В связи с этим можно было бы использовать значительные поля, возникающие в грозовых облаках. Пусть взрыв, произведенный на высоте 10 *км* в поле $E_{eff} = 10^5$ *в/м*, компенсирует поле в объеме радиуса 10 *м*. Тогда на поверхности Земли возникает квазистатическая компонента поля (индукционная и волновая много меньше) $E = 0.1$ *мв/м*, что вполне измеримо.

Что касается импульсного поля при $t > t_0$, не связанного с внешним электрическим полем и со взаимодействием ударной волны и продуктов взрыва с поверхностью Земли, то его природа остается невыясненной и явится примером дальнейших исследований.

В заключение благодарим В. Ф. Кореца за содействие в организации работ и В. М. Дмитриева за помощь в проведении эксперимента.

Поступила 25 XII 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Астапович И. С. Метеорные явления в атмосфере земли, М., Физматгиз, 1958.
2. Kolsky H. Electromagnetic waves emitted on detonation of explosives. Nature, 1954, vol. 173, No. 4393, p. 77.
3. Cook M. A. The Science of high explosives. N. Y., Reinhold, 1958.
4. Anderson W. H., Long C. L. Electromagnetic radiation from detonating solid explosives. I. Appl. Phys. 1965, vol. 36, No. 4.
5. Грибанов Ю. П. Измерения в высокоомных цепях. М.— Л., Энергия, 1967.
6. Адушкин В. В. О формировании ударной волны и разлете продуктов взрыва в воздухе. ПМТФ, 1963, № 5.
7. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Рождественский И. Б. Таблица газодинамических и термодинамических величин потока воздуха за прямым скачком уплотнения. М., ВЦ АН СССР, 1962.
8. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Самуйлов Е. В. и др. Таблица термодинамических функций воздуха. М., Изд-во АН СССР, 1957.
9. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Изд. 2, М., «Наука», 1966.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГРУППОВЫХ СВОЙСТВ УРАВНЕНИЙ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ И ИХ ИНВАРИАНТНЫЕ РЕШЕНИЯ

Н. П. Гриднев

(Новосибирск)

Проведен групповой анализ системы уравнений магнитной гидродинамики. В отличие от работ [1,2] исследовались групповые свойства уравнений движения сжимаемой жидкости с учетом конечной проводимости. Выписаны возможные инвариантные решения системы уравнений магнитной гидродинамики в одномерном случае. Приведены примеры аналитического и численного решения задачи о взаимодействии потока проводящего газа с магнитным полем.

Рассмотрим систему уравнений, описывающую в гидродинамическом приближении нестационарное течение электропроводного газа в магнитном поле. Токами смещения всюду пренебрегаем.

$$\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = \operatorname{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{h}] - \operatorname{rot}(\nu_m \operatorname{rot} \mathbf{h})$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{v} = -\frac{1}{\rho}\operatorname{grad} p + \frac{1}{4\pi\rho}(\operatorname{rot}\mathbf{h}\cdot\mathbf{h}) + \frac{1}{\rho}\operatorname{div}\boldsymbol{\tau}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{v}\cdot\operatorname{grad} p) + \gamma p \operatorname{div}\mathbf{v} = \frac{\gamma - 1}{4\pi}\nu_m(\operatorname{rot}\mathbf{h})^2 - (\gamma - 1)\operatorname{div}\mathbf{q} + (\gamma - 1)F \qquad (S_1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho\mathbf{v}) = 0, \qquad p = R\rho T, \qquad \operatorname{div}\boldsymbol{\tau} = \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k}\mathbf{e}_i$$

$$\tau_{ik} = \mu\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\frac{\partial v_j}{\partial x_j}\delta_{ik}\right) + \xi\frac{\partial v_j}{\partial x_j}\delta_{ik}$$

$$\mathbf{q} = -\lambda\operatorname{grad} T, \qquad F = \frac{\tau_{ik}}{2}\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i}\right), \qquad \nu_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma}$$

Положим, что проводимость σ, коэффициент теплопроводности λ, коэффициенты вязкости μ и ξ газа зависят от p и плотности ρ следующим образом:

$$\sigma = ap^m\rho^n, \qquad \lambda = bp^\omega\rho^\psi, \qquad \mu = dp^g\rho^\varphi, \qquad \xi = fp^g\rho^\varphi \qquad (1)$$

Проведем анализ групповых свойств системы дифференциальных уравнений (S_1) при условии (1) в трехмерном пространстве, в котором вектор скорости $\mathbf{v}$ имеет компоненты v_1, v_2, v_3, а вектор напряженности магнитного поля $\mathbf{h}$ компоненты h_1, h_2, h_3. Известно, что группа преобразований G, которую допускает система дифференциальных уравнений вполне определяется алгеброй Ли своих инфинитизимальных операторов. Вычисления по известной методике [3] приводят к результату: алгебра Ли основной группы системы (S_1) при условии (1) порождается следующими линейнонезависимыми операторами.

$$X_1 = \frac{\partial}{\partial t}, \qquad X^i_2 = \frac{\partial}{\partial x_i}, \qquad X^i_3 = t\frac{\partial}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial v_i} \qquad (i, k = 1, 2, 3)$$

$$X_{ik} = x_i\frac{\partial}{\partial x_k} - x_k\frac{\partial}{\partial x_i} + v_i\frac{\partial}{\partial v_k} - v_k\frac{\partial}{\partial v_i} \qquad (i < k) \tag{2}$$

В случае, когда имеется только молекулярная теплопроводность ($\psi = \varphi$, $\omega = g$) при $n \neq -m$ происходит дальнейшее расширение группы: к операторам (2) добавляется

$$X_4 = [\alpha(1-n)+1]\,t\frac{\partial}{\partial t} + \alpha\frac{1-2n}{2}x_i\frac{\partial}{\partial x_i} - \left(\frac{\alpha}{2}+1\right)v_i\frac{\partial}{\partial v_i} +$$
$$+\frac{1-2n}{n+m}p\frac{\partial}{\partial p} + \left(\alpha + \frac{2m+1}{n+m}\right)\rho\frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1-2n}{2(n+m)}h_i\frac{\partial}{\partial h_i}$$
$$\alpha = \frac{(m-n+1) - \psi(2m+1) + \omega(2n-1)}{(n+m)(n+\psi-1)} \tag{3}$$
$$X_5 = [\alpha(1-n) - m + 1]\,t\frac{\partial}{\partial t} + \left(\frac{1-2n}{2}\alpha + \frac{2m+1}{2}\right)x_i\frac{\partial}{\partial x_i} +$$
$$+\frac{\alpha-1}{2}v_i\frac{\partial}{\partial v_i} + p\frac{\partial}{\partial p} + \alpha\rho\frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{\alpha(1-2n)-1}{2}h_i\frac{\partial}{\partial h_i}$$
$$\alpha = \frac{m+\omega}{1-\psi-n}$$

В случае $2m = -n$ к этим операторам добавляется

$$X_6 = [\alpha(1-n)+2]\,t\frac{\partial}{\partial t} + \left(\frac{1-2n}{2}\alpha+1\right)x_i\frac{\partial}{\partial x_i} - \left(\frac{\alpha}{2}+1\right)v_i\frac{\partial}{\partial v_i} - \tag{4}$$
$$4p\frac{\partial}{\partial p} + (\alpha-2)\rho\frac{\partial}{\partial \rho} - 2h_i\frac{\partial}{\partial h_i}, \qquad \alpha = \frac{2\omega+\psi-1}{2(1-n-\psi)}$$

При $n = -m$ операторы X_4, X_5, X_6 не имеют места, а к (2) добавляется оператор

$$X_7 = \frac{2m+2}{2m+1}t\frac{\partial}{\partial t} + x_i\frac{\partial}{\partial x_i} + \left(\alpha - \frac{2}{2m+1}\right)p\frac{\partial}{\partial p} + \alpha\rho\frac{\partial}{\partial \rho} -$$
$$-\frac{1}{2m+1}v_i\frac{\partial}{\partial v_i} + \left(\frac{\alpha}{2} - \frac{1}{2m+1}\right)h_i\frac{\partial}{\partial h_i}, \qquad \alpha = \frac{2\omega+2m}{(2m+1)(\omega+\psi-1)} \tag{5}$$

При рассмотрении лучистой теплопроводности, когда условие $\psi = \varphi$, $\omega = g$ не выполнено, операторы $X_4 - X_6$ имеют место лишь для системы уравнений (S_1) без учета членов с вязкостью. Если в системе уравнений (S_1) пренебречь членами, учитывающими теплопроводность, а оставить члены с вязкостью, то операторы $X_4 - X_6$ также справедливы, только в выражениях для α нужно вместо ω, ψ поставить сооответственно g, φ.

Если рассматривать движение невязкого электропроводного газа и пренебрегать теплопроводностью, то при условии $\sigma = ap^m\rho^n$ происходит дальнейшее расширение алгебры Ли основной группы системы (S_1). К операторам (2) — (5), в которых значение α следует положить равным нулю, добавляется

при $n \neq -m$

$$X_8 = (1+m)\,t\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1+2m}{2}x_i\frac{\partial}{\partial x_i} - \frac{1}{2}v_i\frac{\partial}{\partial v_i} + \rho\frac{\partial}{\partial \rho} \tag{6}$$

при $\gamma = 2$ и $2m = -n$

$$X_9 = t^2\frac{\partial}{\partial t} + x_i t\frac{\partial}{\partial x_i} + (v_i t - x_i)\frac{\partial}{\partial v_i} + 4tp\frac{\partial}{\partial p} + 2t\rho\frac{\partial}{\partial \rho} + 2th_i\frac{\partial}{\partial h_i} \tag{7}$$

Расширение группы происходит также и при $n = -m$

$$X_{10} = p\frac{\partial}{\partial p} + \rho\frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{2}h_i\frac{\partial}{\partial h_i} \tag{8}$$

Рассмотрим более подробно случай одномерного движения невязкого электропроводного газа в магнитном поле. Пренебрегая теплопроводностью, обозначим систему уравнений, описывающую данное течение, через (S_2). Рассмотрение будем проводить при $n = -m$. Это означает, что при приведенных выше предположениях, проводимость газа есть следующая функция температуры — $\sigma = aT^m$. Выпишем операторы, относительно которых, при отмеченных допущениях, система уравнений (S_2) инвариантна

$$
\begin{gathered}
X_1 = \frac{\partial}{\partial t}, \quad X_2 = \frac{\partial}{\partial x}, \quad X_3 = t\frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial v}, \quad X_4 = p\frac{\partial}{\partial p} + \rho\frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{2}h\frac{\partial}{\partial h} \\
X_5 = \frac{2m+2}{2m+1}t\frac{\partial}{\partial t} + x\frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{2m+1}v\frac{\partial}{\partial v} - \frac{2}{2m+1}p\frac{\partial}{\partial p} - \frac{1}{2m+1}h\frac{\partial}{\partial h}
\end{gathered}
\tag{9}
$$

Эти операторы имеют место в случае плоских течений. В случае цилиндрически симметричных течений происходит сокращение группы: остаются всего лишь три линейно независимых оператора X_1, X_4, X_5. Знание основной группы (9) дает возможность находить инвариантные решения системы (S_2). Инвариантные решения ранга единица для рассматриваемой системы (S_2) возможны лишь на однопараметрических подгруппах. Путем использования внутренних автоморфизмов группы преобразований G построим оптимальную систему однопараметрических подгрупп, дающих возможность найти все существенно различные решения системы уравнений (S_2).

Опуская все выкладки, приведем окончательный вид оптимальной системы однопараметрических подгрупп уравнений (S_2)

$$
X_1 + \beta X_4, \ X_5 + \beta X_4, \ X_2 + \beta X_4, \ X_3 + \beta X_4, \ X_1 + X_3 + \beta X_4 \tag{10}
$$

где β — произвольная постоянная.

Используя найденные оптимальные подгруппы (10), выпишем соответствующие им, существенно различные инвариантные решения.

1. Подгруппа H_1 с оператором $X_1 + \beta X_4$. Инвариантное H_1-решение имеет вид

$$
v = V(x), \ p = e^{2\beta t}P(x), \ \rho = e^{2\beta t}\theta(x), \ h = e^{\beta t}\Phi(x).
$$

2. Подгруппа H_2 с оператором $X_5 + \beta X_4$. Инвариантное H_2 -решение может быть записано так

$$
\begin{gathered}
v = \frac{x}{t}V(\lambda), \quad p = x^{\beta - 2/(2m+1)}P(\lambda), \quad \rho = x^{\beta}\theta(\lambda) \\
h = x^{\beta/2 - 1/(2m+1)}\Phi(\lambda), \quad \lambda = tx^{-(2m+2)/(2m+1)}
\end{gathered}
$$

3. Подгруппа H_3 с оператором $X_2 + \beta X_4$. Инвариантное H_3-решение таково

$$
v = V(t), \ p = e^{2\beta X}P(t), \ \rho = e^{2\beta X}\theta(t), \ h = e^{\beta x}\Phi(t)
$$

4. Подгруппа H_4 с оператором $X_3 + \beta X_4$. Инвариантное H_4-решение имеет вид

$$
v = x/t + V(t), \ p = e^{2\beta x/t}P(t), \ \rho = e^{2\beta x/t}\theta(t), \ h = e^{\beta x/t}\Phi(t)
$$

5. Подгруппа H_5 с оператором $X_1 + X_3 + \beta X_4$. Инвариантное H_5-решение записывается так

$$
v = t + V(\lambda), \ p = e^{2\beta t}P(\lambda), \ \rho = e^{2\beta t}\theta(\lambda), \ h = e^{\beta t}\Phi(\lambda), \ \lambda = x - 1/2t^2
$$

Функции V, P, θ, Φ удовлетворяют соответствующим системам обыкновенных дифференциальных уравнений, которые получаются прямой подстановкой выражений v, p, ρ, h в систему (S_2). Решения системы этих уравнений можно искать, используя численные методы. Однако при условии пропорциональности магнитного давления статическому давлению газа, на подгруппах H_3 и H_4 можно легко найти аналитическое решение задачи. Запишем эти решения.

Инвариантное H_3-решение при $m = 3/2$

$$
\begin{gathered}
v = -\frac{N}{M}(Mt + C_1)^{5/3} + C_2, \ \rho = C_3 \exp\left[\frac{3}{8}\beta\frac{N}{M^2}(Mt + C_1)^{8/3} - \beta C_2 t + \beta x\right] \\
p = \frac{\gamma - 1}{8\pi}C_3(Mt + C_1)^{2/3}\exp\left[\frac{3}{8}\beta\frac{N}{M^2}(Mt + C_1)^{8/3} - \beta C_2 t + \beta x\right] \\
h = C_3^{1/2}(Mt + C_1)^{1/3}\exp\left[\frac{3}{16}\beta\frac{N}{M^2}(Mt + C_1)^{8/3} - \frac{\beta}{2}C_2 t + \frac{\beta}{2}x\right] \\
M = \frac{3}{4}\beta^2 a\left(\frac{8\pi}{\gamma - 1}\right)^{3/2}, \qquad N = \frac{3}{5}\frac{\gamma\beta}{8\pi}
\end{gathered}
\tag{11}
$$

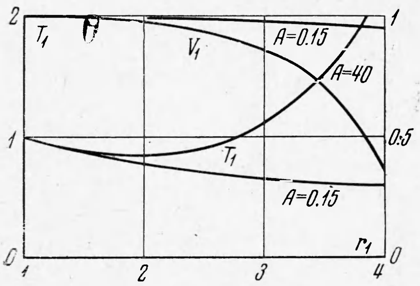
Инвариантное H_1-решение при $\gamma = 2$ и $m = 1$

$$
\begin{gathered}
v = \frac{x}{t} - N\left[\frac{M}{2}\frac{(\ln t)^2}{t} + C_1\frac{\ln t}{t}\right] + C_2 \\
\rho = C_3 t^{2f(t)} \exp\left[\beta\frac{x}{t} - \frac{\beta N(M+C_1)}{t}\right] \\
p = C_3\frac{1}{8\pi}\left(M\frac{\ln t}{t} + \frac{C_1}{t}\right) t^{2f(t)} \exp\left[\beta\frac{x}{t} - \frac{\beta N(M+C_1)}{t}\right] \\
h = C_3^{1/2}\left(M\frac{\ln t}{t} + \frac{C_1}{t}\right) t^{f(t)} \exp\left[\frac{\beta}{2}\frac{x}{t} - \frac{\beta N(M+C_1)}{2t}\right] \\
M = 4\pi a\beta^2, \quad N = \frac{\beta}{4\pi}, \quad f(t) = \frac{1+\beta C_2}{2} - \frac{\beta MN}{4}\frac{\ln t}{t} - \frac{\beta N(M+C_1)}{2t}
\end{gathered}
\tag{12}
$$

Постоянные величины C_1, C_2, C_3 находятся из начальных условий задачи.

В заключение, используя найденное инвариантное H_1-решение, рассмотрим задачу о радиальном течении газа конечной проводимости в продольном магнитном поле. Для этого зададим совокупность бесконечного цилиндрического источника электропроводного газа радиуса R_1 и стока радиуса $R_2 > R_1$. Будем рассматривать движение проводящего газа в магнитном пол бесконечного соленоида радиуса R_2. Из вида H_1-решения вытекает следующая зависимость тока в соленоиде от времени $I = I_0 e^{\beta t}$. Кроме того, положим, что при $r \leqslant R_1$, проводимость σ стремится к бесконечности, а следовательно, напряженность электрического поля равна нулю.

Подставляя из H_1-решения выражения для v, p, ρ, h в систему (S_2), получим систему уравнений относительно функций $V(r)$, $P(r)$, $\theta(r)$, $\Phi(r)$



Фиг. 1

$$
\begin{gathered}
\beta\Phi + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rv\Phi) = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\nu_m\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right) \\
V\frac{\partial V}{\partial r} = -\frac{1}{\theta}\frac{\partial}{\partial r}\left(P + \frac{\Phi^2}{8\pi}\right), \\
2\beta\theta + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rV\theta) = 0 \\
2\beta P + V\frac{\partial P}{\partial r} + \gamma P\left(\frac{\partial V}{\partial r} + \frac{V}{r}\right) = \\
= (\gamma - 1)\frac{\nu_m}{4\pi}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right)^2
\end{gathered}
\tag{13}
$$

Граничные условия имеют следующий вид:

$$
\begin{gathered}
V|_{r=R_1} = V_0, \qquad P|_{r=R_1} = P_0, \qquad \theta|_{r=R_1} = \theta_0 \\
\frac{\partial\Phi}{\partial r}\bigg|_{r=R_1} = \frac{4\pi\sigma}{c^2}V\Phi|_{r=R_1}, \qquad \Phi|_{r=R_2} = \frac{4\pi\delta}{c}I_0
\end{gathered}
\tag{14}
$$

Здесь δ — число витков на единицу длины соленоида. Четвертое условие получено из закона Ома. Таким образом, получили краевую задачу для системы уравнений (13) с граничными условиями (14).

Для того, чтобы поддерживать заданный в соленоиде ток $I = I_0 e^{\beta t}$, в электрический контур, частью которого является соленоид, должна быть включена соответствующая э.д.с. E. Значение этой э.д.с. определяется из уравнения электрического контура

$$
E = I_0\Omega e^{\beta t} + 2\pi\beta\delta e^{\beta t}\int_{R_1}^{R_2} r\Phi(r)\,dr
$$

где Ω — сопротивление электрического контура.

Поставленная задача решалась методом пристрелок на ЭВМ при $m = 3/2$. Полученные результаты подтверждают факт об образовании высокотемпературного электропроводного слоя, отмеченный в работах [4, 5]. Возникновение высокотемпературного слоя сопровождается резким торможением газа в этой зоне (фигура); для безразмерных величин, введенных на фигуре приняты следующие обозначения:

$$
v_1 = \frac{v}{v_0}, \qquad T_1 = \frac{T}{T_0}, \qquad A = \frac{2\pi\delta^2 I_0^2}{c^2 p_0}, \qquad r_1 = \frac{r}{R_1}
$$

Здесь v_0, T_0, p_0, I_0 — характерные значения скорости, температуры, давления и тока.

Автор благодарит С. С. Кацнельсона за полезные советы.

Поступила 13 VIII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. К о р о б е й н и к о в В. П. Об инвариантных решениях уравнений магнитной гидродинамики. Магнитная гидродинамика, 1967, № 3.
2. П а щ е н к о Н. Т., С ы р о в о й В. А. Исследование групповых свойств уравнений движения несжимаемой проводящей жидкости. Магнитная гидродинамика, 1967, № 4.
3. О в с я н н и к о в Л. В. Групповые свойства дифференциальных уравнений. Изд-во СО АН СССР, Новосибирск, 1962.
4. Т и х о н о в А. Н., С а м а р с к и й А. А., З а к л я з ь м и н с к и й Л. А. Нелинейный эффект образования самоподдерживающегося высокотемпературного электропроводного слоя газа в нестационарных процессах магнитной гидродинамики. Докл. АН СССР, 1967, т. 3, № 4.
5. В о л о с е в и ч П. П., С о к о л о в В. С. Автомодельная задача о разлете электропроводного газа в среду с заданным осевым магнитным полем. Магнитная гидродинамика, 1967, № 1.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЖОУЛЕВОЙ ДИССИПАЦИИ ПРИ ДВИЖЕНИИ ЖИДКОСТИ С ПЕРЕМЕННОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. А. Бучин

(Москва)

Имеется обширный класс проводников, в которых проводимость нельзя считать не зависящей от плотности тока. Она отлична от константы, прежде всего в таких средах, как плазма и полупроводники. В работах [1,2] исследована физическая сущность этого явления. В них получено, что проводимость есть функция модуля плотности тока. Зависимость тока от напряженности электрического поля в законе Ома становится нелинейной. Как следствие этого становятся нелинейными уравнения электродинамики, причем для разных видов зависимости проводимости от тока эти уравнения могут быть как эллиптическими, так и гиперболическими. В работе [3] показано, что зависимости $\sigma = \sigma(j)$, которые приводят ко второму случаю, не имеют физического смысла. Уравнения электродинамики будут эллиптическими, если функция $\sigma = \sigma(j)$ удовлетворяет следующему условию:

$$\sigma - j\frac{d\sigma}{dj} > 0$$

Во многих случаях на практике проводимость слабо зависит от тока, так что эту зависимость можно представить в виде

$$\sigma = \sigma_0 + \varepsilon\sigma_1(j), \quad \sigma_0 = \text{const} \tag{0.1}$$

Здесь $\sigma(j)$ — диффференцируемая функция, ε — некоторый малый параметр. В этом случае для нахождения искомых величин можно применять метод малого параметра. Так, в работе [4], используя этот метод и предполагая слабую зависимость проводимости от тока, автор исследует вопрос о первом приближении по ε для джоулевых потерь в проэлектродной зоне при постоянном магнитном поле. Кроме этих потерь возможны потери еще и за счет концевых эффектов. В каналах МГД-генератора могут реализоваться условия, когда однородное магнитное поле достаточно далеко выходит за электродную зону, а затем его величина резко уменьшается до нуля. В области входа и выхода электропроводной среды из зоны магнитного поля возникают замкнутые токи, которые и приводят к дополнительным потерям. Если длина участка однородного поля вне электродной зоны более чем в два раза превосходит ширину канала, то с большой степенью точности эффекты входа и выхода среды в канале генератора можно изучать, рассматривая задачу о распределении тока в проводящей среде, движущейся в бесконечно длинном канале с диэлектрическими стенками при наличии магнитного поля, постоянного в одной половине канала и равного нулю в другой. Расчет джоулевых потерь для канала с параллельными стенками в случае постоянной проводимости дан в работе [5].

Ниже рассмотрена эта же задача, но в предположении, что проводимость слабо зависит от тока. При этом получена формула, дающая первое приближение по ε, для