методическое значение, ибо он стоит в одном ряду с выводами аналогичных соотношений для высокочастотного и СВЧ-разрядов, демонстрируя тем самым единую природу закономерностей, определяющих температуру разрядной плазмы [5].

Институт проблем механики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
12 I 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ю. П. Райзер.* ТВТ, *10*, 1152, 1972.
2. *В. Д. Хаит.* ТВТ, *17*, № 5, 1979.
3. *В. Финкельбург, Г. Меккер.* Электрические дуги и термическая плазма. ИЛ, 1961.
4. Физика и техника низкотемпературной плазмы (под ред. С. В. Дресвина). Атомиздат, 1972.
5. *Ю. П. Райзер.* Лазерная искра и распространение разрядов. «Наука», 1974.

УДК 533.932

АЭРОЗОЛЬНАЯ ПЛАЗМА В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Горбатов А. В., Самуйлов Е. В.

В работе [1] установлено, что под действием сравнительно небольшого постоянного внешнего электрического поля происходит разогрев электронов аэрозольной плазмы (АП), концентрация которых поддерживается исключительно за счет фото- или термоэлектронной эмиссии с поверхности аэрозольных частиц (АЧ). Нагревание электронов АП сопровождается уменьшением их концентрации и изменением частоты их столкновений с молекулами нейтральной компоненты. Оба эти фактора приводят к зависимости электропроводности АП от напряженности приложенного электрического поля. В газообразной плазме аналогичная (нагревная) нелинейность проявляется особенно заметно при распространении мощных радиоволн [2, 3]. Результаты [1] дают основание предполагать, что и в АП характер распространения греющей электромагнитной волны будет существенно отличаться от предсказаний, даваемых линейной теорией [4, 5]. Прежде чем решать задачу о распространении радиоволны, необходимо установить, как влияет переменное электрическое поле на электрофизические параметры АП. Этому и посвящена предлагаемая статья.

Рассматривается помещенный в переменное однородное электрическое поле $\mathbf{E}=\mathbf{E}_0\cos\omega t$ безграничный пространственно-однородный аэрозоль, сферические частицы которого идентичны и находятся в идентичных условиях. Предполагается: 1) ионизацией атомов электронным ударом, вторичной электронной эмиссией с АЧ, а также нагревом АЧ электромагнитным полем можно пренебречь; 2) АЧ играют роль огромных нейтральных молекул, поглощающих и эмиттирующих электроны [1, 6–8]. Согласно элементарной теории [2, 3], пределами которой ограничено последующее изложение, электроны описываются концентрацией n_e, дрейфовой скоростью $\mathbf{u}$ и эффективной температурой T. Для их определения необходимо совместное решение трех уравнений [1]

$$\frac{dn_e}{dt}=4\Sigma_p(j_p-n_e\bar{v}/4), \tag{1}$$

$$\frac{d(n_e m\mathbf{u})}{dt}=-en_e\mathbf{E}-mn_e\mathbf{u}(\nu_m+\nu_p), \tag{2}$$

$$\frac{d(1{,}5n_e kT)}{dt}=-en_e\mathbf{u}\mathbf{E}-1{,}5k(T-T_m)\delta\nu_m n_e+\Sigma_p(4q_p-2kTn_e\bar{v}). \tag{3}$$

Здесь e, m, $\bar{v}=(8kT/\pi m)^{0,5}$ – абсолютная величина заряда, масса и средняя скорость электрона; $\Sigma_p=N_p\pi R^2$ – макроскопическое сечение поглощения электронов АЧ; R – радиус; N_p – концентрация АЧ; j_p – плотность потока электронов с поверхности АЧ; ν_m и ν_p – эффективное число соударений электронов с молекулами и АЧ; k – постоянная Больцмана; T_m – температура молекул газа; δ – средняя относительная доля энергии, теряемая электроном при соударении с покоящейся молекулой; q_p – плотность теплового потока, уносимого электронами от АЧ. В общем случае δ и ν_m являются функциями от температуры электронов T. Если молекулы можно считать твердыми шариками радиуса a, концентрация которых N_m, то [2]

$$\nu_m={}^4/_3\pi a^2N_m\bar{v}, \tag{4}$$

ν_p определяется по формуле, аналогичной формуле [4],

$$\nu_p = {}^4/_3 \Sigma_p \bar{v}. \tag{5}$$

Если АЧ эмиттируют лишь термоэлектроны, то

$$j_p = n_p (kT_p/2\pi m)^{0,5}, \tag{6}$$

$$q_p = j_p 2kT_p, \tag{7}$$

$$n_p = 2(2\pi mkT_p/h^2)^{3/2} \exp(-W/kT_p). \tag{8}$$

Здесь T_p – температура АЧ; n_p – концентрация электронов в изотермической ($T_m = T_p$) АП, когда $E_0 = 0$; h – постоянная Планка; W – работа выхода материала АЧ.

Из уравнений (1) – (3) следует, что времена релаксации для концентрации τ_n и температуры τ_T электронов, а также для дрейфовой скорости τ_u по порядку величины определяются выражениями: $\tau_n \sim \nu_p^{-1}$, $\tau_u = (\nu_m + \nu_p)^{-1}$, $\tau_T \equiv \nu_T^{-1} = (\delta\nu_m + \nu_p)^{-1}$. В [1] показано, что описание электронной компоненты АП, находящейся в сильном поле, в рамках элементарной теории допустимо, если $\delta \ll 1$ и $\nu_p \ll \nu_m$. Это требование означает, что $\tau_n \sim \tau_T \gg \tau_u$. С учетом этого условия попытаемся найти решение системы (1) – (3) в двух предельных ситуациях.

1. Рассмотрим сначала адиабатическое приближение, когда $\tau_T \ll \omega^{-1}$. Представим величины $n_e(t)$, $\mathbf{u}(t)$ и $T(t)$ в виде $n_e = \tilde{n}_e + \Delta n_e$, $\mathbf{u} = \tilde{\mathbf{u}} + \Delta\mathbf{u}$, $T = \tilde{T} + \Delta T$. Если $\tilde{n}_e$, $\tilde{\mathbf{u}}$ и $\tilde{T}$ определяются из условия квазистационарности уравнений (1) – (3), то $|\Delta n_e| \ll \tilde{n}_e$, $|\Delta\mathbf{u}| \ll |\tilde{\mathbf{u}}|$, $|\Delta T| \ll \tilde{T}$. Тогда в первом приближении $n_e = \tilde{n}_e$, $\mathbf{u} = \tilde{\mathbf{u}}$, $T = \tilde{T}$. В этом приближении формулы для n_e, $\mathbf{u}$ и T получаются путем замены $\mathbf{E}_0 \to \mathbf{E}_0 \cos\omega t$ в соответствующих формулах статьи [1], верных для $\mathbf{E}_0 = \text{const}$. Это означает, что все сказанное выше о проводимости АП, находящейся в постоянном электрическом поле, справедливо и для этого случая.

2. Рассмотрим баллистическое приближение, когда выполняется неравенство $\tau_T \gg \omega^{-1}$, противоположное рассмотренному в пункте 1. Величины $n_e(t)$, $\mathbf{u}(t)$ и $T(t)$ запишем в виде $n_e = \bar{n}_e + \Delta n_e$, $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \Delta\mathbf{u}$, $T = \bar{T} + \Delta T$, где $\bar{n}_e$ и $\bar{T}$ не зависят от времени, а относительно величин Δn_e, $\Delta\mathbf{u}$, ΔT предполагается, что они удовлетворяют неравенствам $|\Delta n_e| \ll \bar{n}_e$, $|\Delta\mathbf{u}| \ll |\bar{\mathbf{u}}|$, $|\Delta T| \ll \bar{T}$. Тогда, полагая, что в первом приближении $n_e = \bar{n}_e$, $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}}$, $T = \bar{T}$, из уравнения (2) можно получить выражение для $\mathbf{u}(t)$

$$\mathbf{u} = -\frac{e\mathbf{E}_0}{m(\omega^2 + \nu_m^2)}(\nu_m \cos\omega t + \omega \sin\omega t). \tag{9}$$

Подставляя выражение (9) в уравнение (3) и усредняя последнее по времени, получим соотношение для определения $T = \bar{T}$

$$T = \frac{e^2 E_0^2 \nu_m}{\nu_T k 3m(\omega^2 + \nu_m^2)} + T_0. \tag{10}$$

Здесь

$$T_0 = \frac{2kT_m\delta\nu_m + \nu_p(q_p/j_p)}{2k\nu_T} \tag{11}$$

температура электронов АП при $E_0 = 0$. Концентрация электронов в этом случае, как и в предыдущем, рассчитывается по формуле

$$n_e = (4j_p)/\bar{v}. \tag{12}$$

Отметим, что выражение (10) для температуры электронов при $\Sigma_p = 0$ совпадает с аналогичными выражениями, полученными для газовой плазмы [2, 3].

Поправки Δn_e, $\Delta\mathbf{u}$, ΔT в обоих рассмотренных случаях могут быть получены методом последовательных приближений, они являются малыми возмущениями к полученным в пунктах 1 и 2 значениям соответствующих величин. Так, поправка к температуре ΔT при $\omega \gg \nu_T$ имеет вид

$$\Delta T = \frac{e^2 E_0^2}{3mk(\nu_m^2 + \omega^2)} \left[\frac{\nu_T \nu_m - 2\omega^2}{4\omega^2 + \nu_T^2} \cos 2\omega t + \frac{\nu_T \omega + 2\omega\nu_m}{4\omega^2 + \nu_T^2} \sin 2\omega t \right]. \tag{13}$$

Сравнивая ее с выражением для температуры (10), видим, что она порядка ν_T/ω, ν_T/ν_m, т. е. мала.

При распространении радиоволн в АП обычно выполняется условие пункта 2 $\tau_T\omega \gg 1$. В этом случае концентрация и температура электронов, не успевающие изменяться также быстро, как поле волны, устанавливаются в первом приближении на некотором, не зависящем от времени уровне. Это означает, что электромагнитная волна распространяется в АП с не зависящими от времени диэлектрической проницаемостью ε и проводимостью σ, выражения для определения которых совпадают с соответствующими выражениями для газовой плазмы [2, 3]. Ввиду зависимости n_e и ν_m от температуры электронов T электродинамические параметры АП ε и σ могут зависеть от E_0^2, и тогда задача о распространении радиоволн станет

нелинейной. Проанализируем в выражении (10) зависимость T от E_0^2. Для этого представим его в виде

$$\frac{T}{T_0}=1+\left(\frac{E_0}{E_c}\right)^2\frac{\omega^2+\nu_{m,0}^2}{\omega^2+\nu_m^2}\frac{\nu_m}{\nu_{m,0}}\frac{\nu_{T,0}}{\nu_T}, \tag{14}$$

$$E_c=\left[\frac{kT_0 3m\nu_{T,0}(\omega^2+\nu_{m,0}^2)}{e^2\nu_{m,0}}\right]^{0,5} \tag{15}$$

– характерное поле АП. Здесь $\nu_{m,0}=\nu_m(T_0)$; $\nu_{T,0}=\nu_T(T_0)$. Из (14) видно, что в поле с амплитудой $E_0 \ll E_c$ температура электронов меняется незначительно на величину $T-T_0=e^2E_0^2\nu_{m,0}/3mk\nu_{T,0}(\omega^2+\nu_{m,0}^2)$, также незначительны в этом случае изменения n_e и ν_m. Это означает, что диэлектрическая проницаемость и проводимость слабо возмущены полем. Поэтому электрическое поле с амплитудой $E_0 \ll E_c$ называется слабым. При $E_0 \gtrsim E_c$ влияние электрического поля на электрофизические параметры АП существенно. Такие поля называются сильными.

В заключение, используя (15), оценим характерное электрическое поле АП E_c. При [9] $\omega=2{,}3\cdot10^9$ с$^{-1}$ и АП с параметрами: $N_p\sim10^7$ см$^{-3}$, $R\sim10^{-4}$ см, $T_0\sim2\cdot10^3$ К, $\delta\sim1{,}2\cdot10^{-3}$, $\nu_{m,0}\sim5{,}9\cdot10^9$ с$^{-1}$ – $E_c\sim5{,}2$ В/см. По отношению к полям, создаваемым современными радиопередатчиками [2, 9], полученное значение E_c не представляется непомерно большим. Этот и другие примеры показывают, что содержащееся в [5] утверждение, не подкрепленное численными оценками, о невозможности заметного отрыва электронной температуры от температуры газа не является достаточно общим.

Энергетический институт
им. Г. М. Кржижановского

Поступило в редакцию
23 I 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. В. Горбатов, Е. В. Самуйлов.* ТВТ, *16*, № 2, 225, 1978.
2. *В. Л. Гинзбург.* Распространение электромагнитных волн в плазме. «Наука», 1967.
3. *А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург.* Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. «Наука», 1973.
4. *M. S. Sodha, S. Guha.* Adv. Plasma Phys., № 4, 219, 1971.
5. *S. Guha, A. K. Arora.* Appl. Sci. Res., *22*, 176, 1970.
6. *Е. В. Самуйлов, А. В. Горбатов.* В сб. Теплофизические свойства химически реагирующих гетерогенных смесей, вып. 38. Изд. ЭНИН, 1973.
7. *Д. Хелфрич, У. Густафсон.* Энергетические машины и установки, № 3, 113, 1974.
8. *А. В. Горбатов, Е. В. Самуйлов.* ТВТ, *16*, № 4, 709, 1978.
9. *Фант, Геймеч, Йос.* РТК, *10*, № 3, 159, 1972.

УДК 539.196.5

КОНСТАНТА СКОРОСТИ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МОЛЕКУЛЫ F_2 ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

Елецкий А. В., Кулагин В. Д.

В работе [1] разработан приближенный метод расчета баланса энергии электронов в разряде в молекулярном газе. Метод основан на том, что в широкой области параметров разряда значительная часть теряемой электронами энергии расходуется на возбуждение молекулярных колебаний. Это позволяет не учитывать энергию, теряемую электронами на возбуждение электронных состояний и ионизацию молекул, а потери энергии на упругое рассеяние учесть приближенно, пренебрегая зависимостью частоты электронно-молекулярных соударений от скорости. В этом случае удается рассчитать баланс энергии электронов без решения кинетического уравнения Больцмана, основываясь на экспериментальных зависимостях дрейфовой скорости от отношения напряженности электрического поля E к концентрации частиц N.

В [2] указанный метод расчета баланса энергии электронов распространен на случай разряда в смеси газов, содержащей молекулярную компоненту. При этом вводится дополнительное упрощающее предположение о том, что, как и в случае однокомпонентного газа, значения констант соударений электронов с молекулами и атомами, составляющими смесь, определяются одним параметром – величиной средней энергии электронов $\bar{\varepsilon}$. Значения констант в смеси совпадают со значениями этих констант в однокомпонентном газе при той же величине $\bar{\varepsilon}$.