

Г.В. Лямкина, А.М. Шайдук

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИСПАРЕНИЯ ТУГОПЛАВКОЙ ЧАСТИЦЫ В МОЩНОМ ОПТИЧЕСКОМ ПОЛЕ С УЧЕТОМ ПЕРЕКОНДЕНСАЦИИ В УСЛОВИЯХ ВАКУУМА

При газодинамическом испарении тугоплавкой аэрозольной частицы в мощном оптическом поле происходит активная конденсация пара и образование новых частиц. В статье изложен термодинамический метод оценки степени конденсации пара. Система газодинамических уравнений, описывающая движущийся пар, обычно решается численными методами. Предложено аналитическое решение системы в квазистационарном приближении в предположении изоэнтропического течения пара от частицы. Полученные результаты позволяют поставить задачу о нахождении оптического сечения системы «частица+конденсат».

При прохождении мощного оптического излучения интенсивностью $\sim 10^9$ Вт/м² через дисперсную систему, содержащую тугоплавкие частицы, последние могут нагреваться до температуры ~ 3000 — 5000°K [1]. При столь высоких температурах давление насыщенных паров вещества аэрозольной частицы, как правило, становится значительно больше атмосферного. В этих условиях разлет испаряющегося вещества от поверхности частицы происходит с высокими скоростями, и диффузионная модель испарения становится неприменимой. Модель испарения одиночной аэрозольной частицы в поле лазерного излучения, позволяющая рассчитать скорость разлета и другие термодинамические характеристики пара в среде с противодействием, развивалась в работах [2, 3]. Как показано в [4], пар при движении от поверхности частицы быстро охлаждается и становится пересыщенным. Следовательно, адекватная модель испарения тугоплавкой частицы должна строиться с учетом перекоонденсации пара и образования облака вторичных частиц. В условиях взаимодействия излучения с подобными дисперсными средами процесс перекоонденсации может привести к новым нелинейным эффектам, обусловленным изменением оптических свойств системы в связи с образованием вторичных частиц.

В настоящей статье рассматривается модель взаимодействия мощного лазерного излучения с отдельной неподвижной тугоплавкой частицей в вакууме с учетом образования в результате конденсации пара вторичных аэрозольных частиц. Данная модель позволит поставить задачу о нахождении оптического сечения системы «частица+конденсат».

Пусть сферическая аэрозольная частица радиусом a помещена в поле лазерного излучения и нагрета до температуры T_s . Разумеется, температура поверхности частицы определяется плотностью потока энергии излучения, оптическими свойствами испаряющейся частицы и энергетическими потерями на испарение и переизлучение. Однако на данном этапе будем считать температуру поверхности частицы заданной. В этом случае уравнения газодинамики, описывающие разлет вещества, испаренного частицей, запишутся в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v) &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + (v, \Delta) v + \frac{1}{\rho m_0} \operatorname{grad} P &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\rho = \rho(t, r)$ — число атомов или молекул испаренного вещества в единице объема; r — расстояние от центра частицы до точки наблюдения; $v = v(t, r)$ — скорость разлета пара; m_0 — масса атома или молекулы; $P = P(t, r)$ — давление пара.

Отметим, что молекулы испаряющегося вещества могут находиться как в газообразной фазе, так и в сконденсированной твердой или жидкой фазе. Если ввести степень конденсации пара

$$x(T) = \frac{\rho_k}{\rho_r + \rho_k} = \frac{\rho_k}{\rho}, \quad (2)$$

где ρ_k — число молекул в единице объема, находящегося в конденсированной фазе; ρ_r — число молекул в единице объема, находящегося в газообразном состоянии, то

$$\rho_k = x\rho, \quad \rho_r = (1-x)\rho.$$

Характерное время установления стационарных полей термодинамических параметров $t \sim a/v \sim 10^{-8}$ с при $a \sim 10$ мкм, $v \sim 1000$ м/с. При этом характерное время изменения размера частицы в результате ее испарения, оцененное в [3], составляет порядка $t_{\text{н}} \sim 10$ с. Следовательно, за время установления стационарных полей радиус частицы изменится незначительно, поэтому уравнения (1) можно решать в квазистационарном приближении, при котором все термодинамические характеристики пара будут зависеть от времени лишь параметрически через медленно меняющиеся краевые условия. В том же квазистационарном приближении температура различных точек поверхности практически одинакова, несмотря на односторонний нагрев частицы лазерным излучением [5]. Следовательно, если отвлечься от первоначального, весьма малого промежутка времени с момента начала воздействия лазерного импульса, задачу можно решать для сферически-симметричного случая.

С учетом сделанных выше замечаний уравнения (1) примут вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho v) &= 0; \\ \frac{1}{\rho m_0} \frac{dP}{dr} + v \frac{dv}{dr} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Система уравнений (3) является незамкнутой. Замкнуть исходную систему можно двумя различными способами, соответствующими различным режимам истечения пара.

1. Область течения, где пар является ненасыщенным. Тогда, предполагая процесс расширения пара адиабатическим, имеем

$$P = \alpha \rho^\gamma,$$

где α — константа, определяемая из краевых условий; γ — показатель адиабаты.

2. Пар является насыщенным или пересыщенным. В этом случае, как показано в [4], существует относительно небольшая область пространства, где степень пересыщения отлична от единицы. В данном случае степень пересыщения в области, где интенсивно идут процессы нуклеации, составляет $\delta \sim 10^3$. (Оценки приведены ниже). За пределами этой области расширение пара происходит практически по адиабате двухфазной системы, степень пересыщения равна нулю, а весь избыток пара конденсируется на образовавшихся ранее ядрах конденсации. Давление пара в этой области совпадает с давлением насыщенного пара. Считаем, что последнее зависит от температуры известным образом [6];

$$P_{\text{н}} = P_{\infty} \exp(-L/kT), \quad (4)$$

где T — температура пара в поле наблюдения; L — теплота испарения вещества частицы, рассчитанная на один атом; k — постоянная Больцмана; P_{∞} — размерный множитель. Тогда, используя (2), имеем

$$\rho = \frac{P_{\infty} \exp(-L/kT)}{(1-x)kT}, \quad (5)$$

где неизвестная температура определяется из условия

$$T = \frac{L}{k \ln P_{\infty}/P}. \quad (6)$$

Соотношения (4)–(6) совместно с (3) могли бы составить замкнутую систему уравнений, если бы была известна величина $x(T)$.

Число молекул пара в секунду, испытывающих столкновения с поверхностью вторичной частицы есть $dN/dt \sim \rho v a_{\text{в}}^2$. Следовательно, при возникновении пересыщения радиус вторичной частицы будет изменяться со скоростью порядка

$$\frac{da_{\text{в}}}{dt} \sim \frac{m_0 \rho}{\rho_{\text{в}}} \bar{v},$$

где $a_{\text{в}}$ — радиус вторичной частицы; \bar{v} — средняя тепловая скорость молекул пара; $\rho_{\text{в}}$ — плотность вещества вторичной частицы. Отметим, что ρ и $\rho_{\text{в}}$ имеют различную размерность (см. формулу (1)). Тогда характерное время изменения радиуса вторичной частицы есть

$$\tau \sim \frac{a_b \rho_b}{m_0 \rho v}.$$

Проведем оценку этого времени, а также размера области, в которой происходит образование вторичных частиц.

При температурах $T \sim 10^3$ К давление пара близко к атмосферному, а следовательно, $m_{0p} \sim 1$ кг/м³. Из [7] известно, что $a_b \sim 10^{-9}$ м, тогда $\tau \sim 10^{-9}$ с. Размер области образования зародышей $d \sim \bar{v}\tau \sim 10^{-6}$ м, а характерное время расширения пара от поверхности частицы порядка $a/v \sim 10^{-8}$ с. Поэтому в качестве первого приближения можно считать, что весь избыток пара мгновенно конденсируется на образовавшихся ядрах конденсации в очень узкой области, и пар находится в термодинамическом равновесии с конденсированной фазой. В данном приближении степень конденсации может быть найдена термодинамическими методами.

Рассмотрим малый объем V , содержащий в себе постоянное число атомов N_0 . Данный объем движется от частицы вместе с потоком пара, в состав которого входит насыщенный пар и конденсат.

Считая расширение этого объема в процессе движения адиабатическим, имеем

$$dU + PdV = 0, \quad (7)$$

где

$$dU = (\rho_2 VC_{\Gamma} + \rho_K VC_K) dT - Ld(\rho_K V). \quad (8)$$

Здесь dU — изменение внутренней энергии двухфазной системы «пар+к-фаза», содержащейся в рассматриваемом объеме V ; C_K , C_{Γ} — теплоемкости при постоянном объеме к-фазы и газа, рассчитанные на один атом соответственно.

Используя определение $x(T)$, находим выражение для элементарной работы

$$\delta A = PdV = -kT(Vd\rho_g + N_0 dx) = k(1-x)(L/kt - 1) dT + dx. \quad (9)$$

В рамках данных приближений $P = P_n(T)$:

$$P = P_{\infty} \exp(-L/kT). \quad (10)$$

С учетом (8)–(10) уравнение (7) после элементарных преобразований в безразмерных величинах примет вид

$$\frac{dx}{d\theta} = \frac{1}{\theta} \frac{\tilde{C} - (1-x)(\tilde{L}/\theta - 1)}{\tilde{L}/\theta + 1}, \quad (11)$$

где $\theta = T/T_s$, $\tilde{L} = L/kT_s$, $\tilde{C} = (C_K x + (1-x)C_{\Gamma})/k$. Решение уравнения (11) можно получить численными методами с начальными условиями $x = 0$ и $T = T_K$, где T_K — температура среды в той точке, где давление пара становится равным давлению насыщенного пара. Если пар у поверхности частицы будет насыщенным, то $T = T_s$.

В случае испарения углеродной частицы $L = 1,19 \cdot 10^{-18}$ Дж/атом, $T_s = 5000$ К всегда верно соотношение $\tilde{L}/\theta > 1$. Тогда уравнение (11) запишется в виде

$$\frac{dx}{d\theta} = \frac{\tilde{C}}{\tilde{L}} - \frac{1-x}{\theta}. \quad (12)$$

Оценивая порядок значений слагаемых, входящих в правую часть (12),

$$\tilde{C}/\tilde{L} \sim kT_s/L \sim 10^{-2}, \quad \frac{1-x}{\theta} \sim 1,$$

получаем, что первым слагаемым можно пренебречь. Уравнение

$$\frac{dx}{d\theta} = - \frac{1-x}{\theta} \quad (13)$$

легко решается аналитически с указанными выше начальными условиями.

На рис. 1 приведена зависимость $x(\theta)$, соответствующая численному решению уравнения (11).

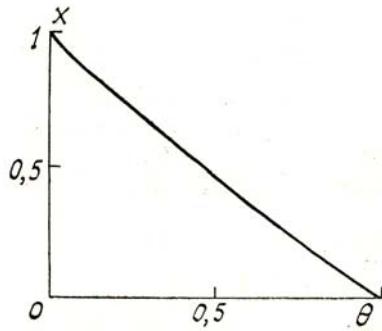


Рис. 1. Степень конденсации углеродного пара в зависимости от T/T_s , $T_s = 5000$ К

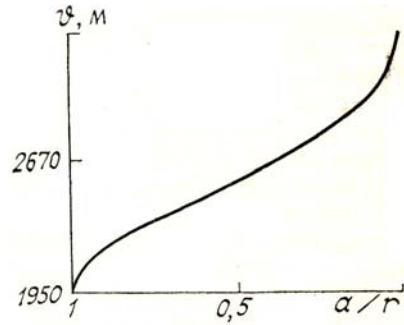


Рис. 2. Скорость разлета углеродного пара в зависимости от обратного расстояния до первичной частицы; $a = 100$ мкм, $T_s = 5000^\circ\text{К}$

Из (11) следует, что при $\theta \rightarrow 0$ $x \rightarrow 1$. Это является очевидным результатом термодинамического метода. Фактически, однако, часть вещества улетучивается в газообразном состоянии. Предельную степень конденсации при этом можно оценить, приняв за $x_{\text{пр}}$ значение $x(\theta)$ в той точке, где длина свободного пробега становится приблизительно равной размеру аэрозольной частицы и термодинамическое равновесие не устанавливается.

Таким образом, в области, где происходит конденсация, замкнутая система уравнений в рамках сделанных выше приближений примет вид

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho v) = 0; \quad (14)$$

$$\frac{1}{\rho m_0} \frac{dP}{dr} + v \frac{dv}{dr} = 0; \quad (15)$$

$$\rho = P / \{(1-x) k T\}; \quad (16)$$

$$T = L / (k \ln P_\infty / P); \quad (17)$$

$$x = 1 - T / T_K. \quad (18)$$

Краевые условия к данной системе уравнений задаются на поверхности частицы и имеют вид [8]

$$\rho_0 = 0,31 \rho_n; \quad (19)$$

$$x_0 = 0; \quad (20)$$

$$v_0 = c = \sqrt{\frac{5kT_0}{3m_0}}; \quad (21)$$

$$T_0 = 0,65 T_s. \quad (22)$$

До начала конденсации пара решение системы уравнений (14)–(18) с краевыми условиями (19)–(22) можно получить аналитически.

Используя закон сохранения потока испаряющегося вещества

$$j = 4 \pi r^2 \rho v = \text{const} \quad (23)$$

и предположение об адиабатичности процесса, уравнение (15) после преобразований примет вид

$$\frac{d\rho}{dr} = \frac{\rho}{r} \frac{2(v/c)^2}{1 - (v/c)^2}, \quad (24)$$

где $c = \sqrt{\frac{5kT}{3m_0}}$ – местная скорость звука. Уравнение (24), как известно, допускает два режима испарения: дозвуковой и сверхзвуковой.

В дозвуковом режиме начальная скорость испарения меньше скорости звука, и, как видно из (24), $d\rho/dr > 0$. Следовательно, плотность пара возрастает при удалении от поверхности испаряющейся частицы. Ясно, что при испарении в вакуум такой режим противоречит условию $\rho(\infty) \rightarrow 0$. При сверхзвуковом испарении величина $d\rho/dr < 0$, и плотность пара уменьшается с увеличением расстояния от центра частицы.

В случае испарения углеродной частицы из (19) видно, что уже на поверхности частицы пар является пересыщенным. Фактически в достаточно узкой области от поверхности частицы, размеры которой приведены ранее, начинается конденсация пара и x становится отличным от нуля. При этом за счет выделения скрытой теплоты в результате образования зародышей k -фазы, температура двухфазной системы возрастает от значения $T = 0,65T_s$ до некоторой величины T' . Таким образом, с момента начала конденсации пара необходимо поставить новые краевые условия.

Считая, что за пределами этой области плотность пара становится равной плотности насыщенных паров, краевое условие (19) переписывается в виде

$$\rho_{r0}(T') = \rho_{\text{н}}(T') = \frac{P_{\infty}}{kT_s} \exp(-L/kT'). \quad (25)$$

Выражение для степени пересыщения, возникающей при таком скачке плотности испаряющегося вещества, с учетом (19), (25) запишется в виде

$$\delta = \frac{P - P_{\text{н}}}{P_{\text{н}}} = \frac{0,31 \exp(-L/kT_s)}{\exp(-L/0,65T_s k)} - 1,$$

Оценка этой величины составляет порядка 10^3 при $T_s = 5000$ К.

Используя определение степени конденсации пара, а также (19), (25), значение x при температуре T' можно найти следующим образом:

$$x(T') = \frac{\rho_0 - \rho_{r0}(T')}{\rho_{r0}(T')}. \quad (26)$$

Скорость разлета паров в этой области считается равной скорости звука в газе, и краевое условие (21) останется прежним.

Учитывая (21), (26), новые краевые условия для системы газодинамических уравнений (14)–(18) запишутся в виде:

$$\rho_{r0}' = \rho_{\text{н}}(T'); \quad x_0 = (\rho_0 - \rho_{r0}')/\rho_{r0}'; \quad v_0 = c. \quad (27)$$

Неизвестная температура T' , входящая в (27), будет найдена ниже, и данная система краевых условий станет замкнутой.

Предполагая, что расширение газа в вакуум является изоэнтропическим процессом, решение уравнений (14), (15) с краевыми условиями (27) можно получить аналитически.

Преобразуя (15) к виду

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{m_0 v^2}{2} \right) + V \frac{dP}{dr} = 0 \quad (28)$$

и используя известные термодинамические соотношения для энергии и энтальпии системы

$$dE = TdS - PdV, \quad dW = d(E + PV),$$

а также (7), находим, что $VdP = dW$.

Тогда уравнение (28) примет вид

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{m_0 v^2}{2} + W \right) = \frac{dW'}{dr} = 0. \quad (29)$$

Таким образом, при изоэнтропическом процессе значение W' сохраняется и в расчете на одну молекулу

$$W' = (1 - x) C_p T + C_k x T - Lx + \frac{m_0 v^2}{2}, \quad (30)$$

где C_p — теплоемкость газа при постоянном давлении.

Краевое условие для W'_0 с учетом (21), (22) запишется в виде

$$W'_0 = C_p T_0 + \frac{m_0 c^2}{2}. \quad (31)$$

Найдем краевое условие для температуры двухфазной системы. Поскольку значение W' сохраняется и равно W_0 , получаем выражение для температуры двухфазной системы

$$T' = \frac{C_p T_0 + Lx}{C_p(1-x) + C_k x}. \quad (32)$$

Для нахождения численных значений степени конденсации пара и температуры T' решим систему из двух алгебраических уравнений (26), (32). Преобразуя и потенцируя (32), получаем

$$T' = \frac{L}{k(\ln A + x)}, \quad (33)$$

где

$$A = 1/[0,31 \exp(-L/kT_s)].$$

Решая совместно (32), (33), находим $x'_0 = 0,04$. Тогда $T' = 4672$ К. С учетом найденных численных значений новые краевые условия примут вид

$$\rho'_{r0} = \rho_n(T'); \quad x'_0 = 0,04; \quad v_0 = c; \quad T' = 4672. \quad (34)$$

Зная $x(T)$, из (30) получаем выражение для скорости разлета паров

$$v = \sqrt{\frac{2}{m_0} (W'_0 - ((1-x)C_p T + C_k x T - Lx))}. \quad (35)$$

С другой стороны, из закона сохранения потока испаряющегося вещества

$$v = j/4\pi r^2 \rho = \frac{j(1-x)kT_s}{4\pi r^2 P_\infty e^{-L/kT}}, \quad (36)$$

где j находится из краевых условий (34). Выражая r из (36)

$$r = \sqrt{\frac{j(1-x)kT_s}{4\pi P_\infty e^{-L/kT} v}}$$

и зная зависимость $x(T)$, можно находить поля давления, температуры и плотности пара в окрестности частицы.

В данной статье расчет полей температуры, давления и плотности пара в окрестности испаряющейся частицы радиусом $a = 100$ мкм с температурой поверхности $T_s = 5000^\circ\text{К}$, а также других характеристик системы проводился двумя способами: аналитически и численно.

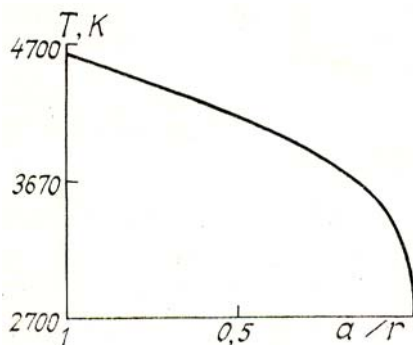


Рис. 3. Температура углеродного пара в зависимости от обратного расстояния до первичной частицы; $a = 100$ мкм, $T_s = 5000^\circ\text{К}$

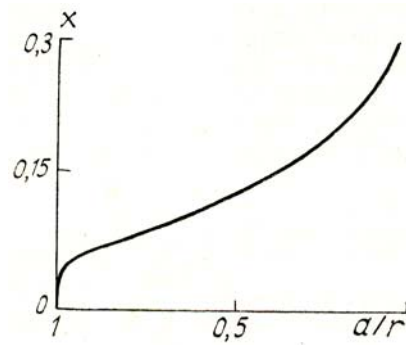


Рис. 4. Степень конденсации углеродного пара в зависимости от обратного расстояния до первичной частицы; $a = 100$ мкм, $T_s = 5000^\circ\text{К}$

В предложенном масштабе представления рисунков в статье результаты численного и аналитического методов практически совпадают. В действительности различие в результатах составляет ~ 5–10%. Таким образом, предложенный метод позволяет находить термодинамические характеристики, не прибегая к численному решению системы газодинамических уравнений.

На рис. 2 представлена зависимость скорости разлета пара от обратного расстояния до первичной частицы. Из графика видно, что скорость разлета пара растет на всем интервале значений r . На рис. 3, 4 даны зависимости температуры и степени конденсации пара от обратного расстояния до частицы соответственно. Из рис. 4 видно, что при $r \sim 10a$ в сконденсированной фазе находится ~25% испаряющегося вещества. Поскольку в этой области длина свободного пробега становится сравнимой с размером частицы, а скорость разлета пара намного больше местной скорости звука, мелкая фракция не успевает «вырасти» и часть вещества в газообразном состоянии уходит от частицы.

Заключение

Предложенная модель испарения одиночной тугоплавкой частицы в условиях вакуума с учетом перекоденсации позволяет находить характеристики двухфазной системы, в том числе функцию распределения (ФР) вторичных частиц по размерам.

Простые физические соображения показывают, что ФР частиц в каждом шаровом слое будет являться δ -функцией типа $n(r)\delta(a - a(r))$, $n(r)$ — концентрация частиц, зависящая от расстояния r вследствие изменения геометрии расширяющегося объема вещества; $a(r)$ — функция размера частиц.

Следовательно, на основе результатов модели можно рассчитать сечение рассеяния на двухфазной системе

$$\sigma = \int_0^{\infty} \kappa_n(a) \pi a^2(r) n(r) 4\pi r^2 dr,$$

где $\kappa_n(a)$ — фактор эффективности поглощения света частицей размером a .

Проводя простые оценки сечения рассеяния, имеем

$$\sigma \approx \kappa_n(a) \pi a^2 N,$$

где N — число вторичных частиц среднего размера a , содержащихся в шаровом слое, радиус которого находится из условия полного испарения первичной частицы. Для частицы размером $a = 10$ мкм сечение рассеяния на вторичных частицах составляет $\sigma \sim 10^{-8}$ м².

Однако для точных расчетов сечения рассеяния на двухфазной системе и окончательных выводов требуется знание зависимостей $n(r)$ и $a(r)$, а также проведение более глубокого анализа.

1. Букатый В.И., Краснопевцев В.Н., Шайдук А.М. //Изв. вузов. Физика. 1986. № 10. С. 110–113.
2. Букатый В.И., Краснопевцев В.Н., Шайдук А.М. //Тез. докл. XIX Всесоюз. конференции «Актуальные вопросы физики аэродисперсных систем». Одесса, 1986. С. 35.
3. Краснопевцев В.Н. Нелинейные эффекты при распространении интенсивного лазерного излучения в твердом горючем аэрозоле: Дисс. к-та физ.-мат. наук. Барнаул, 1986. 132 с.
4. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 454 с.
5. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеониздат, 1982. 230 с.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. Т. 5. 281 с.
7. Витовец Я., Павлюкевич Н.В., Смолик И., Фисенко С.П. //ИФЖ. 1989. Т. 56. № 6.
8. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.

Алтайский государственный университет,
Барнаул

Поступила в редакцию
8 октября 1990 г.

G. V. Lyamkina, A. M. Shaiduk. A Gas-Dynamic Model of Vaporization of a High-Melting Particle in High-Power Optical Field Accounting for Recondensation in Vacuum.

During the gas-dynamic evaporation of refractory aerosol particles in powerful optical field in vacuum the active condensation and formation of new particles take place. In the paper the thermodynamic method of estimation of the vapor condensation degree is considered. The system of gas-dynamic equations describing the moving vapor is usually solved by numerical methods. In the paper the analytical solution of the system in quasistationary approximation in assumption of isoentropic flow of vapor from the particle is derived. The obtained results make it possible to formulate the problem on finding the optical cross-section of the «particle-condensate» system.