

З а к л ю ч е н и е

Рассмотрено движение носителей дрейфового тока в поле сверхвысокой частоты без учета объемного заряда. Показано, что при определенных углах пролета в резонаторе ток может создавать отрицательную шунтирующую проводимость. Записаны уравнения, формирующие винтовую неустойчивость в длинных полупроводниках с p - n -переходом, расположенных в скрещенных полях и, как показано экспериментально, обладающие способностью генерировать импульсы тока.

Л и т е р а т у р а

1. Иванов Ю. Л., Рывкин С. М. Возникновение колебаний тока в образцах германия, помещенных в электрическое и продольное магнитное поля// ЖТФ. 1958. № 28. С. 774.
2. Glicksman M. Instabilities of a cylindrical electron-hole plasma in a magnetic field// Phys. Rev. 1961. № 124. С. 1655.
3. Zarrabee R. D., Steele M. C. The oscillistor — new type of semiconductor oscillator// J. Appl. Phys. 1960. № 31. С. 1519.
4. Гуревич Л. Э., Иоффе И. В. Теория неустойчивости тока в полупроводниках и полуметаллах// ФТТ. 1963. № 5. С. 2674.
5. Зотов В. Д. и др. Полупроводниковая структура и способ управления проводимостью полупроводниковой структуры: А.с. 1739402, 1989.

Статья поступила в редакцию 25 мая 2006 г.

Oscillations and waves in semiconductor plasma with the spiral instability

I. N. Antonov, A. V. Pivovarov
Saratov State Technical University, Saratov, Russia

V. D. Zotov
Trapeznikov Institute for Problems of Control, Moscow, Russia

Account is taken of physical processes in long semiconductors into crossed electric and magnetic fields.

УДК 537.52:621.384

Структура амбиполярного потока газоразрядной плазмы

В. С. Кулешов, Д. Н. Новичков, А. С. Чихачев
ГУП "Всероссийский электротехнический институт им. В. И. Ленина", Москва, Россия

Выведено нелинейное уравнение для электрического поля в низкотемпературной столкновительной плазме при наличии потоков заряженных частиц — электронов и тяжелых положительно заряженных ионов. Анализируются частные решения уравнения при различных значениях физических параметров. Показана существенная роль малого параметра $\frac{V_{Ti}}{V_{Te}}$ — отношения тепловых скоростей ионов и электронов — для решения нелинейного уравнения. Учет этого параметра приводит к наличию разрывных решений для поля при непрерывном изменении плотности заряженных частиц.

Обычное описание потоков заряженных частиц в низкотемпературной столкновительной плазме с большим количеством нейтральных частиц основано на равенстве потоков тяжелых положительно заряженных ионов и электронов и на приближенном равенстве плотностей заряженных компонентов плазмы [1—3].

При таком подходе не решается уравнение Пуассона для электрического поля \bar{E} и вследствие

этого отсутствует полная информация о его величине и характере зависимости от координат.

Отметим, что в ряде работ [3, 4] указывается, что более полное изучение процессов в низкотемпературной трехкомпонентной плазме требует решения уравнения Пуассона.

В настоящей работе изучается структура одномерного стационарного амбиполярного потока с учетом влияния разности плотностей заряженных частиц на поле.

• Пусть одномерный поток электронов в трехкомпонентной плазме определяется равенством

$$\Gamma_e = eb_e N_e \nabla \varphi - T_e b_e \nabla N_e, \quad (1)$$

где N_e — плотность электронов;

T_e — температура;

b_e — подвижность электронов, $b_e = 1/mv_e$;

m — масса электрона;

v_e — частота столкновений с нейтральными частицами: $v_e = V_{Te}/l_0 = n_0 \sigma_0 V_{Te}$;

n_0 — плотность нейтральных атомов;

σ_0 — сечение рассеяния;

V_{Te} — тепловая скорость электронов;

φ — потенциал;

e — заряд электрона.

Поток тяжелых положительно заряженных ионов

$$\Gamma_i = -eb_i N_i \nabla \varphi - T_i b_i \nabla N_i, \quad (2)$$

где N_i — плотность ионов;

b_i — подвижность ионов, $b_i = 1/Mv_i$;

M — масса иона;

$v_i = V_{Ti}/l_0 = n_0 \sigma_0 V_{Ti}$, V_{Ti} — тепловая скорость ионов.

Равенства (1), (2) можно переписать в виде

$$\Gamma_e = -\frac{V_{Te}^2}{2v_e} N_e' + \frac{e}{mv_e} N_e \varphi'; \quad (3)$$

$$\Gamma_i = -\frac{V_{Ti}^2}{2v_i} N_i' - \frac{e}{Mv_i} N_i \varphi'. \quad (4)$$

Из равенств (3) и (4) следует

$$e\varphi' = \frac{\gamma_e + T_e N_e'}{N_e} = -\frac{\gamma_i + T_i N_i'}{N_i}, \quad (5)$$

где $\gamma_e = mv_e \Gamma_e$;

$\gamma_i = Mv_i \Gamma_i$.

При условии $\Gamma_i = \Gamma_e$ (предполагается, что $T_e \gg T_i$) справедливо неравенство $\gamma_e \ll \gamma_i$.

Из точного уравнения Пуассона

$$e^2 \Delta \varphi = 4\pi e^2 (N_e - N_i) \quad (6)$$

и из (5) следует

$$e^2 (\varphi')^2 = 8\pi e^2 \left\{ (\gamma_i + \gamma_e)x + T_e N_e + T_i N_i - T_e N_e^{(0)} - T_i N_i^{(0)} \right\} + e^2 \varphi_0^2. \quad (7)$$

Обозначим $e\varphi'(x) = y(x)$. Тогда $N_i = N_e - \frac{y'}{4\pi e^2}$

и из (7) получим:

$$y'' + yy' \left(\frac{1}{T_i} - \frac{1}{T_e} \right) = \frac{y^3}{2T_i T_e} + 4\pi e^2 N_0 y \left(\frac{1}{T_e} + \frac{1}{T_i} \right) - \frac{4\pi e^2 (\gamma_i + \gamma_e)}{T_i T_e} yx - \frac{y}{T_e} \left(\frac{y_0^2}{2T_i} + y_0' \right) + 4\pi e^2 \left(\frac{\gamma_i}{T_i} - \frac{\gamma_e}{T_e} \right). \quad (8)$$

Здесь $y_0 = y(x)|_{x=0}$, $y_0' = \frac{dy}{dx}|_{x=0}$;

$$N_0 = N_e^{(0)} = N_i^{(0)} + \frac{y_0'}{4\pi e^2}.$$

Если обозначить скорость потока электронов при $x = 0$ через V_* , то $\Gamma_e = N_0 V_*$. Тогда

$$\gamma_e = mv_e N_0 V_* = \frac{mV_{Te}}{l_0} N_0 V_* = \frac{2T_e}{l_0} N_0 \frac{V_{Te}}{V_*}.$$

Скорость потока $V_* \ll V_{Te}$. Введем величину l ,

связанную с l_0 : $l = l_0 \frac{V_{Te}}{V_*} \gg l_0$.

$$\text{Получим: } \gamma_e = \frac{2T_e}{e} N_0; \quad \gamma_i = \frac{2T_i}{e} N_0 \frac{V_{Te}}{V_{Ti}}.$$

• Если в уравнении (8) полностью пренебречь γ_e в сравнении с γ_i , то можно получить более простое уравнение

$$y'' + \frac{1}{2T_i} y^2 - \frac{2\theta_0 V_{Te}}{l V_{Ti}} x + \theta_0 \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right) - \left(\frac{y_0^2}{2T_i} + y_0' \right) = \theta_0 \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right) e^{\frac{1}{T_e} \int_0^x y(x') dx'}, \quad (9)$$

где $\theta_0 = r_0 N_0 m c^2$;

$$r_0 = \frac{4\pi e^2}{m c^2} = 0,35 \cdot 10^{-11} \text{ см};$$

c — скорость света.

Удобно положить: $y = 2T_i \frac{u'(x)}{u(x)}$.

$$\frac{u''}{u} = \left(\frac{y_0^2}{2T_i} + y_0' \right) \frac{1}{2T_i} + \theta_0 \frac{V_{Te}}{V_{Ti}} \frac{x}{l} + \theta_0 \left(\frac{1}{2} + \frac{T_e}{2T_i} \right) \left\{ \left(\frac{u}{u_0} \right)^{\frac{2T_i}{T_e}} - 1 \right\}. \quad (10)$$

При $T_e = 2T_i$ уравнение (10) имеет точное решение

$$u = u_0 \left(1 - \frac{2V_{Te} x}{V_{Ti} 3l} \right).$$

Тогда

$$y = 2T_i \frac{u'}{u} = \frac{2T_i}{x - \frac{3l V_{Ti}}{2 V_{Te}}}.$$

Плотность электронов имеет вид

$$N = N_0 \left(1 - \frac{2V_{Te} x}{3V_{Ti} l} \right). \quad (11)$$

Соотношение (11) имеет смысл только при $x < \frac{3V_{Ti} l}{2V_{Te}}$. При отрицательных значениях x плотность линейно растет, соответственно убывает скорость потока.

Плотность ионов определяется из равенства

$$N_i = N_e - \frac{y'}{4\pi e^2} = N_0 \left(1 - \frac{2V_{Te} x}{3V_{Ti} l} \right) + \frac{2T_i}{mc^2 r_0} \frac{1}{\left(x - \frac{3l V_{Ti}}{2 V_{Te}} \right)^2}. \quad (12)$$

При отрицательных значениях x ($|x| \geq l$) отличие N_i от N_e является несущественным, однако при $x \rightarrow 0$ существует узкая область, где $N_i \gg N_e$. Характерно, что согласно (12), всегда $N_i > N_e$. Из-за больших значений параметра θ_0 аналогичное решение может быть получено и при $T_e \gg T_i$ в качестве асимптотического приближения.

Пренебрегая в (10) второй производной и предполагая, что величины y'_0 и y_0^2 не содержат в качестве множителя θ_0 , получим

$$u = u_0 \left\{ 1 - \frac{2V_{Te} x}{V_{Ti} l} \frac{1}{1 + \frac{T_e}{T_i}} \right\}^{\frac{T_e}{2T_i}}.$$

Плотность электронов

$$N = N_0 \left(1 - \frac{2V_{Te} x}{V_{Ti} l} \frac{T_i}{T_e + T_i} \right),$$

причем это соотношение имеет смысл при $x < \frac{V_{Ti} l}{2V_{Te}} \frac{T_e + T_i}{T_i}$.

Для поля имеем

$$y = 2T_i \frac{u'}{u} = \frac{T_e}{\left(x - \frac{V_{Ti} l}{2V_{Te}} \frac{T_e + T_i}{T_i} \right)}.$$

Наконец, для плотности ионов получим

$$N_i = N_0 \left(1 - \frac{2V_{Te} x}{V_{Ti} l} \frac{T_i}{T_e + T_i} \right) + \frac{T_e}{mc^2 r_0} \frac{1}{\left(x - \frac{V_{Ti} l}{2V_{Te}} \frac{T_e + T_i}{T_i} \right)^2}.$$

И в этом случае выполнено строгое неравенство $N_i > N_e$, и отличие плотности электронов от плотности ионов существенно только при $x \rightarrow \frac{V_{Ti} l}{2V_{Te}} \frac{T_e + T_i}{T_i}$.

• Уравнение (10) имеет еще одно частное решение, справедливое в ограниченной области пространства.

Положим

$$\left(\frac{u}{u_0} \right)^{\frac{2T_i}{T_e}} = e^{\frac{2T_i}{T_e} \ln \frac{u}{u_0}} = 1 + \frac{2T_i}{T_e} \ln \frac{u}{u_0}$$

при $\frac{2T_i}{T_e} \ll 1$.

Разложение применимо в случае, когда $\frac{2T_i}{T_e} \ln \frac{u}{u_0} < 1$, т. е. $u(x)$ не слишком велики.

В этих условиях положим $u = e^{\chi_1 x + \chi_0}$. Тогда получим

$$\chi_1^2 = \left(\frac{y_0^2}{2T_i} + y'_0 \right) \frac{1}{2T_i} + \theta_0 \frac{V_{Te} x}{V_{Ti} l} + \theta_0 \left(\frac{1}{2} + \frac{T_e}{2T_i} \right) (\chi_1 x + \chi_0),$$

откуда $\chi_1 = -\frac{2V_{Te}}{V_{Ti} \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right)}$,

и решение имеет вид $u = \text{const} e^{-\frac{2V_{Te} T_i}{V_{Ti} (T_i + T_e)} \frac{x}{l}}$.

При этом плотность электронов N_e

$$N_e = N_0 e^{-\frac{4V_{Te} T_e}{V_{Ti} (T_i + T_e)} \frac{x}{l}}$$

быстро убывает при $x > 0$ (при этом растет скорость потока).

Электрическое поле определяется равенством

$$y = 2T_i \frac{u'}{u} = -\frac{4V_{Te}T_i^2}{V_{Ti}(T_i + T_e)} \frac{1}{l} \equiv \text{const},$$

а плотность ионов N_i в точности равна плотности электронов N_e .

Эти соотношения верны только при $\left| \frac{x}{l} \right| < \frac{V_{Ti}}{2V_{Te}} \frac{T_i + T_e}{T_i}$.

• Выясним роль слагаемых, пропорциональных γ_e в правой части уравнения (8).

Представим это уравнение в безразмерном виде

$$y_1'' + y_1 y_1' \left(\sqrt{\frac{T_e}{T_i}} - \sqrt{\frac{T_i}{T_e}} \right) = \frac{y_1^3}{2} + \theta_0 y_1 \left(\frac{1}{T_i} + \frac{1}{T_e} \right) \lambda_1^2 - \frac{y_1}{T_e} \left(\frac{y_0^2}{2T_i} + y_0' \right) \lambda_1^2 - y_1 \xi + \sqrt{\frac{T_e}{T_i}} \frac{1 - \frac{V_{Ti}}{V_{Te}}}{1 + \xi_0}. \quad (13)$$

$$\text{Здесь } y_1 = \frac{y}{\lambda_0}, \quad \xi = \frac{x}{\lambda_1}, \quad \lambda_0 \lambda_1 = \sqrt{T_i T_e},$$

$$\lambda_1 = \left(\frac{IT_e}{2\theta_0} \frac{V_{Ti}}{V_{Te}} \frac{1}{1 + \xi_0} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad \xi_0 = \sqrt{\frac{T_e}{T_i}} \frac{m}{M}.$$

Рассмотрим наиболее простой случай $T_e = T_i = T$. При нулевых граничных условиях для y_1 ($y_1(0) = y_1'(0) = 0$) уравнение (13) принимает вид

$$y_1'' = \frac{y_1^3}{2} + \chi_* y_1 - y_1 \xi + 1 - 2 \frac{V_{Ti}}{V_{Te}}, \quad (14)$$

$$\text{где } \chi_* = \frac{2\theta_0}{T} \lambda_1^2 \approx \left(\frac{2r_0}{n_\partial \sigma_0^2} \frac{N_0}{n_\partial} \frac{mc^2}{T} \frac{V_{Te}^2}{V_*^2} \frac{m}{M} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

$$\text{При } n_\partial \approx 10^{19} \frac{1}{\text{см}^3}, \quad \sigma_0 \approx 10^{-14} \text{ см}^2,$$

$$T \approx 0,5 \text{ эВ}, \quad \frac{V_{Te}}{V_*} \approx 3, \quad \chi_* \approx 7 \left(\frac{N_0}{n_\partial} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

$$\text{При } \chi_* \approx 10^{-2} \text{ имеем } N_0 = \frac{10^{-6}}{350} n_\partial \approx 0,3 \cdot 10^{-9} n_\partial.$$

Численное решение (14) при $\chi_* \geq \chi_1 \approx 0,082$ имеет вид, изображенный на рис. 1, — кривая, уходящая вертикально вверх, а при $\chi_* < \chi_1 \approx 0,082$ — быстро осциллирующая, медленно стремящаяся к нулю кривая.

Решение, соответствующее вертикальной кривой, описывает ситуацию, когда происходит "запирание" потока. Тогда, как в случае относительно малых χ_* , возможно распространение потока на неопределенно большие расстояния.

Следует отметить, что если пренебречь слагаемым $-2v_{Ti}/v_{Te}$ в правой части (14), то решение при всех χ_* качественно соответствует первому случаю рис. 1, т. е. при любых $\chi_* \geq 0$ происходит запирание.

Существует возможность задания таких граничных условий, когда уравнение для поля принимает вид

$$y_1'' = \frac{y_1^3}{2} - y_1 \xi + 1 - 2 \frac{V_{Ti}}{V_{Te}}.$$

Это возможно при $y_1'(0) = 0$ и $y_1(0) = \pm \chi$, где χ подбирается таким образом, чтобы коэффициент при y_1 в правой части (13) обращался в нуль.

Можно получить

$$\chi = \left[\frac{2r_0}{n_\partial \sigma_0^2} \frac{N_0}{n_\partial} \frac{mc^2}{T} \left(\frac{V_{Te}}{V_*} \right)^2 \right]^{\frac{2}{3}} \sqrt{2} \left(\frac{V_{Ti}}{V_{Te}} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

При положительных значениях параметра $0 < \chi \leq \chi_0$, где $\chi_0 \approx 0,347$ решение изображено на рис. 2 — осциллирующая кривая, а при $\chi \geq 0,348$ — вертикальная кривая. Запиранию потока соответствуют относительно большие значения параметра χ . В случае отрицательных χ критическое значение $\chi'_0 \approx -0,516$. При $\chi \leq -0,517$ происходит запирание потока. Зависимость поля от координаты в этих случаях показана на рис. 3. Отметим, что во всех случаях численные решения получены при начальном значении $y_0' = 0$, т. е. $N_e^{(0)} = N_i^{(0)}$. Возможно, что области отсутствия запирания существуют и при относительно больших значениях χ_* и χ , если начальные значения плотностей электронов и ионов не равны между собой ($N_e^{(0)} \neq N_i^{(0)}$).

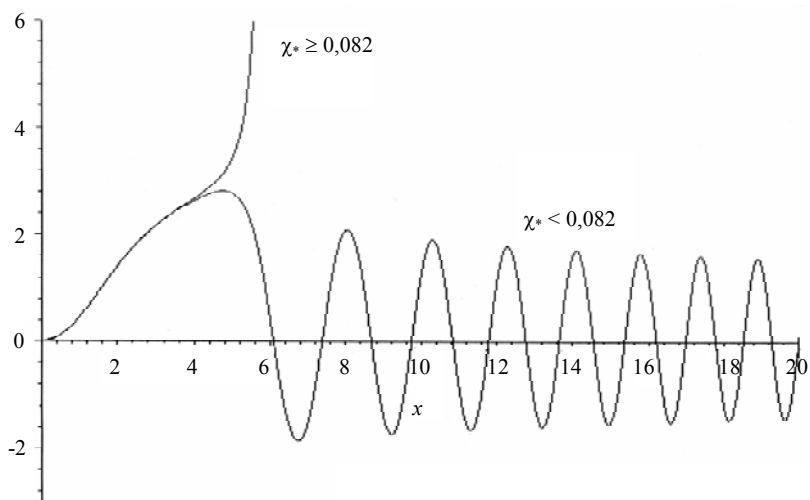


Рис. 1. Первый случай зависимости поля от координаты

Рис. 2. Второй случай зависимости поля от координаты

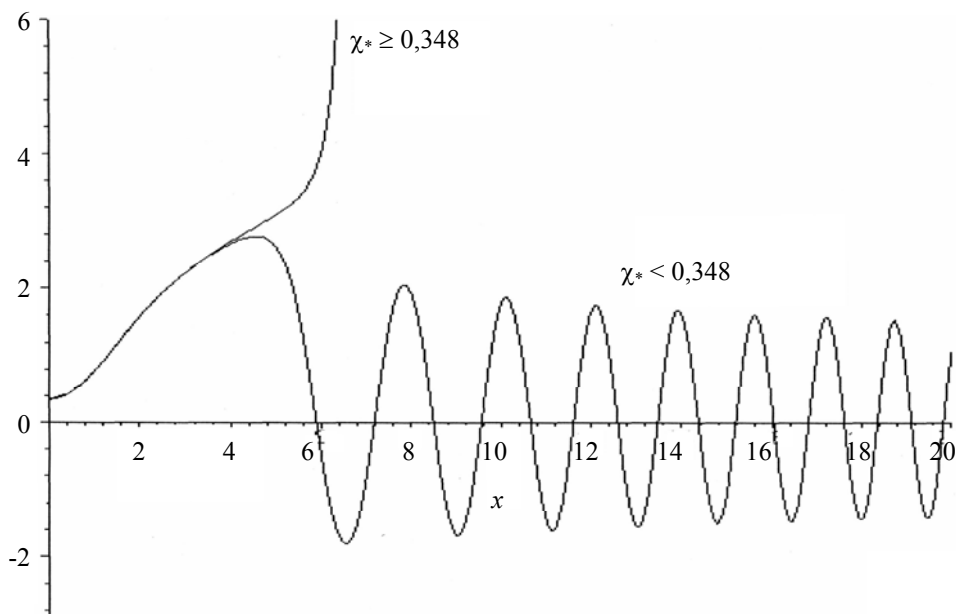
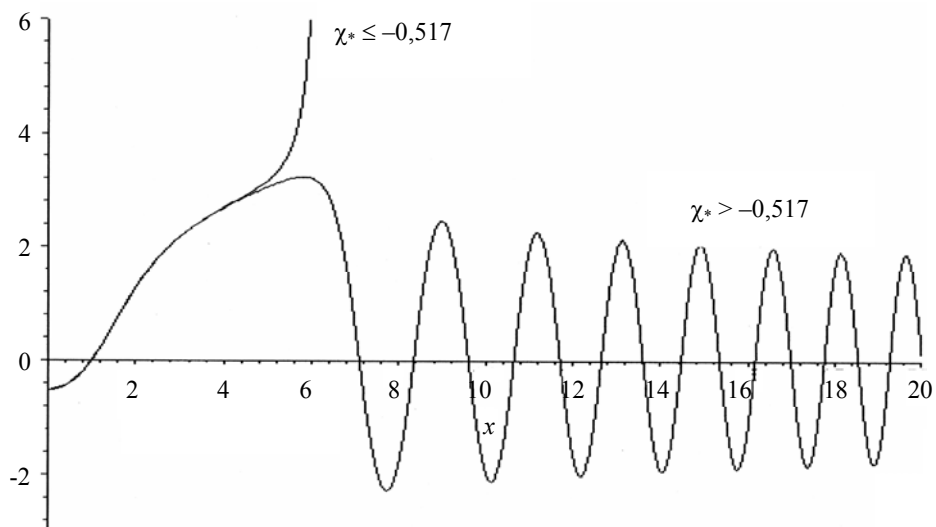


Рис. 3. Третий случай зависимости поля от координаты



Таким образом, в настоящей работе с использованием уравнения Пуассона выведено самосогласованное уравнение для электрического поля амбиполярного потока и получены частные решения этого уравнения.

Авторы выражают благодарность
В. П. Шумилину за помощь в работе
и Э. А. Перельштейну за полезное обсуждение.

Работа поддержана РФФИ.
Гранты № 05-02-08030, № 05-02-16081.

Л и т е р а т у р а

1. Schottky W. Physikalische zeitschrift. 1924. № 25. P. 342.
2. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. — М.: Наука, 1971.
3. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — М.: Наука, Физматлит, 1987.
4. Чихачев А. С. Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 6. С. 601—604.

Статья поступила в редакцию 15 ноября 2006 г.

Structure of an ambipolar stream of breakdown plasma

V. S. Kuleshov, D. N. Novichkov, A. S. Chikhachev
All-Russian Electrotechnical Institute, Moscow, Russia

It is deduced a nonlinear equation for the electric field in low-temperature collisional plasma with streams of charged particles in the form of electrons and heavy positive ions.

УДК 533.9:537.52

Обобщенная модель Томсона высокочастотного индукционного разряда конечной длины

Р. Н. Гайнуллин, А. П. Кирпичников
Казанский государственный технологический университет, г. Казань, Россия

Рассмотрена модель Томсона высокочастотного индукционного разряда конечной длины и получены некоторые важные соотношения для исследования его структуры.

Теории высокочастотного индукционного (ВЧИ) разряда атмосферного давления посвящено в настоящее время большое число работ. Во всех работах, однако, электромагнитное поле в разряде рассматривается лишь в одномерном приближении так называемого “идеального” (в пределе — бесконечно длинного) индуктора, тогда как на практике у большинства высокотемпературных технологических устройств, использующих принцип индукционного нагрева, диаметр индуктора сравним с его длиной. Поэтому представляется полезным на примере достаточно простой физической модели, какой является широко известная каналовая модель Дж. Дж. Томсона, рассмотреть аналитически основные закономерности, присущие квазистационарному электромагнитному полю ВЧИ-разряда конечной длины.

Модель постоянной проводимости, которую можно также называть каналовой моделью ВЧИ-разряда, была в основном завершена Дж. Томсоном в 1926 г. и опубликована годом позже в его известной работе [1]. Сам Томсон рассматривал лишь одномерный вариант теории, нам же для поставленной выше цели существенной представляется именно двухмерная ее постановка. Кроме того, нужно учесть то обстоятельство, что как самого Томсона, так и его последователей (например, авторов работы [2—4]), мало интересовала структура электромагнитного поля ВЧИ-разряда как таковая, закономерности же последнего рассматривались ими при этом обычно лишь с точки зрения возможных физико-технических приложений, касающихся в основном вопросов теплообмена и оптимизации нагрева газа в канале индук