

Вишняков В. И.

*Физико-химический институт защиты окружающей среды и человека,
г. Одесса*

Взаимодействие ионизирующего излучения с аэрозолем

Изучен процесс образования пылевой плазмы под действием ионизирующего излучения. Показано, что увеличение интенсивности излучения приводит к интенсификации межфазного взаимодействия и возникновению неравновесной ионизации газа у поверхности пылевых частиц. Процесс носит самосогласованный характер, так как увеличение отрицательного заряда частиц вызывает увеличение неравновесной ионизации, а неравновесная ионизация приводит к увеличению отрицательного заряда частиц.

Введение. Электродуговая сварка сопровождается интенсивным выделением ультрафиолетового излучения, которое воздействует на процессы, происходящие в сварочном аэрозоле [1]. Сварочный аэрозоль формируется в результате взаимодействия многокомпонентного пара, образованного при испарении сварочных и свариваемых материалов, с окружающим воздухом. В процессе остывания этой парогазовой смеси происходит конденсация паров металлов и их окислов. Таким образом, возникает твердая составляющая сварочного аэрозоля, которая представляет собой полидисперсную систему твердых частиц и их агломератов [2, 3]. Наличие в исходном паре атомов щелочных металлов приводит к частичной ионизации газовой фазы аэрозоля, что насыщает систему ионами и электронами. Кроме того, свободные электроны возникают в результате термоэлектронной эмиссии с поверхности частиц твердой составляющей аэрозоля. Взаимодействие коротковолновой составляющей ультрафиолета со сварочным аэрозолем приводит к дополнительной ионизации газовой фазы и влияет на зарядку частиц твердой фазы.

Ультрафиолетовое излучение занимает диапазон длин волн от 380 до 10 нанометров. Коротковолновая часть этого диапазона (200 – 10 нм) интенсивно поглощается атмосферой, поскольку является ионизирующим излучением. Основным источником ультрафиолета является Солнце, причем коротковолновая составляющая поглощается верхним слоем атмосферы, принимая участие, вместе с космическими лучами, в формировании ионосферы [4]. Кроме частично ионизированного газа, в ионосфере присутствуют аэрозольные частицы, то есть ионосфера может рассматриваться как пылевая плазма. В этой плазме под действием коротковолнового ультрафиолета происходит не только ионизация газовых частиц, но и зарядка частиц пыли, наряду с другими механизмами зарядки.

Наконец, аварии на атомных электростанциях также требуют исследования взаимодействия запыленного воздуха с высокоэнергетическим излучением (больше рентгеновского, чем ультрафиолетового). В любом случае, под воздействием излучения происходит зарядка пылевых частиц в результате фотоэлек-

тронной эмиссии и ионизация атмосферных частиц – молекул и атомов воздуха. В результате формируется среда, состоящая из электронов, положительных и отрицательных ионов и заряженных пылевых частиц, т.е. комплексная пылевая плазма [5].

В настоящей работе рассматривается взаимодействие запыленного воздуха с ионизирующим излучением. Воздух атмосферного давления при температуре 300 К. Такая температура выбрана для исключения из рассмотрения термической ионизации газа и термоэмиссионной зарядки пыли. Мы ограничиваемся коротковолновым УФ излучением, что дает возможность рассматривать только однократную ионизацию атомов воздуха. Таким образом, мы рассматриваем упрощенную модель, которая позволяет сосредоточить все внимание на взаимодействии излучения с аэрозолем. Эту модель легко можно распространить на более сложные системы путем учета других механизмов ионизации газа и зарядки пылевых частиц.

I. Ионизационное равновесие в пылевой плазме, инициированной излучением.

Исследованию ионизационного баланса в многокомпонентной пылевой плазме, подверженной воздействию внешнего источника ионизации посвящено ряд работ [6-11]. Однако в этих работах не учитывалось межфазное взаимодействие, т.е. влияние обменного взаимодействия между пылевыми зернами и частицами газовой фазы на ионизационное равновесие. В работах [12-15] было показано, что межфазное взаимодействие приводит к смещению ионизационного баланса в плазме и возникновению неравновесных носителей заряда в области пространственного заряда (ОПЗ) у поверхности частиц, что оказывает влияние на величину заряда частицы и высоту потенциального барьера в плазме у поверхности частицы.

Рассмотрим аэрозоль, подверженный воздействию ионизирующего излучения с плотностью потока фотонов j_{ph} . Это излучение вызывает зарядку пылевых частиц за счет внешнего фотоэффекта и ионизацию газа, то есть приводит к формированию пылевой плазмы.

Заряд пылевой частицы определяется балансом потока фотоэмиссии и обратного потока поглощения электронов [16]:

$$2\pi a^2 Y j_{ph} = \pi a^2 n_{es} v_{Te}, \quad (1)$$

где, a – радиус пылевой частицы, Y – квантовый выход внешнего фотоэффекта, n_{es} – концентрация электронов у поверхности частицы, $v_{Te} = \sqrt{8kT/\pi m_e}$ – тепловая скорость электронов.

При постоянном излучении поверхностная концентрация электронов остается постоянной величиной,

$$n_{es} = 2Y j_{ph} / v_{Te}. \quad (2)$$

Заряд частицы экранируется электронами и ионами, поэтому потенциал сильно изменяется только в тонком слое у поверхности частицы и потенциальный барьер в газе у поверхности частицы определяется выражением:

$$V_b = kT \ln \frac{n_{es}}{n_{e0}}. \quad (3)$$

Потенциальный барьер (3) обеспечивает равенство электронных потоков через поверхность пылевой частицы (1). При этом ионизация газа, вызванная излучением, должна у поверхности частицы быть такой, которая обеспечивает постоянство поверхностной концентрации электронов (2). Поэтому степень ионизации газа у поверхности частицы может отличаться от объемной степени ионизации.

Поток ионизирующего излучения вызывает ионизацию газа с интенсивностью

$$Q = \pi r_0^2 N_L j_{ph} \cong q j_{ph},$$

где r_0 – радиус атома $r_0 \sim 10^{-8}$ см; $N_L = 2.68 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ – число Лошмидта; коэффициент $q \sim 8000$ см $^{-1}$.

Будем считать, что газовая фаза состоит из нейтральных частиц с концентрацией N , электронов с концентрацией n_e , положительных ионов с концентрацией n_+ и отрицательных ионов с концентрацией n_- . Уравнения неразрывности в этом случае можно записать в виде [6, 9]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} j_e &= Q + k_{\text{ion}} n_e N - \beta_{\text{ei}} n_e n_+ - \alpha n_e \\ \frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div} j_+ &= Q + k_{\text{ion}} n_e N - \beta_{\text{ei}} n_e n_+ - \beta_{\text{ii}} n_- n_+, \\ \frac{\partial n_-}{\partial t} + \operatorname{div} j_- &= \alpha n_e - \beta_{\text{ii}} n_- n_+ \end{aligned} \quad (4)$$

где k_{ion} – коэффициент ионизации электронным ударом; α – интенсивность потери электронов в результате трехчастичного взаимодействия газовых частиц с образованием отрицательных ионов; β_{ei} – коэффициент электрон-ионной рекомбинации; β_{ii} – коэффициент ион-ионной рекомбинации; плотности потоков электронов и положительных ионов определяются выражениями:

$$\begin{aligned} j_e &= -n_e K_e E - D_e \nabla n_e, \\ j_+ &= n_+ K_+ E - D_+ \nabla n_+, \\ j_- &= -n_- K_- E - D_- \nabla n_- \end{aligned}$$

где K – подвижность; D – коэффициент диффузии.

В соответствии с данными [6], мы будем использовать следующие параметры: $K_e = 1.91 \cdot 10^4$ см 2 /(Вс); $K_+ = 2.2$ см 2 /(Вс); $K_- = 2.5$ см 2 /(Вс); $\alpha = 1.2 \cdot 10^7$ с $^{-1}$; $\beta_{\text{ei}} = 2.0 \cdot 10^{-6}$ см 3 /с; $\beta_{\text{ii}} = 2.2 \cdot 10^{-6}$ см 3 /сх $\in \mathbb{R}$; $T_e = T_+ = T_- = 300$ К. Коэффициенты диффузии связаны с подвижностью соотношением Эйнштейна $K = eD/kT$.

Заметим, что вне ОПЗ устанавливается ионизационное равновесие, такое, что выполняются соотношения:

$$n_{e0} + n_{-0} \cong n_{+0}, \quad (5.1)$$

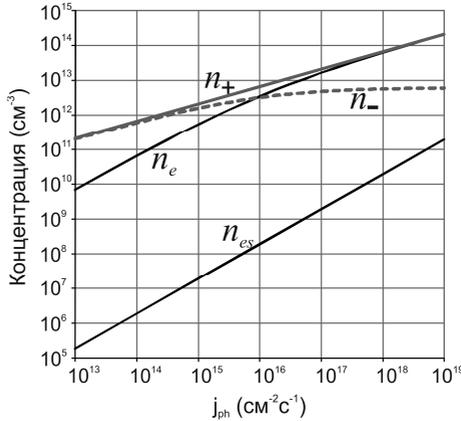


Рис.1 Зависимости невозмущенных концентраций электронов и ионов, и поверхностной концентрации электронов от плотности потока фотонов

$$\frac{\partial n_{e0}}{\partial t} = \frac{\partial n_{+0}}{\partial t} = \frac{\partial n_{-0}}{\partial t} = 0, \quad (5.2)$$

$$j_{e0} = j_{+0} = j_{-0} = 0. \quad (5.3)$$

Ударная ионизация при температуре ~ 300 К пренебрежимо мала, по сравнению с ионизацией излучением, поэтому членом $k_{\text{юн}} n_e N$ можно пренебречь и, для невозмущенной пылевой частицы области, уравнения (4) приводятся к следующему виду:

$$Q \cong (\beta_{ei} n_{+0} + \alpha) n_{e0}$$

$$Q \cong (\beta_{ei} n_{e0} + \beta_{ii} n_{-0}) n_{+0}, \quad (6)$$

$$\alpha n_{e0} = \beta_{ii} n_{-0} n_{+0}$$

или, учитывая, что $\beta_{ei} \sim \beta_{ii}$ и газ вне ОПЗ остается нейтральным (5.1), получим:

$$n_{+0} \cong \sqrt{\frac{Q}{\beta_{ei}}}$$

$$n_{e0} \cong \frac{Q}{\sqrt{\beta_{ei} Q + \alpha}}$$

$$n_{-0} \cong \frac{\alpha}{\sqrt{\beta_{ei} Q}} \frac{Q}{\sqrt{\beta_{ei} Q + \alpha}} \quad (7)$$

Зависимости концентраций от интенсивности излучения внешнего источника представлены на рис.1. Как мы видим, в области низких интенсивностей ($j_{\text{ph}} < 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) невозмущенная концентрация электронов мала по сравнению с концентрацией ионов, поэтому уравнение электронейтральности (5.1) в этом

случае принимает вид $n_{-0} \cong n_{+0}$. Увеличение интенсивности излучения до $j_{ph} > 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ приводит к обратной картине: $n_{-0} \ll n_{e0} \cong n_{+0}$.

Поверхностная концентрация электронов рассчитана для максимального значения квантового выхода $Y = 1$. Как следует из зависимостей рис.1, даже в этом случае поверхностная концентрация электронов намного меньше невозмущенной концентрации. Следовательно, у поверхности пылевой частицы потенциальный барьер всегда отрицателен.

Смещение ионизационного равновесия в пылевой плазме, вызванное межфазным взаимодействием, может приводить к образованию неравновесных носителей заряда в ОПЗ у поверхности пылевой частицы [13-15]. Неравновесные концентрации можно представить в виде отклонения от равновесного значения $n_e^* = n_e + \delta n_e$, $n_+^* = n_+ + \delta n_+$, $n_-^* = n_- + \delta n_-$, при этом равновесные значения описываются распределением Больцмана:

$$n_e = n_{e0} \exp \frac{e\varphi}{kT}, \quad n_+ = n_{+0} \exp \frac{-e\varphi}{kT}, \quad n_- = n_{-0} \exp \frac{e\varphi}{kT}, \quad (8)$$

соответственно для них остается справедливым равенство диффузионных и дрейфовых потоков, то есть выполняется условие (5.3)

Рассмотрим предельные случаи низкой и высокой интенсивности излучения, когда все выкладки можно упростить ввиду того, что в рамках рассмотрения остаются только два типа носителей заряда.

II. Малая интенсивность ионизирующего излучения.

Когда для интенсивности излучения справедливо условие $j_{ph} < 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, концентрацией электронов можно пренебречь, поэтому условие нейтральности вне ОПЗ (5.1) можно записать в виде

$$n_{-0} \cong n_{+0} = n_0 = \sqrt{Q/\beta_{ii}}.$$

В этом случае $\sqrt{\beta_{ei} Q} \ll \alpha$ и для концентрации электронов справедливо соотношение

$$n_{e0} \cong \frac{Q}{\alpha} \ll \sqrt{\frac{Q}{\beta_{ii}}}.$$

Таким образом, процессы в ОПЗ определяются двумя уравнениями неразрывности из трех (4):

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_+}{\partial t} + \text{div } j_+ &= Q - \beta_{ii} n_- n_+ \\ \frac{\partial n_-}{\partial t} + \text{div } j_- &= Q - \beta_{ii} n_- n_+ \end{aligned}, \quad (9)$$

и уравнением Пуассона в виде

$$\nabla E = \frac{e}{\epsilon_0} (n_+ - n_-).$$

Изменение концентрации электронов в результате межфазного взаимодействия не влияет на образование и рекомбинацию положительных и отрицатель-

ных ионов, поэтому неравновесных носителей заряда в этом случае не возникает, и в уравнениях (9)

$$Q - \beta_{ii} n_+ n_- = Q - \beta_{ii} n_0^2 = 0$$

независимо от потенциала поля в ОПЗ.

Уравнение Пуассона трансформируется в самосогласованное уравнение Пуассона-Больцмана:

$$\nabla E = 2 \frac{en_0}{\epsilon_0} \operatorname{sh} \frac{e\varphi}{kT}.$$

Заряд пылевой частицы определяется зарядом ОПЗ,

$$eZ = -4\pi e \int_a^R (n_+ - n_-) r^2 dr \cong 4\pi \epsilon_0 a^2 E_s,$$

где a – радиус частицы, E_s – поле у поверхности частицы, R – радиус ОПЗ, причем поле на границе ОПЗ $E(R) \sim 0$.

Ввиду того, что на межфазной границе существует большой отрицательный потенциальный барьер (3), поле у поверхности частицы определяется [17]:

$$E_s = 2 \frac{kT}{er_D} \operatorname{sh} \frac{V_b}{2kT},$$

соответственно заряд пылевой частицы, с учетом (2) и (3), равен

$$eZ \cong - \frac{4\pi \epsilon_0 a^2 kT}{er_D} \sqrt{\frac{n_{e0}}{n_{es}}} = - \frac{4\pi \epsilon_0 a^2 kT}{er_D} \sqrt{\frac{qV_{Te}}{2\alpha Y}} \quad (10)$$

и не зависит от интенсивности излучения.

Таким образом, при малой интенсивности ионизирующего излучения ионизация пылевой плазмы остается равновесной, причем основная часть электронов расходуется на образование отрицательных ионов. Заряд пылевой частицы не зависит от интенсивности излучения, равно как и потенциальный барьер, который при указанных параметрах плазмы равен $V_b = -0.21$ эВ.

III. Большая интенсивность ионизирующего излучения.

При большой интенсивности ионизации, когда $j_{ph} > 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, концентрация отрицательных ионов оказывается намного больше концентрации положительных ионов и электронов. В этом случае $\sqrt{\beta_{ei} Q} \gg \alpha$ и уравнение нейтральности (5.1) можно записать в виде

$$n_{+0} \cong n_{e0} = n_0 = \sqrt{Q/\beta_{ei}},$$

$$n_{-0} \cong \frac{\alpha}{\beta_{ii}} \ll n_0$$

В рассмотрении остаются два уравнения неразрывности

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} j_e = Q - \beta_{ei} n_e^* n_+^* - \alpha n_e^*,$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div} j_+ = Q - \beta_{ei} n_e^* n_+^* - \beta_{ii} n_+ n_+^*, \quad (11)$$

$$\alpha n_e^* = \beta_{ii} n_+ n_+^*.$$

Изменение концентрации электронов в ОПЗ приводит к изменению интенсивности рекомбинационных процессов, поэтому необходимо учитывать неравновесную ионизацию и образование неравновесных электронов и ионов, причем для неравновесных добавок можно записать

$$\delta n_e = \delta n_+ = \delta n.$$

Для равновесных ионов выполняются условия (5.2) и (5.3), а для неравновесных – только условие стационарности (5.2). Баланс между диффузионными и дрейфовыми потоками нарушен:

$$j_+ = -\delta n K_+ E - D_+ \nabla \delta n \neq 0, \quad j_e = -\delta n K_e E - D_e \nabla \delta n \neq 0. \quad (12)$$

В стационарном случае потки (12) хоть и не равны нулю, но должны быть равны между собой, так как заряд пылевой частицы не изменяется. Соответственно, возникает амбиполярная диффузия, вызванная потоком неравновесных ионов. Равенство потоков (12) обеспечивается полем амбиполярной диффузии

$$\frac{eE_a}{kT} = -\frac{e(D_e - D_+)}{kT(K_e + K_+)} \nabla \delta n,$$

откуда, с учетом соотношения Эйнштейна $K = eD/kT$, получаем плотность потока неравновесных носителей

$$j^* = -D \nabla \delta n. \quad (13)$$

где $D = 2D_e D_+ / (D_e + D_+) \cong 2D_+$ – коэффициент амбиполярной диффузии.

Поток амбиполярной диффузии (13) обеспечивает перемещение неравновесных носителей заряда. При положительном поле избыточные носители заряда диффундируют за пределы ОПЗ. В нашем случае пылевая частица заряжена отрицательно, поэтому поле отрицательно - направлено к частице. В этом случае степень ионизации в ОПЗ уменьшается, и поток неравновесных носителей направлен к пылевой частице.

Уравнения неразрывности (11) можно переписать для неравновесных ионов:

$$D \Delta \delta n = -Q + \beta_{ei} \left(n_0^2 + 2n_0 \delta n \operatorname{ch} \frac{e\varphi}{kT} + \delta n^2 \right) + \alpha \left(n_0 \exp \frac{e\varphi}{kT} + \delta n \right) = \\ \beta_{ei} \delta n^2 + \left(2\beta_{ei} n_0 \operatorname{ch} \frac{e\varphi}{kT} + \alpha \right) \delta n + \alpha n_0 \exp \frac{e\varphi}{kT},$$

так как $n_0^2 = Q/\beta_{ei}$.

В приближении, линейном по δn ,

$$D \Delta \delta n \cong 2\beta_{ei} n_0 \operatorname{ch} \frac{e\varphi}{kT} \delta n + \alpha n_0 \exp \frac{e\varphi}{kT}. \quad (14)$$

В плазме атмосферного давления обычно время установления ионизационно-рекомбинационного равновесия $\tau_R = \lambda_R^2 / D$ много меньше времени установления диффузионно-дрейфового равновесия (постоянная времени Максвелла) $\tau_M = r_D^2 / D$ [13], где λ_R – длина рекомбинации, $r_D = \sqrt{\varepsilon_0 kT / e^2 n_0}$ – длина экранирования. Соответственно, длина рекомбинации λ_R много меньше длины экранирования. Это позволяет решать уравнение (14) в приближении постоянного

потенциала, так как на длине λ_R потенциал φ изменяется мало, поэтому длину рекомбинации можно определить как функцию потенциала:

$$\lambda_R(\varphi) = \lambda_{R0} \left(\operatorname{ch} \frac{e\varphi}{kT} \right)^{-1/2}, \quad (15)$$

где $\lambda_{R0} = \sqrt{D/2\beta_{ei}n_0}$. При этом отношение длины рекомбинации к длине экранирования

$$\frac{\lambda_R}{r_D} = \sqrt{\frac{e^2 D}{2\beta_{ei}\varepsilon_0 kT \operatorname{ch} \frac{e\varphi}{kT}}} \ll 1.$$

В этом случае уравнение (14) приводится к уравнению

$$\lambda_R^2 \Delta \frac{\delta n}{n_0} \cong \frac{\delta n}{n_0} + \alpha \tau_R \exp \frac{e\varphi}{kT},$$

решением которого является функция

$$\frac{\delta n}{n_0} = C \exp \frac{-r}{\lambda_R} - \alpha \tau_R \exp \frac{e\varphi}{kT}, \quad (16)$$

где

$$\tau_R = \frac{1}{2n_0\beta_{ei} \operatorname{ch} \frac{e\varphi}{kT}},$$

т.е. является функцией потенциала; C – константа, которая определяется из того условия, что $\delta n = 0$ при $\varphi = 0$, и разложение уравнения (16) в ряд Тейлора для значений $r = 0$, $e\varphi = V_b$ имеет вид:

$$\frac{\delta n(V_b + \delta V_b)}{n_0} - \frac{\delta n(V_b)}{n_0} = \left(\alpha \tau_R \operatorname{th} \frac{V_b}{kT} \exp \frac{V_b}{kT} - \alpha \tau_R \exp \frac{V_b}{kT} \right) \frac{\delta V_b}{kT},$$

в то время как сама формула (16) при $r = 0$ дает выражения:

$$\begin{aligned} \frac{\delta n(V_b)}{n_0} &= C(V_b) - \alpha \tau_R \exp \frac{V_b}{kT}, \\ \frac{\delta n(V_b + \delta V_b)}{n_0} &= C(V_b + \delta V_b) - \alpha \tau_R \exp \frac{V_b + \delta V_b}{kT} \cong \\ &C(V_b + \delta V_b) - \alpha \tau_R \exp \frac{V_b}{kT} - \alpha \tau_R \exp \frac{V_b}{kT} \frac{\delta V_b}{kT} \end{aligned}$$

Следовательно,

$$C(V_b + \delta V_b) - C(V_b) = \alpha \tau_R \operatorname{th} \frac{V_b}{kT} \exp \frac{V_b}{kT} \frac{\delta V_b}{kT},$$

то есть

$$\frac{\partial C}{\partial (V_b/kT)} = \alpha \tau_R \operatorname{th} \frac{V_b}{kT} \exp \frac{V_b}{kT}.$$

откуда интегрированием получаем, при условии, что $C(V_b = 0) = \alpha \tau_R$,

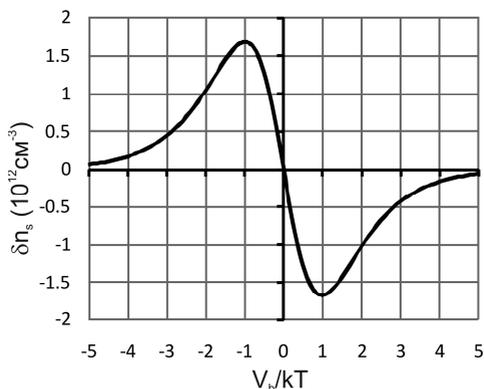


Рис.2. Зависимость концентрации неравновесных носителей заряда от высоты потенциального барьера.

$$C = \alpha \tau_r \left[\exp \frac{V_b}{kT} - 2 \operatorname{arctg} \left(\exp \frac{V_b}{kT} \right) + 2 \operatorname{arctg}(1) \right] =$$

$$\alpha \tau_r \left[\exp \frac{V_b}{kT} - 2 \operatorname{arctg} \left(\operatorname{th} \frac{V_b}{kT} \right) \right]$$

соответственно, значение неравновесной добавки у поверхности частицы ($r=0$):

$$\delta n_s = -2n_0 \alpha \tau_r \operatorname{arctg} \left(\operatorname{th} \frac{V_b}{2kT} \right) =$$

$$-\frac{\alpha}{\beta_{ei} \operatorname{ch} \frac{V_b}{kT}} \operatorname{arctg} \left(\operatorname{th} \frac{V_b}{2kT} \right). \quad (17)$$

Таким образом, зависимость интенсивности рекомбинации от концентрации электронов и наличие трехчастичного взаимодействия в (11) приводит к неравновесной ионизации. При этом степень ионизации снижается при положительном знаке заряда пылевой частицы, а при отрицательном заряде - повышается. Это связано с тем, что при положительном заряде пылевой частицы, увеличивается концентрация электронов в слое пространственного заряда, соответственно, увеличивается трехчастичное взаимодействие. Зависимость концентрации неравновесных носителей заряда от высоты потенциального барьера представлена на рис.2.

Как следует из зависимости рис.2, существенное изменение степени ионизации наблюдается только в области малых значений высоты потенциального барьера. Увеличение высоты потенциального барьера приводит к уменьшению длины рекомбинации (15) и, соответственно, времени жизни неравновесных носителей, которое оказывается настолько малым, что не оказывает влияния на распределение электронов и ионов. Потенциальный барьер, при рассматривае-

мых условиях, составляет $V_b = -0.21$ эВ, т.е. $V_b/kT \cong -8$. В этом случае образованием неравновесных носителей заряда можно пренебречь и, соответственно, описывать заряд частиц, как и в первом случае, уравнением (10).

Однако увеличение температуры системы до 3000К, что характерно для сварочного аэрозоля, уменьшает безразмерную высоту барьера до значения $V_b/kT \cong -0.8$. Соответственно, возрастает доля неравновесных носителей заряда. Интенсивность трехчастичной рекомбинации α зависит от температуры ($\sim T^{-9/2}$) и от концентрации электронов и положительных ионов [18]. Нами использовались данные работы [6], где интенсивность α приводится для температуры 300К и концентрации носителей заряда $\sim 10^{11} \text{см}^{-3}$. Для температуры 3000К и, соответственно, концентрации носителей заряда $\sim 10^{14} \text{см}^{-3}$ эта интенсивность имеет другое значение: $\alpha = 4 \cdot 10^8 \text{с}^{-1}$. Соответственно, концентрация неравновесных носителей заряда составляет при этом $\delta n_s \sim 5 \cdot 10^{13} \text{см}^{-3}$, что сопоставимо со средней концентрацией электронов. Это приводит к изменению высоты потенциального барьера, который должен обеспечивать равенство потоков электронов через поверхность частицы. Вместо уравнения (3) следует использовать уравнение

$$\exp \frac{V_b}{kT} - 2\alpha\tau_r \operatorname{arctg} \left(\operatorname{th} \frac{V_b}{2kT} \right) = \frac{n_{es}}{n_0}, \quad (18)$$

при этом заряд частицы определяется выражением

$$eZ \cong - \frac{4\pi\epsilon_0 a^2 kT}{e\tau_D} \sqrt{\frac{n_0 + \delta n_s}{n_{es}}}. \quad (19)$$

Отсюда следует, что неравновесная ионизация способствует росту отрицательного заряда пылевых частиц.

Заключение.

Взаимодействие ионизирующего излучения с запыленным воздухом приводит к ионизации воздуха и зарядке пылевых частиц, причем заряд оказывается отрицательным. При большой интенсивности излучения (больше $10^{17} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$) межфазное взаимодействие вызывает дополнительную ионизацию газа у поверхности отрицательно заряженных частиц. Рост ионизации способствует росту отрицательного заряда пылевых частиц. Таким образом, возникает самосогласованный процесс поверхностной ионизации газа и зарядки частиц.

Неравновесная ионизация определяется интенсивностью трехчастичной рекомбинации и при температуре 300К оказывается незначительной. Однако при образовании сварочного аэрозоля, когда температура среды достигает 3000К, концентрация носителей заряда, обусловленная неравновесной ионизацией, оказывается сравнимой с равновесными значениями. При такой температуре в представленной модели следует учитывать зарядку частиц за счет термоэлектронной миссии и, соответственно, термическую ионизацию газа.

Литература:

1. *Ioffe I., Koss V., Perelman N., Hilton D.* UV radiation of the GTA welding plasma versus shielding gas composition // *J.Phys.D: Appl.Phys.* – 1997. – V.30, № 5. – P. 793-797.
2. *Voitkevich V.G.* Welding fumes formation, properties, and biological effects. – Abington Publishing, 1995. – 110p.
3. *Явдошин И.Р., Походня И.К.* Образование сварочного аэрозоля при дуговой сварке плавлением и его гигиеническая оценка // Тр. I-ой Международной науч.-практ. конф. «Защита окружающей среды, здоровье, безопасность в сварочном производстве» – Одесса, Астропринт 2002. – с. 38-56.
4. *Бауэр З.* Физика планетных ионосфер. – М.: Мир, 1976. – 251 с.
5. *Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.* Пылевая плазма // УФН – 2004. – Т.174, №5. – С. 495-544.
6. *Pal' A. F., Starostin A. N., Filippov A. V.* Charging of Dust Grains in a Nuclear-Induced Plasma at High Pressures // *Plasma Phys. Rep.* – 2001. – V.27, № 2. – P. 143-152.
7. *Pal' A. F., Serov A. O., Starostin A. N., Filippov A. V., and Fortov V. E.* Non-Self-Sustained Discharge in Nitrogen with a Condensed Dispersed Phase // *JETP* – 2001. – V.92, №2. – P. 235-245.
8. *Filippov A. V., Dyatko N. A., Pal' A. F., and Starostin A. N.* Development of a Self-Consistent Model of Dust Grain Charging at Elevated Pressure Using the Method of Moments // *Plasma Phys. Rep.* – 2003. – V.29, № 3. – P. 190-202.
9. *Leonov A. G., Pal' A. F., Starostin A. N., and Filippov A. V.* Dusty Photoresonant Plasma with Coulomb Collisions // *JETP* – 2004. – V.99, № 1. – P. 61-72.
10. *Filippov A.V., Zagorodny A. G., Pal' A. F., and Starostin A. N.* Screening of the Dust-Particle Charge in a Plasma with an External Ionization Source // *JETP Letters* – 2005. – V.81, № 4. – P. 146-150.
11. *Filippov A.V., Zagorodny A. G., Momot A. I., Pal' A. F., and Starostin A. N.* Charge Screening in a Plasma with an External Ionization Source // *JETP* – 2007. – V.104, № 1. – P.147-161.
12. *Vishnyakov V.I., Dragan G.S.* Electron and Ion Statistics in the Thermal Plasma with Condensed Phase. // *Ukr. J. Phys.* – 2004. – V.49, № 2. – P. 132-137.
13. *Vishnyakov V.I.* Interaction of dust grains in strong collision plasmas: Diffusion pressure of nonequilibrium charge carriers // *Phys. Plasmas.* – 2005 – V.12, № 10. – P. 1035021-1035026.
14. *Vishnyakov V.I.* Electron and ion number densities in the space charge layer in thermal plasmas // *Phys. Plasmas.* – 2006 – V.13, № 3. – P. 0335071-03350714.
15. *Vishnyakov V.I.* Nonequilibrium charge carriers in thermal plasma – metal contact // *Ukr. J. Phys.* – 2006. – V.51, № 4. – P. 352-357.
16. *Вишняков В.И., Драган Г.С.* Фотоэмиссионная зарядка пылевых частиц в аэрозоле // *Ядерная и радиационная безопасность* – 2008. – № 1. – С. 32-34.
17. *Vishnyakov V.I., Dragan G.S.* Electrostatic interaction of charged planes in the thermal collision plasma: Detailed investigation and comparison with experiment // *Phys. Rev. E.* – 2005. – V.71, №1 – P. 0164111-01641119.

18. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. – М.: Мир, 1976. – 494 с.

Вишняков В.І.

Взаємодія іонізуючого випромінювання з аерозолем

Вивчений процес утворення пилової плазми під дією іонізуючого випромінювання. Показано, що збільшення інтенсивності випромінювання призводить до інтенсифікації міжфазної взаємодії і виникненню нерівноважної іонізації газу у поверхні пилових частинок. Процес носить самоузгоджений характер, так як збільшення від'ємного заряду частинок викликає збільшення нерівноважної іонізації, а нерівноважна іонізація призводить до збільшення від'ємного заряду частинок.

Vishnyakov V. I.

Interaction of ionization radiation with aerosol

SUMMARY

The formation of the dusty plasma under the influence of the ionizing radiation is studied. It is shown that the magnification of radiation intensity increase leads to the intensification of interfacial interaction and rise of nonequilibrium ionization of gas near the surface of dust particles. Process has the self-consistent character as the increase of particles negative charges leads to the nonequilibrium ionization growth and the nonequilibrium ionization rise leads to the increase of particles negative charges.