

# Лазерный двигатель на основе эффекта резонансного объединения ударных волн

В.В.Аполлонов, В.Н.Тищенко

*Рассмотрен новый подход к проблеме создания лазерного реактивного двигателя (ЛРД), основанный на использовании механизма резонансного объединения ударных волн, генерируемых оптическим пульсирующим разрядом (ОПР). Для создания ОПР предлагается использовать мощное импульсно-периодическое лазерное излучение с длительностью 150–250 нс, энергией 20–200 Дж и частотой повторения импульсов 50–100 кГц. ОПР формируется матрицей рефлекторов. Это позволяет в несколько раз повысить эффективность использования лазерного излучения при создании ЛРД, избежать сильных ударных нагрузок на аппарат, исключить термическое воздействие лазерной плазмы на рефлектор, уменьшить экранировку лазерного излучения плазмой. Приведены оценки возможной тяги ЛРД в условиях предлагаемого механизма.*

**Ключевые слова:** газодинамический лазер, импульсно-периодический режим, оптический пульсирующий разряд, лазерный реактивный двигатель.

## 1. Введение

По оценкам специалистов, к 2007 году рынок коммерческих запусков спутников различного назначения увеличится по сравнению с 2005 годом на 50 %. С учетом этого фактора в развитых странах проводятся исследования возможности создания ракетных двигателей, альтернативных существующим в настоящее время и работающим на химическом горючем, часто экологически далеко не безупречном.

К наиболее перспективным ракетным двигателям нового класса следует отнести лазерный реактивный двигатель (ЛРД). Это двигатель космического аппарата, проходящего начальную часть траектории под действием направленной на него с поверхности Земли длинной серии лазерных импульсов.

Важность этой проблемы обусловлена тем обстоятельством, что ЛРД существенно экономичнее традиционных двигателей на химическом топливе. На начальном этапе полета в качестве рабочего тела применяется атмосферный воздух, а за пределами атмосферы – значительный бортовой запас газа или легко возгоняемого вещества. В этом случае удельные затраты на выведение грузов в космос могут сократиться до 200–500 USD/кг, т. е. примерно в 100 раз по сравнению с современными затратами. Особенно высоко оценивается возможность поддержания параметров орбиты на заданном уровне с помощью лазерной системы, предназначенной для запуска.

В настоящее время в развитых странах мира ведутся исследования возможности создания ЛРД. Например, в США интенсивные разработки таких систем осуществляются в рамках проекта Lightcraft. Так, в ноябре 2000 г. компания Lightcraft Technologies провела успешные испытания модели ракеты, которая поднялась на высоту 70 м за 12.7 с под действием реактивной струи, возникающей при воздействии мощного лазерного излучения. В эксперименте использовался импульсный CO<sub>2</sub>-лазер мощностью 10 кВт. Реактивный импульс возникал за счет выноса массы специального полимерного материала с вогнутой поверхности, расположенной в нижней части ракеты, куда попадал лазерный пучок.

Еще в 1973 г. в Физическом институте АН СССР под руководством академика А.М.Прохорова проводились исследования возможности создания ЛРД. Двигательная установка работала при подаче лазерного пучка на отражатель, расположенный в ее задней части. Отражатель концентрировал излучение в воздухе, что приводило к микровзрыву и создавало реактивную тягу. Результаты испытаний различных моделей отражателей, которые одновременно являются и приемниками набегающей ударной волны, обеспечивавшей тягу, были успешными.

Следует отметить, что все эти эксперименты проводились с использованием электроразрядных CO<sub>2</sub>-лазеров малой мощности (до 10 кВт), тогда как для вывода на орбиту различного высокотехнологичного оборудования (для целей связи, Интернета, фотомониторинга) требуется существенно более высокая мощность излучения. Так, например, для вывода спутника весом 1000 кг необходим лазер мощностью не менее 10 МВт. Такой лазер в настоящий момент может быть только газодинамическим, т. к. лишь в этом случае принципы лазерной и ракетной технологии в значительной мере пересекаются. Кроме того, для исключения экранирования поступающего лазерного излучения плазмой, возникающей при работе двигателя, а также для увеличения эффективности его работы лазер должен функционировать в импульсно-

**В.В.Аполлонов.** Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: Vapollo@kapella.gpi.ru

**В.Н.Тищенко.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: tishenko@mail.nsk.ru

Поступила в редакцию 30 марта 2006 г., после доработки – 27 апреля 2006 г.

периодическом режиме с высокой частотой повторения коротких импульсов.

По мнению специалистов (классических ракетчиков), ЛРД смогут найти применение в качестве двигателя дешевых одноступенчатых ракет для вывода на орбиту нано- и микроспутников массой 10–100 кг, которые в ближайшем будущем станут основой коммерческих запусков. На первом этапе полета такого аппарата на высотах до 30–50 км рабочим телом в двигателе может служить атмосферный воздух, а затем, до выхода на орбиту, бортовой запас топлива в количествах, не превышающих 15%–20% от веса запускаемого аппарата.

Опыт создания мощных лазеров накоплен в Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН, в НПО «Энергомаш», КБХА и в Исследовательском центре им. М.В.Келдыша. В ЗАО «Энергомаштехника» в последние годы проводились успешные экспериментальные исследования по реализации импульсно-периодического режима в мощных и хорошо отработанных непрерывных лазерных системах. Институт лазерной физики СО РАН и Институт теоретической и прикладной механики СО РАН совместно с ИОФ РАН также внесли свой вклад в разработку механизма эффективного использования лазерной энергии для создания ЛРД. Это позволяет перечисленным организациям приступить к совместной экспериментальной реализации сверхмощного импульсно-периодического лазерного источника на основе газодинамического принципа, ЛРД в составе легкого носителя из SiC с системой управления, а также наземной системы запуска с целью построения глобальной сверхширокополосной линии связи по лазерному лучу и выходу суперскоростной сети Интернет в космос. Предстоящий комплекс работ должен стать важным шагом к будущим запускам сверхлегких спутников на низкую околоземную орбиту и даже к выводу в космос пилотируемых аппаратов. Реализация проекта позволит создавать высокоэкономичные ЛРД многократного запуска для выведения в космос полезных нагрузок широкого гражданского и военного назначения.

Главное преимущество нового подхода связано с тем, что источник энергии движения и полезный груз развязаны в пространстве, и стартовый вес ракеты может быть значительно снижен – с 705 т (ракета «Протон») до всего лишь нескольких тонн только полезной нагрузки. Еще великий К.Э.Циолковский предрекал, что запуски ракет будущего будут осуществляться с помощью электромагнитных волн, направляемых от внешнего источника энергии, – в то время лазера еще не существовало.

Большой интерес зарубежных ученых и специалистов, как подтвердили три последних симпозиума, посвященных этой проблеме, связан с созданием в нашей стране мощных излучателей с высокой (50–100 кГц) частотой повторения импульсов и малой (150–250 нс) длительностью. Такой режим излучения получен на мощном CO<sub>2</sub> – ГДЛ и может быть с успехом применен в других типах мощных лазеров (HF/DF-, Nd:YAG-лазеры с полупроводниковой накачкой и химический КИЛ). В настоящее время в нашей стране проект по реализации ГДЛ с выходной мощностью 10–20 МВт с варьированной временной структурой излучения находится в стадии разработки. Получены важные результаты по значительному увеличению эффективности использования лазерной энергии в новом режиме излучения, что позволило изменить оценки полезной нагрузки от десятков до сотен и тысяч

килограмм. Также следует отметить, что большая перспективность различных применений стимулировала начало работ в данной области в Германии, Японии, Англии, Франции, Китае, Бразилии и ряде других стран. При этом практически все участники работ считают ГДЛ наиболее перспективной системой с точки зрения ее масштабируемости на основе ракетной технологии до уровня в несколько десятков мегаватт и других важных параметров.

К настоящему времени сложились два направления исследований возможности применения лазерного излучения в аэрокосмических задачах: вывод на космическую орбиту легких космических аппаратов [1–9] и снижение аэродинамического сопротивления тел, движущихся в атмосфере с большой скоростью [10, 11]. Для получения реактивного движения генерируемое лазером импульсно-периодическое излучение фокусируется рефлектором вблизи заднего торца ракеты и создает периодически повторяющиеся лазерные искры. Искры генерируют ударные волны, которые передают часть своего импульса рефлектору, расположенному на этом торце [1]. Обычно частота  $f$  повторения искр ограничена временем смены газа в рефлекторе и составляет 100–300 Гц. Для достижения высокой средней мощности излучения  $\dot{W} \sim 20$  МВт необходимо использовать лазерные импульсы с энергией  $q = \dot{W}/f \sim 200 - 70$  кДж. При пониженных давлениях воздуха (на высотах более 15 км) долгоживущий плазменный шар, создаваемый одним импульсом, занимает практически весь объем рефлектора (см. ниже), что приводит к экранировке последующих импульсов в течение  $\sim 10$  мс. Техническая трудность реализации метода обусловлена возникновением сильных ударных нагрузок и механических резонансов в конструкции ракеты при больших (200 кДж)  $q$  – это примерно 50 г в тротиловом эквиваленте. В условиях ЛРД при малой длительности импульса ( $t_r \sim 100 - 200$  нс) энергия лазерного импульса эффективно поглощается ( $\sim 95\%$ ) и преобразуется ( $\sim 30\%$ ) в ударные волны. Однако использование высокоэнергетичных пучков с малой частотой повторения и, следовательно, с очень высокой пиковой мощностью ограничено оптическим пробоем на трассе и на поверхности рефлектора.

Нами предложен метод преодоления указанных трудностей, основанный на использовании лазерного излучения с малой длительностью и большой частотой повторения импульсов [9, 12], а также механизма резонансного объединения ударных волн, генерируемых оптическим пульсирующим разрядом (ОПР) [1–4]. Кроме этого мы показали, что удельную силу тяги можно увеличить в несколько раз за счет трансформации радиальной компоненты ударной волны в продольную.

## 2. Параметры искры в ЛРД

Лазерное излучение фокусируется рефлектором, который может иметь форму полусферы или параболоида. На рис. 1,а приведены характерные размеры рефлектора, области фокусировки, одной искры, а также каверны, создаваемой искрой. Расстояние  $F_f$  между фокальной точкой и рефлектором должно быть малым ( $F_f/R_d < 0.2$ ), что следует из условия достижения высокого значения удельного импульса отдачи  $J$  ( $R_d$  – динамический радиус). Во избежание оптического пробоя на рефлекторе и из условий транспортировки следует, что диаметр

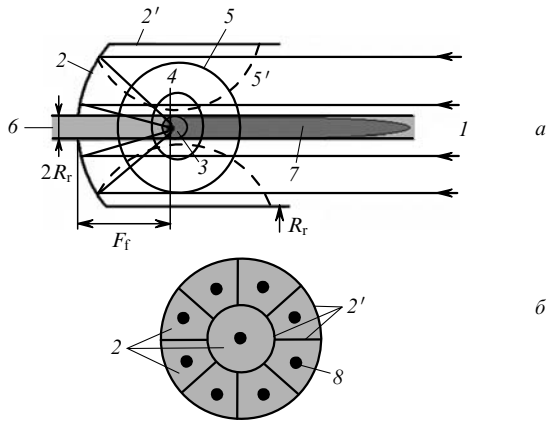


Рис.1. Схема рефлектора (а) и возможная структура матрицы рефлекторов (б) в лазерном реактивном двигателе: 1 – лазерное импульсно-периодическое излучение; 2 – торец рефлектора (приемник излучения и механического импульса); 2' – боковая стенка рефлектора; 3 – каверна; 4 – оптический пульсирующий разряд; 5 – ударная волна; 5' – отраженная ударная волна; 6 – газовая струя; 7 – плазменная струя.

$d_b$  пучка на рефлекторе должен быть большим. Если интенсивность излучения превышает порог оптического пробоя, то навстречу лазерному пучку распространяется плазменный фронт и происходит нагрев и ионизация воздуха в результате поглощения лазерного излучения. Так как интенсивность в острогофокусированном пучке быстро уменьшается (геометрический фактор), то уже на малом расстоянии от фокуса происходит срыв светодетонационного режима распространения плазменного фронта. Далее в течение некоторого времени излучение поглощается в распадающейся плазме. Предельная длина  $Z_p$  лазерной искры при светодетонационном режиме такова [13]:

$$Z_p \frac{d_b}{F_f} = 0.013 \left( \frac{W}{P_0} \right)^{1/2} \left\{ 1.93 + \ln P_0 + \ln \left[ \left( \frac{W}{P_0} \right)^{1/2} (6.3 + \ln P_0)^{3/4} \right] \right\}^{3/4} \quad (1)$$

Здесь  $d_b$  [см] – диаметр пучка на линзе;  $F_f$  [см] – фокусное расстояние;  $W$  [МВт] – мощность лазерного импульса;  $P_0$  [атм] – давление воздуха. Если излучение выключается при  $t = t_r$  до момента срыва светодетонационного режима, то при заданной мощности импульса длина искры

$$Z_p = 0.67 \left( \frac{F_f}{d_b} \right)^{2/5} \left( \frac{W}{P_0} \right)^{1/5} t_r^{3/5} \quad (2)$$

Приравняв выражения (1) и (2), найдем момент времени, в который происходит распад светодетонационного режима:

$$t_r \frac{d_b}{F_f} = 0.0014 \left( \frac{W}{P_0} \right)^{1/2} \times \left\{ 1.93 + \ln P_0 + \ln \left[ \left( \frac{W}{P_0} \right)^{1/2} (6.3 + \ln P_0)^{3/4} \right] \right\}^{5/4} \quad (3)$$

( $t_r$  взято в микросекундах). Удельная энергия лазерного излучения, поглощаемая за время  $t_r$ , есть

$$\frac{q}{P_0} \frac{d_b}{F_f} = 0.0014 \left( \frac{W}{P_0} \right)^{3/2} \times \left\{ 1.93 + \ln P_0 + \ln \left[ \left( \frac{W}{P_0} \right)^{1/2} (6.3 + \ln P_0)^{3/4} \right] \right\}^{5/4} \quad (4)$$

Эти зависимости можно аппроксимировать в следующем виде, удобном для использования.

При  $P_0 = 1$  атм                      При  $P_0 = 0.1$  атм

$$Z_p = 0.0336 W^{0.57} F_f / d_f, \quad Z_p = 0.0667 W^{0.62} F_f / d_f, \quad (5)$$

$$t_p = 0.0068 W^{0.618} F_f / d_f, \quad t_p = 0.01 W^{0.7} F_f / d_f, \quad (6)$$

$$q = 0.0068 W^{1.62} F_f / d_f, \quad q = 0.01 W^{1.7} F_f / d_f. \quad (7)$$

Здесь  $t_p$  – время действия светодетонационного режима;  $d_f$  – пороговый диаметр зоны поглощения, при котором срывается светодетонационный режим.

Воспользуемся этими выражениями для оценки параметров лазерной искры в эксперименте [7], где при энергии импульсов  $q = 280$  Дж и  $t_r \sim 30$  мкс имеем  $\bar{W} \sim 10$  МВт. Подставив это значение в (5)–(7), при  $P_0 = 0.1$  атм получим  $Z_p = 0.28$  см,  $t_r = 0.05$  мкс и  $q = 0.5$  Дж, а при  $P_0 = 1$  атм –  $Z_p = 0.12$  см,  $t_r = 0.028$  мкс и  $q = 0.283$  Дж. Из этих данных следует, что при  $\bar{W} \sim 10$  МВт светодетонационный режим не может обеспечить эффективное поглощение лазерных импульсов. При малых интенсивностях не действует и режим дозвуковой радиационной волны. Здесь, видимо, неприменим также механизм медленной волны горения, скорость распространения которой слишком мала – десятки метров в секунду. Возможно, поглощение излучения происходило в результате последовательного действия таких процессов, как оптический пробой в фокусе, светодетонационная волна, дозвуковая радиационная волна и тормозное поглощение в расширяющейся плазме в течение  $\sim 15$  мкс.

Найдем  $W$  и  $t_r$ , оптимальные для поглощения энергии  $q$ . Соответствующие выражения получим из (5)–(7).

При  $P_0 = 1$  атм                      При  $P_0 = 0.1$  атм

$$W = 21.7 (q d_f / F_f)^{0.617}, \quad W = 15 (q d_f / F_f)^{0.588}, \quad (8)$$

$$t_r = 0.0455 (q F_f / d_f)^{0.381}, \quad t_r = 0.0665 q^{0.411} (F_f / d_f)^{0.588}, \quad (9)$$

$$Z_p = 0.194 q^{0.352} (F_f / d_f)^{0.648}, \quad Z_p = 0.357 q^{0.365} (F_f / d_f)^{0.635}. \quad (10)$$

Численные значения этих параметров при  $d_f / F_f = 1$  и различных значениях  $P_0$  и  $q$  приведены в табл.1.

Таким образом, для ЛРД наибольший интерес представляют импульсы длительностью  $\sim 0.2$  мкс. Ограничение на энергию лазерного импульса найдем из условия транспортировки излучения без потерь:  $q = \pi D_f^2 q_b / 4 \approx$

Табл.1.

$q$ (Дж)	$P_0 = 0.1$ атм			$P_0 = 1$ атм		
	$W$ (МВт)	$Z_p$ (см)	$t_r$ (мкс)	$W$ (МВт)	$Z_p$ (см)	$t_r$ (мкс)
10	58.1	0.83	0.17	90	0.44	0.11
100	225	1.97	0.439	372	0.98	0.263
1000	873	4.52	1.13	1540	2.21	0.63
280 [7]	411	2.86	0.665	702	1.41	0.39

15 – 40 кДж. Здесь из условия слабой расходимости на протяженной трассе от излучателя до рефлектора принято, что диаметр пучка  $D_f = 100$  см [1],  $q_b \approx 2 - 5$  Дж/см<sup>2</sup> – пороговая плотность энергии (длина волны  $\lambda_{las} = 10.6$  мкм), с превышением которой в атмосфере наблюдается свечение и возникают акустические эффекты, связанные с нагревом аэрозолей [14]. Порог оптического пробоя газа на аэрозолях в зависимости от их концентрации и размеров равен 10 – 50 Дж/см<sup>2</sup> (в широкоапертурных пучках). Следовательно, условия транспортировки и поглощения энергии в искрах допускают использование импульсно-периодического лазерного излучения со средней мощностью  $\bar{W} \approx 20$  МВт, в том числе при малой длительности и большой частоте повторения лазерных импульсов.

Максимальная энергия лазерных импульсов ограничена условием достижения высокой эффективности использования лазерного излучения для создания тяги. В свободном газовом пространстве переносимый ударной волной импульс отличается от нуля лишь на малых расстояниях от центра взрыва [14]. Об этом сообщалось и в ранних экспериментах [4]. Для рефлектора параболической формы удельный импульс максимален ( $J_1 \sim 550$  Н·с/Дж) на расстоянии  $R_1$ , для которого  $R_1/R_d \sim 0.1$ , где  $R_d = 2.15(q/P_0)^{1/3}$  – динамический радиус (используемые размерные единицы – см, Дж и атм). При увеличении отношения  $R_1/R_d$  от  $\sim 0.1$  до 0.33 значение  $J_1$  падает с  $\sim 550$  до 200 Н·с/Дж.

В ЛРД возможность использования малых значений  $R_1/R_d$  ограничена образованием долгоживущей плазмы, характерный радиус которой сравним с размерами рефлектора. На поздних стадиях теплового расширения искры формируется каверна с низкой плотностью ( $\rho \ll \rho_0$ ) и высокой температурой ( $\sim 8000$  К) ионизованного газа. Движение контактной границы горячей области прекращается при выравнивании давления в каверне и окружающем газе. В приближении сферической формы искры радиус каверны  $R_{cav}$  во время выравнивания давления можно получить из следующих выражений:

$$\frac{R_{cav}}{R_d} = \frac{0.49r_0^{0.29}}{(q/P_0)^{0.097}}, \quad (11)$$

$$\frac{t_{cav}}{t_d} \approx 0.374. \quad (12)$$

Здесь  $r_0$  [см] – начальный радиус искры;  $t_d = R_d/C_0$  – динамическое время;  $C_0$  – скорость звука. Приняв  $r_0 \approx Z_p/2$ , из (11) получим оценку радиуса каверны для всего рабочего диапазона давлений  $P_0 = 0.1 - 1$  атм:

$$R_{cav}/R_d \approx 0.25(F_f/d_f)^{0.19} \approx 0.15 - 0.25. \quad (13)$$

Как видно из (13), отношение  $R_{cav}/R_d$  не зависит от энергии и давления газа, причем его значение находится в том же диапазоне значений  $R_1/R_d$ , в котором достигается максимальный удельный импульс отдачи, создаваемый ударной волной. В рефлекторе, имеющем форму полусферы, максимум удельного импульса  $J_1$  достигается при  $R_1/R_d \approx 1$ , однако значение его мало ( $J_1 < 250$  Н·с/Дж). В этом случае размер плазмы меньше размера рефлектора.

Приведем значения радиуса каверны и времени ее формирования для энергии лазера  $q = 10^5$  Дж и давлений  $P_0 = 1$  и 0.05 атм. Средняя мощность лазера  $\bar{W} =$

$2 \times 10^7$  Вт, частота повторения импульсов  $f = 100$  Гц; рассматриваются стадия старта космического аппарата и окончание стадии его разгона в режиме ЛРД (при больших параметрах лазера наступает режим абляции). При  $P_0 = 1$  атм имеем  $R_{cav} = 15 - 25$  см и  $t_{cav} = 1.1$  мс, а при  $P_0 = 0.1$  атм –  $R_{cav} = 32 - 54$  см и  $t_{cav} = 2.36$  мс. Если  $t > t_{cav}$ , то охлаждение лазерной плазмы происходит за счет ее турбулентного перемешивания с холодным окружающим газом. Характерное время этого процесса более чем на порядок превышает значение  $t_{cav}$  из [15 – 17].

Здесь рассмотрена искра, имеющая сферическую форму. На самом деле искра в ЛРД имеет форму конуса с большим углом при вершине, что еще более ухудшает ситуацию. При определенных условиях на поздней стадии расширения искры может формироваться кумулятивная струя [18, 19], в которой газ движется к основанию конуса (в данном случае – к рефлектору). Форма плазмы перестает быть односвязной и становится схожей с формой тора.

Таким образом, при максимальном импульсе излучения происходит контакт плазмы с поверхностью рефлектора, что может привести к разрушению отражающего слоя. Для уменьшения времени смены газа в рефлекторе мы предлагали ранее использовать струю воздуха, тем не менее это не может решить проблему негативного воздействия на окружающее пространство плазменного шара большого объема.

### 3. Механизм резонансного объединения ударных волн в ЛРД

Резонансное объединение отдельных ударных волн в низкочастотную квазистационарную волну в общем случае происходит так. В сплошной среде последовательно создаются периодические возмущения – ударные волны, начальная скорость которых больше скорости звука  $C_0$ . Скорость  $V_0$  перемещения области пульсаций меньше  $C_0$ . Ударные волны объединяются и создают квазистационарную волну, если параметры пульсаций и среды удовлетворяют определенным критериям. В зависимости от пространственно-временной структуры пульсаций это объединение характеризуется рядом свойств, основным из которых является большая длина области повышенного давления. Механизм объединения волн не содержит ограничений на тип среды, источник пульсаций и его энергию. В зависимости от структуры пульсаций квазистационарная волна может иметь различную форму.

Покажем, что при объединении волн в квазистационарную волну решаются рассмотренные выше проблемы – экранировка излучения и термическое воздействие лазерной плазмы в ЛРД. Кроме того, квазистационарная волна позволяет существенно повысить эффективность использования лазерного излучения за счет увеличения удельной силы тяги (на единицу мощности). Определим требования к энергии и частоте повторения импульсно-периодического лазерного излучения, позволяющие решить данную задачу. При этом будут рассмотрены два метода, основанные на использовании сферического и «плоского» ОНР. В обоих случаях плоская квазистационарная волна формируется за счет использования как геометрии ОНР, так и геометрии рефлектора, а также организации процесса ввода энергии лазерного излучения.

Таким образом, объединение ударных волн в квазистационарную волну позволяет снизить энергию лазер-

ных импульсов и решить тем самым проблему больших размеров плазмы  $R_{\text{cav}}$ , поскольку при энергии импульсов  $\sim 1000$  Дж и большой частоте их повторения поперечные размеры плазмы (каверн) ОПР малы по сравнению с диаметром рефлектора; сама плазма выносится из рефлектора струей, инжектируемой в центральную часть рефлектора. Кроме того, квазистационарная волна и используемая геометрия двигателя позволяют вводить энергию лазерного излучения в газ вдали от поверхности рефлектора, что снимает проблему экранировки и термического воздействия, а также увеличивать удельную тягу (в пересчете на единицу средней мощности излучения).

#### 4. Сферический ОПР

Рефлектор в общем случае имеет форму цилиндра с конечной длиной  $L_r$ , торцевая часть которого является приемником импульсно-периодического лазерного излучения, фокусирующегося на оси цилиндра. Интенсивность излучения в фокусе превышает порог оптического пробоя  $q_b$  атмосферного воздуха. Величина  $q_b$  зависит от размеров и концентрации частиц аэрозолей в атмосфере и равна  $20-50$  Дж/см<sup>2</sup> [13] при длительности импульсов  $\sim 1$  мкс. Газовая струя, инжектируемая через торцевую часть рефлектора, имеет большую скорость и предназначена для выноса плазмы ОПР (радиусы каверн не превышают радиуса струи) и обеспечения условий эффективного преобразования энергии лазерного излучения в ударные волны. Струя может формироваться с помощью воздухозаборника. Стенка цилиндра трансформирует радиальную компоненту импульса сферических ударных волн в продольную компоненту.

На вход рефлектора поступают цуги лазерных импульсов, создающих ОПР. Частота повторения цугов  $F$  зависит от времени смены газа в рефлекторе. В цуге импульсы следуют с большой (десятки килогерц) частотой  $f$ , при которой отдельные ударные волны объединяются и создают единую протяженную область избыточного давления – квазистационарную волну. В свободном газовом пространстве такая волна имела бы сферическую форму и давление в ней быстро падало бы по мере удаления ее переднего фронта от ОПР. В ограниченном пространстве и при определенном соотношении между размерами рассматриваемого рефлектора и мощностью ОПР возникает давление, постоянно действующее в течение времени не короче длительности цуга лазерных импульсов. Отрицательное избыточное давление на приемный рефлектор и обусловленная им сила, тормозящая космический аппарат, могут возникать лишь после выключения излучения в процессе смены нагретого газа и замены его атмосферным воздухом. В отличие от случая сферического или цилиндрического взрыва отрицательный импульс фазы разгрузки плоской ударной волны мал [14].

Для описанной выше схемы ускорения космического аппарата оценим параметры ЛРД требуемого уровня мощности в следующей постановке задачи. Пусть задана энергия  $q$  импульсов. Необходимо в зависимости от  $q$  определить оптимальные параметры рефлектора, струи, частоты повторения импульсов в цугах и частоту повторения цугов. При этом будем исходить из того, что для вывода легких космических аппаратов на орбиту необходима средняя мощность лазерного излучения  $\dot{W} \approx 10-20$  МВт.

Учтем также, что в газодинамическом лазере для предотвращения потерь средней мощности модуляцию излучения необходимо осуществлять с частотой не менее 20 кГц. Отсюда следует ограничение сверху на энергию лазерных импульсов:  $q < 10^3$  Дж. Для предотвращения оптических пробоев на трассе и на рефлекторе характерный радиус рефлектора  $R_r$  должен составлять 30–50 см.

Ранее [1–3] нами найдены условия, при которых пульсирующий источник ударных волн (например, ОПР) создает в окружающем пространстве протяженную область избыточного давления – квазистационарную волну. Длина ее много больше протяженности фаз сжатия отдельных ударных волн, из которых она формируется. Источник волн может быть неподвижным или перемещаться с дозвуковой скоростью. В ЛРД ОПР неподвижен и горит в фокусе лазерного излучения. В отсутствие стенок такой разряд может создавать сферически-симметричную квазистационарную волну. Отражение последней от стенок приводит к тому, что радиальная компонента ее импульса частично трансформируется в продольную. Во всем объеме цилиндра устанавливается избыточное давление. Геометрия задачи приближается к случаю одномерного плоского взрыва, при котором импульс отдачи максимален. На отражающую часть рефлектора, которая одновременно является и приемником импульса отдачи, действует сила, мало изменяющаяся за время действия цуга лазерных импульсов.

ОПР создает квазистационарную волну при выполнении условий стабильной генерации ударных волн и объединения их цуга. В общем случае эти условия имеют следующий вид:

$$2.5M_0 > f^0 > 5.88(1 - M_0)^{1.5}, \quad (14)$$

где  $M_0 = V_0/C_0$  – безразмерная скорость движения ОПР в свободном газовом пространстве вдоль некоторой линии;  $f^0 = ft_d$  – безразмерная частота повторения лазерных импульсов. Левую часть (14), ограничивающую область устойчивой генерации ударных волн, можно представить в виде

$$f_p = \frac{V_J}{2R_{\text{cav}}} = \frac{2.5V_J}{R_d} \left( \frac{P_J}{P_0} \right)^{1/3}. \quad (15)$$

Здесь  $P_0$  – давление воздуха в рефлекторе в начале действия цуга лазерных импульсов;  $P_J$  и  $V_J$  – статическое давление и скорость газа в струе, в которой горит ОПР. Если частота повторения лазерных импульсов равна предельной частоте генерации ударных волн  $f_p$  или меньше нее, то за время паузы между импульсами лазерная плазма сносится струей из фокальной области. Каждая искра создается в свежем газе, и ОПР преобразует  $\sim 30\%$  энергии лазерного излучения в периодические ударные волны.

ОПР горит в струе, а генерируемые им ударные волны объединяются в квазистационарную волну в окружающем воздухе, который можно считать неподвижным относительно ОПР. Поэтому в правой части (14)  $M_0 = 0$ , и условие объединения ударных волн можно представить в следующем виде:

$$f_q = 5.88C_0/R_d, \quad (16)$$

где  $f_q$  – частота ОПР, при которой устанавливается режим квазистационарной волны. Таким образом, усло-

вия эффективного преобразования лазерного излучения в ударные волны и их объединения в квазистационарные волны можно представить в виде

$$f_q < f < f_p. \tag{17}$$

Здесь частота повторения лазерных импульсов

$$f = \bar{W}/q. \tag{18}$$

На рис. 2 показаны зависимости (15), (16) и (18) при  $\bar{W} = 20$  МВт. В соответствии с (17) рабочий диапазон значений  $q$  и  $f$  ограничен участком на кривой (18) между точками пересечения с кривыми  $f_p$  и  $f_q$ . Величины  $f_p$  и  $f_q$  зависят от энергии лазерных импульсов, давления газа в рефлекторе и струе, а также от скорости струи  $V_J$ , причем давления и скорость могут изменяться при разгоне космического аппарата. Эта неоднозначность при выборе параметров излучения устраняется следующим образом. Допустим, на старте космического аппарата давление воздуха  $P_0 = P_{01}$ . При увеличении высоты и скорости полета значения  $P_0$  и  $P_J$  уменьшаются, и в конце действия ЛРД  $P_0 = P_{02}$ . Ниже для определенности принято  $P_0 = 1$  атм и  $P_{02} = 0.1$  атм. Поскольку  $f_p \sim P_J$  и  $f_q \sim P_0$ , то увеличение высоты соответствует сдвигу кривых  $f_p$  и  $f_q$  на рис.2 вниз. В качестве рабочего диапазона  $q$  и  $f$  примем участок кривой  $f$  между точками ее пересечения с кривой  $f_q$  при  $P_{01} = 1$  атм и кривой  $f_p$  при  $P_{02} = 0.1$  атм. В этом случае граничные значения  $q$  и  $f$  есть

$$q_{\max} = \frac{2.2 \times 10^8}{P_{01}^{1/2}} \left( \frac{\bar{W}}{C_0} \right)^{3/2} = 35 \bar{W}^{3/2}, \tag{19}$$

$$f_{\min} = 4.52 \times 10^{-3} C_0^{3/2} \left( \frac{P_{01}}{\bar{W}} \right)^{1/2} = \frac{28.3 \times 10^3}{\bar{W}^{1/2}},$$

$$q_{\min} = \frac{8 \times 10^8}{P_{J2}^{1/2}} \left( \frac{\bar{W}}{V_{J2}} \right)^{3/2}, \tag{20}$$

$$f_{\max} = 1.25 \times 10^{-3} V_{J2}^{3/2} \left( \frac{P_{J2}}{\bar{W}} \right)^{1/2}.$$

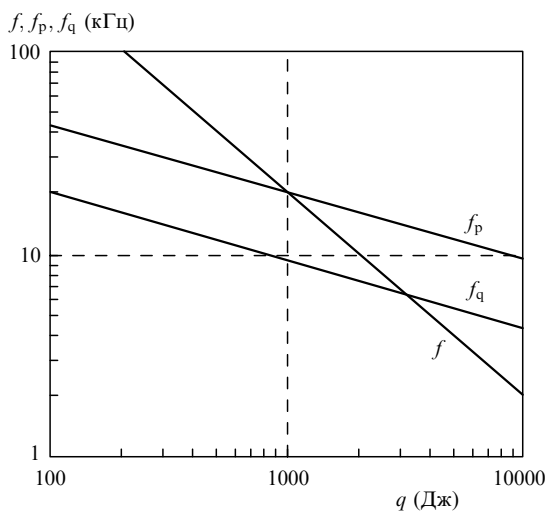


Рис.2. Условия объединения ударных волн в квазистационарную волну при средней мощности оптического пульсирующего разряда  $\bar{W} = 20$  МВт, частоте повторения лазерных импульсов  $f = \bar{W}/q = 20$  кГц и давлении газа  $P_0 = 0.1$  атм.

В (19), (20) и далее средняя мощность  $\bar{W}$  выражается в мегаваттах. Учтем ограничение на минимальную частоту повторения импульсов в газодинамическом лазере ( $f \approx 20$  кГц). Заменив  $f_{\max}$  на  $f$ , найдем скорость газовой струи на завершающей стадии разгона космического аппарата:

$$V_{J2} = 86 f^{2/3} \left( \frac{\bar{W}}{P_{J2}} \right)^{1/3}; \tag{21}$$

соответствующая предельная частота

$$f_p = 100 f^{2/3} \left( \frac{\bar{W}}{q} \right)^{1/3}. \tag{22}$$

Частота и энергия импульсов могут быть любыми в пределах их минимальных и максимальных значений. Всегда можно подобрать такую скорость струи  $V_J$ , при которой выполняется условие сноса плазмы ОПР из фокальной области за время паузы между импульсами. Однако при увеличении  $q$  растет диаметр газовой струи и плазменного следа, что приводит к экранировке излучения на пути к рефлектору, или возникает необходимость делать неприемлемо большим диаметр рефлектора. Скорость  $V_J$  можно определить из (21), заменив  $P_{J2}$  на  $P_J$ , которое зависит от текущего значения  $P_0$ . Приняв для оценки значения  $\bar{W} = 20$  МВт и  $f = 2 \times 10^4$  Гц для  $P_J = 1$  и 0.1 атм, получим  $V_J = 1.73 \times 10^5$  и  $3.7 \times 10^5$  см/с соответственно. Здесь  $V_J$  – это скорость струи в зоне горения ОПР, находящегося на расстоянии  $R_1 \sim (1 - 2)R_d$  от сопла, из которого истекает струя. Следовательно, полное давление в струе должно быть существенно больше давления в рефлекторе. Скорость  $V_J$  связана с квазистационарным давлением при торможении потока газа  $P_{br}$  следующим образом:

$$V_J = \frac{2C_J}{\gamma - 1} \left[ \left( \frac{P_{br}}{P_J} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1 \right]^{1/2}. \tag{23}$$

Считая, что  $P_{br} \sim 2P_r \sim 4P_0$ ,  $P_J = P_0$ , скорость звука в струе  $C_J \approx 3.4 \times 10^4$  см/с и параметр адиабаты  $\gamma = 1.4$ , получаем  $V_J = 1.19 \times 10^5$  см/с ( $P_r$  – давление газа после включения ОПР). Это значение меньше требуемого для поддержания стабильной генерации ударных волн.

Радиус струи  $R_J$  должен удовлетворять двум противоречивым требованиям: с одной стороны, он должен быть достаточно большим относительно  $R_{cav}$ , чтобы происходил вынос плазмы ОПР из рефлектора, а с другой – должно выполняться условие  $R_J \ll R_{cav}$ , поскольку в противном случае значительная часть энергии ударных волн будет вынесена сверхзвуковой струей и не поступит в окружающий струю газ. Последнее следует как из геометрического фактора, так и из условия такой интенсивности ударной волны, чтобы она без потерь могла преодолеть границу раздела между струей и неподвижным газом. Одновременное удовлетворение этим условиям возможно при следующем соотношении между радиусами каверны и струи:

$$R_J = 0.3R_{cav} = 0.05R_{dJ} = 0.11(q/P_J)^{1/3} \text{ [см]}, \tag{24}$$

где  $R_{dJ}$  – динамический радиус струи.

В этом случае оптические пробой происходят в струе, а образующаяся плазма расширяется за ее пределы. При высокой продольной компоненте скорости плазма, ока-

завшаяся вне радиуса  $R_J$ , также будет вынесена из рефлектора. При разгоне космического аппарата давления  $P_0$  и  $P_J$  уменьшаются. В диапазоне давлений  $P_J = 1 - 0.1$  атм при фиксированном  $q$  значение  $R_J$  должно возрасти примерно в 2 раза. В противном случае высокоскоростная струя будет сносить не только плазму ОПР, но и генерируемые ею ударные волны. Во избежание этого следует либо изменять параметры струи и излучения в соответствии с (24), либо фиксировать все параметры, поддерживая  $P_J$  на уровне 1 атм (для чего необходим соответствующий воздухозаборник).

В экспериментах [11, 20] ОПР горел в струе, истекавшей в неподвижный воздух. Радиусы каверн и плазменной струи составляли  $\sim 2$  мм, а радиус газовой струи варьировался от 1.5 до 3 мм. В этих опытах, проводившихся в области скоростей  $V_J < 500$  м/с, влияния  $R_J$  на генерацию ударных волн не наблюдалось. Однако следует отметить, что искры имели форму конуса, длина которого превышала диаметр примерно в 5 раз.

Под действием ОПР структура струи сильно изменяется. Можно выделить два предельных случая. Если  $f \ll f_p$ , то след состоит из изолированных областей распадающейся лазерной плазмы. При  $f \approx f_p$  ОПР формирует неразрывную плазменную струю, предельная скорость которой (относительно рефлектора)  $V_p \approx V_J + C_p$  [21–23]. При большой плотности поглощаемой в искре энергии скорость звука в плазме  $C_p \approx (2 - 3) \times 10^5$  см/с. Отметим также, что вдали от ОПР (на расстоянии  $\sim 2$  м) радиус струи может увеличиться до  $\sim 2R_{cav}$ . Это связано с ее торможением и турбулентным механизмом охлаждения, действующим после окончания адиабатического расширения (при  $t > t_q$ ). На этой стадии температура газа уменьшается от  $\sim 8000$  К до температуры окружающего воздуха, а плотность восстанавливается.

Исходя из поперечных размеров струи на выходе рефлектора, можно определить потери мощности излучения на лазерной плазме:

$$\delta \bar{W} = \frac{R_{cav}^2}{R_r^2} = \frac{0.04 R_{dl}^2}{R_r^2} = \frac{0.185 (q/P_J)^{2/3}}{R_r^2}. \quad (25)$$

Найдем радиус рефлектора, приняв в качестве предельно допустимого некоторый уровень потерь, например  $\delta \bar{W}$ :

$$R_r = \frac{0.2 R_{dl}}{\delta \bar{W}^{1/2}} = \frac{0.43 (q/P_J)^{1/3}}{\delta \bar{W}^{1/2}}. \quad (26)$$

При  $\delta \bar{W} \approx 0.03$ ,  $P_J = 0.1$  атм и  $q = 1000$  Дж радиус рефлектора  $R_r = 53$  см. Очевидно, что при  $P_J \sim 1$  атм  $R_r$  будет примерно в 2 раза меньше, однако его значение должно быть таким, как при окончании стадии разгона космического аппарата. Заметим, что  $R_r \sim 50$  см удовлетворяет также и условиям транспортировки излучения.

Определим ускоряющую силу, которую создает ОПР на рефлекторе, показанном на рис. 1, а. Принципиальное отличие нашего подхода от известных схем ЛРД с низкой частотой повторения оптических пробоев состоит в том, что ОПР создает квазистационарную волну, которая заполняет все пространство цилиндра. Таким образом, мы имеем дело с плоской геометрией задачи, в которой удельный импульс отдачи максимален, а отрицательное избыточное давление минимально. Избыточное давление  $\delta P = P - P_0$  на торце, действующая на торец сила  $F_a$ , а также удельная сила  $F_a/\bar{W}$  таковы:

$$\delta P = P_0 (R_d/R_{sp})^{1.64} \text{ [атм]}, \quad (27)$$

$$F_a = \pi R_r^2 \delta P, \quad (28)$$

$$F_a/\bar{W} = \pi R_r^2 \delta P / (q\bar{W}), \quad (29)$$

где  $R_{sp}$  – расстояние от ОПР до стенки цилиндра, примерно равное фокусному расстоянию рефлектора. Примем  $R_{sp} = a_r R_r$ , где коэффициент  $a_r = 0.5 - 1$ . Отметим, что отношение радиуса рефлектора к динамическому радиусу при  $P_0 = P_{01} = 1$  атм близко к единице:

$$\frac{R_1}{R_{d1}} = \frac{0.2}{\delta W^{1/2}} \left( \frac{P_{01}}{P_{J2}} \right)^{1/3}. \quad (30)$$

При  $P_0 = P_{01} = 1$  атм получим для двух предельно различающихся давлений струи  $P_{J2} = 1$  и 0.1 атм отношения  $R_r/R_{d1} = 1.15$  и 2.47. Это означает, что если  $R_1 \approx R_r$ , то давление на торцевой части рефлектора можно считать равномерно распределенным и определяемым выражением (27). Это тем более справедливо, что на периферию рефлектора будет действовать ударная волна, отраженная от боковой части цилиндра. В течение цуга импульсов избыточное давление постоянно или растет:

$$\delta P = 14 P_0^{0.45} P_{J2}^{0.55} \frac{(\delta W)^{0.82}}{a^{1.64}} \text{ [атм]}. \quad (31)$$

Действующая на рефлектор сила

$$F_a [\text{Н}] = 10 \pi R_r^2 P_0 \left( \frac{R_d}{a R_r} \right)^{1.64} = 10 \pi R_r^{0.36} P_0 \left( \frac{R_d}{a} \right)^{1.64}. \quad (32)$$

Удельная сила (на 1 МВт средней мощности)

$$J [\text{Н/МВт}] = \frac{F_a}{\bar{W}} = \frac{192 \times 10^6 P_0^{0.45}}{a^{1.64} f q^{1/3}}. \quad (33)$$

В простейшей схеме ЛРД (рис. 1, а) ускорение космического аппарата происходит под действием цугов лазерных импульсов, следующих с частотой  $F$ . Лазерные импульсы в цугах идут с частотой  $f \gg F$ . Каждый цуг лазерных импульсов создает ОПР, который, в свою очередь, генерирует цуг ударных волн, объединяющихся в квазистационарную волну. По прошествии некоторого времени  $\tau_t$  воздух в рефлекторе сильно разогревается и его плотность становится низкой. В результате дальнейший ввод лазерного излучения может оказаться неэффективным. После выключения излучения происходит смена газа в рефлекторе на холодный атмосферный воздух. Длительность этого процесса  $\tau_p \sim a L_r / C_0$ . Здесь  $a_p \approx 1 - 2$  – коэффициент, зависящий от геометрии рефлектора и космического аппарата, а также от скорости полета последнего. Минимальная длительность цуга  $\tau_t$  равна времени, за которое ударная волна, порожденная первой искрой цуга, проходит расстояние от ОПР до отражающего рефлектора и обратно:

$$\tau_t = \frac{2R_1}{C_0} = \frac{2R_r}{C_0} = \frac{0.86}{C_0 \delta^{1/2}} \left( \frac{q}{P_{J2}} \right)^{1/3} = 4.63 \times 10^{-4} q^{1/3}. \quad (34)$$

Здесь и далее в окончательном виде выражений принимается, что допустимый уровень экранировки излучения

$\delta = 0.03$ , давление в струе в конце действия режима ускорения ударной волны  $P_{J2} = 0.1$  атм,  $a_p = 1$ . Отношение характерных времен  $\tau_p/\tau_t = 0.5a_p L_p/R_1$  достигает минимального значения  $0.5a_p$ , когда ОПР горит на срезе открытого конца цилиндра. Среднее значение ускоряющей силы

$$\bar{F}_a = F_a \frac{1}{1 + \tau_p/\tau_t} = \frac{2}{3} F_a. \quad (35)$$

Частота повторения цугов  $F$ , их энергия  $q_t$  и средняя мощность  $\bar{W}$  таковы:

$$F = \frac{3.95 \times 10^4 \delta^{1/2}}{1 + 0.5a_p} \left( \frac{P_{J2}}{q} \right)^{1/3} \approx \frac{2090}{q^{1/3}}, \quad (36)$$

$$q_t = \bar{W} \tau_t = \frac{0.86 \bar{W}}{C_0 \delta^{1/2}} \left( \frac{q}{P_{J2}} \right)^{1/3} = 4.63 \times 10^{-4} \bar{W} q^{1/3}, \quad (37)$$

$$\bar{W} = q_t F = \frac{\bar{W}}{1 + \tau_p/\tau_t} = \frac{\bar{W}}{1 + 0.5a_p} = \frac{2}{3} \bar{W}. \quad (38)$$

Отметим, что полученные выше соотношения отвечают оценке снизу минимальной длительности цуга. Результаты предварительных расчетов показывают, что эту величину можно в несколько раз увеличить за счет свойств квазистационарной волны и геометрии рефлектора – приемника импульса отдачи.

## 5. Параметры ЛРД в схеме монорефлектора

Определим параметры ЛРД с использованием представленной выше модели. При этом будем полагать, что средняя мощность лазерного излучения в цугах задана и составляет 20 МВт. Примем также, что на старте космического аппарата давление воздуха  $P_0 = P_{01} = 1$  атм, а в конце работы ЛРД  $P_0 = P_{02} = 0.1$  атм. Кроме того, полагаем, что статическое давление в струе равно давлению окружающего воздуха ( $P_J = P_0$ ).

Рассмотренная выше схема имеет безусловные преимущества по сравнению с традиционными методами ускорения космического аппарата – большую эффективность использования лазерного излучения, а также отсутствие контакта лазерной плазмы с оптической поверхностью рефлектора и экранировки лазерного излучения. Кроме того, она проста в технологическом отношении. При  $\bar{W} \approx 20$  МВт оптимальными можно считать следующие параметры лазерного излучения: энергия импульсов  $q = 1$  кДж, частота повторения  $f = 20$  кГц, длительность цугов лазерных импульсов  $\tau_t = 5$  мс, частота повторения цугов  $F = 200$  Гц. Однако газодинамические лазеры могут эффективно генерировать импульсно-периодическое излучение при частоте повторения импульсов  $f > 50$  кГц [9]. В этом случае скорость газовой струи, инжектируемой в рефлектор, оказывается для технической реализации слишком высокой, если речь идет о модельных экспериментах на стенде.

## 6. Матричный рефлектор

Схема матричного рефлектора представлена на рис. 1, б. В приведенных ниже формулах все параметры (с индексом  $m$ ) относятся к случаю одиночного рефлектора матрицы; далее производится суммирование по числу эле-

ментов  $N$  ( $R_{cav}/R_d \approx 0.25(F_t/d_t)^{0.19} \approx (0.15 - 0.25)R_{cav} = R_{cav}/N^{1/3}$ ):

$$f_{pm} = \frac{V_{Jm}}{2R_{cavm}} = \frac{2.5V_{Jm}}{R_{dm}} \left( \frac{P_{Jm}}{P_0} \right)^{1/3} = f_p N^{1/3}, \quad (39)$$

$$f_{qm} = 5.88 C_0 / R_{dm} = f_q N^{1/3}, \quad (40)$$

$$f_q < f < f_p. \quad (41)$$

Здесь частота повторения лазерных импульсов

$$f_m = \bar{W}_m / q_m = f, \quad (42)$$

$$q_{maxm} = \frac{2.2 \times 10^8}{P_{01}^{1/2}} \left( \frac{\bar{W}_m}{C_0} \right)^{3/2} = \frac{q_{max}}{N^{3/2}}, \quad (43)$$

$$q_{minm} = \frac{8 \times 10^8}{P_{J2m}^{1/2}} \left( \frac{\bar{W}_m}{V_{J2m}} \right)^{3/2} = \frac{q_{min}}{N^{3/2}},$$

$$f_{wmaxm} = 1.25 \times 10^{-3} V_{J2m}^{3/2} \left( \frac{P_{J2m}}{\bar{W}_m} \right)^{1/2} = N^{1/2} f_{wmax}. \quad (44)$$

В приведенных выражениях и далее средняя мощность дана в мегаваттах. Учтем ограничение на минимальную частоту повторения импульсов в газодинамическом лазере:  $f \approx 20$  кГц. Приравняв это значение  $f$  к  $f_{wmax}$ , найдем скорость газовой струи на завершающей стадии разгона космического аппарата:

$$V_{J2m} = 86 f^{2/3} \left( \frac{\bar{W}_m}{P_{J2m}} \right)^{1/3} = \frac{V_{J2}}{N^{1/3}}. \quad (45)$$

Подставив  $V_{J2}$  в выражение (39), получим

$$f_{pm} = 100 f^{2/3} \left( \frac{\bar{W}_m}{q_m} \right)^{1/3} = f_p. \quad (46)$$

Здесь  $f$  – фиксированное значение частоты повторения лазерных импульсов;  $q$  – аргумент функции  $f_p$ , показанной на рис.2. Скорость струи

$$V_J = \frac{2C_J}{\gamma - 1} \left[ \left( \frac{P_{brm}}{P_{Jm}} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1 \right]^{1/2}, \quad (47)$$

$$R_{Jm} = 0.3 R_{cavm} = 0.05 R_{dJm} = 0.11 (q_m / P_{Jm})^{1/3} [\text{см}] = R_J / N^{1/3}. \quad (48)$$

Потери средней мощности излучения на лазерной плазме в  $m$ -м элементе рефлектора

$$\bar{\delta}_m = \frac{R_{cavm}^2}{R_{rm}^2} = \frac{0.04 R_{dJm}^2}{R_{rm}^2} = \frac{0.185 (q_m / P_{Jm})^{2/3}}{R_{rm}^2}. \quad (49)$$

Определим радиус рефлектора, приняв в качестве предельно допустимого некоторый уровень потерь, например  $\bar{\delta} W = 0.03$ :

$$R_{rm} = \frac{0.2 R_{dJm}}{\delta_m^{1/2}} = \frac{0.43 (q_m / P_{J2m})^{1/3}}{\delta_m^{1/2}} = \frac{R_r}{N^{1/3}}, \quad (50)$$

где  $\delta_m$  – потери излучения в лазерной плазме для единич-



ного элемента матричного рефлектора. Для квадратного матричного рефлектора половина стороны квадрата

$$R_M = R_{rm} N^{1/2} = R_r N^{1/6}.$$

Избыточное давление, создающее ускоряющую силу,

$$\delta P = P_0 (R_d/R_1)^{1.64} \text{ [атм]}, \quad (51)$$

$$F_a = \pi R_r^2 \delta P, \quad (52)$$

$$F_a/\bar{W} = \pi R_r^2 \delta P/W,$$

$$\frac{R_{rm}}{R_{d1m}} = \frac{0.2}{\delta^{1/2}} \left( \frac{P_{01m}}{P_{J2m}} \right)^{1/3} = \frac{R_r}{R_{d1}}, \quad (53)$$

$$\delta P_m = 14 P_{0m}^{0.45} P_{J2m}^{0.55} \frac{\delta^{0.82}}{a^{1.64}} \text{ [атм]}, \quad (54)$$

где  $a = (R_d/R_{d1})^{1.64}$ .

Определим средние значения параметров для периодических цугов лазерных импульсов (имеют индекс  $t$ ). Длительность цуга

$$\begin{aligned} \tau_{tm} &= \frac{2R_{1m}}{C_0} = \frac{2R_{rm}}{C_0} = \frac{0.86}{C_0 \delta_m^{1/2}} \left( \frac{q_m}{P_{J2m}} \right)^{1/3} \\ &= 4.63 \times 10^{-4} q_m^{1/3} = \frac{\tau_t}{N^{1/3}}. \end{aligned} \quad (55)$$

В периодических цугах средняя сила, действующая на один элемент матричного рефлектора,

$$\bar{F}_{am} = F_{am} \frac{1}{1 + \tau_{pm}/\tau_{tm}} = \frac{2}{3} F_{am} = \frac{2}{3} \frac{F_a}{N^{2/3}}. \quad (56)$$

На весь матричный рефлектор действует сила

$$\bar{F}_{aM} = N \bar{F}_{am} = \frac{2}{3} F_a N^{1/3} = \bar{F}_a N^{1/3}.$$

Частота повторения цугов такова:

$$F_m = F_M = \frac{3.95 \times 10^4 \delta_m^{1/2}}{1 + 0.5 a_{pm}} \left( \frac{P_{J2m}}{q_m} \right)^{1/3} \approx \frac{2090}{q_m^{1/3}} = N^{1/3} F. \quad (57)$$

Энергия цуга импульсов, приходящаяся на один элемент матричного рефлектора,

$$\begin{aligned} Q_{tm} &= \bar{W}_m \tau_{tm} = \frac{0.86 \bar{W}_m}{C_0 \delta_m^{1/2}} \left( \frac{q_m}{P_{J2m}} \right)^{1/3} \\ &= 4.63 \times 10^{-4} \bar{W}_m q_m^{1/3} = \frac{Q}{N^{4/3}}, \end{aligned} \quad (58)$$

где  $Q$  – энергия цуга для монорефлектора.

Энергия цуга в матричном рефлекторе из  $N$  элементов

$$Q_{tM} = N \bar{W}_m \tau_{tm} = \frac{Q}{N^{1/3}}.$$

Средняя мощность излучения периодических цугов для матричного рефлектора

$$\bar{W}_{tM} = Q_{tM} F_M = \bar{W}_t = \frac{2}{3} \bar{W}. \quad (59)$$

Удельная сила, действующая на матричный рефлектор,

$$J_M \text{ [Н/МВт]} \equiv \frac{F_{aM}}{\bar{W}_{tM}} = J N^{1/3}. \quad (60)$$

## 7. ЛРД на основе механизма резонансного объединения ударных волн

### 7.1. Механизм и схема ускорения

Лазерное излучение с большой частотой повторения импульсов создает ОПР. Генерируемые им ударные волны, объединяясь, создают зону высокого давления – квазистационарную волну, и, тем самым, постоянно действующую ускоряющую силу. Инжектируемая в рефлектор струя воздуха обеспечивает стабильную генерацию ударных волн и вынос лазерной плазмы из рефлектора. Матричный рефлектор делает возможным использование мощного лазерного излучения с большой частотой повторения импульсов. Короткие импульсы (100–200 нс) эффективно поглощаются в условиях короткофокусной фокусировки излучения в рефлекторе. Цилиндрические стенки приемника механического импульса трансформируют часть радиальной компоненты импульса квазистационарной волны в продольную, действующую на отражатель рефлектора. Это позволяет существенно увеличить давление, а следовательно, эффективность использования лазерного излучения.

### 7.2. Преимущества метода

– Удельная сила тяги  $J = 1000 - 2500$  Н/МВт, что в несколько раз выше достигнутого ранее уровня (200–500 Н/МВт).

– Снимаются проблемы традиционных методов (см. разд.3) – экранировки излучения лазерной плазмой (при малой энергии лазерных импульсов поперечный размер лазерной плазмы мал), термического воздействия лазерной плазмы на рефлектор (ОПР удален от поверхности рефлектора) и ударных нагрузок (создается постоянно действующая сила).

### 7.3. Обоснование параметров ЛРД (исходные данные)

1. Средняя мощность импульсно-периодического лазерного излучения равна  $\bar{W} = 20$  МВт, радиус приемника излучения (рефлектора)  $R_r \sim 50$  см.

2. Приемник излучения состоит из  $N = 1 - 10$  элементов, каждый из которых включает в себя рефлектор (он же приемник механического импульса) и имеет цилиндрические стенки.

3. Тип лазера – газодинамический  $\text{CO}_2$ -лазер ( $\lambda_{\text{las}} = 10.6$  мкм), генерирующий импульсно-периодическое излучение с частотой повторения импульсов  $f = 50 - 100$  кГц. При меньших частотах эффективность лазера снижается.

4. Давление воздуха на старте космического аппарата  $P_0 = 1$  атм, в конце режима работы ЛРД – 0.1 атм (высота  $\sim 30$  км).

#### 7.3.1. Монорефлектор

Радиус рефлектора выбирается из условия малости потерь излучения в лазерной плазме ( $\delta = 0.03$ ). Избыточное давление

$$\delta P = 14P_0^{0.45} P_{J2}^{0.55} \frac{\delta^{0.82}}{a_r^{1.64}} = 0.68P_0^{0.45} [\text{атм}], \quad (61)$$

где  $P_{J2} = 0.1$  атм – давление в струе в конце режима ЛРД;  $a_r = R_1/R_r = 0.5$ ;  $R_1$  – расстояние от ОПР до рефлектора. Действующая на рефлектор сила

$$F_a [\text{Н}] = 10\pi R_r^2 \delta P = \frac{201q^{0.67} P_0^{0.45}}{a_r^{1.64}} = 626q^{0.67} P_0^{0.45}. \quad (62)$$

Скорость и радиус газовой струи

$$V_J [\text{м/с}] = 0.86f^{2/3} \left( \frac{\bar{W} [\text{МВт}]}{P_J} \right)^{1/3}, \quad (63)$$

$$R_J = 0.11(q/P_J)^{1/3} [\text{см}]. \quad (64)$$

Из (61)–(64) определим параметры ЛРД при частотах повторения импульсов  $f = 2 \times 10^4$  и  $10^5$  Гц. Параметры на старте космического аппарата ( $P_0 = 1$  атм) обозначены индексом 1, в конце режима работы ЛРД ( $P_0 = 0.1$  атм) – индексом 2.

Частота повторения лазерных импульсов  $f = 2 \times 10^4$  Гц.

Энергия импульсов  $q = 1000$  Дж, радиус рефлектора  $R_r = 50$  см, расстояние от ОПР до рефлектора  $R_1 = 25$  см.

Действующая на рефлектор сила  $F_{a1} = 64 \times 10^3$  Н,  $F_{a2} = 23 \times 10^3$  Н.

Удельная сила (на 1 МВт средней мощности)  $J_1 = 2600$  Н/МВт,  $J_2 = 930$  Н/МВт.

Скорость газовой струи  $V_{J1} = 1725$  м/с,  $V_{J2} = 3716$  м/с.

Радиус струи  $R_{J1} = 1$  см,  $R_{J2} = 2.4$  см.

Частота повторения лазерных импульсов  $f = 10^5$  Гц.

Энергия импульсов  $q = 200$  Дж, радиус рефлектора  $R_r = 31$  см, расстояние от ОПР до рефлектора  $R_1 = 15$  см.

Действующая на рефлектор сила ( $F_a = 21.8P_0^{0.45}$  [Н])  $F_{a1} = 21.8 \times 10^3$  Н,  $F_{a2} = 7.73 \times 10^3$  Н.

Удельная сила (на 1 МВт средней мощности) ( $J = 906P_0^{0.45}$ )  $J_1 = 906$  Н/МВт,  $J_2 = 317$  Н/МВт.

Уменьшив расстояние  $R_1$  до 9.5 см ( $a_r = 0.3$ ), силу и удельную силу можно увеличить. В этом случае параметры  $F_a$  и  $J$  возрастают в 2.3 раза:  $F_{a1} = 50.1 \times 10^3$  Н,  $F_{a2} = 17.78 \times 10^3$  Н,  $J_1 = 2084$  Н/МВт,  $J_2 = 729$  Н/МВт.

Скорость газовой струи  $V_{J1} = 5048$  м/с,  $V_{J2} = 10880$  м/с.

Радиус струи  $R_{J1} = 0.64$  см,  $R_{J2} = 1.4$  см.

Создание такой струи для ЛРД затруднено тем, что даже при частоте  $f = 50$  кГц скорость струи слишком велика:  $V_{J1} = 3175$  м/с,  $V_{J2} = 6840$  м/с.

Таким образом, ЛРД с монорефлектором имеет хорошие характеристики и может быть реализован на практике при частоте повторения лазерных импульсов  $\sim 20$  кГц. При более высоких частотах стабилизация ОПР осложняется необходимостью использования высокоскоростных ( $\sim 5$  км/с) газовых струй. Недостаток монорефлектора заключается также в том, что затруднена возможность управления полетом с помощью лазерного двигателя.

### 7.3.2. Матричный рефлектор

Задачи создания ЛРД на основе механизма объединения ударных волн и импульсно-периодического лазерного излучения с высокой ( $\sim 100$  кГц) частотой повторения импульсов, а также управления траекторией полета с помощью ЛРД могут быть решены при использовании матричного рефлектора, представляющего собой набор из  $N$  монорефлекторов. К матрице подводится лазерное

излучение с энергией импульсов  $q$  при средней мощности  $\bar{W}$ . Будем считать, что радиусы  $R_{rm}$  элементов матричного рефлектора одинаковы и к элементам поступает излучение с одними и теми же параметрами:  $q_m = q/N$ ,  $W_m = \bar{W}/N$ . Матричный рефлектор создает матрицу ОПР, каждый из которых стабилизируется струей, имеющей скорость  $V_{Jm}$ , причем отдельные ОПР не взаимодействуют между собой.

В приводимых ниже формулах параметры, содержащие индекс  $m$ , соответствуют элементу, индекс  $M$  – матрице; если эти индексы отсутствуют, то обозначения относятся к монорефлектору при энергии  $q$  и средней мощности  $\bar{W}$ . Число элементов должно быть таким, чтобы была решена проблема скоростной струи. Примем  $N = 8$  (большее значение  $N$  нецелесообразно). Численные значения, приводимые после выражений (65)–(70), получены при  $\bar{W} = 20$  МВт ( $W_m = 2.5$  МВт),  $f = 10^5$  Гц,  $q = 200$  Дж ( $q_m = 40$  Дж),  $a_{rm} = 0.3$ . Как и раньше, параметры на старте космического аппарата ( $P_0 = 1$  атм) обозначены индексом 1, в конце режима работы ЛРД ( $P_0 = 0.1$  атм) – индексом 2.

Радиус цилиндра элементарного рефлектора

$$R_{rm} = \frac{0.2R_{dJm}}{\delta_m^{1/2}} = \frac{0.43(q_m/P_{J2m})^{1/3}}{\delta_m^{1/2}} = \frac{R_r}{N^{1/3}} = 15.5 \text{ см}, \quad (65)$$

расстояние от рефлектора до фокуса равно  $\sim 5$  см.

Характерный размер матричного рефлектора составляет  $\sim 90$  см. Избыточное давление

$$\delta P_m = 14P_{0m}^{0.45} P_{J2m}^{0.55} \frac{\delta^{0.82}}{a_m^{1.64}} = 1.56P_0^{0.45} [\text{атм}], \quad (66)$$

следовательно,  $\delta P_{m1} = 1.56$  атм,  $\delta P_{m2} = 0.55$  атм.

На один элемент матричного рефлектора действует средняя сила

$$F_{am} [\text{Н}] = \frac{81.4q_m^{0.67} P_{0m}^{0.45}}{a_m^{1.64} P_{J2m}^{0.12} \delta_m^{0.18}} = \frac{F_a}{N^{0.67}} = \frac{F_a}{4}, \quad (67)$$

отсюда  $F_{am1} = 12.5 \times 10^3$  Н,  $F_{am2} = 4.45 \times 10^3$  Н.

На матричный рефлектор действует средняя сила

$$F_{aM} = NF_{am} = N^{1/3} F_a, \quad (68)$$

следовательно,  $F_{aM1} = 100 \times 10^3$  Н,  $F_{aM2} = 35.6 \times 10^3$  Н.

На один элемент матричного рефлектора действует удельная сила (на 1 МВт средней мощности)

$$J_m [\text{Н/МВт}] = \frac{F_{am}}{W_m}; \frac{81.4 \times 10^6 P_{0m}^{0.45}}{a_m^{1.64} f q_m^{1/3} P_{J2m}^{0.12} \delta_m^{0.18}} = \frac{170 \times 10^6 P_{0m}^{0.45}}{a^{1.64} f q_m^{1/3}} = N^{1/3} J, \quad (69)$$

отсюда  $J_{m1} = 4170$  Н/МВт,  $J_{m2} = 1460$  Н/МВт.

Удельная сила для матричного рефлектора та же, что и для отдельного элемента:

$$J_M = F_{aM}/\bar{W} = N^{1/3} J.$$

Скорости струй в рефлекторах

$$V_{J2m} = 86f^{2/3} \left( \frac{\bar{W}_m}{P_{J2m}} \right)^{1/3} = \frac{V_{J2}}{N^{1/3}}, \quad (70)$$

причем  $V_{J_1} = 2520$  м/с,  $V_{J_2} = 5440$  м/с.

Заключая этот раздел, следует отметить, что

– управлять полетом с помощью лазерного двигателя можно за счет изменения тяги в соответствующих элементах матричного рефлектора;

– увеличение числа элементов рефлектора сопровождается ростом аэродинамического сопротивления на воздухозаборниках.

## 8. Заключение

Таким образом, в настоящей статье обращается внимание на эффективно поддерживаемый многими государствами «ренессанс» в области лазерного реактивного движения. Подтверждается, что Россия по-прежнему занимает ведущее место в области разработки лазерных систем и управления параметрами генерируемого ими излучения, а также в исследовании новых механизмов движения ЛРД. Указывается на высокую эффективность использования газодинамических лазеров с варьруемой временной структурой излучения для решения задач вывода в космос и поддержания на орбите нано- и микро-спутников широкого спектра назначений.

Учитывая успехи России в создании высокоомощных газодинамических лазеров как основного элемента эффективного ЛРД для запуска малоразмерных спутников, мы предложили тему «Импульсар», являющуюся логическим продолжением и развитием пионерских работ А.М.Прохорова и Ф.В.Бункина [24], для реализации в нашей стране, а также для развития международного сотрудничества в космосе с целью построения следующего поколения систем связи, в частности для создания глобальной суперскоростной сети Интернет.

1. Аполлонов В.В., Тищенко В.Н. *Квантовая электроника*, **34** (12), 1143 (2004); Apollonov V.V., Tishchenko V.N. *Proc. SPIE GCL/HPL* (Prague, 2004, Vol. 5777).
2. Тищенко В.Н., Аполлонов В.В., Грачев Г.Н., Запрягаев В.И.,

- Гулидов А.И., Меньшиков Я.И., Смирнов А.Л., Соболев А.В. *Квантовая электроника*, **34** (10), 941 (2004).
3. Apollonov V.V. *Proc. SPIE ISBEP-3* (Troy, NY, USA, 2004, Vol. 5779, p. 205).
  4. Агеев В.П., Барчуков А.И., Бункин Ф.В., Кононов В.И., Прохоров А.М., Силенок А.С., Чаплиев Н.И. *Квантовая электроника*, **4** (12), 2501 (1977).
  5. Apollonov V., Baturin Yu., Bashilov A., Katorgin B., Mizin P., Shurov A. *Proc. SPIE ISBEP-4* (Nara, Japan, 2005, Vol. 5779, p. 22).
  6. Apollonov V. *Proc. SPIE ISBEP-4* (Nara, Japan, 2005, Vol. 5779, p. 33).
  7. Schall W.O., Bohn W.L., Eckel H.-A., Mayerhofer W., Riede W., Zeyfang E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4065**, 472 (2000).
  8. Apollonov V., Tishchenko V., Grachev G. *Proc. SPIE ISBEP-4* (Nara, Japan, 2005, Vol. 5779, p. 73).
  9. Аполлонов В.В., Кийко В.В., Кислов В.И., Суздальцев А.Г., Егоров А.Б. *Квантовая электроника*, **33** (9), 753 (2003).
  10. Борзов В.Ю., Михайлов В.М., Рыбка И.В., Юрьев А.С. и др. *Инж.-физ. журн.*, **66** (5), 515 (1994).
  11. Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. *Докл. РАН*, **351** (3), 339 (1996).
  12. Wallace J. *Laser Focus World*, August, 17 (2004).
  13. Тищенко В.Н. *Квантовая электроника*, **33** (9), 823 (2003).
  14. Grachev G.N., Ponomarenko A.G., Smirnov A.L., Tishchenko V.N., Tret'jakov P.K. *Laser Phys.*, **6** (2), 376 (1996).
  15. *Воздействие лазерного и ВЧ излучений на воздушную среду*. Под ред. А.А.Землянова. (Новосибирск: Наука, 1992).
  16. Коробейников С.Р. *Теория точечного взрыва*. (М.: Наука, 1971).
  17. Кабанов С.Н., Маслова Л.И., Тархова Т.И., Трухин В.А., Юров В.Т. *ЖТФ*, **60** (6), 37 (1990).
  18. Tishchenko V.N., Antonov V.M., Melekhov A.V., Nikitin S.A., Posukh V.G., Shaikhislamov I.F. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **31**, 1998 (1998).
  19. Тищенко В.Н. *Оптика атмосферы и океана*, **11** (2–3), 228 (1998).
  20. Буфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б. и др. *ДАН СССР*, **261** (3), 586 (1981).
  21. Кондрашов В.Н., Родионов Н.Б., Ситников С.Ф. и др. *ЖТФ*, **56** (1), 89 (1986).
  22. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Запрягаев В.И., Смирнов А.В., Соболев А.В. *Квантовая электроника*, **32** (4), 329 (2002).
  23. Тищенко В.Н., Гулидов А.И. *Письма в ЖТФ*, **26** (19), 77 (2000).
  24. Бункин Ф.В., Прохоров А.М. *УФН*, **119** (3), 425 (1976).