплообмена η и α определяются в соответствии с [11] по формулам

$$\eta = 0,092 \left(\frac{\rho u D}{\kappa} \right)^{-0,2}, \quad \alpha = 0,092 \left(\frac{\rho u D}{\kappa} \right)^{-0,2} \left(\frac{C_p \kappa}{\lambda} \right)^{-0,66},$$

которые получены для турбулентного режима течения ($Re_D \geq 10^5$). Зависимость $e(\rho, T)$, $p(\rho, T)$ и $q_n(\rho, T)$ для воздушной плазмы взята из работ [12, 13], а зависимость коэффициентов электропроводности $\sigma(\rho, T)$, вязкости $\kappa(\rho, T)$ и теплопроводности $\lambda(\rho, T)$ — из [14].

Режим течения на входе в канал сверхзвуковой, поэтому газодинамические параметры во входном сечении остаются постоянными. В выходном сечении граничные условия определяются из характеристических соотношений для адиабатического течения.

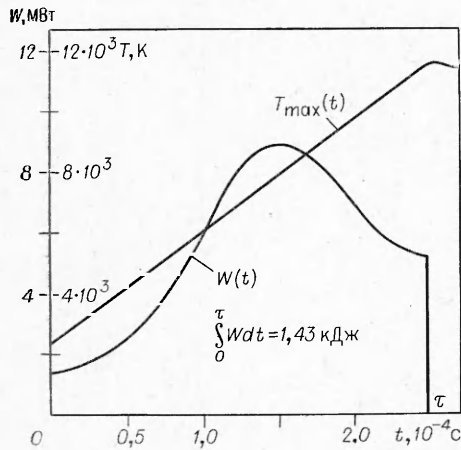
Для уравнений электродинамики граничные условия в МГД-канале получаем из уравнения цепи (плазма, электроды, нагрузка). Соотношение для сечения x_R , в котором подключена нагрузка,

$$E = \frac{R}{R_0} BF(x_R), \quad \text{где } R_0 = 4\pi \frac{l(x_R)}{a} \cdot 10^{-4} \text{ Ом.}$$

Для противоположного конца $B = B_0$.

Полная система уравнений магнитной газодинамики (2.1)–(2.6) решалась численно по алгоритму, описанному в [9].

На фиг. 2 показана зависимость от времени мощности внешнего источника энергии, разогревающего локальное возмущение. Начальный уровень мощности, определенный из соотношения $C_p(T_0)\rho_0\Delta T_n/\tau$, приходится в процессе увеличивать почти на порядок, что связано с преодолением диссоциационного пика теплоемкости при температурах ~ 8000 К. Процесс нагрева длится 280 мкс и заканчивается, когда максимальная температура в зоне нагрева достигает $12 \cdot 10^8$ К. Как показали расчеты, этот уровень температуры в рассматриваемых условиях следует



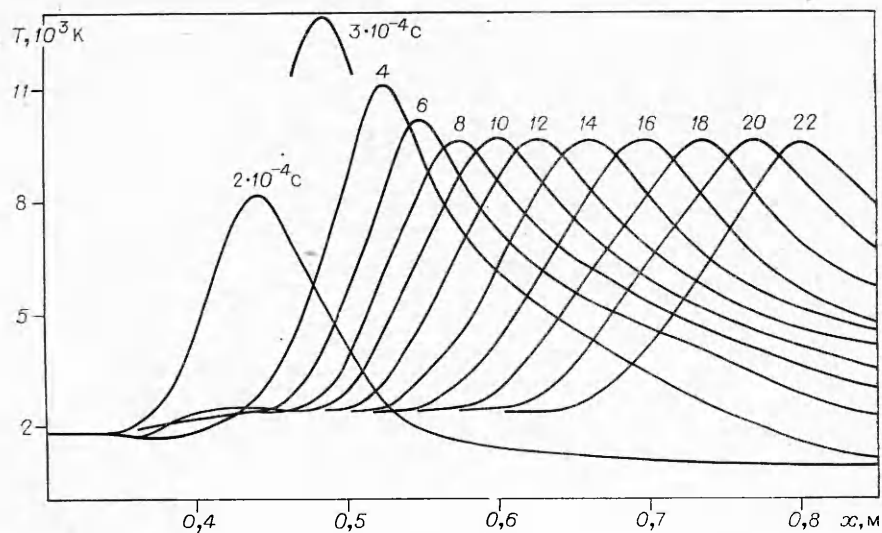
Ф и г. 2

сгустка на электроды формирующей секции происходит резкое торможение. От зоны взаимодействия отходит ударная волна, течение за которой становится дозвуковым. По мере формирования за ударной волной пробки сжатого газа наблюдается слабое ускорение T -слоя. Температура при этом, падая от значения $12 \cdot 10^3$ К, стабилизируется за счет джоулевой диссипации на уровне $9,5 \cdot 10^3$ К. Здесь тепловая инертность молекулярных газов проявляется как положительное свойство.

На фиг. 4 показаны интегральные энергетические характеристики МГД-процесса:

$$Q(t) = \int_0^t \int_{x_0}^{x_N} (j^2/\sigma) A dx dt, \quad E(t) = \int_0^t \int_{x_0}^{x_N} (jE) A dx dt.$$

Тепловая инертность продуктов сгорания делает параметры проводящего сгустка стабильными. В результате зависимости $E(t)$ и $Q(t)$ явля-



Ф и г. 3

считать оптимальным, поскольку для более низкого значения температуры электропроводность сгустка оказывается недостаточной, чтобы джоулева диссипация $\sigma(E - uB)^2$ поддерживала температуру в сгустке. При более высокой температуре излучение интенсивно охлаждает газ и температура опускается до такого же уровня, как и при нагреве до $12 \cdot 10^3$ К, т. е. избыточный разогрев нецелесообразен с энергетической точки зрения.

На фиг. 3 показана динамика процесса формирования T -слоя и выход T -слоя в рабочую секцию МГД-канала. По характеру смещения температурного пика видно, что в момент замыкания электропроводного

ются практически линейными функциями. Из расчета видно, что при длине рабочей части $\approx 1,5$ м энергия, выделившаяся в нагрузку, компенсирует затраты на начальный разогрев.

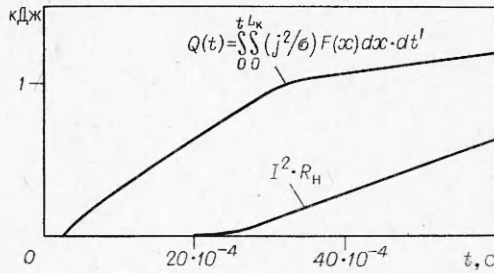
Если иметь в виду создание МГД-генератора переменного тока промышленной частоты, то это определит длину рабочей части такого генератора, как

$$L_{\text{к}} = u\tau_{\text{п}} \approx \frac{500}{50} = 10 \text{ м.}$$

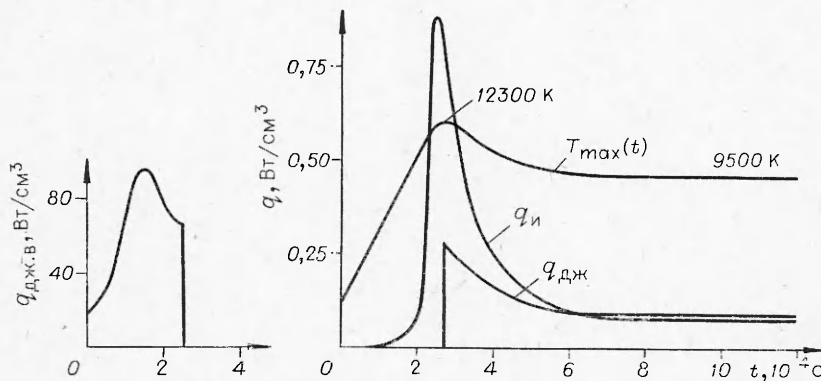
Следовательно, после того как на длине 1,5 м будут покрыты расходы на собственные нужды, останется еще $\approx 8,5$ м для полезной работы.

Интересно сопоставить мощность джоулевой диссипации с мощностью лучистых потерь на различных этапах процесса. На фиг. 5 представлены удельные мощности джоулевой диссипации $q_{\text{дж}}$ и потерь энергии на излучение $q_{\text{и}}$ для участка потока с максимальной температурой, слева приведена мощность внешнего источника, формирующего температурное возмущение. После замыкания на электроды МГД-канала происходит падение температуры, и при этом $q_{\text{и}} > q_{\text{дж}}$. Однако охлаждение связано преимущественно с газодинамическим расширением температурного пика, и когда оно прекращается, температура стабилизируется. В установившемся состоянии выполняется тепловой баланс $q_{\text{дж}} \cong q_{\text{и}}$. Разность этих величин, пренебрежимо малая по сравнению с $q_{\text{дж}}$, приходится на конвективный теплообмен. Важно отметить, что время установления стационарного режима $\tau_{\text{у}} \ll L_{\text{к}}/u$, что позволяет построить простую физическую модель МГД-генератора с T -слоем.

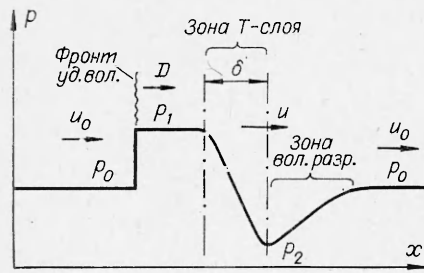
3. Элементарная теория МГД-генератора, использующего явление самоподдерживающегося токового слоя. В канале МГД-генератора, как показали расчеты нестационарного процесса, происходит перестройка газодинамических параметров потока. За времена $\sim \delta/\sqrt{T}$ завершается формирование устойчивой структуры (фиг. 6), в которой от T -слоя как от тормозящего поршня вверх по потоку отходит ударная волна, а по другую сторону располагается волна разрежения. Возникший перепад давления Δp определяет силу воздействия газового потока на токовый слой, которая уравнивается электродинамической силой, т. е.



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

$$(3.1) \quad \Delta p A = j B A \delta,$$

где A — поперечное сечение канала; B — индукция магнитного поля; j — среднеинтегральная плотность тока в T -слое.

Динамическое равновесие (3.1) сопровождается установлением энергетического равновесия, когда

$$(3.2) \quad (j^2/\sigma) A \delta = \sigma u^2 B^2 (1 - K)^2 \delta A = Q_{\text{и}} \approx 4 \varepsilon \sigma_{\text{С-В}} T^4 A,$$

где σ — средняя электропроводность плазмы в T -слое; K — коэффициент нагрузки; ε — интегральная по спектру излучательная способность полусферического объема газа, нагретого до температуры T -слоя T , коэффициент 4 получен при переходе от полусферических объемов к параллелепипеду, излучающему по всем граням [13].

В соотношении (3.2) предполагается, что в объеме T -слоя температурное поле однородно. Это может в 1,5—2 раза завязить истинные потери на излучение. Кроме того, пренебрегаем потерями тепла при теплообмене с окружающим холодным газом и стенками канала. Как показали расчеты, размывание температурного пика за счет молекулярной теплопроводности за характерные времена пренебрежимо мало, а тепловые потоки в стенку, связанные с конвективным переносом в турбулентном пограничном слое, составляют не более 5% от переноса излучением.

Уравнения баланса (3.1), (3.2) позволяют проанализировать эффективность работы МГД-генератора как преобразователя тепловой энергии в электрическую. Будем определять идеальную степень преобразования как отношение

$$(3.3) \quad \eta'_N = \frac{\Delta p u A}{\rho^* u^* A^* \left(C_p T^* + \frac{u^{*2}}{2} \right)},$$

где u — скорость T -слоя; ρ^* , u^* , T^* — параметры потока в критическом сечении A^* сверхзвукового канала.

Перепад давления на T -слое определится из соотношения

$$\Delta p = p_1 - p_2,$$

где p_1 — давление за фронтом ударной волны; p_2 — давление на границе волны разрежения, примыкающей к T -слою.

Параметры p_1 и p_2 определяются из следующих соотношений:

$$(3.4) \quad p_1 = p_0 \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} M_1^2 + \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right);$$

$$(3.5) \quad p_2 = p_0 (c_2/c_0)^{2\gamma/(\gamma-1)},$$

где $M_1 = (u_0 - D)/c_0$ — число Маха ударной волны; $c_2 = c_0 - [(\gamma - 1)/2](u_0 - u)$ — скорость звука в волне разрежения. Скорость фронта ударной волны D определится из уравнения неразрывности

$$(3.6) \quad \frac{u_0 - D}{u - D} = \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\frac{\gamma+1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2} = \frac{\frac{\gamma+1}{2} \left(\frac{u_0 - D}{c_0} \right)^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} \left(\frac{u_0 - D}{c_0} \right)^2}$$

для продуктов сгорания можно положить $\gamma = 1,2$, тогда, разрешая (3.6) относительно D , получаем

$$(3.7) \quad D = \frac{1,1u + 0,9u_0}{2} - \sqrt{\frac{(1,1u + 0,9u_0)^2}{4} + c_0^2 + 0,1u_0^2 - 1,1u_0u.}$$

Параметры в невозмущенном потоке u_0, c_0, p_0 найдем по параметрам торможения p_{00} и T_{00} , давлению и температуре в камере сгорания, и по числу M невозмущенного течения

$$(3.8) \quad p_0 = p_{00} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-\gamma/(\gamma-1)},$$

$$T_0 = T_{00} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-1}, \quad c_0 = \sqrt{\gamma R T_0}, \quad u_0 = c_0 M.$$

Таким образом, соотношения (3.4)–(3.8) позволяют рассчитать степени преобразования в МГД-генераторе с одним T -слоем, если заданы параметры торможения p_{00} и T_{00} , скорость T -слоя и расширение канала, которое однозначно определяется числом M в невозмущенном газе:

$$\frac{A}{A^*} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \frac{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}}{M}.$$

Для последующего анализа проведен расчет $\eta'_N(M, u)$ в режиме $p_{00} = 3$ ат и $T_{00} = 3000$ К. Результат расчета представлен на фиг. 7 на плоскости $\eta'_N - u$ набором кривых, где M является параметром. Все кривые имеют четко выраженный максимум, который отделяет область устойчивых режимов с $\partial \eta'_N / \partial u \geq 0$ (сплошные кривые) от неустойчивых (штриховые) с

$$(3.9) \quad \partial \eta'_N / \partial u < 0.$$

Условие устойчивости (3.9) отражает тот факт, что при вариационном росте скорости при условии $\partial \eta'_N / \partial u > 0$ возрастает мощность $\Delta p u$ и постоянная часть этой мощности $Q_{дж}$. Это приведет к увеличению электропроводности, а следовательно, тока J и тормозящей силы $J \cdot B$, в результате чего скорость должна уменьшиться до исходного уровня.

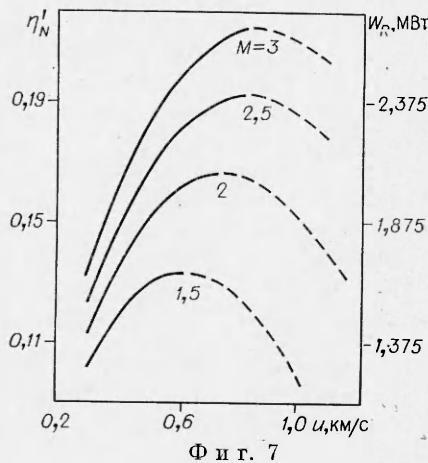
На правой вертикальной оси графика отложена полезная мощность в нагрузке для канала с расходом рабочего тела $G = 5$ кг/с, работающего в режиме отбора максимальной мощности, т. е. коэффициент нагрузки $K = R_H / (R_{пл} + R_H) = 0,5$.

Рассмотрим теперь энергетический баланс T -слоя, для чего перепишем условия (3.1), (3.2) в виде

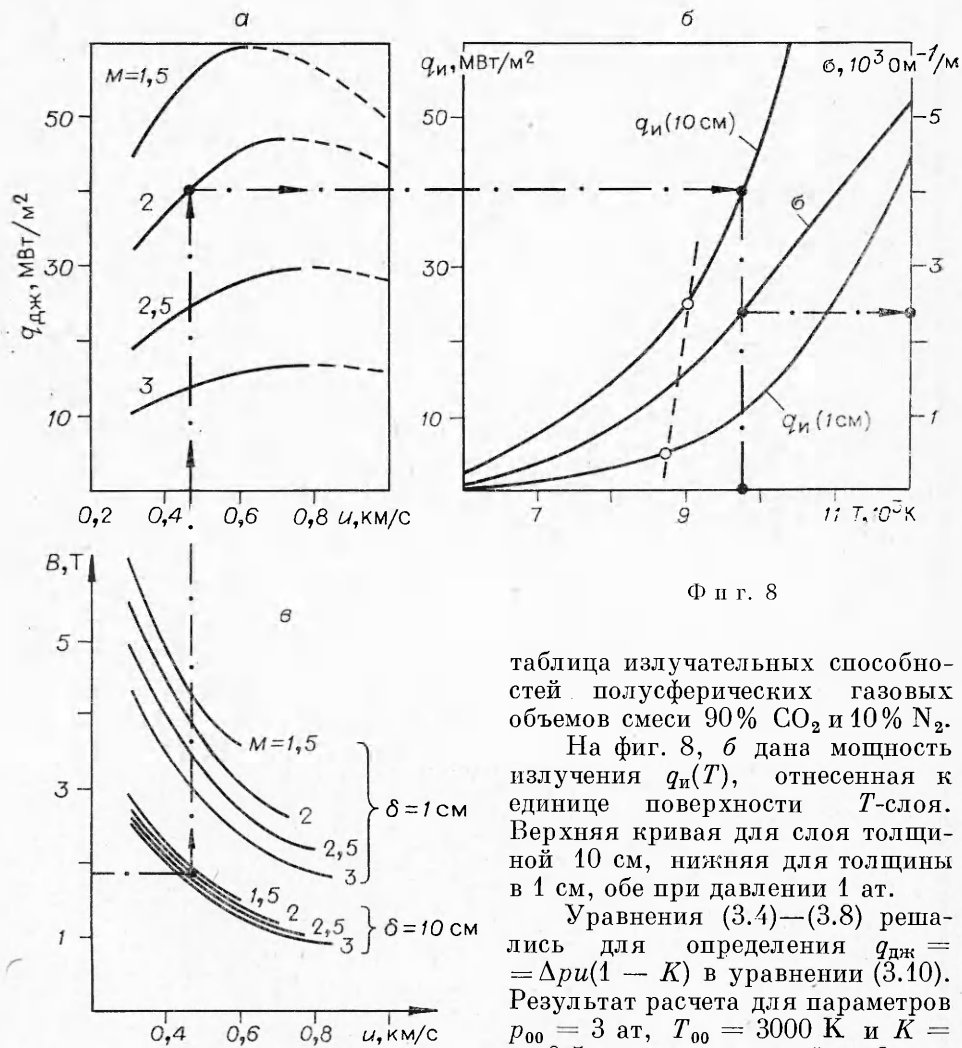
$$(3.10) \quad \Delta p = j B \delta,$$

$$c u B (1 - K) u B (1 - K) \delta = j B \delta u (1 - K) = \Delta p u (1 - K) = 4 e \sigma_{с-в} \times T^4 = q_n.$$

Получаем баланс энергии, отнесенный к единице поверхности T -слоя. Зависимость $\varepsilon(T)$ взята из [13], где дана



Ф и г. 7



Ф и г. 8

таблица излучательных способностей полусферических газовых объемов смеси 90% CO_2 и 10% N_2 .

На фиг. 8, б дана мощность излучения $q_{и}(T)$, отнесенная к единице поверхности T -слоя. Верхняя кривая для слоя толщиной 10 см, нижняя для толщины в 1 см, обе при давлении 1 ат.

Уравнения (3.4)–(3.8) решались для определения $q_{дж} = \Delta p u (1 - K)$ в уравнении (3.10). Результат расчета для параметров $p_{00} = 3$ ат, $T_{00} = 3000$ К и $K = 0,5$ представлен на фиг. 8, а в

форме зависимости $q_{дж}$ от u . Физический смысл параметра $\Delta p u (1 - K)$ — мощность, затрачиваемая газовым потоком на покрытие потерь энергии из стационарного T -слоя. Интересно отметить, что условие повышения эффективности генераторного процесса и условия поддержания T -слоя оказываются противоречивыми. Если первое для увеличения η_N требует увеличения числа M , т. е. большего расширения канала, то второе условие, трактуемое как увеличение джоулевой диссипации в единице объема, требует уменьшения числа M . Параметры $q_{дж}$ на фиг. 8, а и $q_{и}$ на фиг. 8, б нанесены в общем масштабе, что позволяет уравнение (3.10) разрешать графически относительно температуры стационарного T -слоя. Запишем еще раз уравнение баланса (3.2) как

$$(3.11) \quad \sigma u^2 B^2 (1 - K)^2 \delta = q_{и}.$$

Зависимость $\sigma(T)$ нанесена на фиг. 8, б в температурном масштабе, общем с $q_{и}$, что позволяет одновременно определять σ .

Таким образом, при заданной толщине T -слоя δ и выборе сверхзвукового режима, т. е. числа M , соотношения (3.10), (3.11) позволяют свя-

зять такие параметры T -слоя, как скорость u , магнитное поле B , температура T . Задание одного из них однозначно определяет два других. На фиг. 8, ϵ представлен результат решения уравнения (3.11) относительно B . Штрихпунктир, соединяющий точки графиков фиг. 8, $a-\epsilon$, демонстрирует один из возможных вариантов решения уравнений (3.10), (3.11).

Остается открытым вопрос о толщине T -слоя δ . В общем случае этот параметр не может задаваться произвольно, поскольку он определяется внутренней физической природой T -слоя. Но если мы посмотрим на стационарный T -слой как на электрическую дугу, стабилизированную излучением, то получим условие устойчивого горения такой дуги в заданных размерах, как

$$(3.12) \quad \partial q_{\text{дж}} / \partial T \leq \partial q_{\text{и}} / \partial T.$$

Если это условие не выполняется, то происходит тепловая контракция T -слоя до меньших размеров, когда возросшая прозрачность увеличивает объемные потери на излучение. На графиках $q_{\text{и}}$ (10 см) и $q_{\text{дж}}$ (1 см) найдены точки, в которых соотношение (3.12) выполняется как равенство. Недостаток информации по излучательным свойствам продуктов сгорания не позволил четко очертить область устойчивых режимов, поэтому условная граница проведена через эти две точки. Область, лежащую справа от этой линии, следует считать устойчивой.

Элементарная теория позволяет выбрать режим работы МГД-генератора, который представлял бы собой разумный компромисс между требованиями высокой эффективности и устойчивости T -слоя.

Авторы выражают благодарность О. Г. Парфенову за помощь в проведении экспериментальных работ и В. В. Овчинникову, принимавшему непосредственное участие в расчетах.

Поступила 10 III 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Губин С. П., Соколов В. С. Разработка комплексной схемы энергохимической переработки канско-ачинских углей.— В сб.: Подготовка кадров и координация научных исследований. Новосибирск, Наука, 1978.
2. Тихонов А. П., Самарский А. А. и др. Нелинейный эффект образования самоподдерживающегося высокотемпературного электропроводного слоя газа в нестационарных процессах магнитной гидродинамики.— ДАН, 1967, т. 173, № 4.
3. Дегтярев А. М., Заклязьминский Л. А. и др. Развитие конечных локальных возмущений электропроводности в потоке слабопроводящего газа в присутствии магнитного поля.— ТВТ, 1969, т. 7, № 3.
4. Раевский И. М. Экспериментальное обнаружение возникновения T -слоя при расширении плазмы в магнитном поле.— В кн.: Доклад на I объединенном семинаре по вычислительной физике. Сухуми, 1972.
5. Захаров А. И., Клавдиев В. В. и др. Экспериментальное наблюдение T -слоев в движущейся плазме, взаимодействующей с магнитным полем.— ДАН, 1973, т. 242, № 5.
6. Керкис А. Ю., Соколов В. С., Трынкина Н. А., Фомичев В. П. Некоторые результаты экспериментального исследования токового слоя.— ПМТФ, 1974, № 3.
7. Кацнельсон С. С., Славин В. С. Численное моделирование процесса взаимодействия потока плазмы с ударной волной с поперечным магнитным полем.— ТВТ, 1977, т. 15, № 2.
8. Кацнельсон С. С., Славин В. С. Расчет течения плазмы в радиальном МГД-канале с учетом двумерности магнитного поля.— Магнитн. гидродинамика, 1977, № 1.
9. Кацнельсон С. С., Славин В. С. Расчет нестационарных одномерных задач магнитной гидродинамики в эйлеровых координатах.— Численные методы механики сплошной среды, 1975, т. 6, № 5.
10. Ватажин А. Б., Любимов Г. А., Рагирер С. А. Магнитогидродинамическое течение в каналах. М., Наука, 1970.
11. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М., Госэнергоиздат, 1962.
12. Гинзбург И. П. Трение и теплопередача при движении смеси газов. Л., изд. ЛГУ, 1975.

13. Каменщиков В. А., Пластинин Ю. А. и др. Радиационные свойства газов при высоких температурах. М., Машиностроение, 1971.
14. Соколова И. А. Коэффициенты переноса и моменты интегралов столкновения высокотемпературного воздуха. Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1972.

УДК 537. 533

ПЕРВИЧНЫЕ И ВТОРИЧНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗРЫВНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Г. А. Месяц

(Томск)

Явление взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ) заключается в интенсивном испускании электронного тока вследствие перехода материала катода из конденсированной фазы в плотную плазму в результате разогрева локальных областей собственным эмиссионным током [1—6]. Открытие ВЭЭ позволило не только по-новому подойти к объяснению многих физических процессов в вакуумных и газовых разрядах, в электрических дугах, но и создать новые типы электронных источников больших токов, применение которых в квантовой электронике, СВЧ-электронике, импульсной рентгентехнике и т. д. произвело подлинную революцию, так как в большинстве случаев удалось на многие порядки увеличить импульсную мощность излучения. Научные исследования в области ВЭЭ, а также исследования процессов в диодах с ВЭЭ, успешное развитие техники мощных наносекундных импульсов и релятивистских электронных пучков позволили развить новое направление в электронике — сильноточную электронику.

Взрывная электронная эмиссия — сложное явление. Она включает процессы, ведущие к созданию фазового перехода, процессы, происходящие на границе металла с плазмой, и ее взаимодействие с током электронов. ВЭЭ характеризуется большой плотностью плазмы (не менее 10^{20} см⁻³) в катодной части зоны эмиссии, сильной ее неоднородностью в малых объемах ($\sim 10^{-6}$ — 10^{-3} см⁻³), малыми временами протекания процессов (10^{-10} — 10^{-8} с), большой плотностью тока на катоде (10^7 — 10^8 А/см²) и т. д. Это явление имеет несколько стадий, основными из которых являются процессы инициирования ВЭЭ, первичные и вторичные процессы.

1. Инициирование ВЭЭ. Процесс инициирования ВЭЭ состоит в том, чтобы создать на катоде первоначальный фазовый переход металл—плазма, который бы обеспечил ток электронов, способный затем поддержать этот переход самостоятельно. Для осуществления такого перехода необходимо создать большую концентрацию энергии в микрообъеме катода, чтобы обеспечить взрыв этого объема. Поэтому такая эмиссия и получила название взрывной. Большая концентрация энергии в микрообъеме может создаваться различными способами (удар быстрой макрочастицы о катод, сфокусированный луч лазера или ионов и т. д.), однако наиболее часто встречается и широко используется для инициирования ВЭЭ автоэлектронная эмиссия (АЭЭ).

Важным параметром, характеризующим ВЭЭ, является зависимость времени задержки взрыва t_3 участка катода от плотности тока j АЭЭ. Экспериментальные [7] и теоретические [8] исследования приводят к зависимости

$$\int_0^{t_3} j^2(t) dt = \text{const.}$$

Для вольфрама $\text{const} = 4 \cdot 10^9 \text{ А}^2/\text{см}^4$ [7], поэтому для получения $t_3 = 10^{-9}$ с необходимо иметь $j \approx 10^9 \text{ А}/\text{см}^2$, что достигается при электри-