

## ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯД ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В ПОТОКЕ ГАЗА КАК ПРОЦЕСС МЕДЛЕННОГО ГОРЕНИЯ

Ю. П. Райзер

(Москва)

Принцип индукционного нагревания газа, стационарно протекающего через соленоид, находит все большее применение в физических исследованиях и технике. Однако теоретически рассмотрен только статический процесс: индукционное нагревание неподвижного вещества в режиме, когда все выделяющееся тепло отводится теплопроводностью на охлаждаемые стенки [1,2].

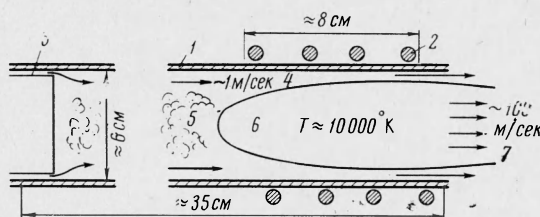
Теории безэлектродного разряда в потоке газа до сих пор нет. Здесь предлагается приближенная теория этого процесса. В ней подчеркивается его аналогия с процессом распространения пламени в горючей смеси.

### 1. Качественная картина и аналогия с распространением пламени.

Для определенности численных оценок и расчетов будем ориентироваться на параметры установки Института проблем механики АН СССР, созданной М. И. Якушиным; на фиг. 1 показана ее схема, где 1 — трубка, 2 — катушка-индуктор, 3 — кольцевая щель, в которую по окружности подается газ, 4 — поток холодного газа, 5 — область завихрения, 6 — нагретый газ, 7 — вытекающая высокотемпературная струя. Через кварцевую трубку продувается воз-

дух или аргон при атмосферном давлении. С целью стабилизации разряда и отжата его от стенок трубки используется распространенный способ тангенциальной подачи газа [3]. При этом газ протекает по трубке главным образом в периферийной части ее, совершая спиральное движение (продольные скорости  $v \sim 1$  м/сек). В приосевой области, где вследствие центробежного разбегания газа получается пониженное давление, возникает завихрение и продольное движение здесь очень медленное. Радиус разряда уменьшается при увеличении расхода газа [4] и составляет обычно 0.4—0.8 радиуса трубки.

Рассмотрим стационарно горящий разряд. Для протекания индукционных токов в газе необходимо, чтобы газ поступал в область разряда достаточно ионизованным, т. е. высоко нагретым<sup>1</sup>. Еще в ранних работах (ссылки см. в [1]) было установлено, что газ нагревается благодаря теплопроводной передаче тепла от уже нагретых слоев. В этом отношении процесс аналогичен процессу медленного горения, при котором нагревание горючей смеси до температуры воспламенения идет за счет теплопроводности [5]<sup>2</sup>.

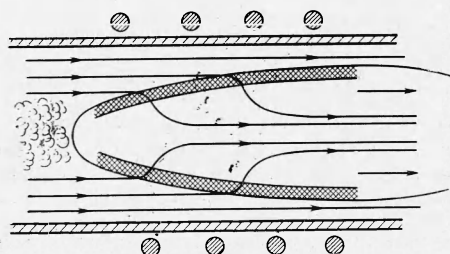


Фиг. 1. Схема установки

<sup>1</sup> К счастью, при столь высоком давлении, как атмосферное, релаксационные процессы протекают быстро и газ повсюду можно считать термодинамически равновесным.

<sup>2</sup> Вторым механизмом подготовки смеси к воспламенению является диффузия активных реагентов из пламени. Аналогом здесь служит диффузия электронов. Однако диффузия амбиполярна и происходит медленнее, чем передача тепла, из-за медленности диффузии ионов по сравнению с диффузией нейтральных частиц.

Как и скорость химической реакции, электропроводность  $\sigma$  растет с повышением температуры, особенно резко при температурах ниже  $\approx 8000^\circ$ , когда  $\sigma$  пропорциональна концентрации электронов; при температурах выше  $\approx 12000^\circ$   $\sigma \sim T^{3/2}$ . В случае разряда также уместно говорить о температуре «воспламенения» — ионизации —  $T_0$ , подразумевая под ней такую эффективную величину, что при  $T < T_0$  газ ведет себя почти как непроводящий и слабо экранирует магнитное поле, а при  $T >$



Фиг. 2. Схема процесса, как он представляется в данной теории «Пламя» заштриховано

молекулярном давлении и  $T = 10000^\circ \text{K}$   $\sigma = 25 \text{ ом}^{-1}\text{см}^{-1} = 2.2 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1}$  и при частоте  $\nu = 15 \text{ Мгц}$   $a = 1/2 \delta = c/4\pi \sqrt{\sigma \nu} = 0,15 \text{ см}$  (см. формулу (3.1)), тогда как радиус разряда  $R \approx 2 \text{ см}$ .

Толщина прогретого слоя перед фронтом разряда  $\Delta$  в несколько раз больше  $a$ . Зоны разряда («химической реакции») и прогрева, которые вместе образуют «пламя», заштрихованы на фиг. 2, где показана общая схема процесса, каким он представляется в данной теории. Там же проведены линии тока газа, вернее проекции фактически спиральных линий на плоскости диаметрального сечения. Линии тока преломляются в «пламени», так как, нагреваясь, газ расширяется и ускоряется главным образом в направлении, перпендикулярном к поверхности. Внутренняя полость разрядного кольца заполнена газом («продуктами горения»), нагретым до конечной температуры  $T_k$ .

Схождение к оси газового потока приводит к некоторому повышению давления в приосевой области внутри индуктора и, возможно, часть горячего газа отсюда засасывается вверх по потоку в вихревую зону с пониженным давлением. Так, по-видимому, возникает рециркуляция горячего газа, которая была отмечена в [3]. При больших расходах образуется высокотемпературный язык, проникающий далеко вперед навстречу холодному газу. Подчеркнем, что все скорости здесь дозвуковые и перепады давлений невелики.

Важнейшая особенность процесса состоит в том, что боковой фронт разряда наклонен по отношению к набегающему газовому потоку таким образом, что холодный газ, как и при горении, втекает в пламя по нормали с вполне определенной скоростью. По аналогии с теорией горения [9] будем называть ее нормальной скоростью распространения разряда  $u$ . Как будет показано ниже,  $u \sim 10 \text{ см/сек}$ , так что при осевых скоростях газа  $v \sim 1 \text{ м/сек}$  угол наклона фронта небольшой.

Вместе с тем ясно, что боковой фронт разряда никогда не может стать строго параллельным газовому потоку, отжимающему его от стенок трубки, и газ обязательно должен проникать в разряд с боковой поверхности. В самом деле, представим себе на мгновение, что поверхность фронта параллельна потоку. Тепло распространяется в радиальном направлении и как только газ нагревается до температуры ионизации  $T_0$ , фронт разряда переходит на новое место. Но поскольку тепло еще и сносится потоком, то дальше всего оно распространится в задней части индуктора, где снос начинается позднее.

$> T_0$  в газе выделяется джоулево тепло индукционных токов и затухает магнитное поле. Поверхность с температурой  $T_0$  можно условно назвать фронтом разряда.

Разряд (энерговыведение) происходит в некотором кольцевом слое внутри индуктора. Эффективная ширина разрядного кольца  $a$ , равная половине толщины скин-слоя для проникновения магнитного поля, во многих случаях оказывается довольно малой по сравнению с радиусом.

Так, например, в воздухе при атмосферном давлении и  $T = 10000^\circ \text{K}$   $\sigma = 25 \text{ ом}^{-1}\text{см}^{-1} = 2.2 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1}$  и при частоте  $\nu = 15 \text{ Мгц}$   $a = 1/2 \delta = c/4\pi \sqrt{\sigma \nu} = 0,15 \text{ см}$  (см. формулу (3.1)), тогда как радиус разряда  $R \approx 2 \text{ см}$ .

Поэтому изотерма  $T_0$  начнет наклоняться по отношению к потоку и стационарное состояние установится тогда, когда снос тепла будет в точности компенсироваться подачей. Это произойдет, когда возрастающая скорость втекания газа в разряд по нормали достигнет значения  $u$ .

Следует отметить, что наряду со сходными чертами, есть и существенное отличие безэлектродного разряда в потоке от горения. В отсутствие потерь энергии конечная температура продуктов горения не зависит от условий распространения пламени и определяется только теплотворной способностью смеси. Конечная температура при разряде зависит от внешних условий даже при заданной мощности поступления электромагнитной энергии, а фактически неизвестна и сама мощность.

Главная цель теории и состоит в вычислении конечной температуры, расхода газа, нагревающегося до высокой температуры и мощности, вкладываемой в разряд, в зависимости от величины (и частоты) тока в индукторе.

**2. Постановка идеализированной задачи о стационарном распространении разряда.** Рассмотрим какой-нибудь участок «пламени» (фиг. 2, 3) и сделаем упрощающие допущения. Пользуясь тем, что слой сравнительно тонкий, будем считать его плоским и одномерным, т. е. лишенным градиентов вдоль поверхности. При составлении уравнений электромагнитного поля пренебрежем наклоном фронта разряда к оси индуктора и будем считать индуктор бесконечным соленоидом. Тогда векторы  $H$  и  $E$  касательны к поверхности. Будем пренебрегать, далее, потерями энергии на излучение и некоторым оттоком тепла в те слои холодного газа, которые только отжимают разряд от стенок трубки, но не попадают в разряд. Подчеркнем, что отвод тепла из зоны энергоснабжения в те слои холодного газа, которые впоследствии попадают в разряд, не является потерей.

Направим ось  $x$  перпендикулярно поверхности разряда в глубь слоя, где происходит энергоснабжение (фиг. 3). Касательная составляющая скорости набегающего косогазового потока остается неизменной из-за отсутствия градиента вдоль поверхности, а нормальная составляющая  $v_x$  изменяется в соответствии с уравнением непрерывности  $\rho v_x = \rho_0 u$ , где  $\rho_0$  — плотность холодного газа. Плотность  $\rho(x)$  уменьшается при возрастании температуры  $T(x)$ , грубо говоря, как  $1/T$ , так как давление приближенно остается постоянным<sup>1</sup>.

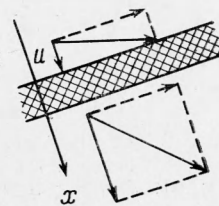
Запишем уравнение энергии, имея в виду, что в стационарном процессе для газовой частицы  $dT/dt = v_x dT/dx$ :

$$\rho_0 u c_p \frac{dT}{dx} = - \frac{dJ}{dx} + \sigma \langle E^2 \rangle, \quad J = - \kappa \frac{dT}{dx} \quad (2.1)$$

Здесь  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении,  $\kappa$  — теплопроводность, знак  $\langle \rangle$  означает усреднение по времени за период осциллирующего поля ( $H, E \sim e^{-i\omega t}$ ). Если направить ось  $z$  вдоль магнитного поля ( $H = H_z, E = E_y$ ), уравнения Максвелла примут вид

$$- \frac{dH}{dx} = \frac{4\pi}{c} \sigma E, \quad \frac{dE}{dx} = \frac{i\omega}{c} H \quad (2.2)$$

Граничные условия для системы (2.1) (2.2), которая и описывает процесс в рассматриваемом слое, непосредственно вытекают из физической постановки задачи. В глубину проводящей плазмы поле не проникает, а температура там приобретает некоторое постоянное, конечное значение  $T_k$ , т. е. исчезает и поток тепла. Достаточно далеко перед разрядом газ холодный, т. е. начальная



Фиг. 3. Участок слоя «пламени». Разложение скоростей показывает причину преломления линий тока

<sup>1</sup> Перепад давления на слое  $|p_k - p_0| = |\rho_0 u^2 - \rho_k v_{xk}^2| \approx \rho_0 u^2 / \rho_k \ll p_0$ . Заметим, что магнитное давление еще меньше, чем перепад газового, и роли не играет.

температура  $T_{-\infty} \ll T_k$ , поток тепла полностью поглощается и пропадает, а амплитуда магнитного поля, которую здесь будем считать вещественной,  $H_0$  определяется как обычно для соленоида [6], произведением амплитуды тока  $I$  и числа витков на единицу его длины  $n$  (ампер-витками). Таким образом, решение системы четырех уравнений первого порядка для функций  $T, J, H, E$  должно удовлетворять пяти граничным условиям<sup>1</sup>:

$$\begin{aligned} J = 0, \quad H = 0 \quad \text{при } x = +\infty \\ T = T_{-\infty} \approx 0, \quad J = 0, \quad H = H_0 = \frac{4\pi}{c} In \quad \text{при } x = -\infty \end{aligned} \quad (2.3)$$

Это возможно только при избранном значении скорости распространения  $u$ , которая должна определиться в результате решения уравнений — ситуация аналогична той, которая имеет место в теории распространения пламени.

Система (2.1), (2.2), (2.3) имеет интеграл, который выражает условие сохранения суммарного потока энергии. Действительно, интегрируя (2.1) от  $-\infty$  до  $x$  с помощью (2.2), (2.3) получаем

$$\rho_0 u w + J + S = S_0 \quad (2.4)$$

$$w = \int_0^T c_T dT, \quad S = \frac{c}{4\pi} \langle EH \rangle = -\frac{c^2}{32\pi^2} \frac{1}{\sigma} \left\langle \frac{dH^2}{dx} \right\rangle \quad (2.5)$$

Здесь  $w$  — удельная энтальпия,  $S$  — плотность потока электромагнитной энергии; величина  $S_0$  относится к точке  $x = -\infty$  и представляет собой электромагнитную мощность, которая поступает от соленоида на единицу поверхности разряда. Относя уравнение (2.4) к точке  $x = +\infty$ , получаем уравнение баланса энергии слоя

$$\rho_0 u w_k = S_0, \quad w_k = w(T_k) \quad (2.6)$$

Это тривиальное уравнение связывает неизвестные величины  $u, w_k, S_0$  подлежащие определению. С помощью (2.6) интеграл (2.4) можно переписать в виде

$$J = \rho_0 u (w_k - w) - S \quad (2.7)$$

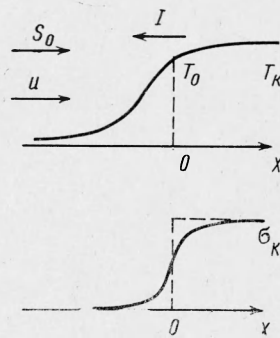
После решения поставленной задачи мощность, вкладываемая в разряд  $P$ , и расход газа, который будет нагрет  $G$ , находятся как

$$P = \int S_0 dF, \quad G = \int u dF \quad (2.8)$$

где интеграл берется по внешней поверхности разряда.

**3. Приближенное решение.** Электродинамические уравнения (2.2), (2.3) являются замкнутыми, если известно распределение электропроводности  $\sigma(x)$ . Распределения  $T(x)$  и  $\sigma[T(x)]$  качественно имеют вид, показанный на фиг. 4. Заменяем истинную зависимость  $\sigma(x)$  скачком:  $\sigma = 0$  при  $x < 0$ ,  $\sigma = \text{const}$  при  $x > 0$ . Как видно из фиг. 4, где аппроксимирующая ступенчатая функция  $\sigma(x)$  показана пунктиром, постоянная проводимость должна соответствовать конечной температуре:  $\text{const} = \sigma(T_k) = \sigma_k$ . Введение скачка проводимости равносильно введению эффективной температуры ионизации  $T_0$ , которая в сущности является

<sup>1</sup> Поскольку амплитуды  $H$  и  $E$  комплексны, фактическое число уравнений и граничных условий на две больше.



Фиг. 4. Схематические распределения  $T$  и  $\sigma$ , профилирование  $\sigma$

параметром профилирования. Как и обычно при профилировании  $T_0$ , которая, естественно, зависит от  $T_k$ , должна определиться при подстановке профилирующей функции в какие-то уравнения, принадлежащие системе или вытекающие из нее.

При  $\sigma = 0$ , const уравнения (2.2), (2.3) имеют известное решение [6]. В проводнике

$$H, E \sim e^{-x/\delta}, \quad S = S_0 e^{-x/a}, \quad \text{при } x > 0$$

$$S_0 = \frac{cH_0^2}{16\pi} \left( \frac{\omega}{2\pi\sigma_k} \right)^{1/2}, \quad a = \frac{\delta}{2} = \frac{c}{2\sqrt{2\pi\omega\sigma_k}} \quad (3.1)$$

Перед проводником

$$H = H_0, \quad S = S_0 \quad \text{при } x < 0$$

Первая из формул (3.1) определяет поток электромагнитной энергии в разряд, если известна конечная температура. Формула (2.6) дает тогда скорость распространения  $u$ .

Теперь можно найти распределение температуры. Подставляя в (2.6) выражения для  $J$  и  $S$ , получаем уравнение для  $T(x)$ . В области  $x > 0$ , где  $T_0 < T < T_k$  имеем

$$J = -\kappa(T) \frac{dT}{dx} = -\rho_0 u w(T) + \rho_0 u w_k (1 - e^{-x/a}) \quad (3.2)$$

Как будет видно из результатов вычислений, интервал  $T_k - T_0$  оказывается небольшим, поэтому уравнение (3.2) можно линеаризовать, тем более, что  $\kappa$  и  $c_p$  не сильно зависят от температуры. Полагая

$$\kappa = \kappa(T_k) = \kappa_k, \quad w = w_k + c_{pk}(T - T_k)$$

и интегрируя (3.2) с условием  $T = T_k$  при  $x = +\infty$ , найдем

$$T = T_k - \frac{w_k}{c_{pk}} \frac{e^{-x/a}}{1 + \Delta_k/a}, \quad \Delta_k = \frac{\kappa_k}{\rho_0 u c_{pk}} \quad (3.3)$$

Применим эту формулу к точке  $x = 0$ , где  $T = T_0$ . Несколько преобразуем получающееся соотношение с помощью приближенного равенства  $c_{pk}(T_k - T_0) \approx w_k - w_0$ . Подставим далее  $u = S_0 / \rho_0 w_k$  по формуле (2.6) и заменим  $S_0$  и  $a$  по формулам (3.1). В результате получим

$$T_k - T_0 = \frac{c^2 H_0^2 w_0}{64\pi^2 w_k} \frac{1}{\kappa_k \sigma_k} \quad (3.4)$$

Это равенство, по существу, выражает параметр  $T_0$  через конечную температуру; смысл этой связи  $T_0$  с  $T_k$  станет более ясным несколько ниже.

В области прогревания  $x < 0$ , где  $S = S_0$ , согласно (2.4) имеем  $J = -\rho_0 u w$ . Линеаризация уравнения  $\kappa dT/dx = \rho_0 u w$  в широком интервале  $0 < T < T_0$  может привести к заметной количественной ошибке, но зато позволяет немедленно получить качественное представление о характере распределения температуры в этой области.

Полагая  $\kappa = \text{const}$ ,  $c_p = \text{const}$ ,  $w_p = c_p T$  и интегрируя с условием  $T = T_0$  при  $x = 0$ , найдем

$$T = T_0 \exp(-|x|/\Delta), \quad \Delta = \kappa / \rho_0 u c_p$$

Ширина зоны прогревания по порядку величины равна  $\Delta \approx \Delta_k$ . Она оказывается в несколько раз большей, чем ширина зоны разряда. Заметим, что распределение  $T(x)$  в зоне прогревания не влияет на конечную температуру, поэтому уточнять его не будем.

Чтобы вывести уравнение, определяющее конечную температуру  $T_k$ , составим интегральное соотношение, которое является обобщением второго интеграла системы, существующего, как было установлено в работе [2], в статическом случае. Умножим уравнение (2.7) на  $\sigma(T)$  и с помощью дифференциальных выражений (2.1), (2.5) для потоков  $J, S$  проинтегрируем полученное уравнение по  $x$  от  $-\infty$  до  $+\infty$ . Получим:

$$\int_0^{T_k} \sigma(T) \kappa(T) \left[ 1 - \frac{\rho_0 u (w_k - w)}{J} \right] dT = \frac{c^2 H_0^2}{64\pi^2} \quad (3.5)$$

В статическом случае ( $u \equiv 0$ ) вместо (3.5) получаем [2]

$$\int_0^{T_{ks}} \sigma(T) \kappa(T) dT = \frac{c^2 H_0^2}{64\pi^2} \quad (3.6)$$

Это соотношение <sup>1</sup> непосредственно дает максимальную температуру вдали от стенки  $T_{ks}(H_0)$ .

Подставим в точное равенство (3.5) зависимость  $J(T)$ , вытекающую из приближенного решения для температуры. Исключая  $x$  из (3.2), (3.3) и принимая во внимание, что согласно (3.3), (3.4)

$$\frac{\Delta_k}{a} = \frac{w_0}{w_k - w_0} \quad (3.7)$$

находим

$$J = -\rho_0 u w_0 (w_k - w) / (w_k - w_0) \text{ при } x > 0, \quad T_0 < T < T_k$$

При  $x < 0$ , как отмечалось выше,  $J = -\rho_0 u w$ . Подставляя составную функцию  $J(T)$  в (3.5), получаем уравнение

$$\int_0^{T_k} \sigma \kappa dT + \int_0^{T_0} \sigma \kappa \left( \frac{w_0}{w} - 1 \right) dT = \frac{c^2 H_0^2}{64\pi^2} \frac{w_0}{w_k} \quad (3.8)$$

Комбинируя его с соотношением (3.4), найдем

$$\int_0^{T_k} \sigma \kappa dT + \int_0^{T_0} \sigma \kappa \left( \frac{w_0}{w} - 1 \right) dT = \sigma_k \kappa_k (T_k - T_0) \quad (3.9)$$

Это уравнение определяет функцию  $T_0(T_k)$ . Вычислив  $T_0(T_k)$ , можно с помощью (3.8) найти  $T_k(H_0)$ , а затем по формулам (3.1), (2.6) вычислить  $S_0$  и  $u$ . Отметим, что  $T_k$  не зависит от частоты (в рамках сделанного предположения о малой толщине скин-слоя).

Уравнение (3.9) позволяет несколько иначе взглянуть на смысл определения параметра профилирования  $T_0$ .

Представим уравнение (3.5) в эквивалентной форме

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sigma(x) S(x) dx = \frac{c^2 H_0^2}{64\pi^2} \quad (3.10)$$

Уравнение (3.9) есть результат приравнивания интегралов в (3.5) или (3.10) той величине, которая получается при приближенной замене подынтегральных функций. Другими словами, параметр  $T_0$  или точка, куда помещается ступенька при профилировании  $\sigma(x)$ , выбираются таким образом, чтобы приближенно сохранилась неизменной площадь, ограниченная взвешенной кривой  $\sigma(x)$ ; «весом» служит поток электромагнитной энергии  $S(x)$ . Именно такое расположение ступеньки обеспечивает правильную аппроксимацию, отвечающую внутренним свойствам уравнений.

<sup>1</sup> На самом деле, в статическом случае разряд отстоит от стенки на конечном, и притом малом расстоянии и температура у стенки  $T_1 \neq 0$ , так что интеграл (3.6) берется от  $T_1$ , а не от нуля [2]. Однако в силу резкого спадания  $\sigma(T)$  при низких температурах, это не имеет никакого значения при вычислении интеграла (3.6).

Нетрудно убедиться в том, что полученное в этом разделе приближенное решение уравнений в известной мере соответствует приближению Я. Б. Зельдовича в теории распространения пламени [5]. Прежде всего, формула (3.7), если подставить в нее  $\Delta_k = \kappa_k / \rho_0 c_{p_k}$  (см. (3.3)), позволяет представить скорость  $u$  в форме, характерной для теплопроводного механизма распространения

$$u = \frac{\rho_k}{\rho_0} \frac{\kappa_k}{a} \frac{w_k - w_0}{u_0} \left( \chi_k = \frac{\kappa_k}{\rho_k c_{p_k}} \right) \quad (3.11)$$

Здесь  $\chi_k$  — температуропроводность газа при конечной температуре. Заметим далее, что тепловыделение в газе в  $\text{см}^3$  в  $\text{сек}$  в сделанном приближении равно

$$q = -\frac{dS}{dx} = \frac{S_0}{a} e^{-x/a} = q_{\max} e^{-x/a}, \quad q_{\max} = \frac{S_0}{a} = \frac{\rho_0 u w_k}{a}$$

Подставляя выражение  $a$  через  $q_{\max}$  в формулу (3.11) и заменяя в ней  $w_k - w_0$  на  $c_{p_k} (T_k - T_0)$ , для скорости распространения получаем

$$u = \frac{1}{\rho_0 w_k} \left[ 2 \kappa_k q_{\max} (T_k - T_0) \left( \frac{1}{2} \frac{w_k}{w_0} \right) \right]^{1/2}$$

Эта формула с точностью до множителя  $(w_k/2 w_0) \sim 1$  совпадает с формулой Зельдовича для скорости пламени (теплотворная способность смеси равна конечной энтальпии).

**4. Результаты расчетов.** Результаты расчетов для воздуха и аргона при атмосферном давлении и частоте генератора  $\nu = 15 \text{ Мгц}$  представлены в таблице. Электропроводность воздуха вычислялась по формуле, приведенной в [1], кривая  $\sigma(T)$  для аргона была взята из [7]. Данные по теплопроводности были взяты из [8] (воздух отождествлялся с азотом).

Тот факт, что интервал температур  $T_k - T_0$ , в котором происходит энерговыделение, оказывается довольно узким, свидетельствует об еще одной существенной аналогии с процессом горения. Как известно [5], вследствие резкой зависимости скорости химической реакции от температуры, температура воспламенения смеси лишь немного отстает от конечной температуры продуктов. Выделяющееся в зоне реакции тепло почти полностью отводится теплопроводностью в исходную смесь и затрачивается на нагревание ее до температуры воспламенения.

Аналогичная ситуация в разряде приводит к тому, что в зоне энерговыделения уравнение баланса (2.7) мало отличается от уравнения  $J + S = 0$ , отвечающего статическим условиям. Величина  $w_0$  не очень сильно отличается от  $w_k$ , а второй интеграл в (3.8) заметно меньше первого, так что уравнение (3.8) не очень сильно отличается от (3.6) и конечная температура  $T_k$  не намного меньше максимальной температуры  $T_{ks}$ , соответствующей статическому режиму с теми же «ампер-витками» (см. таблицу).

$I_n$ , амп-вит. см	$H_0$ , эрстед	$T_{ks}$ , тыс. град	$T_k$ , тыс. град	$T_0$ , тыс. град	$w_k$ , кДж г	$\sigma_k \times 10^{-13}$ сек <sup>-1</sup>	$\kappa_k \times 10^{-4}$ эрг см·сек·град	$S_0$ , квт см <sup>2</sup>	$u$ , см сек	$P$ , квт	$G$ , см <sup>3</sup> сек
<b>В о з д у х</b>											
19	24	7.2	7	6.4	26	0.24	40	0.085	2.6	8.5	260
37	46	8.9	8	7.1	38	0.66	35	0.20	4.1	20	410
53	66	10.4	9	6.9	43	1.38	12	0.27	4.9	27	490
60	76	11.0	10	7.6	48	2.18	10	0.28	4.6	28	450
72	91	11.9	11	8.8	53	2.92	13	0.36	5.2	36	520
94	119	13.0	12	10	62	3.71	18	0.54	6.9	54	680
<b>А р г о н</b>											
4.7	5.9	7.1	7	6.4	3.65	0.41	1.9	0.0040	0.62	0.4	62
10	13	8.1	8	7.3	4.23	1.35	2.5	0.011	1.5	1.1	150
20	25	9.1	9	8.1	4.96	2.34	3.6	0.031	3.5	3.1	350
32	40	10.3	10	8.8	6.06	3.15	5.2	0.070	6.5	7.0	650
52	65	11.6	11	9.5	8.17	3.87	7.0	0.16	11	16	1100
77	97	13.0	12	10.6	11.8	4.77	12	0.31	15	31	1500

В последних столбцах таблицы приведены для примера оценочные значения полной мощности, вкладываемой в разряд, и расхода газа, который нагревается до высокой температуры. Они были вычислены без учета различия условий, в которых находятся разные участки поверхности разряда (см. формулу (2.8), просто как  $P = S_0 F$ ,  $G = uF$ ,  $F = 2\pi RL$ , где  $R$  — средний радиус разрядного кольца, а  $L$  — его длина, очевидно близкая к длине катушки. Было принято:  $R = 2$  см (без учета зависимости  $R$  от мощности [4]),  $L = 8$  см,  $F = 100$  см<sup>2</sup>. Полученные результаты находятся в качественном согласии с данными эксперимента. Подчеркнем, что мощности, соответствующие самым высоким температурам  $\approx 10\,000$ — $12\,000^\circ$ , могут быть заниженными из-за неучета потерь на излучение.

**5. Пути развития теории.** Ближайшие задачи, направленные на уточнение и развитие изложенной теории, состоят в следующем. Пользуясь найденным решением, как первым приближением, можно построить более точное решение в следующем приближении. Это можно сделать, например, обобщая процедуру, предложенную в [2] для решения статической задачи. Конечно здесь уже нельзя будет обойтись без численного счета. Далее, в той же самой идеализированной постановке задачу легко сформулировать и приближенно решить для цилиндрической геометрии (в бесконечный разрядный цилиндр радиально, по направлению к оси, втекает газ). Тем самым будут учтены до некоторой степени эффекты цилиндричности, существенные при низких частотах, когда толщина скин-слоя сравнима с радиусом. Значения мощности и расхода можно уточнить путем применения формул (2.8) с учетом различия полей  $H_0$  в разных точках поверхности разряда, обусловленного отличием поля фактически короткого индуктора от поля бесконечного соленоида. При этом придется воспользоваться экспериментальными данными по форме поверхности.

Для построения сколько-нибудь детальной теории необходимо знание поля течения газа на входе в горячую зону. Это, в частности, позволит решить вопрос о радиусе разряда и зависимости его от расхода газа (см. [4]). Качественное представление о характере спирального течения легко получить с помощью приближенной теории центробежной форсунки [9], которая для наших условий дает, что весь газ протекает с постоянной осевой скоростью в периферийном слое с толщиной, составляющей 0.08 радиуса трубки; остальную часть трубки занимает вихрь. Однако, в этой теории не учитываются торможение о стенки и вязкость, чрезвычайно существенные, по оценкам, в случае обычно используемых длинных трубок. Учет вязкости сильно усложняет задачу. По-видимому, здесь следует ориентироваться не только на расчетные методы, но и на газодинамический эксперимент.

И, наконец, следует рассмотреть газодинамику течения в горячей зоне, без чего невозможно решить вопрос о рециркуляции горячего газа. Следует также учесть потерю энергии горячего газа на излучение и связанный с лучистым охлаждением внутренней области разрядного кольца некоторый отток тепла от зоны энерговыделения вовнутрь.

Построенная выше модель процесса положена в основу экспериментальной программы исследований.

Автор глубоко благодарен М. И. Якушину за многочисленные обсуждения, способствовавшие выяснению ряда вопросов, и Г. И. Баренблатту за интерес к работе и ценные дискуссии.

Поступила 24 I 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сошников В. Н., Трехов Е. С. К теории высокочастотного вихревого разряда высокого давления 1. Теплофиз. выс. темп., 1966, т. 4, вып. 2, стр. 166.
2. Груздев В. А., Ровинский Р. Е., Соболев А. П. Приближенное решение задачи о стационарном индукционном высокочастотном разряде в замкнутом объеме. ПМТФ, 1967, № 1 стр. 143.
3. Reed T. V. Induction — Coupled Plasma Torch. J. Appl. Phys, 1961, No. 5, p. 821.
4. Смелянский М. Я., Кононов С. В., Якушин М. И. О некоторых особенностях отрыва потока ионизированного газа от стенок разрядной камеры в установке высокочастотного безэлектродного разряда. Электротермия, 1967, № 61, стр. 21.
5. Зельдович Я. Б. Теория горения и детонации газов. Изд. АН СССР, М.—Л., 1944.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, М., 1957, § 45.
7. Sambe I. A. V. Plasma Physics and Magnetofluidmechanics. McGraw-Hill Book Company, NY.— L., 1963.
8. Крибберг И. А. Расчет теплопроводности некоторых газов при температурах 1000—20000° К и атмосферном давлении. Теплофиз. выс. темп., 1965, вып. 4.
9. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика, 2-е изд. Гостехиздат, М.—Л., 1953.