

Взаимодействие оптического пульсирующего разряда с газом: условия стабильной генерации и объединения ударных волн

В.Н.Тищенко, В.В.Аполлонов, Г.Н.Грачев, А.И.Гулидов, В.И.Запругаев, Я.Г.Меньшиков, А.Л.Смирнов, А.В.Соболев

Теоретически и экспериментально найдены условия, при которых оптический пульсирующий разряд стабильно генерирует периодические ударные волны. Показано, что механизм объединения ударных волн в низкочастотную квазистационарную волну действует в различных газах (парах вещества) и в широком диапазоне энергий лазерных искр. Рассмотрено применение такой волны для увеличения коэффициента связи в лазерном двигателе.

Ключевые слова: лазерное излучение, оптический разряд, ударные волны, лазерный двигатель.

1. Введение

В работе [1] исследовалось преобразование импульсно-периодического лазерного излучения в низкочастотную квазистационарную волну (КВ) в условиях оптического пульсирующего разряда (ОПР), впервые рассмотренного в [2]. В отличие от непрерывного оптического разряда, в ОПР отсутствуют физические ограничения на скорость его движения в газе (см. ниже). В отличие от одиночной лазерной искры генерируемые ОПР ударные волны (УВ), объединяясь, создают в окружающем газе квазистационарную волну, движущуюся в выделенном направлении. ОПР преобразует ~25% мощности лазерного излучения в УВ и его воздействие на окружающую среду может быть достаточно сильным.

Механизм объединения волн заключается в следующем. В сплошной среде последовательно создаются периодические возмущения, например УВ, начальная скорость которых больше скорости звука C_0 . Скорость перемещения области пульсаций V_0 меньше C_0 . УВ объединяются и создают КВ, если параметры пульсаций и среды удовлетворяют найденным в настоящей работе критериям. В зависимости от пространственно-временной структуры пульсаций механизм проявляется в виде эффектов, для которых характерна большая длина области повышенного давления.

Этот механизм не содержит ограничений на тип среды и источник пульсаций, а также на его энергию, что важно для создания волн большой длины. КВ может двигаться от источника, имеющего точечные размеры в выделенном направлении. УВ могут объединяться и при сверхзвуковом движении ОПР [3], но длина общей УВ в направлении, перпендикулярном ее фронту, мала. В воде

при последовательной детонации двух зарядов наблюдалась начальная стадия КВ [4]. В работах по термооптической генерации звука в жидкости [5, 6] спектр УВ мог перестраиваться за счет изменения частоты повторения лазерных импульсов f^0 или в результате модуляции высокочастотной составляющей низкочастотным сигналом с частотой F^0 . Было установлено, что доля мощности на частоте F^0 мала и пропорциональна отношению F^0/f^0 . Рассматриваемый в настоящей работе механизм образования УВ свободен от этого ограничения и, напротив, его эффективность возрастает при больших значениях f^0 , когда происходит объединение волн. Так, в эксперименте [7] долю мощности на частоте ~36 Гц можно увеличить в несколько раз, повысив f^0 от 100 до ~250 кГц.

Целью настоящей работы, так же как и работ [1, 7, 8], является исследование взаимодействия ОПР с газовой средой в условиях, когда проявляется механизм объединения волн. Ранее рассмотрены ситуации, когда ОПР неподвижен или движется вдоль оси лазерного пучка с постоянной относительной скоростью $M_0 = V_0/C_0 < 1$. В [1] были найдены критерии объединения УВ в квазистационарные волны в воздухе.

В настоящей работе определены условия, при которых ОПР стабильно генерирует периодические УВ, исследовано поведение КВ в различных средах в широком диапазоне энергий лазерных искр и дано обоснование применимости КВ в лазерном двигателе.

Остановимся коротко на актуальности исследуемых задач. Если мощность излучения превышает некоторое пороговое значение, то, как выяснилось в эксперименте, ОПР горит при любой скорости газа $V_0 = 0 - 400$ м/с. Однако преобразование лазерного излучения в интенсивные и взаимодействующие УВ возможно лишь при определенном соотношении параметров ОПР и среды, поэтому важно установить, каковы условия возникновения КВ в разных газах и существуют ли ограничения на энергию искр. Наряду с акустикой для аэрокосмических задач представляют интерес ОПР и КВ. Так, в эксперименте [3] установлено, что аэродинамическое сопротивление снижается в ~2 раза при зажигании ОПР перед телом в набегающем сверхзвуковом потоке. Созданию мощных ОПР, поддерживаемых лазерным и СВЧ излучением, посвящена работа [9]. В рамках проблемы лазерного дви-

В.Н.Тищенко, Г.Н.Грачев, Я.Г.Меньшиков, А.Л.Смирнов. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: tishenko@mail.nsk.ru

В.В.Аполлонов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

А.И.Гулидов, В.И.Запругаев, А.В.Соболев. Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

Поступила в редакцию 1 июня 2004 г., после доработки – 18 августа 2004 г.

гателя одним из актуальных является вопрос об увеличении коэффициента связи J , который характеризует эффективность использования лазерного излучения для ускорения летательного аппарата [10, 11]. Решение задачи о существенном увеличении J представляется возможным при использовании КВ и мощного импульсно-периодического излучения с малой длительностью (~ 0.1 – 1 мкс) и высокой частотой повторения импульсов (десятки кГц). Существенный прогресс в создании таких лазеров достигнут в работе [12], где получена средняя мощность импульсно-периодического излучения ~ 10 кВт и показана возможность ее дальнейшего увеличения.

2. Условия стабильной генерации УВ

Движение ОПР в газе может происходить при неизменном фокусном расстоянии и движении газа либо в покоящемся газе при движении фокуса лазерного пучка. При малой частоте повторения f^0 импульсно-периодическое лазерное излучение последовательно создает на оси, по которой движется фокус, цепочку изолированных друг от друга искр. При увеличении f^0 искры образуют в газе канал с высокой температурой и низкой плотностью распадающейся лазерной плазмы [13–15]. Давление в искрах, как показывают расчеты, при тепловом расширении выравнивается с давлением окружающего газа за время $t_c = 0.38t_d$ (t_d – динамическое время, см. ниже). В условиях нашего эксперимента $t_c \sim 15$ – 20 мкс. К этому времени концентрация газа в искре уменьшается до $\sim 2\%$ – 5% от концентрации N_0 невозмущенного газа. Восстановление до уровня N_0 происходит в результате турбулентного теплопереноса, характерное время которого равно ~ 1 – 2 мс [14, 15]. Можно предположить, что для устойчивого горения ОПР и эффективной генерации УВ необходимо, чтобы фокус излучения успевал покинуть область с низкой плотностью газа за время паузы ($1/f^0$) между лазерными импульсами. Этому соответствуют следующие соотношения между параметрами ОПР: если длина искры L_s много больше ее радиуса r_0 , то $f^0 < V_0/L_s$ [13]. Для сферической формы искры в [1] получено ограничение минимального расстояния между центрами искр, которое можно представить в виде

$$f = t_d f^0 < f_b = 2.5M_0. \quad (1)$$

Время и расстояние нормируются соответственно на динамическое время $t_d = R_d/C_0$ и динамический радиус $R_d = (q/p_0)^{1/3}$ (в м), где q – энергия искр (в Дж), p_0 – давление невозмущенного газа (в Па). Одиночную искру можно рассматривать как взрыв [16], поэтому величины t_d и R_d , используемые в теории точечного взрыва, применимы и для описания ОПР. Зависимость граничной частоты от M_0 показана на рис.1 линией 1, выше которой фокус не успевает выйти из области с низкой плотностью.

Эксперимент. Для проверки выражения (1) был выполнен следующий эксперимент. Импульсно-периодическое излучение CO_2 -лазера со средней мощностью излучения до ~ 1.5 кВт при длительности импульсов ~ 1 мкс создавало ОПР в неподвижном аргоне (в камере) или в струе аргона, истекавшей в атмосферный воздух. Струя и излучение распространялись в одном и том же направлении вдоль общей оси. В этом случае ОПР как источник

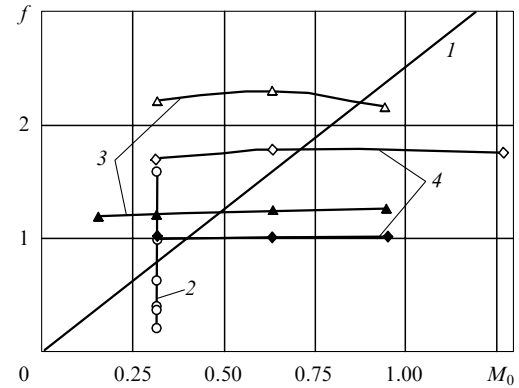


Рис.1. Теоретическая зависимость (f) максимальной частоты повторения лазерных импульсов от скорости M_0 движения ОПР (ОПР стабильно генерирует УВ в области ниже линии 1) и экспериментальные значения f и M_0 (точки), для которых измерялось давление УВ, при средней мощности поглощаемого лазерного излучения $W = 1.3$ кВт, средней мощности УВ $W_a = 140$ Вт, $f^0 = 51$ кГц, $q \approx 25$ мДж (♦); $W = 1.3$ кВт, $W_a = 50$ – 76 Вт, $f^0 = 116$ кГц, $q \approx 11$ мДж (◇); $W = 0.764$ кВт, $W_a = 58$ – 179 Вт, $f^0 = 53.8$ кГц, $q \approx 40$ мДж (▲); $W = 0.35$ кВт, $W_a = 26$ – 31 Вт, $f^0 = 104$ кГц, $q \approx 33$ мДж (△). Экспериментальные точки \circ соответствуют варьированию f^0 при $V_0 = \text{const}$. Точки на линиях 2 и 4 – ОПР генерирует импульсно-периодические УВ, точки на линии 3 – ОПР генерирует пуги УВ с частотой повторения $F^0 = 1.2$ кГц.

УВ неподвижен относительно воздуха. Струя была узкой (диаметром 3 или 6 мм) и слабо влияла на УВ при их выходе в воздух.

Давление в УВ измерялось с помощью пьезодатчика, который находился на расстоянии 5 см от ОПР на линии, проходящей через ОПР под углом 90° к оси струи. Такое положение датчика выбрано с учетом уменьшения влияния фона. На малом расстоянии от ОПР интенсивность фона много меньше интенсивности УВ, генерируемых ОПР. Измерялось падающее и прошедшее через ОПР лазерное излучение.

Рассматривались режимы импульсно-периодической генерации излучения или периодических пугов, заполненных лазерными импульсами с частотой $f^0 \approx 20$ – 120 кГц. Пуги повторялись с частотой $F^0 = 1.2$ кГц. ОПР соответственно генерировал импульсно-периодические УВ или пуги УВ. Изучалось влияние скорости струи $M_0 = V_0/C_0$ и частоты $f = f^0 t_d$ на стабильность генерации УВ и эффективность преобразования лазерного излучения в УВ.

На рис.1 показаны некоторые значения M_0 и f , при которых измерялось давление УВ. При фиксированной частоте f^0 варьировалась скорость струи V_0 или наоборот. По форме сигналов с пьезодатчика (рис.2 и 3) и средней мощности УВ (рис.4) можно судить об эффективности их генерации. Из временной зависимости давления видно, что во всей исследуемой области параметров каждый лазерный импульс создает УВ. Однако УВ при $f > f_b$ нестабильны, их средняя мощность и КПД преобразования η лазерного излучения в УВ уменьшаются. Нестабильность УВ – это следствие того, что в горячем газе искры создают более слабые скачки давления, а значит и менее интенсивные УВ.

В эксперименте выяснилось, что ОПР горит и эффективно ($\eta \sim 70\%$) поглощает излучение во всем изученном диапазоне скоростей (до 400 м/с), в том числе и в неподвижном газе. Отличие η от 100% связано с тем, что пробой развивался за время ~ 200 нс и передняя часть им-

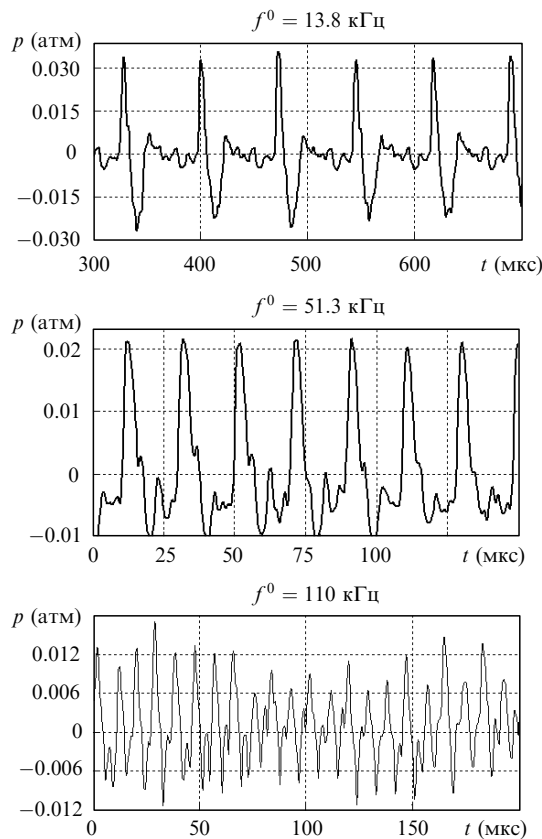


Рис.2. Осциллограммы давления импульсно-периодических УВ при горении ОПР в струе ($V_0 = 100$ м/с) при различных частотах f^0 .

пульса поглощалась частично. Значение η может достигать $\sim 90\% - 95\%$, если импульс имеет крутой фронт и его интенсивность много больше порога пробоя газа. Был рассмотрен и предельный случай, когда импульсно-периодическое лазерное излучение с частотой $f^0 = 1$ или 30 кГц создавало ОПР в неподвижном аргоне (при давлении $p_0 = 1$ атм). Из измерений параметров падающего и прошедшего лазерного излучения следовало, что в ОПР поглощается каждый лазерный импульс.

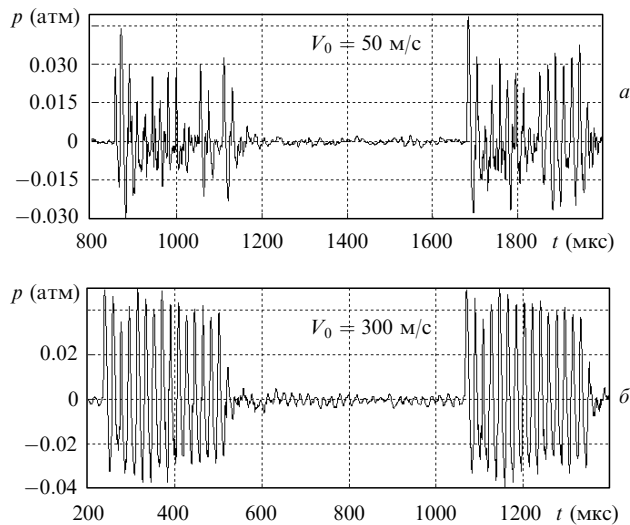


Рис.3. Осциллограммы давления в цугах УВ при разных V_0 , $W = 610$ Вт, $W_a = 58$ Вт, $\eta = 9.5\%$ (а) и $W = 764$ Вт, $W_a = 179$ Вт, $\eta = 23.4\%$ (б). Частота повторения цугов $F^0 = 1.2$ кГц, частота повторения УВ в цугах $f^0 = 53.4$ кГц, диаметр струи равен 3 мм.

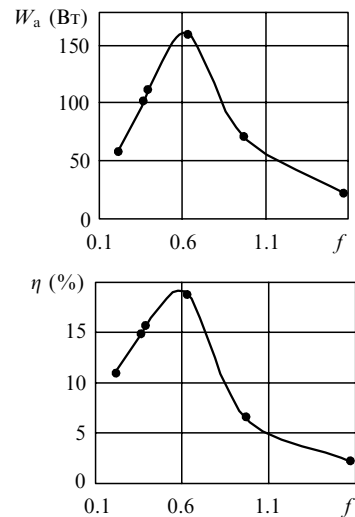


Рис.4. Зависимость средней мощности УВ и эффективности преобразования поглощаемого в ОПР лазерного излучения в УВ от безразмерной частоты f . ОПР создается импульсно-периодическим излучением в струе, движущейся со скоростью $V_0 = 100$ м/с.

Для подтверждения этого результата измерялось свечение плазмы искр ОПР с использованием СФР. Развертка по времени выполнена вдоль оси искры, совпадавшей с осью пучка излучения и струи. На рис.5 показан снимок, полученный с помощью СФР (СФР-грамма) для случая, когда ОПР создавался импульсно-периодическим излучением с частотой повторения $f^0 = 100$ кГц и горел в струе, движущейся с малой скоростью $V_0 = 100$ м/с. На рис.1 этим параметрам соответствует точка с координатами $f = 2.2$, $M_0 = 0.316$, находящаяся в области неустойчивой генерации УВ. Из анализа этого и других снимков сделаны следующие выводы. Каждый лазерный импульс создает искру. Скорость распространения плазменного фронта навстречу пучку близка к скорости светодетонационного режима. Положение фокуса на оси стабильно повторяется от импульса к импульсу. За время паузы между импульсами $\sim 1/f^0 = 10$ мкс газ в струе смещается на расстояние $\sim V_0/f^0 = 0.1$ см, что существенно меньше длины искры $L_s \sim 0.5$ см. Следовательно, искры формируются в канале, созданном предшествующими искрами. Из рис.5 видно, что при $z > 0$ (z – ось пучка излучения и струи) угол наклона области свечения соответствует скорости порядка 0.5 – 1 км/с. Здесь проявился эффект ускорения плазмы в результате истечения ее из области высокого давления в «вакуумный» канал, создаваемый движущимся ОПР [17].

Подробное исследование горения ОПР при малых V_0 и $V_0 = 0$ выходило за рамки настоящей работы. Возможно качественное объяснение такого процесса. Для горения ОПР необходимо, чтобы за время паузы между лазерными импульсами, равное $1/f^0$, концентрация газа в

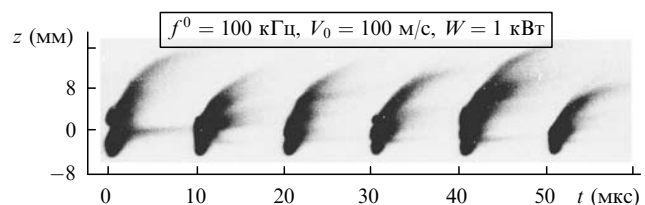


Рис.5. СФР-грамма свечения плазмы искр ОПР. Развертка выполнена по оси z , совпадающей с направлением распространения лазерного излучения и струи. Фокус находится в точке $z = 0$.

фокальной области восстанавливалась до уровня, при котором возможен не только оптический пробой в фокусе, но и выполняются условия для наблюдавшегося (СФР-грамма) светодетонационного режима движения плазменного фронта навстречу пучку. Последнее необходимо для эффективного поглощения лазерного излучения. Характерное время t_1 турбулентной теплопроводности, ответственной за восстановление концентрации, равно ~ 1 мс [14] (для одиночной искры). Поскольку $t_1 \ll 1/f^0$, то этот механизм не является основным. Наиболее вероятная причина поддержания фиксированной плотности газа и условий горения ОПР – совместное действие теплового конвективного потока и сильных пульсаций концентрации газа вблизи фокальной области. Скорость газа вблизи фокальной области, необходимую для смены газа, можно оценить как $\sim 0.5d_c f^0 \sim 30$ м/с, где $d_c \sim 0.2 - 0.3$ см – диаметр каверны искры.

3. Объединение УВ, создаваемых ОПР

В соответствии с приведенной выше гипотезой механизм объединения волн действует в различных средах, при любых энергиях и любой природе источника пульсаций. В настоящей работе рассматриваются следующие вопросы: можно ли ввести критерий объединения волн, общий для разных газов; действует ли механизм при произвольной энергии пульсаций; какие ограничения на параметры источника пульсаций (ОПР) следуют из требования нелинейности взаимодействия источника со средой? Механизм объединения волн позволяет с единых позиций изучить результаты работ [1, 7, 8].

Исследование выполнено при некоторых ограничениях. Рассматривался ОПР, неподвижный или движущийся в газе с постоянной скоростью, меньшей C_0 . Решались уравнения газовой динамики в двумерном осесимметричном приближении. Для большей общности результатов форма искр моделировалась шаром, варьировались скорость (V_0) ОПР, частота повторения искр и их энергия ($q = 10^{-3} - 10^3$ Дж). Расчеты проведены для воздуха и инертных газов – ксенона, аргона, гелия, скорости звука в которых сильно различаются: $C_0 = 340, 169, 316, 965$ м/с соответственно. Подробное описание некоторых свойств КВ в воздухе и вывод критерия ее существования приведены в [1].

Схема формирования КВ движущимся ОПР. На рис.6 показаны КВ и часть поля УВ, которые создаются ОПР. В целом поле возмущений имеет форму шара, который расширяется со скоростью звука C_0 . Импульсно-периодическое лазерное излучение с малой длительностью импульсов ($\sim 0.5 - 1$ мкс) последовательно создает в фокусе пучка лазерные искры. Фокус движется в газе, образуется цепочка искр, каждая из которых генерирует УВ. При дозвуковой скорости движения ОПР ($M_0 \approx 0.6 - 0.9$) УВ, догоняя друг друга, создают перед ОПР область повышенного давления (КВ), которое пульсирует лишь на заднем фронте КВ вблизи ОПР. Распределение давления в КВ на оси движения ОПР приведено на рис.7. Время и расстояние вдоль оси z нормированы на t_d и R_d . Низкочастотной КВ считаем такую волну, длина L которой на асимптоте (более ~ 100 искр) равна $\sim (10 - 30)R_d$, т.е. много больше длины фазы сжатия УВ от одной искры. Для наглядности на рис.6 и 7,а показана лишь начальная стадия формирования КВ, соответствующая $n = 11$ искрам. На рис.7,б представлено давление в КВ, которое

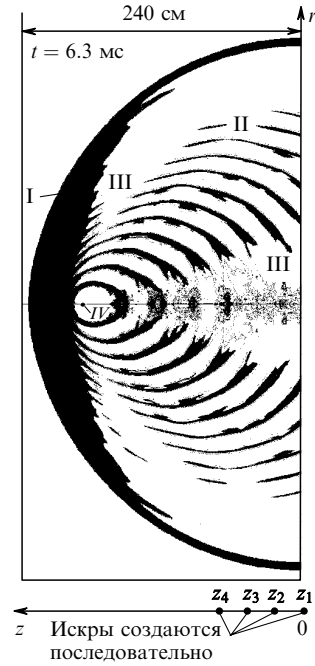


Рис.6. Поле давления в УВ, создаваемых движущимся ОПР, и схема формирования КВ. Черный цвет соответствует $p > p_0$, белый – $p \leq p_0$ (I – КВ, II – УВ, III – зона тени ($p < p_0$), IV – последняя искра). ОПР движется справа налево со скоростью $V_0 = 300$ м/с в воздухе, $p_0 = 1$ атм, $q = 10^3$ Дж, $f^0 = 2.5$ кГц, $R_d = 21.5$ см, $t_d = 632.4$ мкс, $f = 1.58$, $M_0 = 0.882$.

отвечает более позднему моменту времени и $n = 280$. КВ движется в том же направлении, что и ОПР. В противоположном направлении УВ формируют диаграмму направленности в результате взаимодействия с плазменным следом и фазой низкого давления КВ. Если условия формирования КВ не выполняются, то поле УВ похоже на создаваемое движущимся акустическим источником (эффект Доплера).

Условия объединения УВ. При движении ОПР генерируемые им УВ объединяются, если любые два из трех безразмерных параметров – $M_0 = V_0/C_0$, $z_s = z_{sp}/R_d$, $f = f^0 t_d$ удовлетворяют определенным требованиям (z_{sp} – расстояние между центрами искр) [1]. Для случая детонации удобна пара M_0 и z_s , а для ОПР – M_0 и f . Параметр M_0 имеет особое значение – КВ создается лишь при $M_0 < 1$. Условия объединения УВ и создания КВ выразим через M_0 и f :

$$2.5M_0 > f > 5.88(1 - M_0)^{1.5}. \tag{2}$$

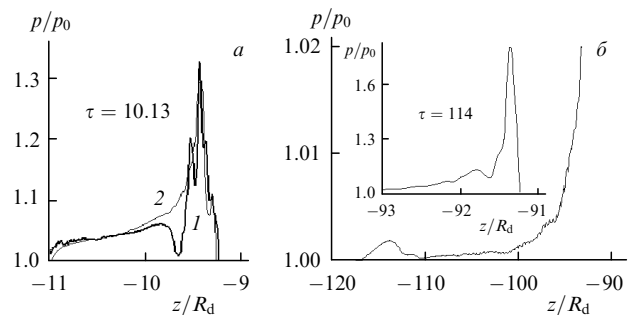


Рис.7. Распределение давления газа в КВ на оси z в разные моменты времени $\tau = t/t_d$ в случае возникновения УВ в воздухе при $p_0 = 1$ атм, $M_0 = 0.882$, $V_0 = 300$ м/с, $f = 1.58$, $q = 10^3$ (1) и 10^{-3} Дж (2) (а), а также в гелии при $p_0 = 1$ атм, $M_0 = 0.8$, $V_0 = 772$ м/с, $f = 2.46$, $f^0 = 400$ кГц, $q = 0.021$ Дж (б). ОПР движется справа налево.

Из (2) находим диапазон скоростей $0.6 < M_0 < 1$, в котором ОПР создает УВ и последние формируют КВ (рис.8).левой части выражения (2) соответствует линия 1. ОПР стабильно генерирует УВ ниже этой линии. Правая часть выражения (2) определяет область параметров M_0, f (выше кривой 2), в которой УВ объединяются и создают КВ. Следовательно, КВ формируется в области, находящейся между кривыми 1 и 2, правее точки их пересечения. Выражение (2) получено для воздуха. Так как длина фазы сжатия УВ (в безразмерном виде) слабо зависит от сорта газа, то можно было бы ожидать, что условие (2) применимо и для других газов. Для проверки этого выполнена серия расчетов, безразмерные параметры которых представлены на рис.8. Практическое значение неравенства (2) состоит в том, что оно позволяет определять параметры ОПР, необходимые для создания КВ. Отметим также, что расчет одного варианта (~100 искр) на современном персональном компьютере может длиться сотни часов.

Если параметры УВ стабильны, то на рис.8 каждой точке на плоскости M_0, f отвечает множество комбинаций независимых размерных величин $V_0, f^0, q, \rho_0, \gamma_0$, где ρ_0, γ_0 – плотность газа и показатель адиабаты. Например, точка + на рис.8 соответствует расчетам, выполненным для воздуха при энергии искр $q = 10^{-3}$ и 10^3 Дж. Распределения давления в КВ показаны на рис.7,а. Критерии формирования КВ выполняются во всем изученном диапазоне энергий $q = 10^{-3} - 10^3$ Дж.

Между кривыми 2 и 3 взаимодействие между УВ уменьшается по мере удаления от кривой 2 и приближения к кривой 3. При этом пульсации давления возрастают по всей длине КВ. Ниже кривой 3 УВ между собой не взаимодействуют. Кривая 3 соответствует зависимости $f(M_0) = (1 - M_0)(t_d/t_s) \sim 0.81(1 - M_0)$. Это выражение найдено из условия $V_0/f^0 = C_0(1/f^0 - t_s)$, где t_s – время, отсчитываемое от начала действия лазерного импульса до момента, когда УВ полностью оторвалась от каверны.

При $f > 2.5M_0$ (область выше линии 1) фокус пучка не успевает выйти из каверны от предшествующей искры.

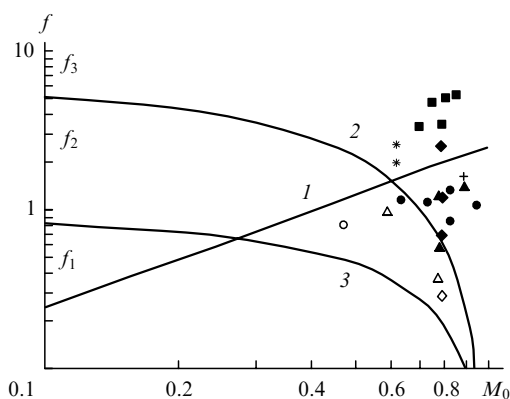


Рис.8. Теоретические зависимости частот f от скорости M_0 движения ОПР: ниже линии 1 ОПР стабильно генерирует УВ, выше кривой 2 – УВ создают КВ, ниже кривой 3 – УВ не взаимодействуют между собой. ОПР создает КВ правее точки пересечения кривых 1 и 2. Точка + соответствует ОПР в воздухе при $q = 10^{-3}$ и 10^3 Дж (см. рис.6 и 7), точка * – ОПР в воздухе при нестабильном поглощении энергии; \diamond, \blacklozenge – гелий, $\triangle, \blacktriangle$ – ксенон, \circ, \bullet – аргон, \blacksquare – вода (взрыв двух зарядов) [4]. Темные точки – УВ создают КВ, светлые – не создают. Параметры расчета близки к эксперименту, где средняя мощность $W \sim 1.5$ кВт, а энергия искр $q \sim 0.015 - 0.1$ Дж.

Здесь ОПР нестабильно генерирует УВ, что может влиять на структуру КВ, даже если выполняется условие объединения волн. На рис.8 точки * соответствуют расчету такого случая. При этом их высота равна разбросу частот f , который создается за счет нестабильности поглощаемой энергии $\sim 0.015 - 0.034$ Дж. При расчетах учитывалась зависимость q от концентрации газа. Вопрос о критериях формирования КВ в условиях нестабильности параметров ОПР изучен недостаточно. Тем не менее ясно, что разбросу размерных параметров ОПР будет соответствовать некоторая область на рис.8, и если она находится выше кривой 2, то УВ будут создавать КВ. Так, например, выполнен расчет, в котором параметры изменялись таким образом, что траектория на плоскости рис.8 соответствовала плавному переходу из области выше кривой 2 в нижнюю часть плоскости и наоборот. При этом наблюдался распад КВ на отдельные фрагменты.

Объединение УВ, генерируемых неподвижным ОПР. ОПР может создавать КВ и в неподвижном газе, если снять ограничение (1) на стабильность формирования УВ. В эксперименте и в [7, 8] ОПР, горевший в узкой струе аргона, генерировал УВ и был неподвижен относительно воздуха, в котором распространялись УВ. В этом случае следует использовать два разных значения M_0 . Скорость газа в струе должна удовлетворять условию (1) стабильной генерации ударных волн ОПР, из которого следует

$$M_{01} > 0.4f.$$

ОПР неподвижен относительно воздуха, где происходит взаимодействие УВ, поэтому в правой части выражения (2) значение $M_0 = 0$. Можно выделить три диапазона частот (см. рис.8):

- 1) $f_1 < 0.8$, где УВ не взаимодействуют между собой;
- 2) $0.8 < f_2 < 5.88$, соответствующий переходной области, где УВ частично объединяются;
- 3) $f_3 > 5.88$, где УВ объединяются.

Области частот f_1 соответствует рис.2 (13.8 кГц), а области $f_2 -$ рис.2 и 3 (~51.3 и 53.4 кГц).

Режим импульсно-периодических УВ. ОПР создается импульсно-периодическим лазерным излучением. От частоты f зависит не только форма УВ, но и спектр ее мощности [7]. В областях частот f_1 и f_2 основная гармоника спектра соответствует частоте повторения импульсов лазерного излучения f . В области f_1 основная мощность УВ содержится в более высоких гармониках. Это связано с тем, что длительность УВ существенно меньше $1/f_1$. В области f_2 большая часть мощности УВ находится в первой гармонике. В области f_3 исследования не проводились.

Режим периодических цугов УВ. ОПР создается периодическими пугами лазерного излучения, повторяющимися с низкой частотой $F \ll f$. Пуги заполнены импульсами с высокой частотой повторения f , соответствующей области частот f_2 или f_3 . При этом ОПР генерирует пуги УВ с теми же частотами F и f (см. рис.3).

В области f_2 УВ взаимодействуют частично, поскольку фазы сжатия УВ не объединяются. При частоте $f \approx 2$ ($f^0 \approx 120$ кГц) спектр цугов УВ содержит интенсивную компоненту на частоте повторения цугов $F \ll f$ [7]. Однако основная доля мощности в спектре УВ находилась на частоте $\sim f$.

В области f_3 , как показано в расчетах [8], фазы сжатия УВ в пуге объединяются. Создается единая волна (аналог

КВ). Если длительность цуга много больше $1/f$, то длина КВ также много больше длины УВ, из которых она сформировалась. Здесь основная доля мощности периодических цугов будет находиться на частоте F . В этом состоит принципиальное отличие нашего метода от традиционных методов, основанных на низкочастотной модуляции высокочастотного акустического сигнала, где отношение мощностей очень мало и пропорционально F^0/f^0 . В экспериментах нам не удалось создать КВ в области f_3 , т. к. для этого необходим более мощный лазер с частотой повторения импульсов ~ 250 кГц.

Ограничения на давление газа, энергию и радиус искр. В выражении (2) нет ограничений на энергию искр и другие параметры ОПР. Найдем ограничения для наиболее важных параметров задачи из условия действия следующего механизма: искры (иной источник) должны создавать УВ. Ограничения, связанные с созданием пульсаций, в данной работе не рассматриваются.

Максимально допустимую длительность импульсов t_{\max} определим из условия, что за время ввода энергии в газ он остается неподвижным. В этом случае давление максимально. Время быстрой стадии расширения лазерной искры t_c , как следует из настоящих расчетов и измерений [14, 15], равно $\sim 0.14t_d$. Отсюда находим $t_{\max} = 0.1t_c = 0.014t_d$. Для $q \sim 1 - 5$ Дж получаем $t_c \approx 9 - 15$ мкс и $t_{\max} = 0.9 - 1.5$ мкс. Найдем связь между энергией q , радиусом r_0 искры и давлением невозмущенного газа p_0 , при которой

$$p/p_0 > b_1 \gg 1, \quad (3)$$

а среднее значение длины свободного пробега частиц газа l много меньше величины $r_*/l = r_*N_0\sigma > b_2 \sim 100$ (где σ – сечение рассеяния). Значение b_1 , как следует из расчетов, должно быть не менее ~ 10 . В противном случае доля энергии, уносимой УВ, уменьшается. При тепловом расширении искры концентрация газа в ней уменьшается как $\sim (r_0/R_c)^3$ и длина l растет. Поэтому в качестве r_* следует брать не r_0 , а радиус каверны R_c на завершающей стадии адиабатического расширения искры. В этом случае $l \approx (a/p_0)(R_c/r_0)^3$, где параметр $a \approx a_1(T_0/273 \text{ К})$ учитывает сорт газа (в воздухе $a_1 = 0.006$) и температурную зависимость начальной концентрации [18]. Из (3) и условия $R_c/l > b_2$ находим

$$r_{01} < \frac{q^{1/3}}{p_0^{1/3}} \left[\frac{3(\gamma-1)}{4\pi b_1} \right]^{1/3} \approx 0.17 \frac{q^{1/3}}{p_0^{1/3}}, \quad (4)$$

$$r_{02} > \frac{(ab_2)^{\gamma/(\gamma+1)} q^{1/[3(\gamma+1)]}}{p_0^{(3\gamma+1)/[3(\gamma+1)]}} \left[\frac{3(\gamma-1)}{4\pi} \right]^{1/[3(\gamma+1)]} \approx 0.5 \frac{q^{0.152}}{p_0^{0.7}}, \quad (5)$$

где γ – параметр адиабаты. При выводе (5) принято следующее упрощение: $(r_0/R_c)^3 \ll 1$, что допустимо при $b_1 \sim 10$ и более.

Приравняв (4) и (5), находим точку их пересечения на плоскости r_0, p_0 :

$$p_0 = \frac{(ab_2)^{3/2} b_1^{(\gamma+1)/(2\gamma)}}{\sqrt{q} [3(\gamma-1)/(4\pi)]^{1/2}} \approx \frac{20}{\sqrt{q}},$$

$$r_0 = \left[\frac{3(\gamma-1)}{4\pi ab_2} \right]^{1/2} \frac{\sqrt{q}}{b_1^{(3\gamma+1)/(6\gamma)}} \approx 0.063 \sqrt{q}. \quad (6)$$

Параметры в (4)–(6) взяты для воздуха при $T_0 = 300 \text{ К}$ и $\gamma = 1.2$. Выражения (4)–(6) определяют на плоскости r_0, p_0 область, в которой источник создает УВ. Из трех величин q, r_0, p_0 независимой является одна. Допустимые значения для двух других величин находятся с использованием (4)–(6). На рис.9 показаны зависимости (4) и (5) для $q = 10^{-3}$ и 10^3 Дж соответственно. Требование формирования УВ при поглощении энергии выполняется в области между кривыми 1 и 2, правее точки их пересечения, имеющей координаты r_0 и p_0 .

КВ в лазерном двигателе. Один из методов создания тяги в лазерном двигателе состоит в следующем. Импульсно-периодическое излучение падает на фокусирующий рефлектор, который создает в фокальной точке периодически повторяющиеся лазерные искры. Искры генерируют УВ, которые создают на рефлекторе знакопеременную силу (фазы сжатия и низкого давления в УВ). Коэффициент связи J , характеризующий эффективность использования лазерного излучения, равен $\sim 100 - 500$ Н/МВт (см., напр., [11, 19]).

В настоящей работе предлагается использовать плоскую КВ для значительного увеличения J . КВ создает высокое, постоянно действующее давление на большой площади рефлектора. Упрощенная схема, допускающая расчет в двумерном осесимметричном приближении, состоит в следующем. ОПР имеет форму диска. Его плоскость перпендикулярна оси рефлектора, а радиус r_0 много больше длины L и меньше расстояния ($\sim 20 - 50$ см) от ОПР до рефлектора. УВ, генерируемые в направлении рефлектора, объединяются в КВ в области между ОПР и рефлектором. Указанная идеализация может соответствовать двумерной матрице ОПР, создаваемой синхронно многими пучками. Подробности формирования плоской КВ и ее модель будут представлены в отдельном сообщении.

Проведено компьютерное моделирование, позволяющее оценить коэффициент связи J при использовании плоской КВ в лазерном двигателе. Параметры ОПР были таковы: $L = 0.5$ см, $r_0 = 10 - 15$ см, $q \sim 100$ Дж. Частота повторений f^0 выбиралась из условий формирования плоской КВ, которые отличаются от условий (2). Методика моделирования состояла в следующем. На начальной стадии ОПР горит в свободном газовом пространстве. По прошествии сотен микросекунд перед ОПР

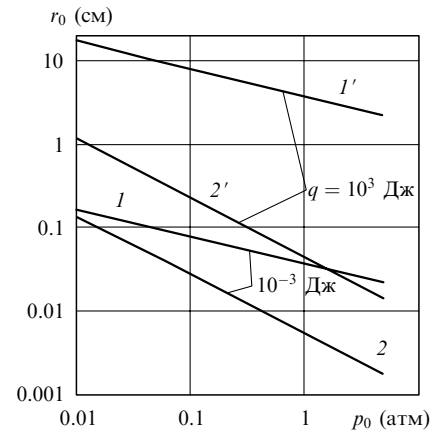


Рис.9. Граничные значения радиуса искры r_0 и давления воздуха p_0 при энергии искр $q = 10^{-3}$ и 10^3 Дж. Кривые 1 и 1' – максимальные r_0 , а 2, 2' – минимальные. При заданном значении q область действия механизма объединения волн ограничена кривыми 1 и 2.

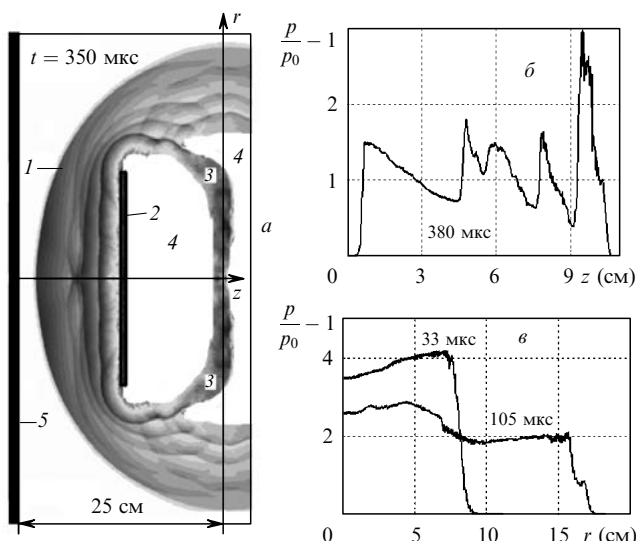


Рис. 10. Распределение давления по радиусу r в плоской КВ, взаимодействующей со стенкой, через 350 мкс после включения ОПР (1 – КВ, 2 – ОПР, 3 – УВ от предшествующего импульса, 4 – плазменная область, 5 – стенка) (а), распределение давления вдоль оси z (отсчет z от стенки, последняя искра находится в точке $z = 12.8$ см) (б) и распределение давления на стенке (отсчет времени t от момента столкновения КВ со стенкой при $t = 380$ мкс) (в). ОПР движется в воздухе ($p_0 = 0.1$ атм) справа налево со скоростью ~ 370 м/с, $r_0 = 12$ см, $L = 0.5$ см, $q \approx 100$ Дж, $f^0 = 20$ кГц.

формируется КВ, в которой газ движется со скоростью ~ 300 м/с в том же направлении, что и ОПР. Далее на пути движения КВ появляется стенка, с которой волна взаимодействует. Результаты расчетов для воздуха при $p_0 = 0.1$ атм представлены на рис.10. Радиус области высокого давления со временем возрастает, что является следствием кривизны переднего фронта КВ. Через некоторое время на стенке устанавливается избыточное давление $\Delta p = p/p_0 - 1$, характерное значение которого для радиуса $R_a \approx (1.5 - 2)r_0$ равно ~ 2 . Для условий расчета коэффициент связи $J \approx 10\pi R_a^2 \Delta p p_0 / (qf^0) \approx 1000$ Н/МВт (где q взято в кДж, f^0 – в кГц, p_0 – в атм). При $p_0 = 1$ атм, как следует из расчетов, $J \approx 2000$ Н/МВт.

Таким образом, ОПР может быть как неподвижным, так и движущимся в газовой среде с большой скоростью. Однако стабильная генерация УВ происходит лишь при определенном соотношении между интенсивностью излучения, частотой повторения лазерных импульсов, их скважностью и скоростью ОПР. ОПР создает в окружа-

ющем пространстве квазистационарную волну, если он неподвижен или движется с дозвуковой скоростью, а его параметры удовлетворяют найденным условиям. При этом механизм объединения УВ действует в разных средах и в широком диапазоне энергий пульсаций. Результаты предварительных исследований показали, что КВ позволяет существенно повысить эффективность использования лазерного излучения для создания тяги в лазерном двигателе [20, 21].

Авторы выражают благодарность А.Г.Пономаренко за поддержку исследований и обсуждение их результатов. Работа поддержана РФФИ (грант № 03-02-17716) и СО РАН (грант № 152).

1. Тищенко В.Н. *Квантовая электроника*, **33** (9), 823 (2003).
2. Третьяков П.К., Грачев Г.Н., Иванченко А.И., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. *ДАН*, **336** (4), 466 (1994).
3. Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. *ДАН*, **351** (3), 339 (1996).
4. Стебновский С.В. *ПМТФ*, № 4, 87 (1978).
5. Божков А.И., Бункин Ф.В., Коломенский Ал.А., Маляровский А.И., Михалевич В.Г. *Труды ФИАН*, **156**, 123 (1984).
6. Лямшев Л.М. *УФН*, **151** (3), 479 (1987).
7. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Запрягаев В.И., Смирнов А.В., Соболев А.В. *Квантовая электроника*, **32** (4), 329 (2002).
8. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Гулидов А.И., Запрягаев В.И., Посух В.Г. *Квантовая электроника*, **31** (4), 283 (2001).
9. Ponomarenko A.G., Tischenko V.N., Grachev G.N., Antonov V.M., Gulidov A.I., Melekhov A.V., Nikitin S.A., Posukh V.G., Shaikhislamov I.F., in: *Perspectives of MHD and Plasma Technologies in Aerospace Application* (Moscow, IVTAN, 1999, pp. 82–92).
10. 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).
11. Phipps C.R. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4065**, 502 (2000).
12. Аполлонов В.В., Кийко В.В., Кислов В.И., Суздальцев А.Г., Егоров А.Б. *Квантовая электроника*, **33** (9), 753 (2003).
13. Grachev G.N., Ponomarenko A.G., Smirnov A.L., Tischenko V.N., Tret'yakov P.K. *Laser Phys.*, **6** (2), 376 (1996).
14. Tischenko 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).
15. Тищенко В.Н. *Оптика атмосферы и океана*, **11** (2-3), 228 (1998).
16. Бункин Ф.В., Комиссаров В.М. *Акустический ж.*, **19** (3), 306 (1973).
17. Тищенко В.Н., Гулидов А.И. *Письма в ЖТФ*, **26** (19), 77 (2000).
18. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987).
19. Powers M.V., Zaretzky C., Myrabo L.N. *AIAA Paper*, № 86-1761 (1986).
20. Wallace J. *Lasr Focus World*, August, 17 (2004).
21. Apollonov V.V., Kijko V.V., Kislov V.I., Tischenko V.N. *Proc. GCL–High Power Laser Conf.* (Prague, SPIE, 2004).