

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИСТОЧНИКА ЭНЕРГИИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ РЕАКТИВНОЙ ТЯГИ

Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	425
2. ЛРД на твердом рабочем теле с испарительным механизмом тяги а) Физические основы явления развитого испарения твердых тел под действием излучения (426). б) Основные характеристики испарительного механизма реактивной тяги (436)	426
3. Лазерный воздушно-реактивный двигатель	438
4. Заключение	444
Цитированная литература	446

1. ВВЕДЕНИЕ

На возникновение реактивного импульса, обусловленного выбросом паров с мишени при воздействии на нее достаточно интенсивного лазерного излучения, по-видимому, впервые было обращено внимание в работе ¹. Испарительный механизм реактивной отдачи при импульсном облучении твердых мишеней различного физико-химического состава был исследован теоретически и экспериментально во многих работах (см., например, ²⁻⁵). Использование этого механизма тяги, возникающей за счет испарения твердого рабочего тела ракеты под действием падающего на его поверхность излучения, для ускорения реальных летательных аппаратов (в частности, вывода их на орбиту ИСЗ) с наземным лазерным источником энергии было предложено в работе ⁶. Более подробно основные идеи такого лазерного «реактивного двигателя» (ЛРД) были изложены в ⁷.

Испарительный механизм тяги, однако, не является единственным при использовании лазерного источника энергии для реактивного ускорения летательных аппаратов (ЛА). Можно сказать, что обсуждаемый в ^{6,7} ЛРД аналогичен обычному реактивному двигателю на твердом топливе (РДТТ) с тем лишь отличием, что в ЛРД поверхностный нагрев и испарение рабочего тела («горючего») происходит в результате поверхностного поглощения в нем электромагнитного излучения, а не за счет самоподдерживающегося горения (окисления), как это происходит в РДТТ. Но энергия излучения, посылаемая на ЛА посредством лазерного пучка, может использоваться для нагрева рабочего тела ракеты и посредством других механизмов. Например, вполне мыслим ЛРД, аналогичный обычному реактивному двигателю на жидком топливе (ЖРД) с тем отличием, что в ЛРД вместо окислителя в камеру сгорания должно подаваться лазерное излучение, нагревающее распыленное жидкое рабочее тело (горючее).

Мы видим, что принципиальным отличием ЛРД от обычных РД является то, что в ЛРД рабочее тело одновременно не должно быть химическим топливом. Можно сказать, что в ЛРД «топливо» в виде энергии излучения непрерывно (в течение работы двигателя) подается извне, а не содержится на борту ЛА, как это происходит с обычными РД. Расположение источника энергии, нагревающей рабочее тело ракеты, вне ЛА принципиально отличает ЛРД и от развиваемых в последнее время электрореактивных двигателей, в которых источник электрической энергии находится на борту ЛА.

Подача «топлива» в виде энергии излучения извне делает ЛРД, с нашей точки зрения, особенно привлекательными при их использовании в воздушной атмосфере. Речь идет о создании лазерных воздушно-реактивных двигателей (ЛВРД), которые были бы предназначены для ускорения ЛА в пределах земной атмосферы и в которых единственным рабочим телом служил бы атмосферный воздух, эффективно нагреваемый лазерным излучением, посылаемым с Земли или другого ЛА⁸.

В настоящей статье излагаются физические идеи и явления, лежащие в основе работы двух конкретных вариантов ЛРД — ЛРД на твердом рабочем теле с испарительным механизмом тяги (гл. 2) и ЛВРД в пульсирующем (импульсно-периодическом) режиме работы с «взрывным» механизмом тяги (гл. 3). Нужно сказать, что степени разработки даже физических основ этих двух вариантов ЛРД в настоящее время существенно различны. Испарительный механизм реактивной отдачи, возникающей при облучении твердых мишеней, вне связи с проблемой создания ЛРД изучается уже более 10 лет (см. цит. выше работы). Основные, возникающие при этом физические явления достаточно хорошо изучены, и наша задача заключается в том, чтобы изложить под определенным углом зрения в принципе уже известные результаты и на этой основе установить фундаментальные характеристики ЛРД с испарительным механизмом тяги. Что же касается ЛВРД, то сама идея создания таких устройств начала обсуждаться лишь в самое последнее время^{7, 8} на основе новых физических результатов, полученных при изучении взаимодействия импульсного излучения CO_2 -лазеров с твердыми мишенями, помещенными в газовую атмосферу^{7, 9-16}. Поэтому наше изложение физических основ ЛВРД в значительной мере будет носить оригинальный характер.

В заключении (гл. 4) подводятся итоги проведенного рассмотрения и представлены перспективы практического развития ЛРД.

2. ЛРД НА ТВЕРДОМ РАБОЧЕМ ТЕЛЕ С ИСПАРИТЕЛЬНЫМ МЕХАНИЗМОМ ТЯГИ

а) Физические основы явления развитого испарения твердых тел под действием излучения

Если на поверхность непрозрачного твердого тела (мишени) падает поток электромагнитного излучения, то при достаточно высоких значениях плотности этого потока (интенсивности) наступает процесс так называемого развитого поверхностного испарения мишени. Качественно говоря, этот процесс характеризуется тем, что выделение энергии в поверхностном слое вещества мишени за счет поглощения в нем падающего излучения происходит настолько быстро, что он успевает испариться прежде, чем процесс теплопроводности и другие процессы теплоотдачи способны отвести от слоя выделившееся тепло. Таким образом, в режиме развитого испарения вся поглощаемая в мишени энергия излучения тра-

тится на ее испарение. При этом массовая плотность потока пара j с поверхности мишени определяется следующей формулой, вытекающей из закона сохранения энергии:

$$j = \frac{(1-R)I}{q}. \quad (2.1)$$

где I — интенсивность излучения на поверхности мишени, R — коэффициент отражения от этой поверхности, q — удельная (на единицу массы) теплота испарения вещества мишени (энергетическими затратами на нагрев поверхности мишени до температуры испарения и на энергию пара в формуле (2.1) пренебрегается, что в данном случае всегда допустимо).

С другой стороны, плотность потока пара j при заданных теплофизических свойствах вещества мишени и внешнем давлении p_e газа, в котором находится мишень, определяется температурой ее поверхности T . Если зависимость $j(T)$ известна, то соотношение (2.1) можно рассматривать как уравнение, определяющее установившуюся температуру поверхности T в зависимости от интенсивности I падающего на нее излучения в режиме развитого испарения, т. е. при $I > I_{исп}$, где $I_{исп}$ — пороговая интенсивность. Пороговое значение $I_{исп}$ зависит не только от теплофизических констант и внешнего давления p_e , но также, вообще говоря, и от соотношения геометрических размеров мишени с диаметром лазерного пучка d . Применительно к задаче ЛРД основной интерес представляет случай, когда диаметр пучка d близок к поперечному размеру мишени (пучок «накрывает» поверхность рабочего тела двигателя, обращенную к лазерному источнику; см. ниже рис. 1), а ее толщина l настолько велика, что за время установления $t_{уст}$ процесса развитого испарения вкладываемая в мишень энергия не успевает распространиться до противоположной поверхности т. е. $(\sqrt{\chi t_{уст}} + \mu^{-1}) \ll l$ (χ — температуропроводность вещества мишени, μ — коэффициент поглощения в нем излучения). Для массивных (непленочных) мишеней последнее условие обычно выполняется всегда. При указанных условиях процесс нагрева и испарения мишени является одномерным, а пороговое значение $I_{исп}$ не зависит от геометрических параметров (при этом, конечно, предполагается, что распределение интенсивности по сечению лазерного пучка — равномерное и теплоотдачей через боковую поверхность мишени можно пренебречь). Именно этот случай мы и будем рассматривать.

Пороговому значению $I_{исп}$ при непрерывном облучении мишени (т. е. при времени облучения $t \gg t_{уст}$), очевидно, соответствует минимальная при данном внешнем давлении p_e температура фазового перехода «конденсированное тело — пар», т. е. температура $T_{исп}$, определяемая из условия $p_s(T_{исп}) = p_e$, где $p_s(T)$ — давление насыщенного пара вещества мишени (предполагается, что вещество мишени является однокомпонентным и $p_e < p_{тр}$ — давление пара в критической точке). Если $p_e > p_{кр}$ — давление пара в тройной точке, то развитое испарение всегда происходит из жидкой фазы и температура $T_{исп} = T_{кип}(p_e)$ — температура кипения вещества мишени при данном внешнем давлении p_e . Если же $p_e < p_{тр}$, то вблизи порога развитое испарение происходит из твердой фазы (развитая сублимация) и температура $T_{исп} = T_{суб}(p_e)$ — температура сублимации при данном внешнем давлении p_e . Именно такая ситуация имеет место с графитом при атмосферном (и более низком) внешнем давлении, так как для него $p_{тр} \approx 110 \text{ атм}$ *).

*) Заметим, что при $p_e < p_{тр}$, но достаточно большом превышении порога $(I/I_{исп})$, когда $T(I) > T_{тр}$, развитое испарение все равно происходит из жидкой фазы.

Определение зависимости $j(T)$ при произвольных значениях внешнего давления p_e и температуры T представляет собою сложную газокинетическую задачу. Однако для наших целей она чрезвычайно облегчается тем, что уже при малых превышениях порога ($I > I_{\text{исп}}$, $T(I) > T_{\text{исп}}$) по причине очень резкой температурной зависимости давления $p_s(T) \propto \exp(-q_1/T)$ (q_1 — теплота испарения, рассчитанная на одну частицу) выполняется условие $p_s(T(I)) \gg p_e$. При этом плотность потока $j(T)$ мало отличается от плотности потока испарения в вакуум, которая при $T < T_{\text{кр}}$ — критическая температура вещества мишени — определяется известной формулой (см., например, ¹⁷, § 81)

$$j_{\text{вак}}(T) = (1-r)p_s(T) \sqrt{\frac{M}{2\pi T}}, \quad (2.2)$$

где $M = A/N_A$ — масса частиц (A — их атомный вес, N_A — число Авогадро), r — коэффициент их отражения от испаряющейся поверхности (для металлов $r \ll 1$); температура T здесь и всюду далее выражается в энергетических единицах. Как показано в работе ² (§ 41), в этом случае $j(T) = \alpha j_{\text{вак}}(T)$, где коэффициент α , учитывающий обратный поток испаренных частиц на мишень, зависит лишь от коэффициента отражения r , в принципе всегда меньше единицы, но численно близок к ней. Его минимальное значение, соответствующее максимальному обратному потоку (при $r \ll 1$), согласно ², равно 0,82.

По той же причине резкой температурной зависимости давления $p_s(T)$ представлением $j(T) = \alpha j_{\text{вак}}(T)$ со значением $\alpha \approx 1$ (соответствующим, строго говоря, условию $p_s(T) \gg p_e$), очевидно, можно воспользоваться и для оценки самой пороговой интенсивности $I_{\text{исп}}$. На основании (2.1) и (2.2) получаем

$$I_{\text{исп}} = \frac{q}{1-R} j(T_{\text{исп}}) = \alpha \frac{1-r}{1-R} q p_e \sqrt{\frac{M}{2\pi T_{\text{исп}}}} = \alpha \frac{1-r}{1-R} p_e \frac{q_1}{T_{\text{исп}}} \bar{v}_1; \quad (2.3)$$

здесь $q_1 = qM$, $\bar{v}_1 = \sqrt{T_{\text{исп}}/2\pi M} = \bar{v}/4$ (\bar{v} — средняя арифметическая скорость частиц пара при $T = T_{\text{исп}}$). Как сказано выше, температура $T_{\text{исп}}$ при $p_e > p_{\text{тр}}$ равна $T_{\text{кип}}(p_e)$, а при $p_e < p_{\text{тр}}$ равна $T_{\text{суб}}(p_e)$.

Оценим значения $T_{\text{исп}}$ для металлов и графита *) при $p_e = 1$ атм. Для металлов $p_{\text{тр}} < 1$ атм и поэтому для них $T_{\text{исп}} = T_{\text{кип}}^{(0)}$ — нормальная температура кипения; для большинства металлов (таких, как алюминий, медь, железо, молибден, вольфрам) скорость \bar{v}_1 лежит в интервале $(2-3) \cdot 10^4$ см/сек, а отношение $\eta = q_1/T_{\text{кип}}^{(0)}$ — в интервале 12—16 (для вольфрама 17,5) **). Для графита $T_{\text{исп}} = T_{\text{суб}}^{(0)} = 3770$ °К = $5,2 \cdot 10^{-20}$ дж — нормальная температура сублимации; при этом $\bar{v}_1 = 6,4 \cdot 10^4$ см/сек, а отношение $\eta = q_1/T_{\text{суб}}^{(0)} \approx 46$. Согласно этим данным и формуле (2.3) имеем: для металлов ($R \approx 0,7$) $I_{\text{исп}} \approx 10^5$ вт/см², для графита ($R \ll 1$) $I_{\text{исп}} \approx 3 \cdot 10^5$ вт/см².

Заметим, что пороговое значение $I_{\text{исп}}$, согласно (2.3), не зависит от теплопроводных свойств мишени. Этот факт является следствием одномерности процесса нагрева и испарения мишени. Однако даже в условиях одномерности время установления $t_{\text{уст}}$ режима развитого испарения,

*) И в дальнейшем численные оценки будут главным образом относиться к этим веществам по той причине, что для металлов имеется наибольшее количество экспериментальных данных, а графит представляется одним из наиболее перспективных рабочих тел ЛРД.

**) Постоянство отношения $\eta = q_1/T_{\text{кип}}^{(0)}$, как известно, носит общий характер (правило Трутона — Пикте), однако для металлов оно несколько превышает средний уровень $\eta = 10-11$.

вообще говоря, зависит от теплопроводности (для металлов и графита — всегда). Поэтому при наблюдении развитого испарения в случае импульсного облучения мишеней, когда, кроме условия $I > I_{\text{исп}}$, появляется еще одно необходимое условие наблюдения испарения — $t_{\text{уст}}/\tau < 1$ — пороговая интенсивность, вообще говоря, начинает зависеть от теплопроводности мишени. Здесь τ — длительность лазерного импульса (в опытах с твердотельными лазерами обычно $\tau \sim 10^{-3}$ сек или $3 \cdot 10^{-8}$ сек). Остановимся на этом вопросе подробнее.

Время $t_{\text{уст}}$ зависит как от интенсивности излучения I , так и от физических констант. В той области значений $t_{\text{уст}}$, где $t_{\text{уст}} \gg (\mu^2\chi)^{-1}$, очевидно, справедливо уравнение $(1 - R) I t_{\text{уст}} = \rho q \sqrt{\chi t_{\text{уст}}}$ (ρ — плотность вещества мишени). При $t_{\text{уст}} \ll (\mu^2\chi)^{-1}$ значения $t_{\text{уст}}$ удовлетворяют другому уравнению: $(1 - R) I t_{\text{уст}} = \rho q/\mu$. В результате для безразмерного времени установления $\theta_{\text{уст}} = t_{\text{уст}}\mu^2\chi$ получаем

$$\theta_{\text{уст}} = \begin{cases} z^2 & \text{при } z > 3, \\ z & \text{при } z \ll 1, \end{cases} \quad (2.4)$$

где $z = \mu\chi/u_{\text{исп}}$, $u_{\text{исп}} = (1 - R) I/\rho q = j/\rho$ — установившаяся скорость фронта испарения мишени. На опыте металлам и графиту соответствует случай $z > 3$, диэлектрикам, как правило, — обратный случай $z \ll 1$. Это видно из того, что для металлов и графита величина $\mu\chi \sim 3 \cdot 10^4 - 10^6$ см/сек; для типичных диэлектриков ($\mu \leq 10^2$ см⁻¹, $\chi \leq 10^{-3}$ см²/сек) величина $\mu\chi \leq 0,1$ см/сек, в то время как реализуемые на опыте скорости испарения $u_{\text{исп}}$ практически для всех веществ лежат в интервале $1 - 10^4$ см/сек в соответствии с изменением интенсивностей от $I \sim 10^5$ вт/см² до $I \sim 10^9$ вт/см² (заметим, что бóльшие значения интенсивности обычно приводят к оптическому пробое пара (лазерной искре в нем) и чистый режим испарения нарушается; см. ниже).

Таким образом, для металлов и графита (и вообще всех веществ, для которых $z > 3$) дополнительное условие наблюдения развитого испарения в импульсном режиме имеет вид $t_{\text{уст}}/\tau = z^2/\tau\mu^2\chi < 1$ или $I > \rho q \sqrt{\chi/\tau/(1 - R)}$. Вместе с основным условием $I > I_{\text{исп}}$ это дает следующее общее условие наблюдения развитого испарения в импульсном режиме: $I > \max [I_{\text{исп}}, \rho q \sqrt{\chi/\tau/(1 - R)}]$, которое в приближенной форме можно записать так:

$$I > I_{\text{исп}} + \frac{\rho q}{1 - R} \sqrt{\frac{\chi}{\tau}} \quad (\text{металлы, графит}). \quad (2.5a)$$

Для диэлектриков ($z \ll 1$) дополнительное условие принимает вид $t_{\text{уст}}/\tau = z/\tau\mu^2\chi < 1$ или $I > \rho q/(1 - R)\mu$, а общее условие соответственно таково:

$$I > I_{\text{исп}} + \frac{\rho q}{1 - R} \frac{1}{\mu\tau} \quad (\text{диэлектрики}). \quad (2.5b)$$

Даже для длинных лазерных импульсов ($\tau \sim 10^{-3}$ сек) второй член в правых частях (2.5a), (2.5b) обычно существенно превосходит первый. Для металлов и графита он составляет примерно $(2-5) \cdot 10^6$ вт/см² (что хорошо согласуется с экспериментальными данными; см. ²⁻⁵).

Вернемся теперь к вопросу о температуре T поверхности мишени в установившемся режиме испарения. При $I = I_{\text{исп}}$ температура $T = T_{\text{исп}}(p_e) = T_{\text{кип}}(p_e)$ или $T_{\text{суб}}(p_e)$; при $I > I_{\text{исп}}$ она возрастает. Как указывалось выше, зависимость $T = T(I)$ может быть определена на основании соотношения (2.1) при подстановке в него $j = \alpha j_{\text{вак}}(T)$. Мы сейчас увидим, что пока температура $T(I)$ остается меньше критиче-

ской температуры вещества мишени $T_{кр}$, ее возрастание с увеличением I происходит весьма медленно по уже отмечавшейся причине резкой температурной зависимости давления $p_s(T)$ (см. (2.2)). В этом температурном интервале ($T_{исп} < T < T_{кр}$) на основании (2.1), (2.2) и соотношения (см. 4)

$$p_s(T) = p_e \exp\left(\frac{q_1}{T_{исп}(p_e)}\right) \exp\left(-\frac{q_1}{T}\right)$$

получаем

$$\frac{q_1}{T} = \frac{q_1}{T_{исп}} - \ln \frac{I}{I_{исп}} - \ln \sqrt{\frac{T}{T_{исп}}}. \quad (2.6)$$

Приближенное решение этого уравнения, соответствующее отбрасыванию последнего члена в правой части, имеет вид

$$T = \frac{T_{исп}}{1 - (T_{исп}/q_1) \ln(I/I_{исп})}, \quad T < T_{кр}. \quad (2.7)$$

Из этой формулы следует, что увеличение температуры всего в 1,6 раза (что при $T_{исп} = T_{кип}^{(0)}$ равносильно достижению примерно критической температуры $T_{кр} \approx 1,6 T_{кип}^{(0)}$ — правило Гульберга-Гюи) для металлов ($q_1/T_{исп} = 12-15$) соответствует превышениям порога $I/I_{исп} \approx (1-3) \cdot 10^2$. Для графита, согласно этой же формуле, превышение порога $I/I_{исп} = 10^2$ приводит к увеличению температуры всего в 1,1 раза, т. е. при $T_{исп} = T_{суб}^{(0)} = 3770$ °К к значению температуры $T \approx 4150$ °К ($\leq T_{тр} \approx 4200$ °К).

Таким образом, мы приходим к весьма важному (в особенности для проблемы ЛРД) выводу, что температура T поверхности мишени в режиме ее развитого испарения в широком интервале интенсивностей I падающего излучения практически не зависит от I и по существу определяется теплотой испарения вещества мишени q_1 . Для металлов в диапазоне интенсивностей излучения $10^5 - 3 \cdot 10^7$ *вт/см²* температура T лежит в интервале $T_{кип}^{(0)} \leq T \leq T_{кр} \approx 1,6 T_{кип}^{(0)}$; для графита при изменении интенсивности от $I \approx 3 \cdot 10^5$ *вт/см²* до $I \approx 3 \cdot 10^7$ *вт/см²* температура изменяется от $T \approx 3770$ °К до $T \approx 4150$ °К. Заметим, что применительно к ЛРД верхняя граница указанного диапазона интенсивностей ($3 \cdot 10^7$ *вт/см²*), по-видимому, существенно превышает реально возможные рабочие значения интенсивностей (даже с учетом самых оптимистических прогнозов на будущее развитие лазерной техники). Поэтому, говоря о ЛРД, следует скорее ориентироваться на интенсивности $I \sim 10^5-10^6$ *вт/см²* и, следовательно, на температуры, близкие к $T \approx T_{кип}^{(0)}$ (для графита на температуру, близкую к $T_{суб}^{(0)} \approx 3770$ °К).

С точки зрения проблемы ЛРД этот вывод первоначально обескураживает, поскольку становится непонятным преимущество лазерного источника энергии перед химическим: современные ракетные топлива позволяют получать в камере сгорания температуры газовой смеси $\sim 3000-4000$ °К, т. е. того же порядка, что получается при развитом испарении на поверхности рабочего тела с самыми высокими температурами кипения (сублимации). Однако преимущество в смысле температуры рабочего газа (пара) на самом деле есть. Оно обусловлено тем, что рабочая температура пара в ЛРД может быть существенно повышена в (2,5—4,5 раза) за счет того же потока лазерного излучения, который осуществляет испарение мишени. Рассмотрим этот важный вопрос более подробно.

Струя пара, текущая от мишени, пронизывается лазерным излучением, падающим на мишень. Оказывается, что существует определенный интервал интенсивностей излучения I (ширина его зависит от длины волны излучения; см. ниже), для которого такая картина процесса испарения

является устойчивой, т. е. пар в результате взаимодействия с излучением не переходит в состояние сильнопоглощающей плазмы, и существенной экранировки мишени от падающего излучения не происходит. Однако это не означает, что при этом температура пара остается равной (или близкой) к температуре T испаряющейся поверхности. Наоборот, устойчивому состоянию как раз соответствует указанное выше возрастание температуры пара за счет его взаимодействия с излучением. При определенной конструкции ЛРД именно эта более высокая температура может соответствовать рабочей температуре пара (см. п. б) гл. 2).

Для того чтобы определить возможный нагрев струи пара излучением, необходимо обратиться к представлениям гидродинамики горения, обусловленного взаимодействием движущегося газа с электромагнитным (в частности, оптическим) излучением. Так же как и в процессах обычного горения, вызываемого выделением химической энергии, здесь возможны дозвуковой («медленное горение») и сверхзвуковой («детонация») режимы распространения «оптических разрядов». Первые представления о таких процессах были заложены в работах ¹⁸ («световая детонация») и ¹⁹ («медленное горение светового луча»). В настоящее время эта область гидродинамики получила широкое развитие (см. ²⁰).

Будем считать, что поверхность мишени плоская. Не принимая сначала во внимание возможность взаимодействия падающего на мишень излучения с парами, рассмотрим характер их течения в области с линейными размерами порядка диаметра d лазерного пучка (а применительно к задаче ЛРД порядка поперечного размера рабочего тела ракеты; см. выше и рис. 1), примыкающей к поверхности мишени. В этой области влиянием внешнего давления при $p_e \ll 1$ атм обычно можно пренебречь (см. ниже). С точки зрения кинетического рассмотрения эта область отделена от поверхности испаряющейся мишени тонким «кнудсеновским» слоем (с толщиной порядка нескольких длин свободного пробега частиц пара), за которым формируется собственно гидродинамическое течение пара. С точки зрения гидродинамического рассмотрения граница этого слоя представляет собою поверхность слабого разрыва, за которым начинается нестационарная волна разрежения пара (см., например, ²¹, § 92). На самой поверхности разрыва скорость течения всегда равна местной скорости звука $c_0 = \sqrt{\gamma T_0/M}$ (γ — постоянная адиабаты Пуассона для пара), его температура $T_0 = \beta_1 T$, давление $p_0 = \beta_2 p_s(T)$, где T — температура поверхности мишени, β_1 и β_2 — меньшие единицы коэффициенты, зависящие от обратного потока испаренных частиц на мишень. Кинетический расчет этих коэффициентов при $r \ll 1$ (например, металлы) дает значения $\beta_1 \approx 0,65$ и $\beta_2 \approx 0,2$ (см. ², § 4).

Время установления (после начала испарения) всех гидродинамических параметров в рассматриваемой области течения паров определяется условием $t \gg d/c_0$. При этом в слое с толщиной $x \ll d$, непосредственно примыкающем к мишени (x — расстояние по нормали от поверхности мишени), течение паров с большой точностью является плоским одномерным течением, и поэтому установившиеся значения гидродинамических параметров не зависят от координаты x , и, в частности, установившаяся скорость течения в этом слое $u_1 = c_0$. Вне этого слоя начинается боковое расширение струи пара, и поэтому установившиеся значения его плотности ρ_1 , давления p_1 и температуры T_1 монотонно спадают с возрастанием координаты x , а скорость течения $u_1 = u_1(x)$ монотонно возрастает от значения $(u_1)_{\min} = u_1(0) = c_0$; очевидно, что во всех точках этой области течение пара сверхзвуковое ($u_1(x) > c_1(x) = \sqrt{\gamma T_1(x)/M}$). Хотя при $x \ll d$ боковое расширение струи пара и невелико, названные величины ρ_1 , p_1 , T_1 и u_1 могут измениться в несколько раз. Так, при увеличении

диаметра струи на 30% плотность одноатомного пара ($\gamma = 5/3$) падает примерно в 3 раза, температура в 2,1 раза, давление в 6,2 раза, а скорость возрастает в 1,7 раза (расширение предполагается адиабатическим). Но даже при столь значительном уменьшении давления оно обычно все еще остается ббльшим атмосферного давления $p_e = 1$ атм, поскольку $p_1 = p_0/6,2 \approx 0,2p_s(T)/6,2 \approx 0,034p_s(T)$ и $p_s(T) \gg 10^2$ атм. Это означает, что влиянием внешнего давления на течение паров в области $x \ll d$ обычно можно пренебречь (если речь не идет об опытах с повышенным внешним давлением p_e).

Теперь нам необходимо учесть возможность взаимодействия между струей пара и пронизывающим ее излучением лазерного пучка, падающим нормально на поверхность мишени. При рассматриваемых температурах пара $T_n \sim T_{\text{кип}}^{(0)}$, соответствующих однократной ионизации его атомов, поглощение оптического излучения в нем обусловлено фотоэлектрическим и тормозным эффектами и коэффициент поглощения μ_n определяется формулой Крамерса — Унзольда (см., например, ²², гл. V, § 6)

$$\mu_n = \mu_0 e^{-\tilde{\Delta}/T}, \quad \mu_0 = \frac{8\pi}{3} \frac{e^6 N T_n}{\sqrt{3} \hbar c (\hbar\omega)^3}, \quad (2.8)$$

где N — плотность атомов в паре, $\hbar\omega$ — энергия фотона, c — скорость света, $\tilde{\Delta} = \Delta - \hbar\omega$, Δ — энергия однократной ионизации атомов пара. Вблизи самой поверхности мишени, где пар еще совсем не испытывает расширения ($x \ll d$), имеем $N = j/Mc_0 = (1 - R) I/q_1 c_0$, $T_n = T_0 = \beta_1 T_n$ и, следовательно,

$$N T_n = \beta_1 \frac{1 - R}{\eta} \frac{I}{c_0}.$$

Отсюда для металлов и графита ($(1 - R)/\eta \approx 2 \cdot 10^{-2}$, $c_0 = \sqrt{\beta_1 \gamma T/M} \approx (5 - 10) \cdot 10^4$ см/сек) при $I \approx 10^6$ вт/см² получаем оценку $N T_n \approx 0,15 - 0,3$ дж/см³, и предэкспоненциальный фактор μ_0 в формуле (2.8) при $\hbar\omega \approx 1$ эв всегда оказывается порядка 10^3 см⁻¹. Однако, поскольку в рассматриваемой области температур T_n и энергий фотонов ($\hbar\omega \sim 1$ эв) отношение $\tilde{\Delta}/T_{\text{исп}} \gg 1$, коэффициент поглощения пара μ_n оказывается весьма малым (например, при типичном значении $\tilde{\Delta}/T_n \approx 30$ коэффициент $\mu_n \sim 10^{-10}$ см⁻¹). Эта оценка, казалось бы, указывает на то, что пар, образующийся при развитом испарении мишеней, настолько прозрачен, что ни о каком его нагреве излучением не может быть и речи (тем более, что при удалении от поверхности мишени температура и плотность пара в результате его расширения понижаются). Однако это не так: «холодная» струя пара, текущая от мишени навстречу падающему излучению, может «загореться» устойчивым оптическим разрядом аналогично тому, как горит холодная струя газовой горелки. При этом температура пара за фронтом горения возрастает.

Действительно, предположим, что в рассматриваемой области течения пара ($x \ll d$) на некотором расстоянии от поверхности мишени по какой-либо причине (например, за счет внешнего источника аналогично пламени спички при поджигании газовой горелки) возникает поперечный слой с повышенной температурой, обладающий оптической толщиной $\theta = \int \mu_n dx$. Существование такой оптической толщины, очевидно, эквивалентно тому, что в этом слое происходит выделение энергии с удельной теплотворной способностью

$$Q = \frac{(1 + R e^{-\theta})(1 - e^{-\theta})}{j} I_0 = \frac{1 + R e^{-\theta}}{1 - R} (e^{\theta} - 1) q; \quad (2.9)$$

здесь использована формула (2.1), в которую подставлено $I = I_0 e^{-\theta}$, где I_0 — интенсивность излучения, падающего на рассматриваемый слой со стороны лазерного источника; использовано также, что боковое расширение струи незначительно, и поэтому плотность потока пара j меняется мало. Если удельная теплота Q недостаточно велика, так что скорость возникающей при этом детонационной (точнее, светодетонационной) волны v_D (относительно пара) оказывается меньше скорости u_1 натекающей на слой струи, то такой слой не сможет поддерживаться за счет излучения — струя пара его «сдувает». Если же $u_D > u_1$, то слой с повышенной температурой пара благодаря поглощению в нем энергии излучения начинает расширяться в обе стороны, пока его положение не станет устойчивым — в струе пара возникает стационарный оптический разряд. Граница устойчивого разряда, обращенная к лазерному источнику, всегда располагается там, где начинается быстрый трехмерный разлет пара, т. е. на расстоянии $x \sim d$ от поверхности мишени. Установившиеся значения ширины разряда Δx и температуры пара в нем T_2 (и тем самым оптической толщины $\theta \approx \mu_{\text{п}}(T_2) \Delta x$) определяются условиями того, что удельная теплота $Q = Q(T_2, \Delta x)$, задаваемая соотношением (2.9), такова, что, во-первых, скорость детонационной волны равна скорости $u_1 = u_1(x)$ натекающего на разряд «холодного» пара, т. е. *)

$$u_1(x) = v_D(Q), \tag{2.10a}$$

и, во-вторых, скорость газа за фронтом детонации $u_2(Q)$ равна скорости звука $c_2 = \sqrt{\gamma T_2 / M}$ (условие Чепмена — Жуге), т. е.

$$T_2 = \frac{M}{\gamma} u_2^2(Q). \tag{2.10б}$$

Механизм обратной связи, обеспечивающий устойчивость оптического разряда в данном случае, заключается в том, что при случайном повышении оптической толщины разряда над ее установившимся значением θ уменьшается интенсивность излучения $I = I_0 e^{-\theta}$ на поверхности мишени, что в свою очередь ведет к уменьшению плотности потока пара j (см. (2.1)) и его начальной температуры $T_0 = \beta_1 T$ (см. (2.7)), и, следовательно, к уменьшению коэффициента поглощения $\mu_{\text{п}}$, т. е. оптической толщины. Наоборот, при уменьшении θ плотность пара и его температура T_0 возрастают, коэффициент поглощения $\mu_{\text{п}}$ также возрастает и оптическая толщина возвращается к своему стационарному значению.

Для того чтобы на основании уравнений (2.10а) и (2.10б) можно было действительно определить как температуру разряда T_2 , так и его ширину Δx , необходимо знать зависимость скорости u_1 от координаты x . Определение такой зависимости представляет собою самостоятельную гидродинамическую задачу. Если, однако, интересоваться только температурой разряда T_2 , то в решении такой задачи нет большой необходимости, поскольку, как мы сейчас увидим, T_2 зависит от Δx лишь логарифмически, и поэтому с достаточной точностью можно положить $\Delta x \approx d$. При этом уравнение (2.10а) вообще становится излишним. Что же касается уравнения (2.10б), то оно опять же с логарифмической точностью может быть значительно упрощено, если в нем положить $u_2 = \gamma \sqrt{2(\gamma - 1)Q/(\gamma + 1)}$,

*) Заметим, что существование оптического разряда никак не влияет на распределение по x гидродинамических параметров пара (в частности, скорости $u_1(x)$) перед его фронтом, так как течение сверхзвуковое ($u_1 > c_1$).

т. е. всегда считать детонационную волну сильной *). При этом, согласно (2.9), для установившегося значения оптической толщины приближенно имеем

$$\theta = \frac{\gamma+1}{2\gamma(\gamma-1)} \frac{1-R}{1+R} \frac{\tilde{\Delta}}{q_1} \frac{T_2}{\Lambda} \left[1 - \frac{\gamma+1}{4\gamma(\gamma-1)} \left(\frac{1-R}{1+R} \right)^2 \frac{\tilde{\Delta}}{q_1} \frac{T_2}{\Lambda} \right], \quad (2.11)$$

а температура T_2 , согласно (2.8), определяется из уравнения $\tilde{\Delta}/T_2 = \ln(\theta_0/\theta)$, где $\theta_0 = \mu_0 \Delta x \approx \mu_0 d$. Приближенное решение этого уравнения имеет вид

$$T_2 = \tilde{\Delta}/\Lambda, \quad \Lambda = \ln \left\{ \frac{2\gamma(\gamma-1)}{\gamma+1} \frac{1+R}{1-R} \frac{q_1}{\tilde{\Delta}} \theta_0 \ln \left[\frac{2\gamma(\gamma-1)}{\gamma+1} \frac{1+R}{1-R} \frac{q_1}{\tilde{\Delta}} \theta_0 \right] \right\}. \quad (2.12)$$

Значение логарифма Λ практически не зависит от теплофизических свойств вещества мишени и интенсивности I падающего излучения и всегда близко к 10 (при $\theta_0 = \mu_0 d \sim 10^3 - 10^4$ значения Λ лежат в интервале 9—11).

Таким образом, в то время как установившаяся температура T испаряющейся поверхности мишени по существу всегда определяется теплотой ее испарения q_1 (см. (2.7)), установившаяся температура пара $T_{\text{п}} = T_2$ вблизи поверхности ($x \lesssim d$) по существу всегда определяется энергией ионизации его частиц Δ (уменьшенной на энергию фотона $\hbar\omega$) и в большинстве случаев значительно превосходит температуру поверхности T . Нагретый факел паров отделен от более холодной поверхности мишени слоем сверхзвукового течения «холодного» пара. Оптическая толщина θ этого факела, согласно (2.11) и (2.12), всегда $\sim \Lambda^{-1}$, т. е. остается малой по сравнению с единицей. Это означает, что существенной экранировки мишени не происходит.

Убедимся в том, что для металлов (за исключением таких тугоплавких, как вольфрам и молибден) и графита температура пара T_2 превосходит температуру мишени в 2,5—4,5 раза. Для этого представим (2.12) в виде $T_2/T_{\text{исп}} = (\tilde{\Delta}/q_1)(q_1/T_{\text{исп}})/\Lambda$. Для металлов (за исключением указанных) и оптического излучения ($\hbar\omega \approx 1$ эв) отношение $\tilde{\Delta}/q_1 = 2 - 3$, в то время как отношение $\eta = q_1/T_{\text{кип}}^{(0)} \approx 12 - 15$; отсюда получаем $T_2/T_{\text{кип}}^{(0)} \approx 2,5 - 4,5$. Для графита отношение $\tilde{\Delta}/q_1 \approx 0,65$, но зато $q_1/T_{\text{суб}}^{(0)} \approx 46$, и поэтому $T_2/T_{\text{суб}}^{(0)} \approx 3$, а сама температура пара $T_2 \approx 12\,000$ °К. Для вольфрама и молибдена соответственно $\tilde{\Delta}/q_1 \approx 0,75$, $q_1/T_{\text{кип}}^{(0)} \approx 17,5$ и $\tilde{\Delta}/q_1 \approx 0,9$, $q_1/T_{\text{кип}}^{(0)} \approx 15,5$; в результате для них $T_2/T_{\text{кип}}^{(0)} \approx 1,3$, т. е. температура T_2 , если и превышает температуру поверхности T , то незначительно.

Факт стационарного нагрева паров излучением был впервые отмечен в работах ^{4, 23}. Непосредственное (спектроскопическое) измерение температуры T_2 при квазинепрерывном облучении ($\tau \sim 10^{-3}$ сек, $\lambda = 1,06$ мкм, $I \sim 10^7$ вт/см²) впервые было выполнено в работе ²⁴ (для висмута и алюминия). Данные этих измерений хорошо согласуются со сделанными выше теоретическими выводами о нагреве паров. Эти эксперименты также показали, что возникновение оптического разряда в парах возникает спонтанно, т. е. развивается в результате флуктуационного механизма.

* В общем случае скорость газа за фронтом детонационной волны равна (см. ²¹, § 120)

$$u_2 = \gamma \sqrt{\frac{2(\gamma-1)Q}{\gamma+1}} \left(\frac{\gamma-1}{2\gamma} + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \sqrt{1 + \frac{2c_1^2}{(\gamma^2-1)Q}} \right)$$

($c_1 = \sqrt{\gamma T_1/M}$ — скорость звука перед фронтом). В случае сильной волны, когда $(\gamma^2 - 1)Q \gg c_1^2$, отсюда получается используемая в тексте формула для u_2 . При $(\gamma^2 - 1)Q \sim c_1^2$ эта формула определяет u_2 лишь по порядку величины, что, как следует из дальнейшего, вполне достаточно для определения T_2 . Случай $(\gamma^2 - 1)Q \ll c_1^2$ в установившемся режиме исключен, так как при этом скорость детонационной волны $v_D \approx c_1 < u_1$.

Для проблемы ЛРД это обстоятельство является важным. Какое значение для этой проблемы имеет сам факт стационарного нагрева паров, станет ясно из нашего дальнейшего рассмотрения (см. п. 6) гл. 2).

Описанная выше картина развитого испарения со стационарным нагревом паров вблизи поверхности мишени ($x \leq d$) оказывается справедливой лишь до тех пор, пока интенсивность излучения не слишком велика и в паре не развивается электронная лавина, т. е. не возникает «лазерная искра» (см. ²⁰). Для испарительного механизма тяги этого эффекта, очевидно, следует избегать, поскольку он приводит к сильной плазменной экранировке мишени (рабочего тела) от падающего излучения и прекращению ее испарения*). Соответственно при непрерывном облучении испарение мишени становится пульсирующим и мощность лазерного пучка используется неэффективно.

Следовательно, чистый режим испарения (т. е. не прерываемый лазерными искрами в парах) может реализовываться только в тех случаях, когда интенсивность падающего на мишень излучения I оказывается лежащей в интервале $I_{исп} < I < I_{лав}$, где $I_{лав}$ — порог развития в паре электронной лавины (искры). В видимом и ближнем ИК диапазонах такой чистый режим обычно легко может быть реализован. Это обусловлено тем, что в этих диапазонах значение $I_{лав}$, как правило, на несколько порядков величины превышает значение $I_{исп}$. Последнее обстоятельство подтверждается экспериментальными данными и легко может быть объяснено следующими теоретическими оценками. Для развития электронной лавины в паре необходимо (см. ²⁰), чтобы скорость увеличения энергии свободных электронов в паре за счет обратного тормозного эффекта $(\delta\epsilon/\delta t)_E = 4\pi e^2 I v_{эфф} / mc\omega^2$ (e, m — заряд и масса электрона, $v_{эфф}$ — эффективная частота соударений электронов с частицами пара, определяемая транспортным сечением рассеяния**) во всяком случае превышала максимальную скорость энергетических потерь электронов за счет их упругих соударений с частицами пара $(\delta\epsilon/\delta t)_{упр} \approx (2m/M) v_{эфф} \Delta$. Отсюда получаем нижнюю границу на пороговую интенсивность $I_{лав}$:

$$I_{лав} > 6 \cdot 10^9 \frac{A \Delta (эв)}{\lambda^2 (мкм) A} (вт/см^2), \quad (2.13)$$

где A — атомный вес, $\lambda = 2\pi c/\omega$ — длина волны излучения. Для большинства простых веществ (в частности, металлов) отношение $\Delta (эв)/A > 0,03$ (для графита 0,09). Поэтому при $\lambda \approx 1$ мкм значение $I_{лав} > 2 \cdot 10^8$ вт/см², в то время как порог развитого испарения $I_{исп} \sim 10^6 - 10^8$ вт/см² (см. выше).

Что касается дальнего ИК диапазона (в частности, излучения СО₂-лазеров с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм), то здесь пороги испарения $I_{исп}$ и электронной лавины $I_{лав}$ могут настолько сблизиться, что практическая реализация чистого режима испарения становится затруднительной или вообще невозможной (подробнее см. ¹² и гл. 3 статьи).

Таким образом, испарительный механизм тяги (в непрерывном режиме облучения) можно эффективно реализовать только в видимом и ближнем ИК диапазонах, где можно практически легко избежать оптического пробоя (искры) в паре***). К рассмотрению основных характеристик этого механизма тяги мы сейчас и переходим.

*) Если мишень находится в воздухе, то искра может инициировать в нем светодетонационную волну, распространяющуюся навстречу лазерному пучку (см. ¹²).

**) Используемое выше выражение для $(\delta\epsilon/\delta t)_E$ справедливо при $\omega^2 \gg v_{эфф}$, что применительно к рассматриваемой нами задаче справедливо вплоть до дальнего ИК диапазона.

***) Хотя формально и в ближнем УФ диапазоне энергии фотонов $\hbar\omega < \Delta$ и одно-квантовый фотоэффект в паре еще невозможен.

б) Основные характеристики испарительного механизма реактивной тяги

Далее рассматривается два типа мишеней-сопел: плоская мишень и плоская мишень с расширяющимся насадком (рис. 1). Первый тип мишени (см. рис. 1, а), очевидно, можно рассматривать как предельный случай сопла Лаваля с максимальным недорасширением; второй тип

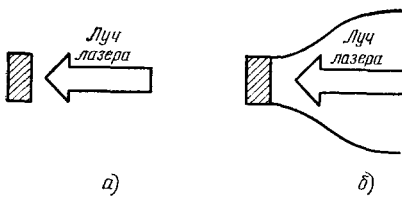


Рис. 1.

(см. рис. 1, б) — как обычное сопло Лаваля, которое мы далее будем полагать расчетным*). Для обоих типов мишеней-сопел сила тяги F в установившемся режиме выражается известной формулой

$$F = G_0 u_e; \quad (2.14)$$

здесь $G_0 = Sj = S(1 - R) I_0 e^{-\theta/q}$ — расход рабочего тела (S — площадь мишени, равная площади лазерного пучка); использована формула (2.1); u_e — скорость истечения пара на срезе сопла. Для случая плоской мишени без насадка $u_e = c_0 = \sqrt{\gamma T_0/M} = \sqrt{\beta_1 \gamma T/M}$, т. е. определяется температурой T поверхности мишени (см. п. а)); догрев паров излучением в области $x \ll d$, таким образом, не влияет на скорость u_e , а следовательно, и на силу тяги F . Использовать такой догрев для увеличения силы тяги позволяет расширяющийся насадок. Вершина насадка, расположенная за фронтом детонационной волны (на расстоянии $x \approx d$ от поверхности мишени), соответствует критическому сечению сопла. В этом сечении скорость течения пара равна местной скорости звука $c_2 = \sqrt{\gamma T_2/M}$ (условие Чепмена — Жуге). За этим сечением начинается быстрый адиабатический разлет пара в расширяющийся насадок. Скорость пара u_e на срезе расчетного сопла, где давление равно внешнему давлению газа (воздуха) p_e , определяется известным соотношением, вытекающим из уравнений Бернулли и адиабаты Пуассона (см., например, ²⁵):

$$u_e = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} c_2 \sqrt{1 - \frac{2}{\gamma+1} \left(\frac{p_e}{p_2}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}}, \quad (2.15)$$

где p_2 — давление пара в критическом сечении (за фронтом детонационной волны при $x \approx d$). Поскольку боковое расширение паров в области $x \ll d$ мало, то из закона сохранения потока импульса следует, что давление $p_2 \approx p_0 = \beta_2 p_s(T)$ (см. п. а)), или, пользуясь соотношением $j(T) = \alpha j_{\text{вак}}(T)$ и формулами (2.1) и (2.2), получаем

$$p_2 = \frac{2\pi\beta_2}{\alpha} \frac{1-R}{1-r} \frac{I_0 e^{-\theta}}{q} \bar{v}_1(T), \quad \bar{v}_1(T) = \sqrt{\frac{T}{2\pi M}}. \quad (2.16)$$

Обозначим значения скорости u_e для мишеней без насадка и с насадком соответственно через $(u_e)_I$ и $(u_e)_{II}$. Для их отношения имеем

$$\frac{(u_e)_{II}}{(u_e)_I} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\beta_1(\gamma-1)}} \sqrt{\frac{T_2}{T}} \sqrt{1 - \frac{2}{\gamma+1} \left(\frac{p_e}{p_2}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}}. \quad (2.17a)$$

В случае одноатомного пара ($\gamma = 5/3$) при нагреве $T_2/T \approx 3$ получаем (полагаем $\beta_1 \approx 0,65$)

$$\frac{(u_e)_{II}}{(u_e)_I} \approx 4,3 \left[1 - \frac{3}{4} \left(\frac{p_e}{p_2}\right)^{2/5}\right]^{1/2}. \quad (2.17b)$$

*) Относительно основных понятий и терминологии теории реактивных двигателей см., например, ²⁵.

В типичных экспериментальных условиях ($I_0 \approx 3 \cdot 10^6 \text{ вт/см}^2$, $q \approx 10^4 \text{ дж/г}$), согласно (2.16) и опытным данным, давление $p_2 \approx 10\text{--}30 \text{ атм}$. Полагая далее для оценок $p_2 = 20 \text{ атм}$, при $p_e = 1 \text{ атм}$ получаем $(u_e)_{II}/(u_e)_I \approx \approx 3,8$, при $p_e = 0,1 \text{ атм}$ это отношение равно $\approx 4,1$.

Таким образом, использование насадка с расчетным режимом истечения должно приводить (при прочих равных условиях) к увеличению силы тяги F примерно в четыре раза. Скорость истечения пара $(u_e)_{II}$ может оцениваться по формуле $(u_e)_{II} \approx 4 \sqrt{\beta_1 \gamma T/M} \approx \sqrt{16\beta_1 \gamma q/\eta}$, причем для металлов ($\eta = 12\text{--}15$) $\sqrt{16\beta_1 \gamma/\eta} \approx 1$, и поэтому $(u_e)_{II} \approx \sqrt{q}$, а для графита ($\eta \approx 46$) $\sqrt{16\beta_1 \gamma/\eta} \approx 1/\sqrt{3}$, и поэтому $(u_e)_{II} \approx \sqrt{q/3} \approx 6 \text{ км/сек}$ ($q \approx 1,2 \cdot 10^5 \text{ дж/г}$).

Одной из важнейших характеристик ЛРД, определяющих перспективность их создания и использования, является цена тяги, равная отношению мощности лазерного пучка $P_0 = SI_0$, необходимой для создания заданной силы тяги F . На основании (2.14) для этой характеристики имеем

$$\frac{P_0}{F} = \frac{e^0}{1-R} \frac{q}{u_e}. \quad (2.18)$$

Отсюда видно, что расчетный насадок уменьшает цену тяги примерно в четыре раза. Поскольку во всех случаях можно приближенно считать, что $u_e \propto \sqrt{q}$, из (2.18) видно, что $P_0/F \propto \sqrt{q}$.

Это означает, что для получения минимальной цены тяги необходимо в качестве рабочих тел выбирать легкоиспаряющиеся вещества. Полагая в (2.18) $u_e = (u_e)_{II} \approx \sqrt{q}$ и $e^0/(1-R) \approx 2$ (например, висмут), получаем следующую оценочную формулу:

$$\frac{P_0}{F} \approx 0,6 \sqrt{q} \text{ (квт/кг)},$$

где q выражено в дж/г . При значениях $q \approx 10^3 \text{ дж/г}$ цена тяги (P_0/F) $\approx \approx 20 \text{ квт/кг}$. Это значение цены тяги, соответствующее сравнительно легкоиспаряющимся веществам, оказывается того же порядка величины, что в настоящее время достигнуто в лучших вариантах электрореактивных двигателей, и несколько меньше тех значений, которые получаются в оптимальных условиях для обычных РД с химическим топливом, если под величиной P_0 понимать тепловую мощность, выделяющуюся в камере сгорания (см. ²⁵, табл. на стр. 126).

Для графита ($(u_e)_{II} \approx \sqrt{q/3}$, $e^0/(1-R) \approx 1$) формула (2.18) дает $(P_0/F) \approx 190 \text{ квт/кг}$.

Легкоиспаряющиеся вещества, выгодные с точки зрения цены тяги, оказываются, наоборот, невыгодными с точки зрения другой важной характеристики реактивных двигателей — удельной тяги $F_{уд}$, равной отношению силы тяги F к весовому расходу рабочего тела gG (g — ускорение силы тяжести). Согласно (2.14) $F_{уд} = F/gG = u_e/g$ и, следовательно, имеет такую же зависимость от удельной теплоты испарения, как и цена тяги: $F_{уд} \propto \sqrt{q}$.

Таким образом, для получения максимальной удельной тяги необходимо выбирать трудноиспаряющиеся вещества. Одним из них является графит, для которого $q \approx 1,2 \cdot 10^5 \text{ дж/г}$ и $(u_e)_{II} \approx \sqrt{q/3} \approx 6 \text{ км/сек}$, что превышает максимальную скорость истечения для наиболее эффективного двухкомпонентного химического топлива «кислород-водород» ($u_{\max} = 5,2 \text{ км/сек}$). Удельная тяга при этом составляет $F_{уд} \approx 600 \text{ сек}$, что превышает удельные тяги, получающиеся для РД с обычным химическим топливом (например, в 2 раза ракеты-носителя «Восток» и в 2,2 раза

ракеты-носителя «Сатурн-5»), но меньше удельных тяг, достигнутых в современных электрореактивных двигателях.

Наконец, рассмотрим еще одну характеристику ЛРД с испарительным механизмом тяги — тяговый к. п. д. η_F , определяющий эффективность преобразования потока лазерной энергии в полезный (тяговый) поток кинетической энергии пара:

$$\eta_F = \frac{Gu_e^2}{2P_0} = \frac{1-R}{2e^{\theta}} \frac{u_e^2}{q}. \quad (2.19)$$

Как видно из формулы, коэффициент η_F вообще не зависит от удельной теплоты испарения и для ЛРД с насадком составляет 20—30%.

Приведенные оценочные значения характеристик P_0/F , F/gG и η_F применительно к ЛРД с насадком для ЛРД без насадка соответственно ухудшаются: для P_0/F (увеличиваются) и F/gG (уменьшаются) примерно в 4 раза, для η_F (уменьшаются) примерно в 15 раз. Именно с этими «ухудшенными» значениями следует сравнивать известные экспериментальные данные, которые все относятся к плоским мишеням (см. ^{2, 4, 5, 7}). Эти данные по P_0/F и F/gG довольно хорошо согласуются с приведенными выше оценками.

3. ЛАЗЕРНЫЙ ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ

Для реализации основной идеи ЛВРД — использовать лазерное излучение для нагрева поступающего в двигатель атмосферного воздуха — необходимо, чтобы интенсивность излучения в области нагрева была бы достаточно велика и воздух обладал бы значительным (нелинейным) поглощением с эффективной длиной пробега фотонов, не превышающей размеров области нагрева. С другой стороны, в самом лазерном пучке, распространяющемся через атмосферу, интенсивность, наоборот, должна быть ниже порога нелинейного поглощения. Это, в частности, означает, что ЛВРД непременно должен включать в себя устройство, фокусирующее лазерный пучок.

Необходимый высокий уровень поглощения лазерного излучения внутри области нагрева может быть реализован только за счет образования и самоподдержания в течение всего времени облучения оптического разряда в воздухе, находящемся в этой области. Существует несколько режимов самоподдержания оптических разрядов в газах ²⁰, но не все из них могут быть использованы для эффективной и устойчивой работы ЛВРД. Мы рассмотрим лишь один конкретный вариант ЛВРД, исследованный нами как теоретически, так и экспериментально ⁸. Физические основы этих исследований были заложены в наших более ранних работах ^{9, 12}, посвященных изучению низкорогового пробоя газов вблизи твердых мишеней излучением CO_2 -лазеров.

В рассматриваемом варианте ЛВРД работает в пульсирующем (импульсно-периодическом) режиме в соответствии с таким же характером лазерных посылок. Каждый импульс излучения без существенного поглощения проходит через атмосферу и попадает на параболическую отражающую поверхность, которая находится в хвостовой части ЛА и жестко связана с ним. Импульсная интенсивность излучения, падающего на отражающую поверхность, должна быть недостаточной, чтобы вызывать ее разрушение (в частности, испарение), но достаточной для того, чтобы в ее фокальной области превышался порог оптического пробоя находящегося там воздуха. Для выполнения этого основного условия практически наиболее целесообразно использовать CO_2 -лазеры (или другие, работающие в дальнем ИК диапазоне, если таковые будут созданы

с необходимым уровнем средней мощности и достаточно большим к. п. д.). Это обусловлено тем, что в дальнем ИК диапазоне порог пробоя воздуха (и вообще газов) может быть существенно снижен путем помещения в фокальную область вспомогательной твердой мишени, инициирующей низкороговой пробой^{9, 12}. При атмосферном давлении порог пробоя воздуха на длине волны $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ при длительностях импульса $\tau \sim 10^{-5} - 10^{-6} \text{ сек}$ при этом снижается до значений $10^6 - 10^7 \text{ вт/см}^2$, т. е. на 2—3 порядка по сравнению со случаем чистого воздуха в отсутствие мишени. Физическое объяснение этого эффекта дано в работе¹². Суть дела сводится к тому, что первоначально пробой (электронная лавина) развивается в плотном паре, возникающем около поверхности мишени в результате ее испарения (точнее, испарения ее поверхностного слоя, который по своему физико-химическому составу может существенно отличаться от вещества самой мишени) под действием «головной» части лазерного импульса. При этом выделенность излучения CO_2 -лазера (и вообще длинноволнового излучения) уже подчеркивалась в п. а) гл. 2, когда шла речь об оптическом пробое (образовании искры) в паре. Согласно (2.13) нижняя граница на пороговую интенсивность $I_{\text{лав}}$ при $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ имеет вид $I_{\text{лав}} > 5,4 \cdot 10^7 \Delta \text{ (эв)/А (вт/см}^2\text{)}$. Как показано в¹², для атомарного пара эта нижняя граница оказывается близкой к истинному значению порога его пробоя, которое в свою очередь обычно оказывается близким к порогу самого испарения мишени (см. п. а) гл. 2).

В результате пробоя (искры) в паре область сильного поглощения быстро расширяется на окружающий воздух (за счет его нагрева и ионизации) и, таким образом, в фокальной области возникает оптический пробой воздуха, т. е. взрыв, в котором выделяется большая часть энергии лазерного импульса. Взрыв в фокальной области возбуждает в окружающем ее холодном воздухе ударную волну, которая при своем распространении оказывает давление на отражающую поверхность, служащую, таким образом, одновременно и приемником давления. Если к приходу последующего лазерного импульса область внутри отражающей поверхности успевает заполняться холодным воздухом с исходными параметрами, то в результате импульсно-периодического облучения должна возникнуть последовательность ударных волн со средней силой давления (тяги) $F_{\text{ср}} = J/\tau_1$, где J — полный механический импульс, передаваемый ЛА одной ударной волной, τ_1 — период следования импульсов излучения.

Остановимся на вопросе о выборе оптимальных длительностей лазерного импульса τ и периода следования τ_1 . Длительность импульса τ , с одной стороны, должна быть настолько велика, чтобы за это время успел развиваться оптический пробой воздуха и большая часть энергий лазерного импульса E поглотилась в плазме пробоя. Время развития пробоя при интенсивностях излучения CO_2 -лазера $I \sim 10^7 \text{ вт/см}^2$ составляет $\sim 10^{-6} \text{ сек}$ (см. ¹²). Следовательно, необходимо, чтобы выполнялось условие $\tau \gtrsim 10^{-6} \text{ сек}$. С другой стороны, τ должно быть достаточно малым, чтобы за это время фронт ударной волны не успел слишком сильно удалиться от центра взрыва, т. е. должно быть $\tau \ll R/v_{\text{ув}}$, где R — фокусное расстояние отражателя, $v_{\text{ув}}$ — скорость ударной волны в воздухе, которая зависит от энерговклада во взрыв E_1 : $v_{\text{ув}} \sim (E_1/\rho R^3)^{1/2}$ (ρ — плотность холодного воздуха). Таким образом, необходимо $\tau \ll (\rho R^5/E_1)^{1/2}$. Ниже будет показан, что в оптимальных условиях работы ЛВРД отношение $R/(E_1/p_e)^{1/2} \lesssim 1/2$ (p_e — внешнее давление воздуха). Отсюда получаем окончательную оценку для длительности импульса сверху

$$\tau \ll \frac{\rho^{1/2} E_1^{1/3}}{2^{5/2} p_e^{5/6}} \quad (3.1)$$

На основании (3.1) при $p_e = 1$ атм имеем оценки: при $E_1 \sim 1$ дж $\tau \ll 10^{-5}$ сек, т. е. $\tau_{\text{опт}} \sim 10^{-6}$ сек, при $E_1 \sim 10^3$ дж $\tau_1 \ll 10^{-4}$ сек, т. е. $\tau_{\text{опт}}$ лежит в интервале $10^{-5} - 10^{-6}$ сек.

Период следования лазерных импульсов τ_1 , с одной стороны, должен превышать время заполнения пространства внутри «отражателя-приемника давления» холодным воздухом с необходимыми исходными параметрами, равное по порядку величины D/c_v , где D — характерный размер отражателя, c_v — скорость звука в холодном воздухе. При $D \approx 30$ см получаем условие $\tau_1 > 10^{-3}$ сек. С другой стороны, в практических системах частота следования импульсов $1/\tau_1$ должна быть достаточно велика, чтобы обеспечить необходимую среднюю мощность лазерного пучка $P_{\text{ср}} = (\tau/\tau_1) SI_0$. Для числовых оценок можно полагать, что оптимальная скважность $\tau_1/\tau \sim 3 \cdot 10^2$ (при частоте следования $1/\tau_1 \approx 300$ гц длительность импульсов $\tau \approx 10^{-5}$ сек) и средняя мощность $P_{\text{ср}}$ составляет 0,3% от импульсной мощности SI_0 .

Обратимся теперь к более сложному вопросу об оптимальном расположении центра взрыва, т. е. области фокуса относительно поверхности «отражателя-приемника давления». Рассмотрим сначала этот вопрос в качественной форме. Согласно общим представлениям средняя сила тяги $F_{\text{ср}} = G_{\text{ср}}u$, где $G_{\text{ср}}$ — средний за период расход воздуха, u — некоторая эффективная скорость истечения нагретого воздуха. Пока можно пренебречь противодействием окружающего воздуха, имеем $G_{\text{ср}} \sim \rho R^3/\tau_1$, $u \sim v_{\text{ув}} \sim \sqrt{E_1/\rho R^3}$. Отсюда получаем

$$F_{\text{ср}} \sim \frac{\rho R^3}{\tau_1} \left(\frac{E_1}{\rho R^3} \right)^{1/2} = \left(\frac{\rho}{p_e} \right)^{1/2} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{3/2} P_{\text{ср}}, \quad (3.2)$$

где $P_{\text{ср}} = E_1/\tau_1$, $R_0 = (E_1/p_e)^{1/3}$ — динамическая характерная длина. Из (3.2) видно, что цена тяги $P_{\text{ср}}/F_{\text{ср}} \propto (R/R_0)^{-3/2}$, т. е. уменьшается с возрастанием параметра R/R_0 . Однако эта формула справедлива лишь при условии $R/R_0 \ll 1$, когда противодействие действительно не существенно. При $R/R_0 > 1$ оно становится существенным, ударная волна приходит на приемник давления ослабленной и цена тяги начинает снова возрастать. При $R/R_0 \sim 1$ должен наблюдаться минимум, что соответствует оптимальному (по силе тяги) режиму работы ЛВРД.

Более строгое рассмотрение с учетом противодействия может быть проведено на основании теории точечного взрыва. Полный импульс давления J , передаваемый ударной волной осесимметричной поверхности (при расположении центра взрыва на ее оси), на основании анализа размерностей может быть представлен в форме (см. ²⁶, стр. 279)

$$J = \sqrt{\frac{\rho E_1}{R}} D^2 f\left(\frac{R}{D}; \frac{R}{R_0}\right); \quad (3.3)$$

здесь E_1 — энергия, выделяемая в центре взрыва; применительно к нашей задаче $E_1 = \alpha E$, где E — энергия лазерного импульса, α — эффективность энерговыклада, определяемая экспериментально. Наши опыты показали (см. ниже рис. 3), что при достаточно больших значениях E величина α стремится к единице. Далее, ρ — плотность холодного воздуха в пространстве, примыкающем к внутренней стороне поверхности; эта плотность может, вообще говоря, не совпадать с внешней плотностью воздуха ρ_e ; R — расстояние центра взрыва от вершины поверхности, применительно к нашей задаче — фокусное расстояние параболического отражателя; D — характерный поперечный размер поверхности, в нашем случае — диаметр параболоида; f — безразмерная функция геометрического параметра R/D и динамического параметра R/R_0 .

На основании (3.3) можно получить общее выражение для цены тяги $P_{\text{ср}}/F_{\text{ср}}$. Предполагая, что эффективность энерговклада близка к единице, т. е. полагая $E_1 \approx E$, получаем

$$\frac{P_{\text{ср}}}{F_{\text{ср}}} \approx \frac{E_1}{J} = \frac{c_b \sqrt{\rho_e/\rho}}{(R/R_0)^{3/2} f_1 (R/D; R/R_0)}, \quad (3.4)$$

где $c_b = \sqrt{\gamma p_e/\rho_e}$ — скорость звука в воздухе; безразмерная функция $f_1 = \sqrt{\gamma} f/(R/D)^2$. Из формулы (3.4) видны условия динамического подобия для цены тяги в ЛВРД:

$$\frac{R}{D} = \text{const}, \quad \frac{R}{(E_1/P_e)^{1/3}} = \text{const}. \quad (3.5)$$

При наличии геометрического подобия ($R/D = \text{const}$) эти условия выполняются, если энерговклад за импульс $E = \text{const } p_e R^3$.

Зависимость функций f и f_1 от отношения R/R_0 характеризует влияние противодействия окружающего воздуха; оно тем больше, чем больше значение R/R_0 . Поэтому при заданном значении параметра R/D и возрастании R/R_0 функции f и f_1 монотонно убывают. Отсюда и из формулы (3.4) следует, что цена тяги $P_{\text{ср}}/F_{\text{ср}}$ при некотором оптимальном значении $(R/R_0)_{\text{опт}}$ имеет минимум; оптимальное значение $(R/R_0)_{\text{опт}}$ и соответствующее ему значение минимальной цены тяги зависят от отношения R/D . Приблизненно эта зависимость может быть получена из следующих соображений.

Условие оптимальности, очевидно, эквивалентно условию расчетного сопла, т. е. в данном случае условию того, что давление в максимально удаленных от фокуса точках «отражателя-приемника давления» в течение подавляющей части времени остается равным внешнему давлению p_e . Из данных численных расчетов по точечному взрыву с учетом противодействия (см. ²⁶, стр. 273—274) сформулированное условие оптимальности приближенно можно записать

$$\frac{R_{\text{max}}}{R_0} \approx \frac{1}{2} \quad \text{или} \quad \left(\frac{R}{R_0}\right)_{\text{опт}} \approx \frac{r^{1/2}}{R_{\text{max}}/R}, \quad (3.6)$$

где R_{max} — максимальное расстояние точек поверхности от фокуса. Для осесимметричных поверхностей отношение R_{max}/R всегда выражается через геометрический параметр R/D . При выполнении (3.6) давление на фронте ударной волны $p_{\text{ув}} \approx 3p_e$, в то время как давление за фронтом ударной волны быстро устанавливается на уровне примерно $0,35p_{\text{ув}} \approx p_e$, т. е. на уровне внешнего давления.

Для интересующего нас случая параболической поверхности $R_{\text{max}} = R + L = R [1 + (D^2/16R^2)]$ (L — длина параболоида), и на основании (3.6) получаем

$$\left(\frac{R}{R_0}\right)_{\text{опт}} \approx \frac{1/2}{1 + (D/4R)^2}. \quad (3.7)$$

Отсюда видно, что $(R/R_0)_{\text{опт}} \lesssim 1/2$, что и было использовано нами при получении условия (3.1).

В тех случаях, когда динамическая длина R_0 задана (т. е. заданы энерговклад E_1 и внешнее давление p_e), оптимальное отношение $(R/R_0)_{\text{опт}}$ соответствует оптимальному фокусному расстоянию $R_{\text{опт}}$. Формула (3.7) при этом позволяет определить $R_{\text{опт}}$ в зависимости от диаметра D , если в ней положить $R = R_{\text{опт}}$. Решая такое уравнение, получаем

$$R_{\text{опт}} \approx \frac{R_0}{4} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{D}{R_0}\right)^2} \right]. \quad (3.8)$$

Отсюда, во-первых, видно, что при заданном R_0 оптимум (т. е. «расчетное сопло») существует только в интервале диаметров $0 \leq D \leq R_0$. Из (3.8) также видно, что соответствующая оптимальному фокусу длина параболоида $L_{\text{опт}} = D^2/16R_{\text{опт}} \geq R_{\text{опт}}$ (знак равенства при $D = D_{\text{max}} = R_0$). Это означает, что при заданном R_0 оптимальный фокус всегда лежит внутри «параболоида-приемника давления» (или на его среде при $D = D_{\text{max}} = R_0$).

Заметим еще, что из факта существования максимального расчетного диаметра $D_{\text{max}} = R_0$ следует, что минимальная импульсная интенсивность на апертуре расчетного отражателя равна (полагаем $\alpha = 1$)

$$I = \frac{4E}{\pi D_{\text{max}}^2} = \frac{4p_e^{2/3} E^{1/3}}{\pi \tau} \approx 2,7 \cdot 10^4 E^{1/3} \text{ (вт/см}^2\text{)}. \quad (3.9)$$

Последнее равенство относится к случаю $\tau = 10^{-5}$ сек, $p_e = 1$ атм, E выражено в джоулях. Если принять, что максимально допустимая на поверхности отражателя интенсивность I равна 10^6 вт/см², то согласно (3.9) максимальная энергия лазерного импульса E , для которой еще может быть использован расчетный «отражатель-приемник давления», оказывается равной примерно 50 кдж; при этом $D_{\text{max}} = (E/p_e)^{1/3} \approx 80$ см.

Использованный выше способ получения приближенной зависимости оптимального отношения $(R/R_0)_{\text{опт}}$ от геометрического параметра R/D не дает возможности определить соответствующее значение минимальной цены тяги ($P_{\text{ср}}/F_{\text{ср}}$). Эта задача может быть решена только на основании знания функции $f_1(R/D; R/R_0)$, входящей в формулу (3.4). Теоретическое определение этой функции представляет собою сложную задачу, которая может быть решена только численным способом. Заметим также, что, определяя условия получения минимальной цены тяги, мы совсем не учитывали зависимости сопротивления воздуха от геометрической формы ЛА. При оптимизации полной силы, действующей на ЛА, такой учет, очевидно, необходим.

В целях определения абсолютных значений цены тяги ($P_{\text{ср}}/F_{\text{ср}}$) для различных значений параметра R/R_0 нами были выполнены эксперименты*). Использовался импульсный СО₂-лазер с длительностью импульса

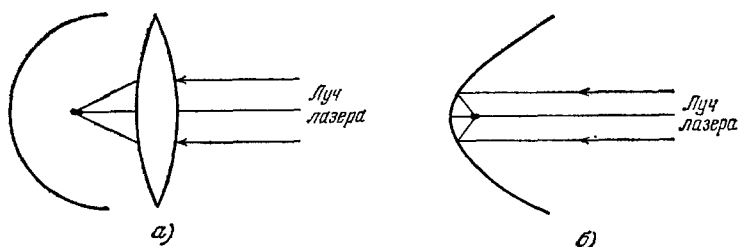


Рис. 2.

$\tau \sim 10^{-6}$ сек. В первой серии опытов приемниками давления служили полусферы, диаметры D которых варьировались от 4 до 15 см. Излучение фокусировалось линзой примерно в центр кривизны полусферы (см. рис. 2, а). Энергия в лазерных импульсах при этом также варьировалась и достигала значений $E \approx 50$ дж. Во всех случаях пробой воздуха в фокусе возникал без использования каких-либо инициирующих его приспособлений.

*) Эти эксперименты проводились под руководством А. И. Барчукова и авторов настоящей статьи коллективом сотрудников во главе с В. И. Коновым: А. А. Любимым, Н. И. Чаплиевым, В. П. Агеевым, А. С. Силенком, Г. П. Кузьминым и Н. Н. Коновым.

Прежде всего в этой серии опытов измерялась эффективность энерго-вклада $\alpha = E_1/E$. Для этого при помощи двух графитовых калориметров измерялась энергия E , падающая на фокусирующую линзу, и энергия E_T , прошедшая через плазму пробоя (полусфера при этом удалялась за пределы лазерного пучка). Значения эффективности $\alpha = (E - E_T)/E$ в зависимости от E представлены на рис. 3. Видно, что с повышением падающей энергии E эффективность α растет и при максимальных, используемых в наших экспериментах энергиях ($E \approx 50$ дж) достигает примерно 75%.

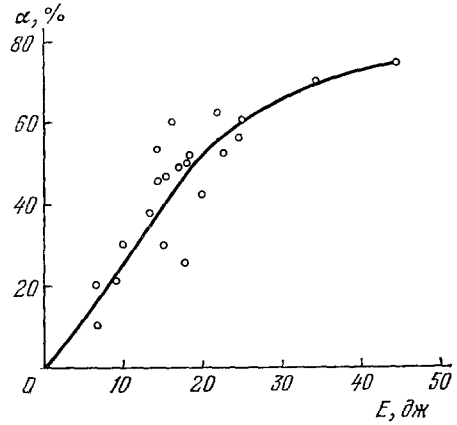


Рис. 3.

Полный механический импульс J , передаваемый поверхности (приемнику давления) ударной волной оптического пробоя, измерялся по отклонению баллистического маятника, «чечевицей» которой служит сама полусфера. На рис. 4, а пред-

ставлены многочисленные экспериментальные данные, полученные для величины J/E_1 (обратной цены тяги) в зависимости от динамического параметра R/R_0 , где $R = D/2$ — радиус полусферы.

Как и следовало ожидать из теоретических представлений (см. выше), при некотором значении $R/R_0 = (R/R_0)_{\text{опт}}$ величина J/E_1 имеет максимум (цена тяги $P_{\text{ср}}/F_{\text{ср}}$ —

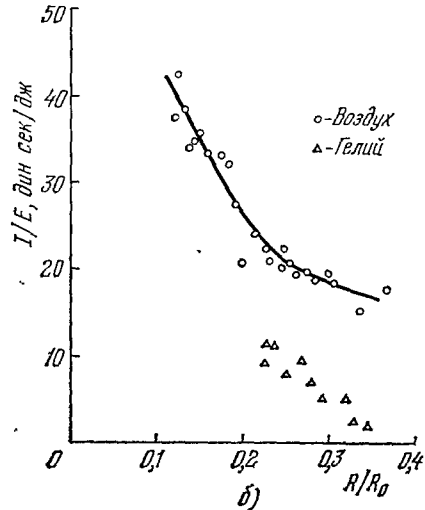
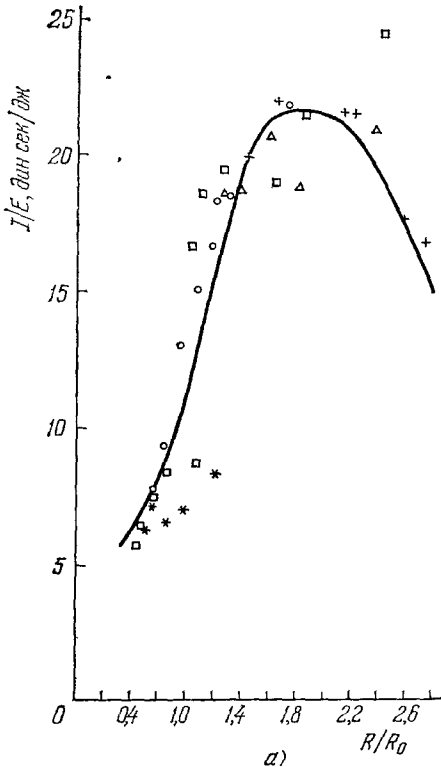


Рис. 4.

минимум). В наших опытах с полусферой $(R/R_0)_{\text{опт}} \approx 1,5$; при этом $(J/E_1)_{\text{мах}} \approx 20$ дин·сек/дж, что соответствует минимальному значению цены тяги $P_{\text{ср}}/F_{\text{ср}} \approx 50$ кгт/кгГ.

Во второй серии опытов приемником давления служила параболическая поверхность с геометрическим параметром $R/D = 1/7$, которая одновременно являлась и фокусирующим элементом (линза не использовалась; см. рис. 2, б). Оптический пробой газа (опыты проводились в воздухе и гелии) также всегда возникал без использования иницирующих приспособлений. Импульс давления J измерялся аналогичным образом. Эффективность энерговыклада α в этих опытах не измерялась.

На рис. 4, б представлены экспериментальные результаты для величины J/E в зависимости от параметра R/R_0 (воздух и гелий). Согласно (3.7) при $R/D = 1/7$ оптимальное значение $(R/R_0)_{\text{опт}}$ для воздуха равно примерно 0,1. В опытах нам удалось достичь именно этого значения R/R_0 , и при этом величина J/E все еще возрастает. По-видимому, следует считать, что экспериментальное значение $J/E \approx 45$ *дин·сек/дж*, получаемое при $(R/R_0) \approx 0,1$ для воздуха, близко к своему максимальному значению. Соответствующее минимальное значение цены тяги $P_{\text{ср}}/F_{\text{ср}}$ при этом составляет примерно 22 *квт/кГ*, т. е. оказывается близким к тем значениям цены тяги, которые получаются в испарительном механизме при использовании легкоиспаряющихся рабочих тел ($q \approx 10^3$ *дж/г*; см. п. а) гл. 2), а также в лучших вариантах электрореактивных двигателей.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Идея использования лазерного источника энергии, расположенного вне ускоряемого аппарата, для создания реактивной тяги пока находится на уровне научной проработки в лабораторных условиях. Приведет ли она в будущем к созданию реальных ЛРД, с полной определенностью сказать трудно. Это в первую очередь зависит от будущих успехов лазерной техники высоких мощностей. Сделаем оценки необходимых мощностей лазеров, пользуясь приведенными выше результатами относительно основных характеристик ЛРД.

Рассмотрим сначала ЛРД с испарительным механизмом тяги и оценим величину удельной лазерной мощности, т. е. мощности P_0 , необходимой для разгона конечной массы аппарата M_k до конечной скорости V_k . Длина активного участка траектории ЛА, на котором происходит работа ЛРД, ограничивается расходимостью лазерного пучка. При самых оптимистических прогнозах относительно минимальной расходимости мощных лазерных пучков в атмосфере, по-видимому, нельзя рассчитывать на углы расходимости, меньшие 10^{-5} *рад*. При этом максимальная длина активного участка H_{max} не превышает 100 км (при диаметре мишени-сопла $D \sim 1$ м). Это в свою очередь означает, что для разгона ЛА с помощью ЛРД до заданной конечной скорости V_k необходимо реализовать достаточно большие ускорения на всем активном участке, включая начальный. Основным интерес, по-видимому, представляет тот случай, когда начальное ускорение $a_0 = F/M_0 \gg g$ (M_0 — стартовая масса ЛА). Это условие мы в дальнейшем будем предполагать выполненным.

На основании формулы (2.19) и формулы Циолковского

$$\frac{M_0}{M_k} = e^{V_k/u_e} \quad (4.1)$$

для удельной мощности получаем

$$\frac{P_0}{M_k} = \frac{a_0 u_e}{2\eta_F} e^{V_k/u_e} = \frac{a_k u_e}{2\eta_F}, \quad (4.2)$$

где $a_k = a_0 \exp(V_k/u_e)$ — конечное ускорение (сила тяги предполагается постоянной). Отсюда видно, что при заданных значениях начального ускорения a_0 и тягового к. п. д. η_F удельная мощность минимальна при скоро-

сти истечения $u_e = V_k$. Поскольку скорость u_e зависит от удельной теплоты испарения q , мы приходим к выводу, что для достижения заданной конечной скорости V_k при минимальной удельной мощности P_0/M_k рабочее тело ЛРД должно обладать определенной удельной теплотой испарения q . При использовании расчетного насадка, когда $u_e \approx \sqrt{q}$, оптимальная теплота испарения $q_{\text{опт}} \approx V_k^2$. Таким образом, если речь идет о выводе ЛА на орбиту ИСЗ, когда $V_k \gtrsim 8$ км/сек, оптимальное значение теплоты испарения $q_{\text{опт}} \gtrsim 10^5$ дж/г, т. е. необходимы очень трудноиспаряющиеся материалы. Даже графит, для которого $u_e \approx \sqrt{q/3} \approx 6$ км/сек, не является в этом смысле вполне оптимальным материалом (но близок к нему).

Из формулы (4.2) также видно, что удельная мощность P_0/M_k тем больше, чем больше конечное ускорение a_k . Вблизи оптимума, когда отношение скоростей V_k/u_e мало отличается от единицы, начальное a_0 и конечное a_k ускорения могут отличаться лишь в несколько раз, и поэтому для оценки можно положить $a_k \sim V_k^2/H_{\text{max}}$. При $V_k \gtrsim 8$ км/сек и $H_{\text{max}} \gtrsim 100$ км это дает $a_k \gtrsim 100g$; при этом удельная мощность для графита ($u_e \approx 6$ км/сек, $\eta_F \approx 0,3$) составляет $P_0/M_k \gtrsim 10^4$ вт/г.

Следовательно, для вывода на орбиту ИСЗ аппарата с конечной массой $M_k = 100$ кг необходимо испарить $M_0 - M_k = M_k (e^{V_k/u_e} - 1) \approx \approx 300$ кг графита лазерным пучком с мощностью $P_0 \gtrsim 10^9$ вт в течение $t \sim V_k/a_k \sim 10$ сек. Создание стационарной лазерной установки с такой мощностью позволило бы решить проблему многократного использования мощных энергетических установок, обеспечивающих вывод на орбиту легких искусственных спутников Земли. Однако сама возможность реализации такого «суперлазера» в настоящее время представляется весьма проблематичной.

Задача существенно упрощается, если речь идет о разгоне меньших конечных масс M_k до меньших скоростей V_k и с меньшими ускорениями. Например, при $M_k = 25$ кг, $V_k = 1$ км/сек, $a_0 = 25g$ использование рабочего тела с теплотой испарения $q_{\text{опт}} \approx 10^3$ дж/г требует лазерной мощности $P_0 \approx 10^7$ вт; при этом масса «топлива» составляет 43 кг, а время разгона (работы лазера) $t \approx 3$ сек. Такие мощности, по-видимому, могут быть реализованы в ближайшем будущем, например, на основе CO_2 - или CO -лазера. Вместе с тем сама задача о быстром разгоне сравнительно легких тел в пределах земной атмосферы при помощи ЛРД, по-видимому, технически более просто может быть решена на основе ЛВРД.

Основное преимущество ЛВРД перед всеми другими РД заключается в том, что в них рабочим телом является только атмосферный воздух и поэтому конечная масса ЛА M_k совпадает с ее стартовой M_0 . Кроме того, из-за простоты самого принципа работы ЛВРД (мы имеем в виду рассмотренный в статье импульсно-периодический вариант ЛВРД) можно надеяться, что конструктивно удастся приблизить полезную массу ЛА к ее полной массе M_0 . В результате при сравнительно малых тягах $F_{\text{ср}} \sim \sim 1000$ кг можно рассчитывать на получение больших начальных ускорений ЛА (например, несколько десятков g). Согласно нашим данным для получения тяг ~ 1000 кг необходимы те же средние мощности лазера $P_{\text{ср}} \sim 10^7$ вт, что и в ЛРД с испарительным механизмом. Заметим, что при $P_{\text{ср}} = 10^7$ вт и частоте лазерных посылок $1/\tau_1 \approx 300$ гц энергия в одном лазерном импульсе $E \approx 30$ кдж; при этом, согласно нашим данным, максимальный диаметр расчетного отражателя $D_{\text{max}} \approx 70$ см.

Авторы благодарны Б. В. Бункину, А. И. Барчукову и В. И. Конову за обсуждение различных вопросов по настоящей статье.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Аскарьян, Е. М. Мороз, ЖЭТФ 43, 2318 (1962).
2. С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко, Действие излучения большой мощности на металлы, М., «Наука», 1970.
3. Ю. В. Афанасьев, О. Н. Крохин, Тр. ФИАН СССР 52, 118 (1970).
4. В. А. Батанов, Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров, ЖЭТФ 63, 586 (1972); IEEE J. Quantum Electron. QE-9, 503 (1973).
5. Дж. Рэди, Действие мощного лазерного излучения, М., «Мир», 1974.
6. A. R. Kantrowitz, Aeronaut. and Astronaut. 9, 35 (1971); 10, 74 (1972).
7. A. N. Pirri, M. J. Monsler, P. E. Nebolsine, AIAA J. 12, 1254 (1974).
8. А. И. Барчуков, Ф. В. Бункин, В. И. Конов, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 23, 237 (1976).
9. А. И. Барчуков, Ф. В. Бункин, В. И. Конов, А. М. Прохоров, ibid. 17, 413 (1973).
10. A. N. Pirri, R. Schlier, D. Northam, Appl. Phys. Lett. 21, 79 (1972).
11. J. E. Lowder, D. E. Lencioni, T. W. Hilton, R. J. Hull, J. Appl. Phys. 44, 2759 (1973).
12. А. И. Барчуков, Ф. В. Бункин, В. И. Конов, А. А. Любин, ЖЭТФ 66, 965 (1974).
13. А. И. Барчуков, Ф. В. Бункин, Н. В. Карлов, В. И. Конов, Г. П. Кузьмин, в кн. Тезисы докладов VII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, Ташкент, 1974.
14. J. E. Lowder, L. C. Pettingill, Appl. Phys. Lett. 24, 204 (1974).
15. J. F. Ready, ibid. 25, 558.
16. S. A. Metz, L. R. Hettche, R. L. Stegman, J. T. Schriempf, J. Appl. Phys. 46, 1634 (1975).
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, М., «Наука», 1964.
18. S. A. Ramsden, P. Savic, Nature 203, 1217 (1964).
19. Ф. В. Бункин, В. И. Конов, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров, Письма ЖЭТФ 9, 609, 1969.
20. Ю. П. Райзер, Лазерная искра и распространение разрядов, М., «Наука», 1974.
21. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, М., Гостехиздат, 1954.
22. Я. Б. Зелдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., «Наука», 1966.
23. В. А. Батанов, Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров, Письма ЖЭТФ 11, 113 (1970); ЖЭТФ 63, 1240 (1972).
24. В. А. Батанов, В. А. Богатырев, Н. К. Суходрев, В. Б. Федоров, ЖЭТФ 64, 825 (1973).
25. Л. И. Седов, Механика сплошной среды, т. 2, М., «Наука», 1970.
26. Л. И. Седов, Методы подобия и размерности в механике, М., «Наука», 1967.