

$\approx 2\kappa\omega\nu$  и  $\Gamma_{(2,3)} \approx \kappa\omega_0^2 I$ , сравнимым с соответствующим удельным весом при гибели квантов на верхних уровнях.

Автор благодарит В. К. Конюхова за постоянное внимание к работе и полезные замечания.

Поступила 29 X 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ликальтер А. А. О релаксации симметричной моды колебаний молекул  $\text{CO}_2$ .— ПМТФ, 1975, № 3.
2. Ликальтер А. А. О колебательном распределении многоатомных молекул.— ПМТФ, 1976, № 4.
3. Конюхов В. К., Файзулаев В. Н. Влияние тока квантов на колебательное распределение и релаксацию энергии ангармонических осцилляторов.— Краткие сообщения по физике, 1981, № 8.
4. Конюхов В. К., Файзулаев В. Н. К возможности создания газодинамического лазера на переходах между уровнями спаренных мод  $\text{CO}_2$ .— Квант. электроника, 1978, т. 5, № 12.
5. Веденев А. А., Волков А. Ю. и др. Газодинамический лазер с тепловой накачкой на переходах между деформационной и симметрической модами  $\text{CO}_2$ .— Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, вып. 11.
6. Ковев Ю. Б. Усиление газодинамического  $\text{CO}_2$ -лазера при частичной инверсии на длине волны 16 мкм.— ЖТФ, 1979, т. 49, № 9.
7. Treanor C. E., Rich J. W., Rehm R. G. Vibrational relaxation of anharmonic oscillators with exchange-dominated collisions.— J. Chem. Phys., 1968, vol. 48, N 4.
8. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелешин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980.
9. Becker R., Doring W. Kinetische Behandlung der Keimbildung in übersättigten Dämpfen.— Ann. Phys., 1935, Bd 24, S. 719.
10. Лушников А. А., Сутугин А. Г. Современное состояние теории гомогенной нуклеации.— Усп. химии, 1976, № 3.
11. Rothman L. S., Benedict W. S. Infrared energy levels and intensities of carbon dioxide.— Appl. Opt., 1978, vol. 17, N 16.
12. Файзулаев В. Н. Кинетика гетерогенных процессов в газодинамических лазерах. Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. М.: ФИАН СССР, 1979.
13. Веденев А. А., Волков А. Ю. и др. Теоретическое и экспериментальное исследование газодинамического лазера с тепловой накачкой на смеси  $\text{CO}_2$ —Ar (Xe) с длиной волны генерации 18,4 мкм. Препринт ФИАН СССР, 1979, № 120.

УДК 535.2,532,529,5/6

### СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ РАЗЛЕТА ПАРОВ, НАГРЕВАЕМЫХ ПОТОКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИЛИ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ

А. В. Добкин, Т. Б. Малявина, И. В. Немчинов

(Москва)

Мощные потоки излучения или быстрых частиц, испаряя поверхностные слои вещества преграды, вызывают их разогрев до высоких температур и разлет с большими скоростями. На преграде создается высокое давление. Эти явления привлекают в последнее время внимание в связи с проблемой импульсного управляемого термоядерного синтеза (УТС). В качестве источников энергии в основном рассматривались лазеры и электронные пучки. В последнее время наметился значительный прогресс в создании мощных ионных пучков (см., например, [1—7]). Уже достигнуты плотности потока порядка  $1 \text{ ГВт/см}^2$  при длительностях импульса 0,01—1 нс [7]. Производились оценки параметров, необходимых для достижения условий УТС с помощью ионных пучков [7—10]. Обсуждались возможности использования для тех же целей мощного излучения сплошного спектра, испускаемого сильными ударными волнами, генерируемыми, например, оболочками, разогнанными пучками частиц [11].

Явление взаимодействия потоков излучения и частиц с преградой представляет интерес не только в связи с проблемой УТС, но и для моделирования удара микрометеоритов о преграду и взрыва, разгона микрообъектов до очень больших скоростей, исследования оптических свойств и уравнения состояния вещества в экстремальных условиях, для диагностики самих пучков и источников излучения, а также для многих других научных и технологических целей. Картина процесса нагрева и движения паров в общем случае представляется весьма сложной нестационарной и в ряде случаев

двумерной. Вместе с тем желательно иметь простую модель, позволяющую выяснить закономерности изменения основных параметров с изменением параметров источника и характеристик мишени.

Оценки параметров плазмы, достигаемых при облучении мишени импульсом протонов, даны в [12] для условий плоской геометрии образовавшихся паров. При достаточно длительном облучении толщина паров будет больше радиуса пятна или радиуса кривизны мишени. Разлет станет двумерным, плотность паров при этом падает быстрее, чем в плоском случае. Периферийные слои паров становятся прозрачными для падающих частиц, они проникают в более глубокие слои вещества. Выделение энергии осуществляется главным образом на расстояниях  $r > r_0$ , где  $r_0$  — радиус мишени. Возникает квазистационарная плазменная корона. Скорость испарения мишени значительно меньше скорости разлета плазмы. Благодаря тому, что вблизи мишени основную роль играет подогрев за счет поглощения излучения, а вдали от нее основную роль играет охлаждение в результате разлета, происходит непрерывное ускорение газа и переход через скорость звука. Для случая воздействия лазерного излучения такая картина описана в [13, 14] и получены параметры движущейся радиально-симметричным образом плазмы при ее всестороннем нагреве благодаря обратному тормозному поглощению или фотоэффекту. В [15] рассмотрены параметры стационарной короны для случая воздействия ионов или потоков излучения, когда энергия вблизи критической, а в более глубокие слои энергии передается механизмом электронной теплопроводности.

В [16—18] рассматривалось воздействие на преграду мощных потоков излучения сплошного спектра в условиях плоской геометрии разлета паров. При всестороннем облучении сферической мишени неравновесным излучением сплошного спектра также возможен стационарный режим [19]. Проведем аналогичный [13, 14, 19] анализ стационарной короны для случая воздействия ионов или потоков излучения, когда перенос энергии вблизи сферы осуществляется в режиме, близком к лучистой теплопроводности.

1. При достаточной мощности потоков излучения, падающих на сферическую мишень из вакуума, плотность паров у поверхности велика и средние по Росселанду пробеги излучения в парах  $l_R < r_0$ . Поток энергии в таком случае описывается выражением

$$(1.1) \quad q = -K \partial T / \partial r, \quad K = (16/3) \sigma T^3 l_R,$$

где  $K$  — коэффициент лучистой теплопроводности;  $\sigma$  — постоянная Стефана—Больцмана;  $T$  — температура. По мере удаления от сферы скорость  $u$  разлета паров возрастает и плотность паров  $\rho$  падает быстрее, чем  $1/r^2$ . В области многократной ионизации приближенно справедлива аппроксимация  $l_R \sim T^a \rho^{-b}$ , где  $a \geq 1$  и  $b \approx 2$ . С увеличением  $T$  и падением  $\rho$  пары становятся все более прозрачными, а пробег  $l_R$  — сравнимым с  $r$ . Здесь приближение лучистой теплопроводности уже несправедливо. Быстрое увеличение  $l_R$  с ростом  $r$  приводит к тому, что уже на небольшом расстоянии от точки  $r = r_t$ , где  $l_R = r$ , вообще можно пренебречь поглощением излучения. В переходной зоне вблизи  $r_t$ , строго говоря, следует решать полные уравнения переноса, но в силу узости этой зоны сопряженную область почти полной прозрачности и непрозрачности с помощью приближенного условия непрерывности потоков излучения источника с температурой  $T_\infty$  и одностороннего потока в оптически плотной зоне

$$(1.2) \quad \bar{q} = \sigma T^4 - (1/2) q = \sigma T_\infty^4.$$

Стационарное движение и нагрев сферически-симметричной короны описываются уравнениями

$$(1.3) \quad \rho u r^2 = \rho_* u_* r_*^2 = M/4\pi, \quad dp + \rho u du = 0, \\ M(h + u^2/2) + F = M(h_* + u_*^2/2) + F_*,$$

где  $p$  — давление;  $h$  — энтальпия;  $F$  — полный поток энергии через сферическую поверхность радиуса  $r$ , направленный к поверхности;  $M$  — полный расход массы. Индексом \* отмечены параметры в точке, где происходит переход через скорость звука.

На поверхности сферы будем рассматривать условия фазового перехода в дозвуковой волне испарения:

$$(1.4) \quad \rho_w u_w r_w^2 = M/4\pi, \quad p_0 = p_w + \rho_w u_w^2, \\ M(h_w + u_w^2/2) + F_w = -MQ_v, \quad h_w = h(T_w, \rho_w), \quad T_w = T_v(p_w).$$

Здесь  $T_v$  — равновесная температура фазового перехода; индекс  $w$  относится к параметрам за волной испарения;  $p_0$  — давление перед волной (в неиспаренном веществе);  $Q_v$  — теплота испарения. Если  $p_0$  выше критического (в смысле Ван-дер-Ваальса) давления, то невозможно введение понятия равновесия двух фаз. Однако если в основном энергия выделяется в достаточно разреженных газообразных слоях вещества, то можно ввести условную температуру  $T_v$  и использовать (1.4) с тем, чтобы избежать детального анализа области плотного вещества со сложным уравнением состояния.

Оптические и термодинамические свойства горячих паров зададим в виде таблиц (для алюминия, углерода и висмута использовались таблицы [20—22]). Представим их в виде

$$(1.5) \quad pv = N(T, \rho)R'T, \quad h = C(T, \rho)R'T = pv\gamma/(\gamma - 1), \\ l_R = l_R(T, \rho), \quad R' = R/A, \quad v = 1/\rho,$$

где  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $A$  — атомный вес вещества;  $v$  — удельный объем;  $\gamma$  — эффективный показатель адиабаты.

Уравнение состояния использовалось и в дифференциальной форме

$$(1.6) \quad dp/p = B_\rho(d\rho/\rho) + B_T(dT/T), \\ B_\rho = 1 + \partial \ln N/\partial \ln \rho, \quad B_T = 1 + \partial \ln N/\partial \ln T.$$

Из (1.3), (1.6) получим

$$(1.7) \quad \frac{dg}{2g} \left( B_\rho - \frac{\rho g}{p} \right) = - \left( \frac{qS^{1/2}B_T}{2KT} + B_\rho \right) \frac{dS}{S}, \quad g = u^2, \quad S = r^2.$$

Из (1.7) следует, что существует особая точка, в которой выполняются условия

$$(1.8) \quad g = u^2 = B_\rho \left( \frac{p}{\rho} \right) = \frac{dp}{d\rho} \Big|_{T=\text{const}};$$

$$(1.9) \quad \frac{TK}{qS^{1/2}} = - \frac{1}{2} \frac{B_T}{B_\rho}$$

Из (1.8) получаем, что для перехода через скорость звука (в данном случае изотермическую) необходимо, чтобы в звуковом сечении выполнялось соотношение

$$(1.10) \quad r_* (dT/dr)_* = \lambda T_*, \quad \lambda = 2B_\rho^*/B_T^*.$$

Для постоянных значений  $N$ ,  $C$  и  $\gamma$  имеем  $\lambda = 2$ .

2. В случае нагрева паров потоками быстрых ионов будем предполагать, что облучение является сферически-симметричным. Частицы, двигаясь по радиусу к мишени, замедляются, так что энергия  $\varepsilon$  отдельной частицы уменьшается, однако полный поток частиц остается постоянным:

$$(2.1) \quad F/\varepsilon = F_*/\varepsilon_*.$$

Электростатические и электродинамические эффекты не учитывались, так как предполагалось, что пучок ионов нейтрализован (вкладом электронов в общий баланс энергии можно пренебречь). Начальная расходимость пучков, облучающих мишень, и рассеяние частиц в веществе считались пренебрежимо малыми, т. е. движение ионов радиально-симметрично. Осуществление условий, близких к указанным, представляется для ионов реальным [7]. При расчете торможения частиц учитывались столкновения со свободными и связанными электронами.

Потери энергии быстрым ионом  $(d\varepsilon/dr)_e$ , кэВ/см, на свободных электронах в максвеллизованной плазме определялись выражениями [23, 24]

$$(2.2) \quad - (d\varepsilon/dr)_e = k_1 \frac{z_0^2}{\varepsilon} L\Phi, \quad k_1 = 1,44 \cdot 10^8 z_\alpha^2 A_\alpha/A,$$

где  $z_\alpha$  — заряд иона (для протонов  $z_\alpha = 1$ );  $A_\alpha$  и  $A$  — атомный вес

частицы и плазменных ионов;  $z(T, \rho)$  — степень ионизации паров, задаваемая таблицей; энергия  $\epsilon$  частиц выражена в килоэлектронвольтах; величина  $\Phi = 1$ , когда скорость частицы больше тепловой скорости электронов, и  $\Phi < 1$  в противоположном случае, когда тепловые электроны могут передавать часть энергии быстрой частице [23, 24];  $L$  — кулоновский логарифм, учитывающий как столкновения, так и волны в плазме [25].

Для потерь энергии быстрыми частицами на связанных электронах  $(d\epsilon/dr)_i$ , кэВ/см, использовалась зависимость

$$(2.3) \quad (d\epsilon/dr)_i = f(\epsilon)k_2\rho(z_A - z)/z_A,$$

где  $k_2$  — постоянная для определенного вещества мишени (для алюминия  $k_2 = 3,7 \cdot 10^4$ );  $f(\epsilon)$  — экспериментальная кривая потерь энергии для холодного неионизованного вещества [26];  $z_A$  — число электронов в атоме вещества (для алюминия  $z_A = 13$ ). Введенный множитель  $(z_A - z)/z_A$  учитывает тот факт, что потери энергии пропорциональны числу электронов в плазменном ионе. Такой подход согласуется с формулой Бетте [27] для высоких энергий частиц, когда их скорость превышает скорости электронов в плазменном ионе, и находится в соответствии с моделью Линхарда—Шаффа [28] или теорией Фирсова [29] для низких энергий ионов.

Для случая воздействия частиц используется та же система (1.3), (1.4), а уравнение состояния представим в виде

$$(2.4) \quad dh/h = A_p dp/p - A_v d\rho/\rho, \quad A_v = (B_\rho/B_T)A_T - A_\rho, \\ A_p = A_T/B_T, \quad A_T = 1 + \partial \ln c/\partial \ln T, \quad A_\rho = \partial \ln c/\partial \ln \rho.$$

Вместо (1.7) получим уравнение

$$(2.5) \quad \frac{S}{2} \frac{dg}{dS} \left( 1 - \frac{\gamma}{\gamma-1} A_p + A_v \frac{h}{g} \right) = - \left( \frac{S}{M} \frac{dF}{dS} + A_v h \right),$$

имеющее особую точку, в которой выполняются условия

$$(2.6) \quad 1 - \frac{\gamma}{\gamma-1} A_p + A_v \frac{h}{g} = 0;$$

$$(2.7) \quad \frac{dF}{dS} = - \frac{A_v}{S} hM.$$

Введем дифференциальный показатель адиабаты  $\gamma_d$  по соотношению

$$(2.8) \quad \gamma_d = \frac{p}{\rho} \frac{dp}{d\rho} \Big|_{S=\text{const}} - \frac{\gamma A_v}{1 + (A_p - 1)\gamma}.$$

Условия (2.6), (2.7) примут вид

$$(2.9) \quad g_* = u_*^2 = \gamma_d^* \frac{\gamma-1}{\gamma_*} u_*^* = \gamma_d^* \frac{p_*}{\rho_*} = c_*^2.$$

Таким образом, в особой точке скорость течения равна адиабатической скорости звука. В этой точке осуществляется определенное соотношение между радиусом  $r_*$  и дифференциальным пробегом частиц  $l = \epsilon/(d\epsilon/dr)$ :

$$(2.10) \quad r_* = \lambda_* l_*, \quad \lambda_1 = 2A_v^*/(\eta + \chi), \quad l_* = \epsilon_*/(k_1^* + k_2^*), \\ \chi = Q_v/h_*, \quad \eta = 1 + (\gamma_* - 1)\gamma_d^*/2\gamma_*.$$

При неизменных  $N$ ,  $C$  и  $\gamma$  имеем

$$\lambda_1 = 4(\gamma + 1 + 2Q_v/h_*)^{-1}, \quad \gamma = \gamma_d.$$

В качестве внешнего граничного условия используются заданные значения энергии частиц  $\epsilon_0$  и их полного потока энергии  $F_0$  на большом удалении от сферы.

3. Интегрирование системы (1.3) с уравнениями (1.1) для излучения или (2.1)—(2.3) для частиц ведется от особой точки с условиями (1.8)—(1.10) или (2.8)—(2.10), для выхода из которой необходимо выполнить

разложение по малому параметру. Заданную систему и условия в особой точке удобно представить в безразмерном виде, отнеся все параметры к их значениям в звуковом сечении:  $\bar{p} = p/p_*$ ,  $\bar{\rho} = \rho/\rho_*$  и т. д. Для удобства черту над безразмерными переменными опустим. Для лучистой теплопроводности система примет вид

$$\frac{1}{2} \frac{(h - g\varphi)}{gh} dg = \left( \frac{FB_T \lambda}{2KTS^{1/2} B_\rho} - 1 \right) \frac{dS}{S},$$

$$\psi = \frac{\gamma(\gamma_* - 1)}{\gamma_*(\gamma - 1)}, \quad \varphi = \psi(B_\rho^*/B_\rho), \quad g = u^2, \quad S = r^2,$$

$$\rho g^{1/2} S = 1, \quad h + (\eta - 1)g + \chi = F(\chi + \eta),$$

$$F = 2KS^{3/2} \lambda^{-1} dT/dS, \quad h = \psi p/\rho, \quad \eta = 1 + (\gamma_* - 1)B_\rho^*/2\gamma_*.$$

В звуковой точке имеем

$$(3.1) \quad h = p = \rho = u = g = F = S = \varphi = \psi = K = 1.$$

При  $|S-1| \ll 1$  полагаем

$$(3.2) \quad g - 1 = x(S - 1), \quad T - 1 = (\lambda/2)(S - 1).$$

Вблизи особой точки безразмерный коэффициент лучистой теплопроводности представим в степенном виде  $K = h^{-\alpha} \rho^\beta$ , а изменениями  $\varphi$ ,  $\psi$ ,  $\gamma$ ,  $B_\rho$  и  $B_T$  пренебрежем. Для определения наклона интегральной кривой имеем квадратное уравнение

$$(3.3) \quad ax^2 + bx + c = 0;$$

$$(3.4) \quad 2a = 1 + (A_\rho/2), \quad \omega = 1/(\chi + \eta),$$

$$b = (\eta - 1)\omega + (\beta - (\lambda A_T/2) + A_\rho(1 - \omega - \alpha))/2,$$

$$c = -(\lambda + 1)/2 + \beta + (\alpha + \omega)(\lambda A_T/2 - A_\rho).$$

Приведем систему безразмерных уравнений и разложение в особой точке для случая воздействия протонов:

$$\frac{1}{2} \frac{(h - g\varphi)}{gh} dg = \left[ \frac{dF}{dS} \frac{S}{h} \frac{(\eta + \chi)}{A_v} - 1 \right] \frac{dS}{S},$$

$$\frac{dF}{dS} = \frac{1}{2S^{1/2}} \frac{r_*}{\varepsilon_*} \left( k_1^* \frac{z_\rho L \Phi}{\varepsilon} + k_1^* \rho \left( \frac{z_A^* - z}{z_A^* - 1} \right) f(\varepsilon) \right),$$

$$\psi = \frac{\gamma(\gamma_* - 1)}{\gamma_*(\gamma - 1)}, \quad \varphi = \psi(\gamma_d^*/\gamma_d), \quad z_A^* = z_A/z_*, \quad g = u^2, \quad S = r^2,$$

$$\rho g^{1/2} S = 1, \quad h + (\eta - 1)g + \chi = F(\chi + \eta), \quad \varepsilon = F, \quad h = \psi p/\rho,$$

$$k_1^* = k_1 \frac{z_* \rho_*}{\varepsilon_*} L_* \Phi_*, \quad k_2^* = k_2 \rho_* \left( 1 - \frac{1}{z_A^*} \right) f(\varepsilon_*), \quad \eta = 1 + (\gamma_* - 1)\gamma_d^*/2\gamma_*.$$

В звуковой точке имеем, помимо (3.1),  $\varepsilon = z = L = \Phi = 1$ . При  $|S-1| \ll 1$  вместо (3.2) имеем

$$g - 1 = x(S - 1), \quad F - 1 = A(S - 1), \quad A = A_v^*/(\eta + \chi).$$

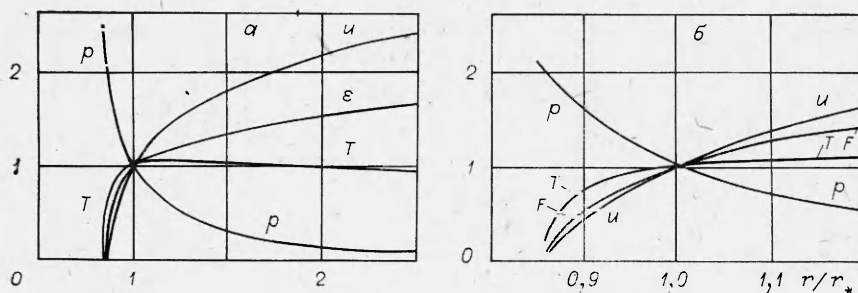
Вблизи особой точки безразмерную степень ионизации представим в степенном виде  $z = h^{-\alpha} \rho^\beta$ , а изменениями  $\varphi$ ,  $\psi$ ,  $\gamma_d$ ,  $\gamma$ ,  $A_v$ ,  $L$ ,  $\Phi$  можно пренебречь. Для определения наклона интегральной кривой вновь получаем (3.4), где коэффициенты таковы:

$$2a = \eta, \quad b = -(k_\rho + A_v)/2 + k_h(\eta - 1),$$

$$c = 1/2 - k_\rho - k_h A_v + k_\varepsilon A, \quad k_h = \alpha [k_{11}^* - k_{22}^*/(z_A^* - 1)] + 1,$$

$$k_\rho = 1 + \beta [k_{11}^* - k_{22}^*/(z_A^* - 1)], \quad k_\varepsilon = k_{22}^* f_1 - k_{11}^*,$$

$$f_1 = [f(\varepsilon_*)]^{-1} \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \Big|_{\varepsilon=\varepsilon_*}, \quad k_{11}^* = \frac{k_1^*}{k_1^* + k_2^*}, \quad k_{22}^* = \frac{k_2^*}{k_1^* + k_2^*}.$$



Фиг. 1

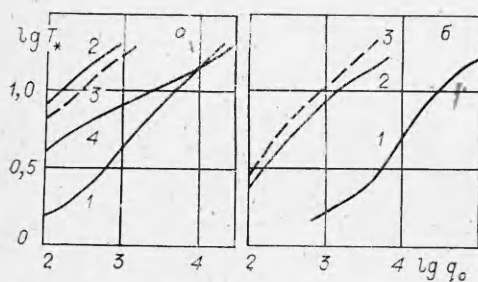
4. Приведем некоторые результаты расчета параметров плазмы при воздействии протонов с энергией 1 МэВ (фиг. 1, а) и излучения сплошного спектра с температурой  $T_\infty = 24$  эВ (фиг. 1, б) на алюминиевую сферу радиуса  $r_0 = 1$  см. В первом случае плотность потока  $q_0$  частиц на мишени в отсутствие ее экранировки парами составляла бы 22 ГВт/см<sup>2</sup>, во втором случае  $q_0 = \sigma T_\infty^4 = 33$  ГВт/см<sup>2</sup>. Значения всех параметров отнесены к своим значениям в звуковом сечении. Для протонов в сверхзвуковой области поглощается около половины энергии пучка и соответственно  $\epsilon_* = 0,5$  МэВ. Однако на расстоянии  $r = 2r_*$  энергия частиц лишь на 10% отличается от  $\epsilon_0$ . Температура сверхзвуковой зоны лишь немного отличается от  $T_* = 20$  эВ. Вблизи поверхности имеется узкая зона разогрева. На поверхности тела создается давление  $p_0 = 1,46$  ГПа, превышающее  $p_*$  в 2,5 раза. Время, за которое пары со скоростью  $u_* = 23$  км/с разлетаются на расстояние порядка радиуса сферы, составляет  $\sim 0,4$  мкс. Оно может быть принято в качестве оценки времени, необходимого для установления стационарного режима. Используя расселандов пробог излучения в критическом сечении, можно грубо оценить поток собственного теплового излучения  $q_r^0$ , который составляет примерно 30—50% от падающей энергии, и поэтому реально температура плазмы может быть заметно ниже, чем приведенная. Для случая воздействия излучения величина  $T_*$  также составляет 20 эВ, а давление на поверхности даже несколько выше, чем для протонов (около 3,9 ГПа). Таким образом, можно ожидать, что эффекты потерь энергии на излучение при воздействии пучка протонов в данном случае, как и в [30], будут скомпенсированы за счет дополнительного испарения и нагрева паров излучением плазмы, падающим на преграду, и величина давления не сильно изменится по сравнению с тем случаем, когда переизлучение считается пренебрежимо малым.

Были проведены систематические расчеты задачи для большого числа вариантов, аналогичные описанным выше, в том числе для условий, когда роль переизлучения при действии частиц заведомо мала. Отметим, что качественно картина распределения параметров во всех рассмотренных случаях оказывается аналогичной приведенной на фиг. 1.

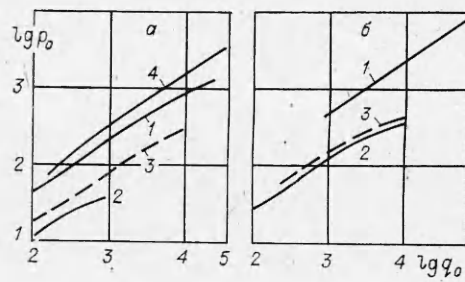
В варианте, представленном на фиг. 1, б, отношение  $l_*/r_* = 0,2$ , что свидетельствует о допустимости приближения (1.1) с условием (1.2). Отметим, что с увеличением  $T_\infty$  и  $r_0$  отношение, характеризующее степень непрозрачности, уменьшается и возрастает точность рассматриваемого приближения. Поскольку  $\rho$  падает, а  $l_R$  растет с  $r$  очень быстро, точка  $r_T$ , где  $l_R = r_T$ , отличается от  $r_0$  и  $r_*$  незначительно (в данном случае  $r_* = 1,15$  см и  $r_T = 1,42$  см). Плотность потока энергии, выходящего из оптически плотной зоны, может быть определена по соотношению  $q^+ = \sigma T^4 + q/2$  при  $r = r_T$ . В данном примере доля переизлучаемой обратно энергии  $\xi = q^+/q_0 = 43\%$ .

На фиг. 2 приводятся зависимости  $T_*$ , эВ, от  $q_0$ , МВт/см<sup>2</sup>, для протонов с  $\epsilon_0 = 1$  МэВ (кривая 1) и  $\epsilon_0 = 100$  кэВ (кривая 2), излучения неодимового лазера (с энергией фотонов  $\epsilon_0 = 1$  эВ) по данным расчетов [14] (кривая 3) и излучения сплошного спектра (кривая 4). Фиг. 2, а соответствует алюминиевой сфере радиуса  $r_0 = 1$  см, фиг. 2, б —  $r_0 = 0,1$  см. Кри-





Ф и г. 2



Ф и г. 3

вая 4 на фиг. 2, б отсутствует, поскольку в этом случае плазма оказывается прозрачной и приближение лучистой теплопроводности несправедливо. Нагрев плазмы протонами с  $\epsilon_0 = 100$  кэВ близок к нагреву излучением неодимового лазера при той же плотности потока энергии  $q_0$ . Нагрев излучением сплошного спектра примерно соответствует нагреву протонами с  $\epsilon_0 = 1$  МэВ. С увеличением энергии протонов их пробег возрастает, и при той же плотности потока энергии пучка вкладывается в большую массу, что приводит к уменьшению достигаемой температуры.

На фиг. 3, а, б представлена зависимость  $p_0$ , МПа, от  $q_0$ , МВт/см<sup>2</sup>, также для  $r_0 = 1$  и 0,1 см соответственно, а кривые 1—4 относятся к тем же случаям, что и на фиг. 2. При увеличении  $\epsilon_0$  и уменьшении  $r_0$  мишень окружена более плотной плазмой и давление оказывается более высоким. Результаты расчетов воздействия протонов на алюминиевую сферу при температурах до 30 эВ могут быть представлены в виде следующих аппроксимирующих зависимостей:

$$(4.1) \quad p_0 = 2,2q_0^{0,6}r_0^{-0,4}\epsilon_0^{0,75}, \quad T_* = 5,6q_0^{0,4}r_0^{0,4}\epsilon_0^{-0,6}.$$

В случае воздействия излучения сплошного спектра получаем

$$(4.2) \quad p_0 = 0,4q_0^{0,6}r_0^{-0,3}, \quad T_* = 8q_0^{0,25}r_0^{0,015} \quad (r_0 \geq 1 \text{ см}),$$

а для лазера, согласно [14], имеем

$$(4.3) \quad p_0 = 0,07q_0^{0,67}r_0^{-0,21}\epsilon_0^{0,42}, \quad T_* = 20q_0^{0,35}r_0^{0,17}\epsilon_0^{-0,34}.$$

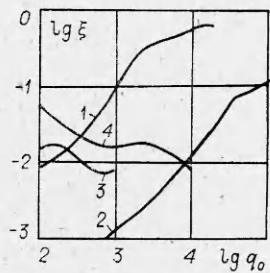
Здесь приняты следующие размерности:  $p_0$  — ГПа,  $q_0$  — ГВт/см<sup>2</sup>,  $r_0$  — см,  $T_*$  — эВ, для протонов энергия  $\epsilon_0$  — МэВ, а для лазерного излучения энергия фотонов  $\epsilon_0$  — эВ. Соотношения (4.1)—(4.3) позволяют сопоставить возможности нагрева плотной плазмы различными источниками.

На фиг. 4 дается зависимость потерь энергии на излучение  $\xi$  от  $q_0$  МВт/см<sup>2</sup>. Здесь  $\xi = q_r^*/q_*$ , а  $q_r^*$  — поток энергии излучения в критическом сечении, грубо оцениваемый по соотношениям

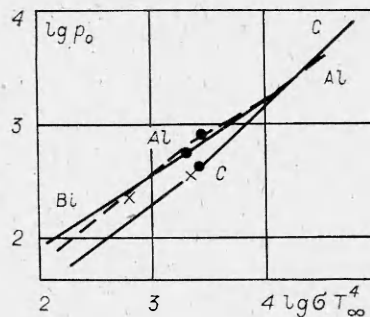
$$q_r^* = \sigma T_*^4 r_*/l_R^* \text{ для } \frac{r_*^*}{l_R^*} < 1 \text{ или } q_r^* = \sigma T_*^4 \text{ для } \frac{r_*^*}{l_R^*} > 1.$$

Кривые 1, 2 соответствуют  $r_0 = 1$  и 0,1 см при  $\epsilon_0 = 1$  МэВ, 3, 4 — тем же  $r_0$  при  $\epsilon_0 = 0,1$  МэВ. При  $\epsilon_0 = 0,1$  МэВ корона в рассматриваемом диапазоне температур оптически тонка, при  $\epsilon_0 = 1$  МэВ — оптически толста. Соответственно для низких энергий протонов роль переизлучения мала, для больших она может становиться существенной, и поэтому эти оценки необходимо уточнить путем прямых численных расчетов радиационно-газодинамических задач с подробным учетом спектрального состава излучения, как это было сделано в [18] для излучения сплошного спектра и в [30] для лазерного излучения в условиях плоской геометрии с использованием детальных таблиц [20—22]. То же относится к случаю действия излучения сплошного спектра для малых  $r_0$  и низких  $T_\infty$ .

При возрастании температуры могут сказываться такие факторы, как электронная теплопроводность. Так, при  $q_0 = 5 \cdot 10^4$  ГВт/см<sup>2</sup>,  $\epsilon_0 = 10$  МэВ,



Ф и г. 4



Ф и г. 5

$r_0 = 0,4$  см, когда  $\bar{T}_* = 100$  эВ, потоки электронной теплопроводности составляют примерно 30% от  $q_0$ , причем они того же порядка, что и потери на излучение. Отметим, что при указанных параметрах пучка протонов давление на преграде  $p_0$  достигает примерно  $10^{12}$  Па, а плотность в критическом сечении  $\rho_* = 0,1$  г/см<sup>3</sup>.

Представляет интерес выяснить, как влияет вещество преграды на параметры плазмы. На фиг. 5 приведены величины давления  $p_0$ , МПа, на поверхности сферы  $r_0 = 1$  см в зависимости от потока энергии излучения  $q_0$ , МВт/см<sup>2</sup>, для мишеней, состоящих соответственно из углерода, алюминия и висмута. Крестиками отмечены точки для С и Аl, для которых начинает выполняться условие оптической непрозрачности  $l_R^*/r_* = 0,3$ . Для Вi оно выполняется уже при  $q_0 = 4$  МВт/см<sup>2</sup>. Давления на мишени для алюминия и висмута отличаются слабо. Для С зависимость  $p_0(q_0)$  является более резкой, чем для Аl и Вi. Точками на кривых отмечены  $q_0$ , при которых  $\bar{T}_* = 10$  эВ.

Таким образом, при достаточно длительном облучении мишени мощными потоками протонов или при воздействии излучения сплошного спектра, как и в случае воздействия лазерного излучения, возможно установление квазистационарных условий нагрева плотной и горячей плазмы, движущейся с большими скоростями. В некоторых случаях плазма интенсивно переизлучает. Стационарность режима может быть полезной для диагностики плазмы и различных приложений. Аналогичный режим возможен и при воздействии пучков электронов. Его упрощенный анализ проведен в [31]. Однако в этом случае может оказаться более трудной, чем для ионов, проблема нейтрализации и более существенной роль электродинамических эффектов, а также рассеяния частиц.

Поступила 4 VI 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Humphries S., Lee T. J., Sudan R. N. Generation of intense pulsed ion beams.— Appl. Phys. Lett., 1974, vol. 25, N 1.
2. Олсон К. Л. Импульсные мощные ускорители ионов для термоядерного синтеза с инерционным удержанием.— Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 3.
3. Greenspan M. A., Hammer D. A., Sudan R. N. Production of intense focused ion beams in a spherical magnetically insulated diode.— J. Appl. Phys., 1976, vol. 50, N 5.
4. Филиппов Н. В., Филиппова Т. И. Субтерраватные ионные пучки в плазменном фокусе.— Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, № 12.
5. Hughes R. H., Anderson R. J. et al. Ion beams from laser generated plasmas.— J. Appl. Phys., 1980, vol. 51, N 8.
6. Грибков В. А., Крохин О. Н. Лазерный микропучок с комбинированным нагревом плазмы.— В сб.: Краткие сообщения по физике. М.: ФИАН СССР, 1980, № 6.
7. Humphries S. Jr. Intense pulsed ion beams for fusion applications.— Nuclear fusion, 1980, vol. 20, N 12.
8. Wintenberg F. Production of dense thermonuclear plasmas by intense ion beams.— Plasma Phys., 1975, vol. 17, N 1.
9. Shearer J. H. Ion beam compression of thermonuclear pellets.— Nuclear fusion, 1975, vol. 5, p. 952.



10. Иванов Б. И., Калмыков А. А., Лаврентьев Д. А. О возможности инициирования термоядерной реакции сильноточными пучками.— Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, № 3.
11. Wintenberg F. Implosion of black body radiation as a driver for inertial confinement fusion.— Atomkernenergie Kerntech, 1980, vol. 35, N 3.
12. Добкин А. В., Косарев И. Б., Немчинов И. В. Излучение плазмы, образовавшейся при ударе быстрых частиц о преграду.— ЖТФ, 1979, т. 49, № 7.
13. Немчинов И. В. Стационарный режим движения нагреваемых излучением паров вещества при наличии бокового растекания.— ПММ, 1967, т. 31, № 2.
14. Малявина Т. Б., Немчинов И. В. Параметры стационарной радиально-симметричной струи паров, нагреваемых излучением ОКГ.— ПМТФ, 1972, № 5.
15. Афанасьев Ю. В., Гамалий Е. Г. и др. Стационарная модель «короны» сферических лазерных мишеней.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, № 2(8).
16. Кроль В. М., Немчинов И. В. Автомодельные движения газа, нагреваемого неравновесным излучением сплошного спектра.— ПМТФ, 1968, № 5.
17. Бергельсон В. И., Немчинов И. В., Новикова В. В. «Горение» конденсированного вещества под действием излучения сплошного спектра.— ФГВ, 1975, т. 11, № 5.
18. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Нагрев разлетающейся плазмы излучением сплошного спектра.— Физика плазмы, 1981, т. 7, № 2.
19. Просвирнина Б. М. Стационарное радиально-симметричное движение паров, подогреваемых излучением сплошного спектра. М.: ВИНТИ, деп. № 371—79, 1979.
20. Буздин В. П., Добкин А. В., Косарев И. Б. Коэффициенты поглощения излучения, спектральные и интегральные характеристики излучения алюминиевой плазмы в диапазоне температур  $(8-240) \cdot 10^3 \text{K}$  и относительных плотностей  $3,16 \cdot 10^{-3} - 100$ . М.: ВИНТИ, деп. № 370—79, 1979.
21. Романов Г. С., Степанов К. С., Сыркин М. И. Спектральные и средние коэффициенты поглощения углеродной плазмы.— Журн. оптики и спектроскопии, 1979, т. 47, № 5.
22. Ельяшевич М. А., Боровик Ф. Н., Каськова С. И., Романов Г. С., Степанов К. Л., Сыркин М. И., Толкач В. И. Термодинамические функции и коэффициенты поглощения плазмы висмута и ксенона при температурах до 30 эВ.— В сб.: Тезисы докл. IV Всесоюз. конф. «Динамика излучающего газа». М., 1980.
23. Трубников Б. А. Столкновение частиц в полностью ионизованной плазме.— В сб.: Вопросы теории плазмы/Под ред. М. И. Леонтовича. Вып. 1. М.: Атомиздат, 1963.
24. Сивухин Д. В. Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме.— В сб.: Вопросы теории плазмы/Под ред. М. А. Леонтовича. Вып. 4. М.: Атомиздат, 1964.
25. Шкаровский И., Джонстон Т., Бачинский М. Кинетика частиц плазмы. М.: Атомиздат, 1969.
26. Готт Ю. В. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М.: Атомиздат, 1978.
27. Бете Г. Квантовая механика. М.: Мир, 1965.
28. Lindhard J., Scharff M. Energy dissipation by ions in the kev region.— Phys. Rev., 1961, vol. 124, p. 128.
29. Фирсов Д. Б. Качественная трактовка средней энергии возбуждения электронов при атомных столкновениях.— ЖЭТФ, 1959, т. 36, № 1.
30. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Численное исследование взаимодействия лазера с преградой в вакууме с учетом спектрального состава излучения, испускаемого образующейся плазмой.— Квант. электроника, 1980, т. 7, № 11.
31. Gratton R., Kelly H., Pais V. On the properties of the plasma generated by irradiating spherical heavy targets by an electron beam.— Plasma Phys., 1978, vol. 20, N 3.

УДК 533.6 : 538.691

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ РАЗЛЕТЕ РЕАКТИВНОЙ СТРУИ В УСЛОВИЯХ ОРБИТАЛЬНОГО ПОЛЕТА

В. В. Скворцов  
(Москва)

При воспламенении рабочего вещества в форкамере управляющего двигателя орбитального летательного аппарата и истечении реактивной струи наряду с нейтральными молекулами и более крупными частицами продуктов сгорания возникают заряженные частицы. Управляющий двигатель работает обычно импульсами. При истечении струи в сильно разреженную атмосферу газ проходит все режимы движения: от режима сплошной среды до режима, в котором столкновительными процессами можно пренебречь [1—3]. В бесстолкновительном режиме, который будет рассмотрен