

16. Добкин С. В., Сон Э. Е. Теплопроводность колебательно-возбужденного молекулярного газа.— М., 1981.— Деп. в ВИНТИ 7.05.81, № 2006—81.
17. Кириллов И. А., Потапкин Б. В. и др. О влиянии исходных пространственно-неоднородных возмущений температуры на динамику колебательной релаксации // ПМТФ.— 1984.— № 6.
18. Сергеев П. А., Словецкий Д. И. Определение температур газа и электронов по виду распределения заселенностей колебательных уровней молекул // Химия высоких энергий.— 1984.— Т. 18, № 1.

Поступила 4/XII 1985 г.

УДК 532.584 : 537.24

ЗАРЯДКА ЧАСТИЦ В «ГОРЯЧИХ» АЭРОЗОЛЯХ

А. В. Филиппов

(Москва)

Исследуется электризация хорошо проводящих альфа- или бета-активных частиц в дисперсных средах. Для этого при малой объемной концентрации частиц в рамках электрогидродинамики [1, 2] изучается зарядка одной идеально проводящей радиоактивной частицы сферической формы в неподвижном газе, содержащем ионы различных знаков. Считается, что концентрация ионов и размер частицы достаточно малы, так что собственным электрическим полем ионов можно пренебречь. В отличие от [3, 4] в данной работе рассмотрен случай, когда основным является вклад внешних источников излучения (в том числе, вклад излучения других частиц аэрозоля) в ионизацию газа. Результаты решения аналогичной задачи для нерадиоактивных частиц приведены в [5, 6]. Рассмотрена задача об определении равновесных концентраций ионов и заряда радиоактивных частиц с учетом поглощения ионов частицами. Получены и исследованы соотношения, описывающие состояние равновесия монодисперсной радиоактивной среды, аналогичные уравнениям Саха для ионизованных газов или уравнениям закона действующих масс для химически реагирующих газовых смесей [1].

1. В радиоактивных аэрозолях заряд частиц может меняться как за счет захвата газовых ионов, так и за счет излучения альфа- или бета-частиц. Распространение излучения в газе приводит к его ионизации. В связи с этим заряд частиц и концентрации ионов существенно зависят от концентрации частиц и их индивидуальной активности, которая для наиболее опасных («горячих») частиц может достигать значений порядка сотен Бк (распадов в секунду) и выше [7]. Для изучения этих явлений в случае малой объемной концентрации диспергированной фазы рассмотрим вначале электризацию одной сферической частицы в газе, содержащем однократно заряженные ионы разных знаков. Уравнение, описывающее электризацию частицы, имеет вид

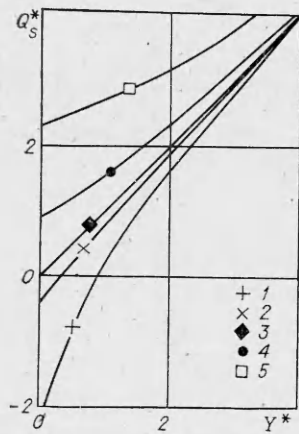
$$(1.1) \quad \frac{dQ}{dt} = Y + e(i_+ - i_-),$$

где Q — заряд частицы; i_{\pm} — потоки положительных и отрицательных ионов на частицу; e — заряд протона; Y — скорость изменения заряда вследствие радиоактивного излучения. Далее для определенности полагается $Y \geq 0$, что не влияет на общность получаемых результатов.

Величина Y связана с активностью C частицы равенством $Y = emC$ (m — среднее число элементарных зарядов, теряемых частицей при одном распаде). Предположим, что диаметр частицы достаточно мал и торможением излучения в ней можно пренебречь, так что выполняется соотношение $m \ll \eta$ (η — среднее число пар ионов, образуемых излучением в газе при одном распаде).

В случае электронного бета-распада $m = 1$, при альфа-распаде в результате вторичной эмиссии электронов величина m положительна и может достигать значений порядка 10—20 [8].

Исследуем возмущенное частицей электрическое поле и распределение концентраций ионов. Предположим, что частица идеально проводящая и все ионы, достигающие поверхности частицы, моментально отдают ей свой заряд. Допустим, что выполнены условия $E^* \gg 4\pi a e n_+$, $C\lambda / (4\pi D_{\pm} n_{\pm}) \ll 1$, где E^* — характерная напряженность электрического



Р и с. 1

поля, λ — линейная плотность ионизации, n_{\pm} и D_{\pm} — невозмущенные концентрации и коэффициенты диффузии ионов. При сделанных предположениях в окрестности частицы пренебрежимо мало искажение электрического поля, вызванное объемным зарядом ионов, и распределения ионов и их потоки на частицу не зависят от объемной ионизации и рекомбинации.

2. Рассмотрим случай, когда напряженность E приложенного электрического поля и размер частиц достаточно малы:

$$(2.1) \quad \frac{aeE}{kT} \ll 1.$$

Здесь k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура. При выполнении условия (2.1) и предположений, сделанных выше, для потоков ионов на частицу имеют место выражения [5]

$$(2.2) \quad i_{\pm} = \pm 4\pi a D_{\pm} n_{\pm} \frac{Qe}{akT} \left[\exp\left(\pm \frac{Qe}{akT}\right) - 1 \right]^{-1}.$$

Коэффициенты диффузии ионов связаны с подвижностями ионов b_{\pm} соотношением Эйнштейна $b_{\pm} = \pm e D_{\pm} / (kT)$. Для исследования уравнения (1.1) в рассматриваемом случае удобно перейти к безразмерным переменным

$$(2.3) \quad Q^* = \frac{Qe}{akT}, \quad Y^* = \frac{Y}{4\pi a e n_{-} |b_{-}|}, \quad \tau = 4\pi e n_{-} |b_{-}| t, \quad \kappa = \frac{b_{+} n_{+}}{|b_{-}| n_{-}}.$$

Уравнение (1.1) принимает вид

$$(2.4) \quad \frac{dQ^*}{d\tau} = Y^* + \kappa Q^* (\exp Q^* - 1)^{-1} + Q^* [\exp(-Q^*) - 1]^{-1}.$$

Стационарное значение заряда Q_s находится из функционального уравнения

$$(2.5) \quad Y^* = Q_s^* (\exp Q_s^* - \kappa) / (\exp Q_s^* - 1), \quad Q_s^* = \frac{e Q_s}{akT}.$$

Зависимости $Q_s^*(Y^*)$ представлены на рис. 1 для $\kappa = 0,1; 0,7; 1,0; 2,5; 10$ (точки 1—5).

При $\kappa = 1$ из (2.4) получаем

$$(2.6) \quad Q = Q_s (1 + C_0 e^{-\tau}), \quad Q_s = \frac{Y}{4\pi e n_{-} |b_{-}|}$$

(C_0 — константа, определяемая начальными условиями).

Из (2.4), (2.5) следует, что если $\kappa \neq 1$, то в предельном случае $Y^* \gg \gg |\kappa - 1|$, когда активность частицы достаточно велика, электризация при больших значениях безразмерного времени τ и равновесное значение заряда также описываются выражениями (2.6). Знак равновесного заряда при этом всегда положителен, а величина заряда зависит только от активности частицы и величины $\sigma_{-} = e |b_{-}| n_{-}$, представляющей собой вклад отрицательных ионов в проводимость газа $e(b_{+} n_{+} + |b_{-}| n_{-})$.

Если выполнено условие $Y^* \ll \kappa \ln \kappa / (\kappa - 1)$, равновесное значение заряда частицы можно найти по асимптотической формуле, вытекающей из (2.5):

$$(2.7) \quad Q_s^* = \ln \kappa + \frac{1}{\kappa \ln \kappa} Y^* + o\left(\frac{\kappa - 1}{\kappa \ln \kappa} Y^*\right).$$

Величина равновесного заряда $Q_s = \frac{akT}{e} Q_s^*$ при этом существенно зависит от радиуса частицы. Знак заряда, как следует из формулы (2.7), может

быть отрицательным при достаточно малых значениях параметра $\kappa = b_+ n_+ / |b_- n_-|$.

В качестве примера изучим бета-активную ($Y = Ce$) частицу радиусом $a = 10^{-6}$ м, активностью $C = 100$ Бк в сухом атмосферном воздухе при нормальных условиях ($D_- = 4,3 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $D_+ = 2,8 \cdot 10^{-6}$ м²/с [9]). При значении концентрации отрицательных ионов n_- , равном 10^{11} м⁻³, параметр $Y^* = 18,5$. Если величины n_+ и n_- одного порядка, стационарный заряд частицы определяется выражением (2.6) и равен $Q_s = 5,2 \cdot 10^{-17}$ Кл.

3. Рассмотрим случай, когда радиус частицы и величина напряженности приложенного электрического поля E достаточно велики и выполнено условие

$$(3.1) \quad eaE/kT \gg 1.$$

При сделанных в п. 1 предположениях и выполнении условия (3.1) потоки ионов на частицу задаются выражениями [6]

$$(3.2) \quad i_{\pm} = \begin{cases} 0, & Q \geq \pm 3a^2 E, \\ \pm \frac{\pi b_{\pm} n_{\pm}}{3a^2 E} (Q \mp 3a^2 E)^2, & |Q| \leq 3a^2 E, \\ -4\pi b_{\pm} n_{\pm} Q, & Q \leq \mp 3a^2 E. \end{cases}$$

Уравнение (1.4), описывающее электризацию частицы, интегрируется аналитически. Пусть в начальный момент времени $t = 0$ частица не заряжена.

Введем безразмерные величины

$$(3.3) \quad Q^{**} = \frac{Q}{3a^2 E}, \quad Q_s^{**} = \frac{Q_s}{3a^2 E}, \quad Y^{**} = \frac{Y}{12\pi a^2 e n_- |b_-|}.$$

При $\kappa = 1$ и любых значениях Y^{**} зависимость заряда частицы от безразмерного времени $\tau = 4\pi e n_- |b_-| t$ описывается выражением (2.6) со значением константы $C_0 = -1$. При $\kappa \neq 1$ решение имеет вид

$$(3.4) \quad Q^{**} = \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} \left[1 - \frac{4}{(\kappa + 1)\tau + 4} \right], \quad \Lambda \equiv \kappa + (1 - \kappa) Y^{**} = 0;$$

$$(3.5) \quad Q^{**} = \frac{1}{\kappa - 1} \left[\kappa + 1 - 2\xi \frac{\kappa + 1 + \operatorname{sgn} \Lambda 2\xi f(\xi\tau/2)}{2\xi + (\kappa + 1) f(\xi\tau/2)} \right],$$

$$\xi = |\Lambda|^{1/2}, \quad f(x) = \begin{cases} \operatorname{th} x, & \Lambda > 0, \\ \operatorname{tg} x, & \Lambda < 0. \end{cases}$$

Когда $Y^{**} \leq 1$, то (3.4), (3.5) описывают электризацию частицы при $0 \leq \tau < \infty$. Равновесное значение заряда определяется выражением

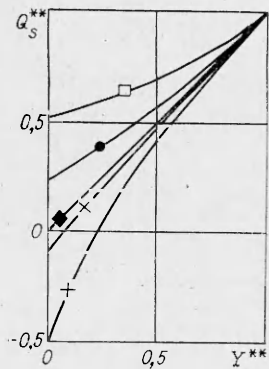
$$(3.6) \quad Q_s^{**} = (\kappa + 1 - 2\xi) / (\kappa - 1).$$

Если $Y^{**} > 1$, то (3.4), (3.5) верны только для конечного промежутка времени ($0 \leq \tau \leq \tau_0$), причем значение τ_0 находится из условия $Q^{**}(\tau_0) = 1$. При $\tau_0 < \tau < \infty$ зарядка частицы описывается зависимостью (2.6) со значением константы $C_0 = \exp \tau_0 (1 - Y^{**}) / Y^{**}$.

Графики зависимостей $Q_s^{**}(Y^{**})$ для различных $\kappa = n_+ b_+ / (n_- |b_-|)$ приведены на рис. 2 (обозначения те же, что на рис. 1). Из определений (3.3), выражений (3.6) и рис. 2 следует, что при относительно малой активности частицы ($Y^{**} < 1$) знак равновесного заряда Q_s может быть отрицательным при достаточно малом значении параметра κ , величина равновесного заряда при $\kappa \neq 1$ существенно зависит от радиуса частицы и приложенного электрического поля.

Если активность частицы достаточно велика ($Y^{**} \geq 1$) или выполнено условие $\kappa = 1$, равновесное значение заряда Q_s определяется (2.6), при этом величина заряда зависит только от активности частицы и $\sigma_- = e |b_-| n_-$, знак заряда всегда положителен.

4. В п. 2, 3 показано, что значение равновесного заряда, приобретаемого частицей, существенным образом зависит от невозмущенных кон-



Р и с. 2

центраций ионов и внешнего электрического поля E . Для малой объемной концентрации частиц в аэрозоле эти величины совпадают с осредненными, фигурирующими в следующих макроскопических уравнениях, описывающих движение среды:

$$(4.1) \quad \frac{\partial n_{\pm}}{\partial t} + \text{div } \mathbf{I}_{\pm} = \omega_{\pm} - \alpha n_{+} n_{-} - n_p i_{\pm},$$

$$\mathbf{I}_{\pm} = -D_{\pm} \nabla n_{\pm} + n_{\pm} (\mathbf{u} + b_{\pm} \mathbf{E}),$$

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi [e(n_{+} - n_{-}) + Q n_p],$$

$$\frac{dQ}{dt} = Y + e(i_{+} - i_{-}).$$

Здесь n_p — концентрация диспергированных частиц, которые считаются одинаковыми и удовлетворяющими предположениям п. 1; \mathbf{u} — скорость газа; ω_{\pm} — локальные скорости образования положительных и отрицательных ионов; α — коэффициент рекомбинации. Движением диспергированных частиц относительно газа пренебрегается.

Каждая из излучаемых при радиоактивном распаде альфа- или бета-частиц образует большое (в среднем $10^3 - 10^5$) число пар ионов в газе, поэтому далее предполагается, что $\omega_{+} = \omega_{-} = \omega$. При известных функциях ω , \mathbf{u} , i_{\pm} решение системы (4.1) фиксируется заданием начальных и граничных условий.

Рассмотрим состояние равновесия, когда все параметры дисперсной среды постоянны. Введем безразмерные величины

$$(4.2) \quad n'_{\pm} = \frac{n_{\pm}}{n_0}, \quad n_0 = \sqrt{\frac{\omega}{\alpha}}, \quad \mu = \frac{n_p i_0}{\omega}, \quad i'_{\pm} = \frac{i_{\pm}}{i_0},$$

$$Q'_{\pm} = \frac{Q}{e Q_0}, \quad Q_0 = \frac{i_0}{4\pi |b_{-}| n_0}, \quad \zeta = \frac{\alpha}{4\pi e |b_{-}|}, \quad \nu = \frac{Y}{e i_0},$$

где Q_0 и i_0 — характерные значения заряда частицы и тока ионов на частицу, которые пока не конкретизируются. Штрихи, отмечающие безразмерные величины, далее опускаются.

Из (4.2) можно получить систему трех алгебраических уравнений для определения равновесных концентраций ионов и заряда частиц:

$$(4.3) \quad 1 - n_{+} n_{-} - \mu i_{+} = 0, \quad n_{+} - n_{-} + \zeta \mu Q = 0, \quad \nu + i_{+} - i_{-} = 0.$$

Условия равновесия (4.3) рассматриваемой дисперсной среды аналогичны уравнениям Саха для ионизованных газов или уравнениям закона действующих масс для химически реагирующих газовых смесей. Пусть расстояние от рассматриваемой точки до границ объема, занимаемого аэрозолем, больше максимальной длины пробега излучаемых частиц. Тогда локальная скорость ионизации ω связана с концентрацией частиц n_p и их активностью соотношением $\omega = n_p C \eta + \delta$ (η — среднее число пар ионов, образуемых излучением при одном распаде, δ — вклад в ионизацию от внешних источников излучения).

Из этого выражения и определений (4.2) получим зависимость между параметрами ν и μ :

$$(4.4) \quad \mu = \frac{m}{\nu} \left(\eta + \frac{\delta}{n_p C} \right)^{-1}.$$

Имеет место только один из следующих случаев:

а) $\mu = n_p i_0 / \omega \ll 1$, при этом в уравнениях (4.1) можно пренебречь вкладом диспергированных частиц в объемный заряд и поглощением газовых ионов частицами; равновесные размерные концентрации ионов равны $n_{\pm} = \omega^{1/2} \alpha^{-1/2}$, и задача сводится к рассмотренной в п. 2, 3;

б) $\mu \gg 1$, концентрация аэрозольных частиц достаточно высока, так что в уравнениях баланса ионов нужно учитывать потоки ионов i_{\pm} на час-

тицы. Соответствующие электрические токи $\pm ei_{\pm}$ по абсолютной величине много больше тока Y , связанного с радиоактивностью. Действительно, из соотношения (4.4) при сделанном предположении $m \ll \eta$ и из условия $\mu \geq 1$ вытекает, что $\nu \ll 1$. При этом в последнем уравнении (4.3) можно пренебречь величиной ν и значения безразмерных величин n_{\pm} , Q определяются одним параметром μ (параметр ζ считаем фиксированным). Ограничимся далее рассмотрением данного случая.

При диффузионной зарядке частиц, когда выполнено условие $eaE/(kT) \ll 1$, из (2.2) следует $i_0 = 4\pi a D_- n_0$, $Q_0 = akT/e$. Характерные значения i_{\pm} и Q относительно невелики, и, как правило, реализуется случай «а». В связи с этим для изучения решения системы (4.3) при $\mu \geq 1$ предположим выполненным соотношение $eaE/(kT) \gg 1$, когда, как вытекает из (3.2), $Q_0 = 3a^2E$, $i_0 = 12\pi a^2 |b_-| E n_0$.

При фиксированных величинах a , b_{\pm} , n_0 , α в результате воздействия приложенного электрического поля параметр μ и характерные значения Q и i_{\pm} много больше, чем при диффузионной зарядке.

Для потоков ионов на частицу из формул (3.2) получаем безразмерные выражения $i_- = (1 + Q)^2 n_- / 4$, $i_+ = (1 - Q)^2 \chi n_+ / 4$, $\chi = b_+ / |b_-|$.

Из (4.3) следует уравнение для определения равновесного заряда частиц

$$(4.5) \quad \begin{aligned} \nu + \chi(\Omega + \sqrt{\Omega^2 + 1})(1 - Q)^2 - \\ - (\Omega + \zeta\mu Q + \sqrt{\Omega^2 + 1})(1 + Q)^2 = 0, \\ \Omega = -\frac{\mu}{8} [\chi(1 - Q)^2 + 4\zeta Q]. \end{aligned}$$

После нахождения значения Q безразмерные концентрации ионов вычислим по формулам

$$(4.6) \quad n_{\pm} = -\frac{\mu}{8} [\chi(1 - Q)^2 \pm 4\zeta Q] + \sqrt{1 + \Omega^2}.$$

Пренебрегая малой величиной ν , при равенстве абсолютных величин подвижностей ионов ($\chi = 1$) из (4.5), (4.6) получаем $Q = 0$, $n_+ = -\mu/8 + \sqrt{1 + \mu^2/64}$. При $\chi \neq 1$ и больших значениях μ можно пользоваться асимптотическими формулами

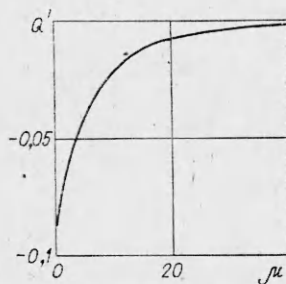
$$\begin{aligned} n_+ = \frac{4}{\chi\mu} + o\left(\frac{1}{\mu}\right), \quad n_- = \frac{4}{\mu} + o\left(\frac{1}{\mu}\right), \\ Q = (\chi - 1)(\zeta\chi\mu^2)^{-1} + o\left(\frac{1}{\mu^2}\right). \end{aligned}$$

Результаты численного решения уравнения (4.5) в виде графика $Q'(\mu)$ для параметров $\chi = 0,7$, $\zeta = 0,5$, соответствующих сухому атмосферному воздуху при нормальных условиях, представлены на рис. 3. На рис. 4 приведены графики зависимостей $n_{\pm}(\mu)$, определяемых формулами (4.6). Величина ν при счете полагалась равной нулю, что, как отмечалось, допустимо при $\mu \geq 1$.

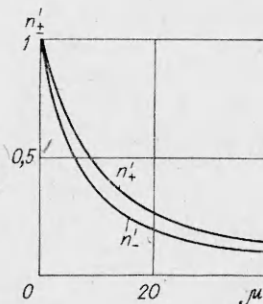
Пусть внешние источники излучения отсутствуют. Тогда безразмерные величины μ , n_{\pm} , Q' определяются следующим образом:

$$(4.7) \quad \mu = 12\pi a^2 |b_-| E \sqrt{\frac{n_p}{\alpha\eta C}}, \quad n_{\pm} = n_{\pm} \sqrt{\frac{\alpha}{n_p \eta C}}, \quad Q' = \frac{Q}{3a^2 E}.$$

Рассмотрим равновесное состояние аэрозоля с частицами радиуса $a = 10^{-5}$ м и активностью 500 Бк в электрическом поле напряженностью $2 \cdot 10^5$ В/м. Будем считать, что несущим газом является воздух при нормальных условиях ($b_+ = 1,3 \cdot 10^4$ м²·В/с, $b_- = -1,8 \cdot 10^4$ м²·В/с, $\alpha = 1,6 \cdot 10^{-12}$ м³/с [9]). Предположим, что радиоактивность частиц определяется бета-распадом атомов стронция Sr⁸⁹ со средней энергией излучения $9,1 \cdot 10^{-14}$ Дж. Поскольку средняя энергия ионообразования для воздуха рав-



Р и с. 3



Р и с. 4

на $5,4 \cdot 10^{-18}$ Дж [10], величина $\eta = 1,7 \cdot 10^3$. Из выражений (4.7) и рис. 3, 4 получаем, что при $n_p = 10^6 \text{ м}^{-3}$ $\mu = 1$, равновесные концентрации ионов и заряд частиц следующие: $n_+ = 6,7 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$, $n_- = 6,4 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$, $Q = -5 \cdot 10^{-16}$ Кл.

Автор признателен Л. Т. Черному за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Механика сплошной среды.— М.: Наука, 1976.— Т. 1.
2. Ватажин А. Б., Грабовский В. И., Лихтер В. А., Шульгин В. И. Электрогазодинамические течения.— М.: Наука, 1983.
3. Иванов В. Д., Кириченко В. Н. Самопроизвольная униполярная зарядка бета-активных «горячих» аэрозольных частиц // ДАН СССР.— 1969.— Т. 188, № 1.
4. Кириченко В. Н., Иванов В. Д. Кинетика униполярной зарядки бета-активных «горячих» частиц в электрическом поле // ДАН СССР.— 1969.— Т. 188, № 2.
5. Френкель Я. И. Теория явлений атмосферного электричества.— М.; Л.: ГИТТЛ, 1949.
6. Whipple E. J., Chalmers J. A. On Wilson's theory of the collection of charge by falling drops // Quart. J. Roy. Meteor. Soc.— 1944.— V. 70, N 304.
7. Быховский А. В., Зараев О. М. Горячие аэрозольные частицы при техническом использовании атомной энергии.— М.: Атомиздат, 1974.
8. Иванов В. Д., Кириченко В. Н., Петрянов И. В. О зарядке альфа-активных аэрозолей за счет вторичной электронной эмиссии // ДАН СССР.— 1968.— Т. 182, № 2.
9. Красногорская Н. В. Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения.— Л.: Гидрометеоиздат, 1972.
10. Голубев Б. П. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений.— М.: Атомиздат, 1976.

Поступила 16/1 1986 г.

УДК 533.6.011 + 535.231

ИЗЛУЧЕНИЕ СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ОГРАНИЧЕННОМ СЛОЕ КСЕНОНА

Ю. Н. Киселев, В. А. Клунов

(Москва)

Сильные ударные волны (УВ) в газах — мощные источники излучения [1—3]. При движении такой УВ перед фронтом образуется область нагретого газа, которая экранирует излучение, выходящее с поверхности фронта [1]. Эффект экранировки препятствует достижению высоких яркостных температур и потоков излучения и ограничивает возможности применения сильных УВ в качестве источников излучения.

Эксперименты [4] показывают, что в неоне нормальной плотности могут быть достигнуты яркостные температуры $T = 10^5$ К и плотности потока излучения $\Phi = 200 \text{ МВт/см}^2$, однако необходимые для этого скорости УВ велики ($\sim 50 \text{ км/с}$) и достигаются лишь с помощью кумулятивных устройств [5]. При использовании тяжелых газов, таких как криптон и ксенон, высокие температуры за фронтом могут быть получены при меньших скоростях УВ, но эффект экранировки, который практически не сказывал-