

07

©1993 г.

ИМПУЛЬСНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА ЛАЗЕРНЫХ АКТИВНЫХ СРЕД С ПОМОЩЬЮ ПИРОТЕХНИЧЕСКИХ СОСТАВОВ

В. В. Тарасенко

Введение

Оптическая накачка лазерных активных сред (ЛАС) с использованием традиционных электрических импульсных ламп является сегодня обычным способом получения инверсной населенности для многих типов лазеров [1]. Список существующих газонаполненных ламп достаточно широк и во многом удовлетворяет требованиям, предъявляемым к источникам оптической накачки [2]. Однако неустранимым недостатком этих источников накачки ЛАС в некоторых применениях могут служить присутствующие им массогабаритные характеристики, тем более что трудно ожидать их снижения на пути эволюции технических решений.

Возможность существенного понижения массогабаритных параметров следует искать, по-видимому, в разработке принципиально иных, не электрических ламп.

Известны импульсные источники света, в которых используются экзотермические химические реакции: одноразовые лампы-вспышки [3,4] с металлической фольгой или проволокой, сгорающей в кислороде или фторе, а также магниевые фотовспышки, в которых смесь металлического горючего и богатой кислородом соли быстро сгорает при инициировании искрой или взрывается под действием детонационного импульса, так называемые фотобомбы [5]. Существуют также светодетонационные преобразователи энергии — лампы, наполненные инертным газом и дающие вспышку под воздействием ударной волны, создаваемой взрывчатым веществом [6].

В [7-9] описаны обнадеживающие результаты применения пиротехнических составов для накачки твердотельных ЛАС, однако прекращение дальнейших публикаций по этой тематике в открытой печати отнюдь не способствовало полноценному развитию исследований в данном направлении.

В настоящей работе приводятся некоторые результаты теоретического рассмотрения существа проблемы применения пиротехнических составов для импульсивной накачки ЛАС, позволяющие более обоснованно искать технические решения на этом пути и прогнозировать результаты экспериментов. Полученные оценки применимы к двум принципиально различным конструктивным решениям: 1) одноразовые системы, в которых пиросмесь размещается в осветителе, как это было сделано в работах Каминского и сотрудников; 2) метательные многоразовые системы, где пиросостав помещается в сменяемом патроне, а светящиеся продукты сгорания-metaются через прозрачную трубку (аналог прямой фотолитической лампы), установленную в осветителе вместе с ЛАС. Последняя конструкция представляется наиболее перспективной в тех случаях, где необходимы легкие лазерные излучатели с относительно небольшим ресурсом работы, например на летательных аппаратах или в полевых условиях.

Энергетические характеристики пиросмесей

Очевидно, что пиротехнические составы, которые могут быть использованы в качестве источников излучения накачки ЛАС, должны не только выделять в ходе реакции максимальное количество энергии, но и иметь тугоплавкие и высококипящие продукты, поскольку именно присутствие в пламенах твердых и жидких частиц обуславливает яркое свечение пламен. В табл. 1 приведены значения теплотворной способности ряда пиросоставов при стехиометрическом соотношении компонентов [10], а табл. 2 иллюстрирует тепловые свойства продуктов [11].

Эти данные свидетельствуют, что наиболее подходящими топливами являются алюминий, титан и цирконий и, может быть, их сплавы. Что касается окислителей, то, естественно, они должны содержать максимум кислорода (соединения фтора мы здесь не рассматриваем) легко его отдавать, требуя минимума тепла на свое разложение.

Свойства обычно применяемых окислителей представлены в табл. 3, заимствованной из [12], откуда следует, что наиболее приемлем перхлорат калия, так как составы на основе хлората калия и металлического горючего чрезвычайно опасны.

Таблица 1. Теплотворная способность пиросмесей

Горючее	Окислитель	Теплотворная способность, кДж/г
Бор и алюминий	PbCrO ₄	2.1-2.5
Дымный порох	KNO ₃	2.5-2.9
Сплав циркония с никелем	KClO ₄	4.2-4.6
Бор	Ba(NO ₃) ₂	5.4-5.8
Zr+Ni+B+Al	KClO ₄	6.3-6.7
Zr*	KClO ₄	7.78
Mg	(C ₂ F ₄) _n	9.2
Al	KClO ₄	9.6-10.4

* Для циркония данные взяты из другого источника.

Таблица 2. Температура плавления и кипения продуктов

Реакция	$T_{\text{плавл}}, \text{K}$	$T_{\text{кип}}, \text{K}$
$\text{Mg} + 0.5\text{O}_2 \rightarrow \text{MgO}$	3073	3873
$\text{Ba} + 0.5\text{O}_2 \rightarrow \text{BaO}$	2196	3000
$\text{Al} + 1.5\text{O}_2 \rightarrow \text{Al}_2\text{O}_3$	2319	2953
$\text{Ti} + \text{O}_2 \rightarrow \text{TiO}_2$	2128	3200
$\text{Zr} + \text{O}_2 \rightarrow \text{ZrO}_2$	2963	4573

Таблица 3. Свойства окислителей

Окислитель	Уравнение реакции	Теплота разложения, ккал/моль	Активность кислорода, %
KClO_3	$2\text{KClO}_3 = 2\text{KCl} + 3\text{O}_2$	+10	39
KClO_4	$\text{KClO}_4 = \text{KCl} + 2\text{O}_2$	+1.2	46
NaNO_3	$2\text{NaNO}_3 = \text{Na}_2\text{O} + \text{N}_2 + 2.5\text{O}_2$	-121	47
KNO_3	$2\text{KNO}_3 = \text{K}_2\text{O} + \text{N}_2 + 2.5\text{O}_2$	-151	40
$\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$	$\text{Ba}(\text{NO}_3)_2 = \text{BaO} + \text{N}_2 + 2.5\text{O}_2$	-104	30
BaO_2	$\text{BaO}_2 = \text{BaO} + 0.5\text{O}_2$	-17	9

Приведенные данные позволяют сделать вывод, что масса пиросоства порядка 1 г может обеспечить энерговыделение ~ 10 кДж, что при температуре продуктов около 4300 К должно давать в видимой области спектра не менее 30% от полной энергии — величину, достаточную для накачки небольших твердотельных активных элементов, которые работают с традиционными лампами. Возникает вопрос о возможности обеспечить необходимый темп накачки при использовании пироламп, а это, как будет показано в следующем разделе, требует выполнения специальных требований.

Кинетика импульсной пиротехнической накачки

Для теоретической оценки температуры излучающего тела, энергии и мощности излучения накачки рассмотрим кинетику остывания продуктов экзотермической реакции в предположении, что ее скорость бесконечна. В реальности с учетом конечной скорости реакции и теплопередачи помимо излучения темп накачки может быть только ниже — тем самым мы получим верхний предел по энергетике рассматриваемых источников оптической накачки.

Известно, что спектр излучения горящих пиротехнических составов представляет собой спектр свечения черного тела с накладывающимися на него линиями испускания некоторых возбужденных продуктов реакции. Исходя из интегрального описания испускания на основе закона Стефана-Больцмана для радиационных потоков можно записать выражение

$$q_r = \varepsilon_{\text{эф}} \sigma_0 (T_{\infty}^4 - T_w^4), \quad (1)$$

где T_∞ и T_w — температура в ядре прореагировавшей смеси и на стенках замыкающего объема, σ_0 — постоянная Стефана-Больцмана, $\varepsilon_{\text{эф}}$ — эффективная степень черноты [10].

Выражение (1) описывает идеализированный лучистый теплообмен энергией между двумя серыми телами — многофазной средой продуктов химической реакции и стенкой. В понятие стенки может быть включена и селективно поглощающая ЛАС, коэффициент поглощения которой можно учесть в $\varepsilon_{\text{эф}}$, представляемой в виде

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \left(\frac{1}{\varepsilon_w} + \frac{1}{\varepsilon_p} - 1 \right)^{-1}, \quad (2)$$

где ε_w — степень черноты стенки, ε_p — степень черноты испускающей среды.

Известно [10], что для установившихся потоков продуктов сгорания металлизированных ракетных твердых типов топлива $\varepsilon = 0.6 - 0.85$, хотя в начале реакции при наличии крупных частиц металлов (100 мкм) $\varepsilon_p \approx 0.1$, а по мере сгорания их ε_p доходит до значения ≈ 0.9 . Поэтому можно использовать среднее значение $\langle \varepsilon_p \rangle = 0.4$ для коротких импульсных процессов горения.

Рассмотрим квазиравновесный лучистый теплообмен между ядром с параметрами T_∞ , ε_p , массы m с удельной теплоемкостью c , окруженным оболочкой площади S (ее теплоемкость $c_{\text{об}} \ll c$ и масса $m_{\text{об}} \ll m$) и стенкой с параметрами T_w , ε_w (считая, что $c_w m_w \gg cm$). За время dt ядро в оболочке испускает энергию $dQ_{\text{исп}} = -q_r S dt$. С другой стороны, эта величина равна $dQ_{\text{исп}} = cmdT$. Тогда с учетом (1) получаем

$$-\varepsilon_{\text{эф}} \sigma_0 S (T^4 - T_w^4) dt = cmdT. \quad (3)$$

Здесь у температуры T_∞ снят индекс ∞ и эта $T = T(t)$, кроме того, полагаем $T_w = \text{const}$. Разделяя переменные и интегрируя при начальном условии $T|_{t=0} = T_0$, получим зависимость $t(T)$, поскольку обратная функция $T(t)$ не выражается в явном виде,

$$t = \frac{1}{\alpha_1 T_w^3} \left[\ln \sqrt{\frac{(T + T_w)(T_0 - T_w)}{(T - T_w)(T_0 + T_w)}} + \text{arctg} \frac{T}{T_w} - \text{arctg} \frac{T_0}{T_w} \right], \quad (4)$$

где $\alpha_1 \equiv 2\varepsilon_{\text{эф}} \sigma_0 S / cm$.

В точках $T_w = 0$ и $T = T_w$ решение не определено.

Поскольку излучаемая мощность и энергия определяются выражениями $P(t) = Sq_r(t)$ и $W(t) = \int_0^t P(t') dt'$, то получить их в явном виде на основании (4) невозможно. Для того чтобы это сделать, получим другое соотношение для $t(T)$, допускающее выражение $T(t)$. Это легко сделать, положив $T_w = 0$, соответствующее физическому условию $T \gg T_w$, что для горения пиротехники справедливо по крайней мере в начальной стадии. Очевидно, что расхождение с (4) будет в этом случае существенным лишь при $T \rightarrow T_w$.

Для этой ситуации из уравнения $-q_r S dt = cm dT$ при том же начальном условии получаем

$$t = \frac{1}{\alpha_2} \left(\frac{1}{T^3} - \frac{1}{T_0^3} \right), \quad (5)$$

где $\alpha_2 \equiv 3\varepsilon_{\text{эф}} \sigma_0 S / cm$.

Отсюда находим

$$T(t) = T_0 (1 + \alpha_2 T_0^3 t)^{-1/3}, \quad (6)$$

$$P(t) = T_0^4 \varepsilon_{\text{эф}} \sigma_0 S (1 + \alpha_2 T_0^3 t)^{-4/3} = \varepsilon_{\text{эф}} \sigma_0 S [T(t)]^4, \quad (7)$$

$$W(t) = cm T_0 \left[1 - (1 + \alpha_2 T_0^3 t)^{-1/3} \right] = cm [T_0 - T(t)]. \quad (8)$$

Из (6)–(8) следует, что вся кинетика процесса остывания продуктов сгорания пиросмеси в сделанных допущениях определяется биномом, стоящим в круглых скобках. Видно, что чем выше степень черноты $\varepsilon_{\text{эф}}$, начальная температура T_0 и чем меньше теплоемкость cm , тем скорее идет остывание. Существенно, что кинетика определяется также произведением St , т.е. увеличение излучающей поверхности обратно пропорционально времени остывания. Время “половинного” остывания $t_{0.5} : T(t_{0.5}) = T_0/2 : t_{0.5} = 7/\alpha_2 T_0^3$ сильно зависит от начальной температуры.

Формула (7) показывает, что максимальная мощность $P_{\text{max}} = \varepsilon_{\text{эф}} \sigma_0 S T_0^4$ не зависит от массы заряда, а время вырабатывания половины мощности $t_{0.5}^* \approx 0.68/\alpha_2 T_0^3$ примерно в 10 раз меньше времени половинного остывания, тогда как половина запасенной энергии также выделяется за время $t_{0.5}$. Полная же выделяемая энергия равна $cm \Delta T$, где $\Delta T = T_0 - 0$, поскольку в данной модели $T_w = 0$. Отсюда можно сделать нетривиальный вывод о том, что так как в экзотермической реакции горения выделяется теплота $Q = q_m m$, где q_m — теплота сгорания, равная $W(t \rightarrow \infty) = cm T_0$, то $c = Q/m T_0$, т.е. формально можно определить теплоемкость смеси из энергетического выхода реакции и температуры горения. Полученную таким образом некую эффективную теплоемкость можно использовать в расчетах по формулам (6)–(8) для определения кинетики процессов горения. Определения удельной теплоемкости другими способами, как известно, затруднительно.

Здесь следует сделать замечание, существенно меняющее вывод о независимости максимальной излучаемой мощности от массы. В действительности продукты сгорания представляют собой гетерофазную среду, содержащую капли жидкости, твердые частицы и газофазные компоненты. Поэтому величина P_{max} будет зависеть от развитости поверхности излучающих частиц. Для простоты примем, что все жидкие и твердые частицы имеют некий усредненный радиус $\langle r \rangle$ и плотность $\langle \rho \rangle$. Тогда при общей массе частиц m (массой газовой фазы пренебрегаем) они имеют общую поверхность $S = 3m/\langle \rho \rangle \langle r \rangle$. С учетом этого (6) и (7) принимают вид

$$T(t) = T_0 \left(1 + \frac{9\varepsilon_{\text{эф}} \sigma_0}{c} \delta T_0^3 t \right)^{-1/3}, \quad (9)$$

$$P(t) = 3\varepsilon_{\text{эф}} \sigma_0 \delta m [T(t)]^4, \quad (10)$$

а (8) остается без изменений. Здесь $\delta \equiv (\langle \rho \rangle \langle r \rangle)^{-1}$ имеет размерность S/m и представляет собой удельную поверхность. Полученные выражения учитывают “дискретность” продуктов сгорания, что описывается зависимостью скорости остывания и максимальной мощности от величины удельной поверхности частиц или дисперсности системы.

Понятно, что этим параметром можно управлять на стадии приготовления механической смеси исходных реагентов (с возможными добавками), а также изменением условий горения, таких как p , T , V и др. Зависимость T от произведения δt очевидна, что же касается зависимости P_{\max} от комбинации δm , то здесь не все так просто. Ясно, что при фиксированной массе продуктов увеличение удельной поверхности частиц приведет к росту P_{\max} , но, по-видимому, до той черты, пока рассеяние и перепоглощение излучения не начнут снижать величину P_{\max} , тогда как уменьшение δ ведет к общему падению P_{\max} . В пределе, когда имеется всего одна частица массы m , получаем просто светящуюся площадь $S = 4\pi \langle r \rangle^2$. Существенно, что при фиксированной δ увеличение массы m ведет к повышению P_{\max} , но опять же с ростом концентрации частиц все то же рассеяние и перепоглощение ограничат значение P_{\max} .

Оценим кинетические характеристики смеси циркония с перхлоратом калия, которая использовалась, в частности, в работах Каминского с сотрудниками. По их оценкам, $T_0 = 5200$ К, что с учетом данных табл. 1 дает для эффективной удельной теплоемкости c значение 1.5 Дж/г · К. Рассчитаем зависимости (8)–(10) при $\epsilon_{\text{эф}} = 0.1$ и $\langle \rho \rangle = 4$ г/см³. Для массы состава в 1 г и частиц со средним радиусом $\langle r \rangle = 10$ мкм характерное время $t_{0.5} = 14.6$ мс, а $t_{0.5}^* \approx 1.5$ мс. На рис. 1 представлены семейства зависимостей $T(t)$, $P(t)$ и $W(t)$ при различных значениях δm , что можно использовать при вариациях массы и дисперсности или плотности частиц — продуктов реакции.

Полученные результаты интересно сравнить с характеристиками обычных импульсных ламп накачки, для которых излучаемая мощность может быть описана выражением типа [2]

$$P(t) = Ate^{-kt} \quad (11)$$

с двумя подгоночными параметрами A и k , определяемыми экспериментально. Из условия $\text{max } P(t)$, измеренного по осциллограммам импульса, найдем $k = 1/\tau$, где τ — время достижения максимума, а нормировка $\int_0^\infty P(T)dt$ на излученную энергию позволит высчитать параметр $A = k^2 W$.

Зависимость излучаемой энергии от времени на основании (11) описывается формулой

$$W(t) = -\frac{A}{k} \left[te^{-kt} + \frac{1}{k} (e^{-kt} - 1) \right]. \quad (12)$$

Для ламп ИФП-1200 и ИФП-5000 при $\tau = 300$ мкс находим, что $A = 5.2 \cdot 10^9$ и $5.45 \cdot 10^{10}$ Дж/см² соответственно. Здесь мы предположили, что КПД преобразования электрической энергии в световую $\eta = 0.4$ [13]. Кривые $P(t)$ и $W(t)$ для этих ламп также приведены на рис. 1.

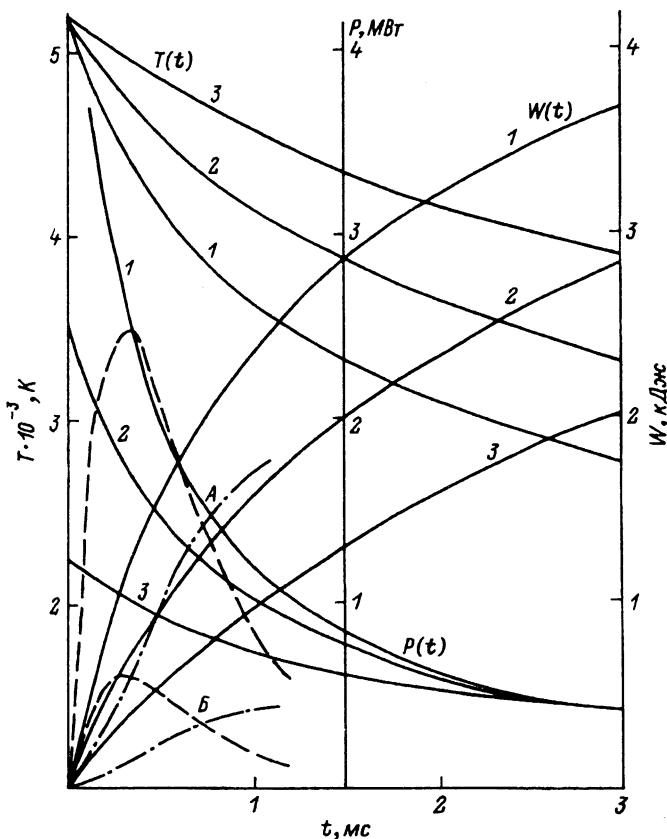


Рис. 1. Временные зависимости температуры, мощности и энергии излучения остывающих частиц при различных $\delta\tau$.
 $\delta\tau$: 1 — 0.4, 2 — 0.2, 3 — 0.1. Штриховые линии — мощность, штрихпунктир — энергия излучения ламп ИФП-5000 (А) и ИФП-1200 (Б).

Если считать, что разряд в лампе не шнуруется и светит вся ее внутренняя поверхность, то из (7) с учетом (11) получим для электрических ламп зависимость температуры от времени

$$T(t) = \sqrt[4]{\frac{A}{\epsilon_{\text{эф}} \sigma_0 S} t e^{-kt}}. \quad (13)$$

Оценивая T_{max} для этих типов ламп при $\epsilon_{\text{эф}} = 0.1$, получаем $T_{\text{max}} \approx 14\,000$ К для ИФП-1200 и $\approx 15\,000$ К для ИФП-5000, что согласуется с известными данными [2].

Полученные оценки позволяют сделать вывод о том, что для обеспечения требуемого темпа накачки ЛАС, достигаемого с помощью электрических импульсных ламп, в случае применения пиротехнических зарядов необходимо использование мелкодисперсных систем, которые давали бы в результате сгорания частицы радиуса от единиц до нескольких десятков микрон. При этом для получения энергии накачки в сотни Дж нужны исходные массы заряда порядка нескольких единиц (до десятков) грам-

мов. Кроме того, становятся очевидными вопросы о центральной эффективности излучения пиротехнических зарядов в качестве накачивающего и о временном распределении продуктов реакции горения в зоне накачки.

Действительно, существенная разница яркостных температур электрических и пироисточников диктует необходимость исследования пригодности реализуемого в пиролампах спектра излучения для накачки конкретных ЛАС, а высокая скорость распространения разряда в электрических лампах, обеспечивающая достаточную равномерность освещения накачиваемого объема ЛАС, приводит к заключению, что в случае использования движущегося факела светящихся продуктов реакции горения нужно добиваться скоростей истечения их из камеры сгорания $\gtrsim 1$ км/с.

Газодинамические параметры горения

Для того чтобы обеспечить более или менее равномерную засветку ЛАС по длине, примем, что время пролета светящихся продуктов реакции вдоль активного элемента должно составлять величину $\lesssim \tau_{\text{в}}/2$, где $\tau_{\text{в}}$ — время жизни верхнего рабочего уровня. Для ЛАС стекло с неодимом, например, $\tau_{\text{в}} = 250$ мкс [1], поэтому при длине 10 см скорость пролета должна быть больше 1 км/с. Скорость звука в газе при температуре T , как известно, определяется формулой $a = \sqrt{\gamma RT}$, где γ — показатель адиабаты, $R = R_0/\mu$ — газовая постоянная, μ — молярная масса, R_0 — универсальная газовая постоянная. Примем, что, как и для порохов, $\gamma = 1,2$, а в газовой фазе после протекания реакции $Zr + KClO_4$ находится преимущественно хлористый калий ($\mu = 74 \cdot 10^{-3}$ кг/моль). Тогда даже при $T = 5200$ К $a = 837$ м/с. Следовательно, необходимо создать сверхзвуковую скорость потока продуктов реакции, что можно достичь при истечении газа из сопла Лаваля.

Оценим перепад давлений, температур и отношение проходных сечений для соплового блока, который устроен за камерой сгорания, отгороженной от него мембраной, взрываеваемой при достижении определенного начального давления p_0 . Здесь будем считать поток однофазным, изэнтропийным и квазистационарным. Пусть термодинамические характеристики в камере сгорания p_0, v_0, T_0, ρ_0 . Они же являются параметрами заторможенного потока (снабжены индексом *), так что $p_0^* = p_0, v_0^* = v_0 = 0, T_0^* = T_0, \rho_0^* = \rho_0$. Тогда скорость на выходе из сопла определяется выражением [5]

$$v_a = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} RT_0^* \left(1 - \frac{T_a}{T_0^*}\right)}. \quad (14)$$

Индекс a относится к параметрам потока на выходе из сопла. Но

$$\frac{T_a}{T_0^*} = \left(\frac{p_a}{p_0^*}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \bar{p}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}},$$

где \bar{p} — относительное уменьшение давления в канале.

Тогда

$$v_a = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} RT_0^* \left(1 - \bar{p}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right)}. \quad (15)$$

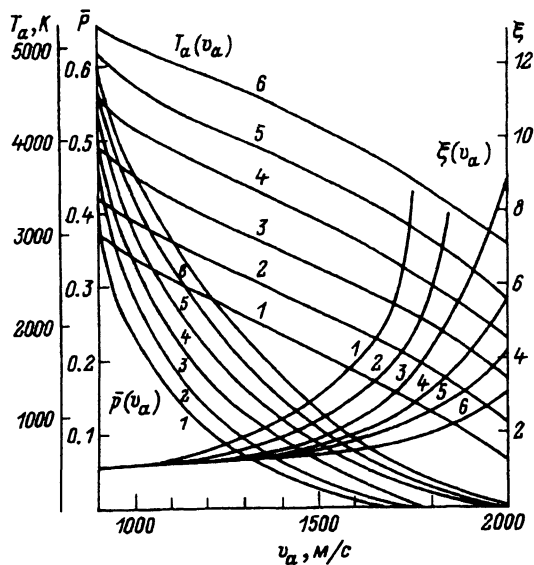


Рис. 2. Газодинамические параметры T_a , \bar{p} , ξ в зависимости от скорости на выходе из сопла для температур T_0^* . T_0^* , К: 1 — 3400, 2 — 3800, 3 — 4300, 4 — 4800, 5 — 5200, 6 — 5700.

Отсюда

$$\bar{p}(v_a) = \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{v_a^2}{RT_0^*}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (16)$$

и соответственно

$$T_a(v_a) = T_0^* \bar{p}^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} = T_0^* \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{v_a^2}{RT_0^*}\right). \quad (17)$$

Далее, из условия непрерывности $\rho_a v_a F_a = \rho_{кр} v_{кр} F_{кр}$ с учетом того, что $v_{кр} = a_{кр} = \sqrt{\gamma RT_{кр}}$, $T_{кр} = 2T_0^*/(\gamma + 1)$, для отношения сечений $F_a/F_{кр} \equiv \xi$ получим

$$\xi^2 = \frac{1}{v_a} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma + 1} RT_0^*} \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \bar{p}^{-\frac{1}{\gamma}}. \quad (18)$$

Здесь $\xi = d_a/d_{кр}$ — степень расширения сопла (d — диаметр).

На рис. 2 приведены результаты расчетов величин $\bar{p}(v_a)$, $T_a(v_a)$, $\xi(v_a)$ для ряда температур T_0^* . Полученные данные свидетельствуют, в частности, что для обеспечения начальной скорости пролета продуктов реакции горения пиросмеси $Zr + KClO_4$ $v_a \gtrsim 1000$ м/с при температуре в камере сгорания $T_0^* = 5200$ К степень расширения сопла невелика и должна быть равна 1.34–1.231. Тогда начальная температура свечения газофазных продуктов (на выходе из сопла) $T_0 = T_a = 3900$ – 4400 К, что дает максимальную излучаемую мощность $P_{max} \sim 3$ МВт при $\delta t = 0.4$ и $P_{max} \sim 1$ МВт при $\delta t = 0.1$ (кривые 1, 3 на рис. 1). Если масса вынесенных через сопло продуктов за 10^{-4} с равна 1 г, то расход продуктов $G_a = 10$ г/мс. При такой массе этим значениям δt соответствуют радиусы светящихся частиц $ZrO_2(r) = 0.63$ и 2.5 мкм. По данным рис. 1

такие значения P_{\max} соответствовали бы мощностям, развиваемым лампами ИФП-5000 и ИФП-1200. То же относится и к энерговыделению.

Полученные газодинамические оценки являются лишь нулевым приближением, но и они определяют направления экспериментов и очерчивают пределы эффективности пиротехнических источников накачки ЛАС.

Заключение

Проведенное рассмотрение предельных характеристик излучения накачки ЛАС с использованием пиротехнических составов указывает как на возможность и эффективность их применения в данном качестве, так и на ожидаемые трудности практической реализации подобных систем. Ясно, что многообразные системы должны иметь сопловые блоки, оптимизированные по геометрическим и теплофизическим параметрам, расчеты которых должны проводиться в нескольких приближениях с привлечением численных и натуральных экспериментов. Наличие конденсированной фазы в продуктах реакции и осаждение конденсирующихся газофазных продуктов приводит к необходимости применения аблирующих покрытий и снижает ресурс подобных устройств накачки. В этом плане могут оказаться более пригодными чисто газофазные реагирующие составы, дающие так называемые сверхгорячие пламена, например дициан-кислород [14], введение теплоемких добавок типа UF_6 , в которые позволит подавать термодиссоциацию продуктов, приводящую к потере энергии, выделяемой в реакции, и поднять яркость свечения пламени. Последний путь представляется наиболее перспективным.

Список литературы

- [1] Справочник по лазерам / Под ред. А.М.Прохорова. М.: Сов. радио, 1978.
- [2] Импульсные источники света / Под ред. И.С.Маршака. М.: Энергия, 1978. 472 с.
- [3] Chevali H.D., Coté T. // Lightig Des. and Appl. 1973. Vol. 3. N 12. P. 25-30.
- [4] Nuland L.M., Schroder J. Hol. Patent 78D2 (C 06 1/10), N 137539. 23.09.63. Published 17.09.73.
- [5] Куеко А.Е., Митропольский Ф.П. Внутренняя баллистика ствольных систем и ракетные двигатели твердого топлива. М., 1987. 311 с.
- [6] Пикулин М.А., Попов Е.Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977. 173 с.
- [7] Бодрецова А.И., Каминский А.А., Кириллова Н.Н., Левиков С.И. // ПТЭ. 1971. № 3. С. 180-181.
- [8] Бодрецова А.И., Багдасаров Х.С., Каминский А.А. и др. // Квантовая электрон. 1972. Т. 2(8). С. 107-108.
- [9] Каминский А.А., Бодрецова А.И., Петросян А.Г., Павлюк А.А. // Квантовая электрон. 1983. Т. 10. № 7. С. 1493-1494.
- [10] Шишков А.А., Панин С.Д., Румянцев Б.В. Рабочие процессы в ракетных двигателях твердого топлива. Справочник. М.: Машиностроение, 1988. 240 с.
- [11] Карпенко В.И., Найбороденко Ю.С., Кашпоров Л.Я., Гладун В.Д. // ФГВ. 1986. Т. 22. № 1. С. 26-28.
- [12] Шидловский А.А. Основы пиротехники. М.: Машиностроение, 1964. 400 с.
- [13] Белостоцкий Б.Р., Любавский Ю.В., Овчинников В.М. Основы лазерной техники. Твердотельные ОКГ. М.: Сов. радио, 1972. 408 с.
- [14] Кондратьев В.Н., Никитин Е.Е. Кинетика и механизм газофазных реакций. М.: Наука, 1975. 559 с.

Поступило в Редакцию
27 апреля 1992 г.