

Генерация низкочастотной волны оптическим разрядом, движущимся в газе с дозвуковой скоростью

В.Н.Тищенко

Рассмотрен оптический пульсирующий разряд, движущийся в воздухе с дозвуковой скоростью ($\sim 250-300$ м/с), который создает перед собой интенсивную низкочастотную волну, распространяющуюся в том же направлении. Найдена область безразмерных параметров, в которой проявляется эффект.

Ключевые слова: лазерное излучение, оптический разряд, ударная волна.

В связи с изучением возможности применения лазерного излучения для управления полетом тел [1–3] в работе [4] осуществлен оптический пульсирующий разряд (ОПР), создававшийся в сверхзвуковом потоке газа лазерным излучением с высокой частотой следования лазерных импульсов ($f \sim 50$ кГц) и снижавший в ~ 2 раза аэродинамическое сопротивление [5]. В [6, 7] изучался лазерно-микроволновой разряд – созданный ОПР след ионизованного газа, поглощающего более мощное СВЧ излучение. Таким образом, появляется перспектива создания движущихся в газе областей, которые могут формировать в нем новые эффекты, основанные на высокой плотности энергии в лазерной плазме и высокой частоте ее пульсаций. Движение ОПР соответствует перемещению фокуса лазерного излучения, в котором горит разряд. При больших значениях f ОПР приобретает новые свойства, которыми не обладает непрерывный оптический разряд (НОР) или одиночная лазерная искра.

В отличие от НОР [8–10], ОПР горит при скорости газового потока от десятков до ~ 500 м/с (с большими значениями опыты не проводились), поглощая $\sim 80\%$ мощности лазерного излучения [11]. Плазма ОПР слабо распадается за время $1/f$ и создает непрерывный след с малой плотностью и высокой температурой газа. Интересными представляются эффекты ускорения лазерной плазмы в ОПР и генерации газодинамических возмущений, спектр которых может изменяться от инфразвуковой частоты до сотен килогерц [12, 13]. ОПР, движущийся со сверхзвуковой скоростью, генерирует в противоположном направлении плазменную струю, скорость которой может достигать ~ 3 км/с [12]. Ранее плазменная струя (длиной ~ 1 см) наблюдалась при расширении одиночной лазерной искры [14, 15].

Волны, создаваемые лазерной искрой, изучены достаточно полно (см., напр., [16–20]). В работах [21–29] исследовалась генерация звука при взаимодействии периодических лазерных импульсов с поверхностью воды. В

[30–31] изучались возмущения потока электрическим разрядом при частоте следования импульсов сотни герц. В расчетах [32] показано, что при взаимодействии ударных волн (УВ), создаваемых неподвижным ОПР, может формироваться единая волна. Для этого нужны большая мощность и частота пульсаций ОПР, когда длина УВ больше характерной длины C_0/f (C_0 – скорость звука в невозмущенном газе). К этим условиям близки условия экспериментов [13, 32], в которых неподвижный ОПР, горевший в узкой струе аргона, создавал в воздухе периодические цуги УВ. Спектр давления содержал ультразвуковую и низкочастотную компоненты, которые соответствовали частоте следования импульсов в цугах и частоте следования цугов. Мощность лазера и значения f были недостаточными для создания единой УВ. Однако отношение мощностей низкочастотной и ультразвуковой компонент давления в цугах было существенно выше, чем в параметрических излучателях (в них область пересечения двух ультразвуковых пучков излучает волны с разностной частотой), которые являются одними из наиболее эффективных устройств для генерации низкочастотных волн [33–37].

В настоящей работе впервые рассматривается формирование низкочастотной квазистационарной волны (КВ), которая образуется перед ОПР, движущимся в воздухе с дозвуковой скоростью $V_0 \sim 250-300$ м/с. При точечных размерах ОПР (длина искр $\sim 1-2$ см) КВ формируется в результате взаимодействия периодических УВ, создаваемых этим разрядом. В направлении движения ОПР ударные волны последовательно догоняют друг друга и создают единую КВ, длина которой со временем растет за счет сложения большого числа УВ. Не являясь ударной волной (давление в КВ максимально на заднем фронте), КВ, в отличие от волны сжатия, не превращается в УВ до тех пор, пока действует оптический пульсирующий разряд. При вводе энергии в сверхзвуковой поток УВ могут создать общую ударную волну [1, 5, 12], но она не будет низкочастотной.

Цель настоящей работы – изучение формирования низкочастотной КВ и поиск области значений параметров, при которых ОПР создает такую волну. Исследование выполнено с использованием компьютерного моделирования, т.к. для создания КВ необходимо мощное излучение. Длина КВ может достигать больших значе-

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

Поступила в редакцию 9 сентября 2002 г., переработанный вариант – 25 ноября 2002 г., в окончательном виде – 3 февраля 2003 г.

ний, при которых затруднено не только измерение давления в ней, но и расчеты, поэтому использовалась упрощенная модель и исследовалась начальная стадия КВ (до ~ 1.5 м, десятки искр). Тем не менее показано, что длина КВ со временем линейно растет и становится много больше характерных размеров задачи – размера искры, динамического радиуса, длины УВ, генерируемых лазерными искрами. В настоящей работе решались уравнения газовой динамики для случая осевой симметрии [38]; в уравнении состояния воздуха использовались данные [39]. Время счета одного варианта достигало 100 и более часов (при использовании компьютера с тактовой частотой процессора 930 МГц). Данная модель применима для описания УВ, т. к. радиационные потери энергии из лазерной искры в воздухе малы ($\sim 6\%$) [40], а характерное время охлаждения за счет турбулентной теплопроводности составляет несколько миллисекунд [6]. Эти процессы, как следует из оценок, слабо влияют на КВ, поскольку производимый ими прогрев окружающего газа происходит за задним фронтом КВ.

Оптический пульсирующий разряд в газе может создаваться периодическим лазерным излучением с высокой частотой следования импульсов ($\sim 20-100$ кГц) [13]. Форма одиночных искр близка к конической и зависит от угла фокусировки излучения и его мощности. С целью достижения большей общности полученных результатов и их распространения на широкий круг задач в работе принято допущение о сферической форме искр. В задаче о формировании КВ такое допущение приемлемо, т. к. форма УВ, создаваемой отдельной искрой, близка к сферической на расстоянии, превышающем длину искры (протяженные «четочные» искры не рассматриваются). Длительность ввода энергии в атмосферный воздух (давление $P_0 = 1$ атм, скорость звука $C_0 = 340$ м/с) принята равной ~ 1 мкс, радиус искр R_0 составляет $0.3-1$ см. Относительная энергия искр (отношение поглощаемой в искре энергии к внутренней энергии невозмущенного газа, содержащейся в объеме, равном объему искры) варьировалась: $\varepsilon = 25-250$. Энергия искры Q_f и плотность энергии q_f в ней связаны с ε соотношениями $Q_f = \pi R_0^3 \times P_0 \varepsilon / 9.87(\gamma_0 - 1) = 1.06 P_0 R_0^3 \varepsilon$, $q_f / P_0 = 0.1013 \varepsilon / (\gamma_0 - 1) = 0.253 \varepsilon$. Здесь показатель адиабаты $\gamma_0 = 1.4$, R_0 измеряется в сантиметрах, P_0 – в атмосферах, Q_f – в джоулях, q_f – в Дж/см³. Скорость движения ОНР равна отношению расстояния между центрами искр к периоду повторения лазерных импульсов: $V_0 = Z_f / T_p$ ($T_p = 1/f$). В расчетах варьировались параметры V_0 , T_p , ε и R_0 .

Схема формирования квазистационарных волн. На рис. 1 показаны расчетные поля УВ при дозвуковом движении ОНР. В момент времени $t = 0$ в точке $z = 0$ находится центр первой искры, далее искры создаются вдоль оси z движения ОНР (справа налево) с интервалом $Z_f = V_0 T_p$. Искры создают УВ, уносящие $\sim 40\%$ энергии лазерной плазмы. Область возмущенного газа ограничена сферой, которая является УВ от первой искры и расширяется со скоростью звука в невозмущенном газе C_0 (при $t > 500$ мкс). В осесимметричной картине выделена ось z , вдоль которой движется ОНР, а центр шара соответствует первой искре. При малых V_0 КВ не образуется, поле УВ по структуре похоже на поле, создаваемое акустическим источником (эффект Доплера). Если $V_0 \geq 250$ м/с (это зависит от энергии искр) и Z_f меньше некоторого значения, то в направлении движения ОНР УВ последовательно объединяются в КВ.

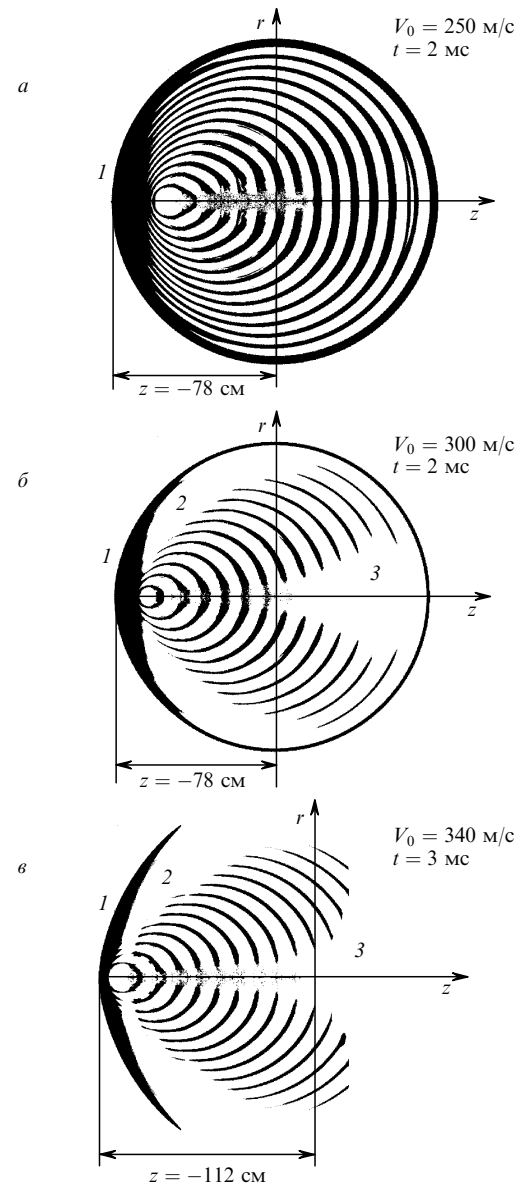


Рис. 1. Поля УВ при разных скоростях движения ОНР для моментов времени $t \approx 2$ (а, б) и 3 мс (в) при давлении в КВ, значительно превышающем давление в периодических УВ, $R_0 = 1$ см, $\varepsilon = 25$ и $T_p = 0.15$ мс. Черные области 1 – фазы сжатия ($P > P_0$) ударных волн и квазистационарной волны; 2 – фазы низкого давления ($P < P_0$); 3 – зоны «тени», где давление в УВ мало. ОНР движется вдоль оси z из точки $z = 0$ (пересечение осей z и r) влево со скоростью V_0 .

В противоположном направлении УВ, взаимодействуя с задним фронтом КВ и с плазменным следом, создаваемым ОНР, образуют коническую структуру, в которой давление максимально. Упрощенно КВ представляет собой шаровой сегмент, высота которого (длина КВ) со временем растет. Центры искр не должны попадать в каверны, создаваемые предшествующими искрами, поскольку в них плотность газа низкая и оптический пробой затруднен. Высокое давление создается в КВ и в УВ последней на текущий момент времени искрой. Давление на заднем фронте КВ пульсирует, достигая максимального значения в момент, когда очередная УВ догоняет КВ. Так как скорость V_0 оптического разряда меньше скорости звука C_0 , а скорость переднего фронта КВ равна C_0 , то со временем ОНР отстает от переднего

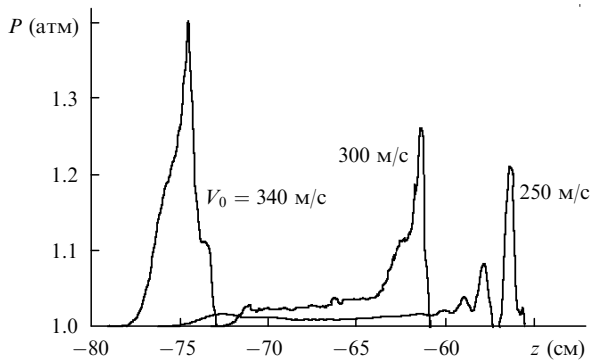


Рис.2. Распределения давлений в фазе сжатия КВ на оси z при движении ОПР (справа налево) с разными скоростями в моменты времени перед началом следующей искры, когда давление в КВ на периоде между искрами минимально, при $R_0 = 1$ см, $\varepsilon = 25$ и $T_p = 0.15$ мс; $t = 2.1$ мкс при $V_0 = 250$ и 340 м/с и 1.95 мс при $V_0 = 300$ м/с.

фронта, а длина КВ на стадии ее создания (сотни искр) растет: $L \sim (C_0 - V_0)t = z(1 - M_0)$, где $M_0 = V_0/C_0$ – число Маха. Можно предположить, что уже через доли секунды устанавливается некоторая слабо изменяю-

щаяся структура КВ, зависящая от скорости и мощности ОПР.

На рис.2 и 3 показано влияние скорости движения и мощности (разные значения V_0 и ε) ОПР на форму КВ. Причем на рис.3 мощность ОПР на порядок больше и близка к предельной. Показано распределение давления на оси z ($R = 0$) для моментов времени перед началом следующей искры. Здесь давление в КВ близко к минимальному на периоде. Моделировалось движение ОПР из точки $z = 0$ (влево) со скоростью $V_0 = 300$ м/с. «Последняя» искра находилась в точке $z = -57$ см ($t = 1.9$ мс), центр следующей искры будет находиться в точке $z = -60$ см при $t = 2$ мс. Большая крутизна заднего фронта КВ, находящейся на участке $z = -63 \div -77$ (рис.3), формирует УВ. Далее (вправо) показаны область пониженного давления и его скачок, которые созданы последней искрой. При большой мощности и малых расстояниях между искрами ОПР создает неразрывный канал с низкой плотностью и высокой температурой. Для УВ выделенным направлением является канал, в котором скорость звука в несколько раз больше, чем в окружающем пространстве. УВ в канале имеет фазу сжатия и фазу по-

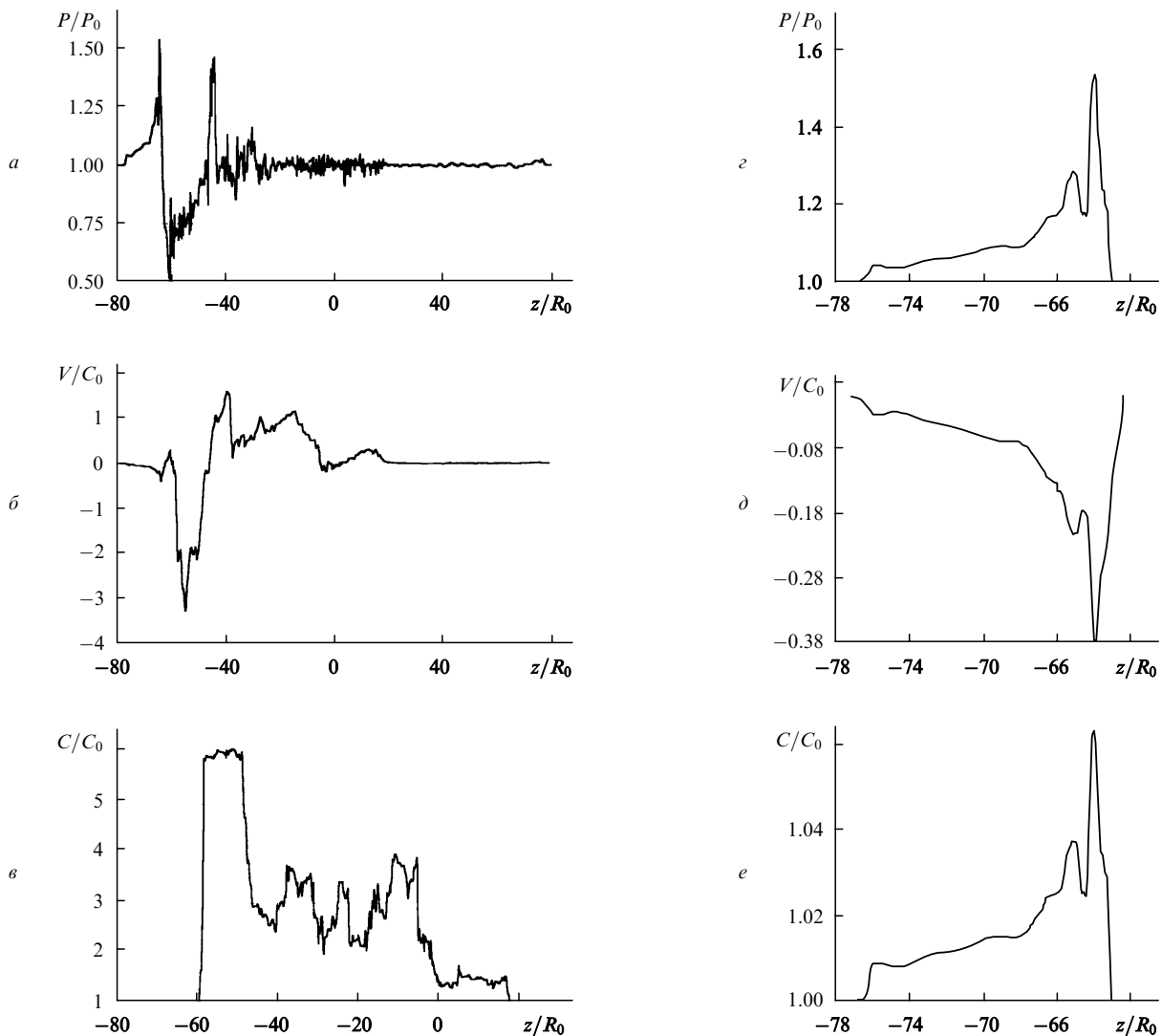


Рис.3. Распределения на оси движения ОПР ($r = 0$) давления P/P_0 , скорости звука C/C_0 , скорости движения газа V/C_0 в плазменном следе, создаваемом ОПР (a–c), и в КВ (d–f) при $t = 2$ мс, $R_0 = 1$ см, $V_0 = 300$ м/с, $f = 10$ кГц, $\varepsilon = 200$ в первой искре и ~ 90 –130 в последующих; уменьшение энергетического параметра обусловлено тем, что поглощение происходит при пониженной плотности газа за задним фронтом КВ.

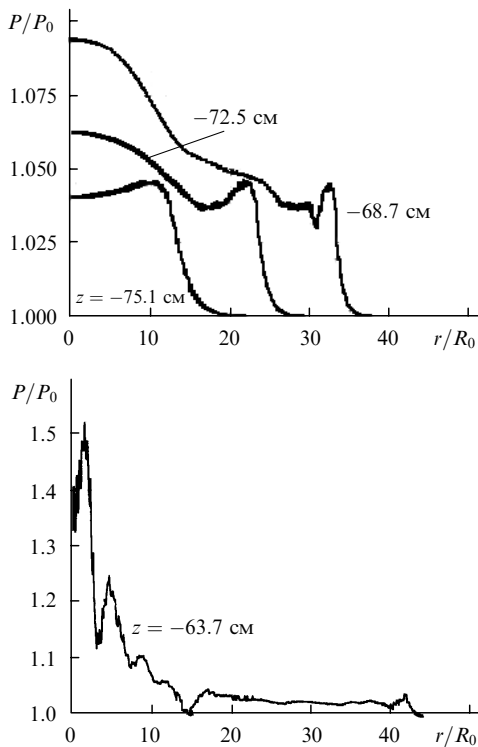


Рис.4. Распределение давления газа в КВ по радиусу в разных сечениях по z при тех же параметрах, что и на рис.3.

ниженного давления, в которых массовые скорости газа направлены в противоположные стороны. По мере распространения УВ в канале давление в ней падает, в том числе по причине радиального расширения; время затухания волны равно $\sim 0.2-0.3$ мс. УВ создают в канале течение газа, скорость которого $V/C_0 < 1$, что много меньше скорости струи при сверхзвуковом движении ОПР [12]. На рис.3,а пульсации давления при $z < 20$ см соответствуют пульсациям в канале, длина которого в положительном направлении оси z увеличилась до ~ 20 см. Их причиной является торможение струи в конце канала.

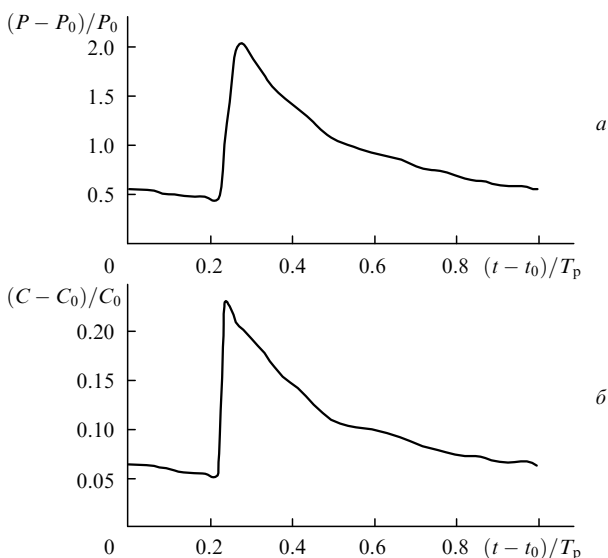


Рис.5. Изменение давления (а) и скорости звука (б) в области скачка давления на заднем фронте КВ при тех же параметрах, что и на рис.3; время $t_0 = 1.9$ мс соответствует моменту включения очередной искры, $T_p = 1/f = 0.1$ мс.

Из рис.2 и 3 видно, что в интервале $V_0 \sim 250 - 300$ м/с давление в КВ слабо меняется вдоль оси z , и лишь на заднем фронте имеется интенсивный пик, образованный приходом очередной УВ. На рис.4 приведено распределение давления в КВ по радиусу в разных сечениях по оси z . Сравнение данных рис.2 и 3 показывает, что при увеличении мощности ОПР растет давление в КВ, при этом на ранней стадии формирования КВ ее длина слабо зависит от мощности. Поскольку скорость звука в КВ превышает скорость звука в невозмущенном газе ($C > C_0$), то УВ, догнавшие КВ, распространяются в ней в виде слабых возмущений со скоростью, превышающей скорость ее переднего фронта. Этот механизм переноса энергии формирует протяженный участок КВ, где давление почти постоянно. При $t > 1$ мс устанавливается характерная форма импульса давления КВ, которая зависит от разности скоростей $C_0 - V_0$. Эта форма сохраняется по крайней мере до ~ 4 мс (далее расчеты не проводились). На рис.5 показано изменение на периоде между искрами давления и скорости звука на заднем фронте КВ. Их быстрый рост связан с приходом очередной УВ на задний фронт КВ. Далее УВ расширяется в объеме КВ, в результате чего давление и скорость звука уменьшаются. Скорость газа в КВ, как видно из рис.3, может превышать 100 м/с ($V_0/C_0 \sim 0.38$, $C_0 = 340$ м/с), а скачок давления составлять $\sim 0.1 - 1.5$ атм.

На рис.6 приведены зависимости длины КВ, а также скачков давления на ее переднем и заднем фронтах от положения переднего фронта КВ. При движении ОПР с дозвуковой скоростью длина КВ возрастает, а давление на переднем фронте снижается. Давление на заднем фронте КВ пульсирует, но для одних и тех же моментов на периоде остается практически постоянным. При скорости движения ОПР, близкой к скорости звука, формируется интенсивная узкая КВ. Энергия отводится в радиальном направлении. Во всем исследованном диапазоне параметров ОПР длина КВ имела линейную зависимость от пройденного ею расстояния и, следовательно, от затрат энергии на ее формирование. Это одно из важнейших отличий КВ от УВ, создаваемой, например, одиночной лазерной искрой, когда длина УВ слабо зависит от энергии искры.

Условия создания квазистационарной волны. Найдем параметры, при которых лазерное излучение создает ОПР и генерируемые им УВ формируют КВ. Искомую область определим в безразмерном виде, и будем рассматривать лазерную искру как взрыв. Далее перейдем к параметрам среды и излучения. Задача содержит следующий набор независимых параметров: для невозмущенного газа – давление P_0 и скорость звука C_0 , для ОПР – энергия Q_f и длительность t_f лазерного импульса, начальный радиус искры R_0 , скорость движения V_0 и период повторения искры $T_p = 1/f$. Величина t_f и радиальное распределение энергии в искре слабо влияют на процессы при $t \gg t_f$, если t_f много меньше времен T_p , R_0/C_0 и R_0/V_0 (в CO_2 -лазерах $t_f \sim 0.5 - 1$ мкс). В качестве безразмерного энергетического параметра ε принято отношение энергии Q_f к энергии невозмущенного газа в объеме искры V_f . С учетом уравнения состояния для атмосферного воздуха выражение для ε имеет следующий вид:

$$\varepsilon = \frac{Q_f}{V_f E_0 \rho_0} = \frac{(\gamma_0 - 1) Q_f}{(4/3) \pi R_0^3 P_0}. \quad (1)$$

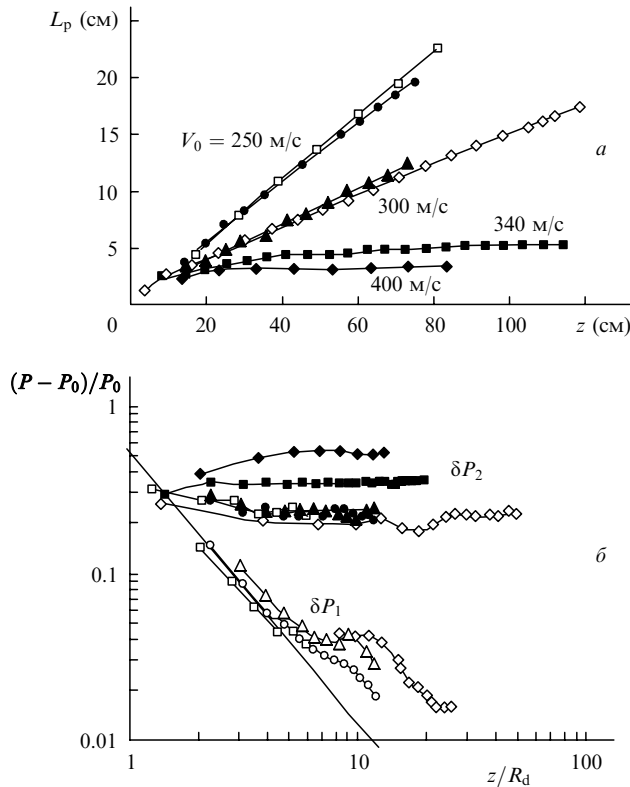


Рис.6. Длина КВ (а) и скачок давления $(P - P_0)/P_0$ в КВ (б) в зависимости от положения ее переднего фронта при разных скоростях движения ОПР ($r = 0$; δP_1 и δP_2 – скачки давления на переднем и заднем фронтах КВ, R_d – динамический радиус); $V_0 = 250$ м/с, $\varepsilon = 25$, $T_p = 0.15$ мс, $R_0 = 1$ см (\bullet , \circ); $V_0 = 250$ м/с, $\varepsilon = 250$, $T_p = 0.3$ мс, $R_0 = 1$ см (\square); $V_0 = 300$ м/с, $\varepsilon = 25$, $T_p = 0.15$ мс, $R_0 = 1$ см (\blacktriangle , \triangle); $V_0 = 300$ м/с, $\varepsilon = 50$, $T_p = 0.05$ мс, $R_0 = 0.3$ см (\diamond); $V_0 = 340$ м/с, $\varepsilon = 25$, $T_p = 0.15$ мс, $R_0 = 1$ см (\blacksquare) и $V_0 = 400$ м/с, $\varepsilon = 25$, $T_p = 0.25$ мс, $R_0 = 1$ см (\blacklozenge). Сплошная линия – скачок давления в сферической УВ, которую создает одна искра с центром в точке $z = r = 0$ (зависимость получена из выражения (5)).

Здесь E_0 – удельная энергия газа (Дж/кг), ρ_0 – его плотность (кг/см³) при $t = 0$; Q_f измеряется в джоулях, R_0 – в метрах, P_0 – в паскалях, $\gamma_0 = 1.4$. Движение ОПР определяет число Маха $M_0 = V_0/C_0$ и расстояние между центрами искр, нормированное на динамический радиус взрыва (искры), $Z_n = Z_f/R_d$, где

$$R_d = \left(\frac{Q_f}{P_0}\right)^{1/3} = R_0 \left(\frac{4\pi}{3(\gamma_0 - 1)} \varepsilon\right)^{1/3} = 2.19 R_0 \varepsilon^{1/3}. \quad (2)$$

Область существования КВ находилась с использованием характерных параметров, зависящих от ε : радиуса каверны R_c , которую искра создает при тепловом расширении, длины R_s ударной волны и ее периода R_p , равного сумме длин фазы сжатия и низкого давления в УВ. Выражения для R_c , R_s и R_p получены из расчетов для сферического случая. При расширении искры можно выделить три стадии. Быстрая стадия формирования каверны заканчивается при $t_c/t_0 \approx 0.43\varepsilon^{0.3}$ ($t_0 = R_0/C_0$), когда давление на контактом разрыве становится равным P_0 . Радиус каверны, нормированный на R_d , есть

$$\frac{R_c}{R_d} = \frac{0.448}{\varepsilon^{0.093}}. \quad (3)$$

Давление выравнивается во всей каверне при $t_{2c}/t_0 = 0.82\varepsilon^{0.322}$. При этом радиус каверны $R_{2c}/R_d = 0.486 \times \varepsilon^{-0.0963}$ и превышает R_c/R_d на $\sim 10\%$, в связи с чем в дальнейшем используется выражение (3). Скорость звука в каверне при t_{2c}/t_0 равна $C/C_0 = \varepsilon^{0.34}$. Далее за счет турбулентной теплопроводности газ охлаждается с характерным временем ~ 2 мс [6]. Длина ударной волны (фазы сжатия)

$$\frac{R_s}{R_d} = 0.25 \left(\frac{R}{R_d}\right)^{0.33}. \quad (4)$$

Период УВ $R_p/R_d = 1.3(R/R_d)^{0.1}$. При $0.1 < R/R_d < 20$ скачок давления на фронте УВ

$$\frac{P - P_0}{P_0} = 0.53 \left(\frac{R}{R_d}\right)^{-1.639}. \quad (5)$$

При нахождении условий существования ОПР предполагалось, что интенсивность лазерного излучения превышает порог оптического пробоя газа. Из экспериментов [13] следует, что излучение поглощается в ОПР, если каждая последующая искра не попадает в каверну от предыдущей искры, где плотность газа мала. Минимальное расстояние Z_f между центрами искр должно быть больше суммарного значения радиусов искры и каверны:

$$Z_{sc} > \frac{R_c + R_0}{R_d} = \frac{0.448}{\varepsilon^{0.093}} + \frac{0.457}{\varepsilon^{0.333}}. \quad (6)$$

Правая часть неравенства (6) слабо зависит от ε (0.448, 0.39 и 0.34 при $\varepsilon = 25, 100$ и 250), далее принимается $Z_{sc} > 0.4$. Ударные волны, начальная скорость которых много больше C_0 , догоняют КВ, если расстояние от каждой создаваемой искры до заднего фронта КВ меньше критического значения. Условие выполняется при смещении переднего фронта КВ на периоде, не превышающем длины фазы сжатия УВ. Неравенство (6) и условие создания КВ принимают следующий вид:

$$Z_{sc} > 0.4, \quad (7)$$

$$M_0 = V_0/C_0 < 1, \quad (8)$$

$$(C_0 - V_0)T_p < R_s. \quad (9)$$

Выражение (9) с учетом $V_0 T_p = Z_f$ имеет вид

$$Z_n < \frac{R_s}{R_d} \frac{M_0}{1 - M_0}. \quad (10)$$

Выражение (4) для длины УВ представим в виде степенной функции:

$$\frac{R_s}{R_d} \approx A \left(\frac{R}{R_d}\right)^\sigma, \quad (11)$$

где A и σ зависят от свойств среды, в которой формируется КВ; R – расстояние от центра «последней» искры до заднего фронта квазистационарной волны, где УВ догоняет КВ. Для определенности примем следующее приближенное выражение: $R \approx b C_0 T_p = b Z_f / M_0$, где $b \approx 1 - 2$ есть подгоночный коэффициент, который мы уточним ниже. Неравенство (10) принимает следующий вид:

$$Z_n < A^{1/(1-\sigma)} b^{\sigma/(1-\sigma)} \frac{M_0}{(1-M_0)^{1/(1-\sigma)}}. \quad (12)$$

Для воздуха, где $A = 0.25$, $\sigma = 1/3$, а коэффициент $b \approx 2$, выражение (12) имеет вид

$$Z_n < 0.177 \frac{M_0}{(1-M_0)^{1.5}}. \quad (13)$$

С целью проверки условия (13) выполнена серия расчетов (~70 вариантов), в которых варьировались все параметры ОПР. Некоторые расчетные точки нанесены на рис.7. Так, например, для фиксированных значений относительной энергии искры ε и ее начального радиуса R_0 , а также для ряда значений M_0 параметр Z_n варьировался за счет изменения расстояния Z_f между искрами. Граничные точки, при которых в расчете наблюдалось формирование КВ, показаны на рис.7. Периодические УВ создают низкочастотную КВ внутри области, ограниченной линией 1 и кривой 2. Ниже линии 1 ОПР неустойчив, а выше кривой 2 ударные волны, генерируемые ОПР, не создают квазистационарную волну. Светлыми точками обозначены результаты расчетов, в которых варьировались параметры ε (25–250), R_0 (0.3–2 см), Z_f и M_0 . Здесь также формировалась КВ. Исключение составляют точки $M_0 = 0.588$ (● и ○) и $M_0 = 1$ (○), в которых условия формирования КВ не выполняются. Из анализа расчетных данных следовало, что коэффициент перед дробью в правой части (13) необходимо увеличить. Окончательные выражения, ограничивающие области горения ОПР (7) и существования эффекта формирования КВ в воздухе (8) и (13) (с учетом поправки), принимают следующий вид:

$$0.4 < Z_n < 0.2 \frac{M_0}{(1-M_0)^{1.5}}, \quad (14)$$

$$0.56 < M_0 < 1. \quad (15)$$

Левая часть (15) соответствует значению M_0 , при котором правая часть (14) равна 0.4. Правая часть (15) ограничивает скорость движения ОПР – при $M_0 > 1$ низкочастотная КВ не формируется. На рис.7 представ-

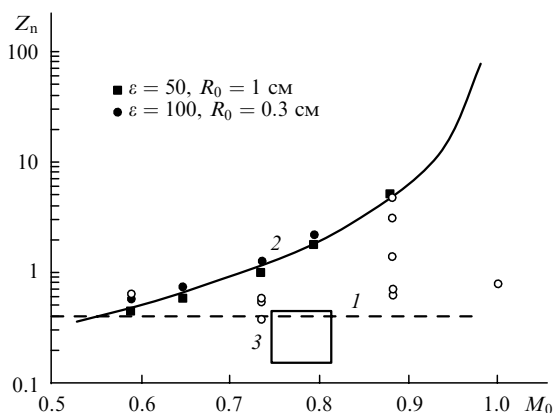


Рис.7. Область безразмерных параметров, в которой ОПР, движущийся со скоростью $V_0 = M_0 C_0$, устойчиво горит, создавая перед собой КВ. Область существования КВ находится между линиями 1 и 2, область 3 соответствует параметрам эксперимента [41], при которых последовательная детонация двух зарядов в воде сопровождалась формированием единой волны. Точки на плоскости – расчеты настоящей работы.

лены также данные эксперимента [41] для подводных взрывов двух зарядов взрывчатого вещества. Вес каждого равен 0.1 кг. Расстояние между зарядами $Z_f \sim 25-75$ см, время запаздывания детонации одного заряда относительно другого $T_p = 0.205-0.224$ мс. Двигаясь вдоль оси, проведенной через центры зарядов (в направлении заряда, детонирующего позже), УВ, возникавшая позже, догоняла первую, значительно усиливая давление в области их взаимодействия. При нанесении на рис.7 экспериментальные данные [41] обезразмеривались: $M_0 = Z_f/(T_p C_0) = 0.746-0.813$ ($C_0 = 1500$ м/с – скорость звука в воде), $Z_n = Z_f/R_d \approx 0.15-0.47$, $R_d \approx 1.7$ м. Возможность увеличения длины результирующей волны в [41] не рассматривалась.

Движущийся ОПР создает след ионизованного газа с низкой плотностью. Если расстояние между центрами искр больше диаметра каверны, $Z_n \equiv Z_f/R_d > 2R_{2c}/R_d = 0.97/\varepsilon^{0.0963}$, то след состоит из изолированных друг от друга каверн. Величина $2R_{2c}/R_d = 0.727-0.582$ при $\varepsilon = 20-200$. ОПР создает след в виде непрерывного канала, если расстояние между центрами искр меньше суммы радиусов каверны и лазерной искры: $Z_p \leq (R_c + R_0)/R_d \approx 0.4$. Здесь газ в канале движется в направлении, противоположном движению ОПР, со скоростью $V \sim 200-500$ м/с. Отметим, что при движении ОПР со сверхзвуковой скоростью скорость ионизованного газа в канале ограничена скоростью звука в нем и может достигать $\sim 2-3$ км/с [12]. При переходе от разрывного следа к непрерывному имеется узкая область параметров ОПР, при которых газ движется в том же направлении, что и ОПР.

Выразим область существования КВ через параметры лазерного излучения. Рассмотрим два случая. Например, заданы средняя мощность W_f лазерного излучения, скорость V_0 движения ОПР, давление P_0 и скорость звука C_0 в газе. Необходимо найти энергию Q_f и частоту следования f лазерных импульсов, при которых ОПР горит и создает перед собой КВ. Из (14) с использованием (2) и очевидных соотношений для $Z_f = V_0/f$ и $W_f = Q_f f$ получим выражения для Q_f и f :

$$8 \times 10^{-4} \frac{(W_f/P_0)^{1.5}}{(C_0 M_0)^{1/5}} < \frac{Q_f}{P_0} < \frac{2.83 \times 10^{-4} (W_f/P_0)^{1.5}}{C_0^{1.5} (1-M_0)^{2.25}}, \quad (16)$$

$$\frac{3534 C_0^{1.5} (1-M_0)^{2.25}}{(W_f/P_0)^{0.5}} < f \leq 1250 \frac{(C_0 M_0)^{1.5}}{(W_f/P_0)^{0.5}}. \quad (17)$$

Здесь, как и в (18), (19), P_0 измеряется в атмосферах, C_0 – в м/с, W_f – а ваттах, Q_f – в джоулях и f – в герцах. Аналогичным образом для заданных Q_f , V_0 , P_0 и C_0 из (14) определяется диапазон значений средней мощности и частоты следования f лазерных импульсов, при которых ОПР горит и создает КВ:

$$232 C_0 (1-M_0)^{1.5} \left(\frac{Q_f}{P_0} \right)^{2/3} < \frac{W_f}{P_0} < 116 M_0 C_0 \left(\frac{Q_f}{P_0} \right)^{2/3}, \quad (18)$$

$$\frac{232 C_0 (1-M_0)^{1.5}}{(Q_f/P_0)^{1/3}} < f < 116 \frac{M_0 C_0}{(Q_f/P_0)^{1/3}}. \quad (19)$$

В выражениях (16)–(19), иллюстрируемых рис.8 и 9, части неравенств, содержащие множитель $1-M_0$, соответствуют условию формирования КВ (кривые 1, 1'), другие (множитель M_0) – условию горения ОПР (линии 2, 2').

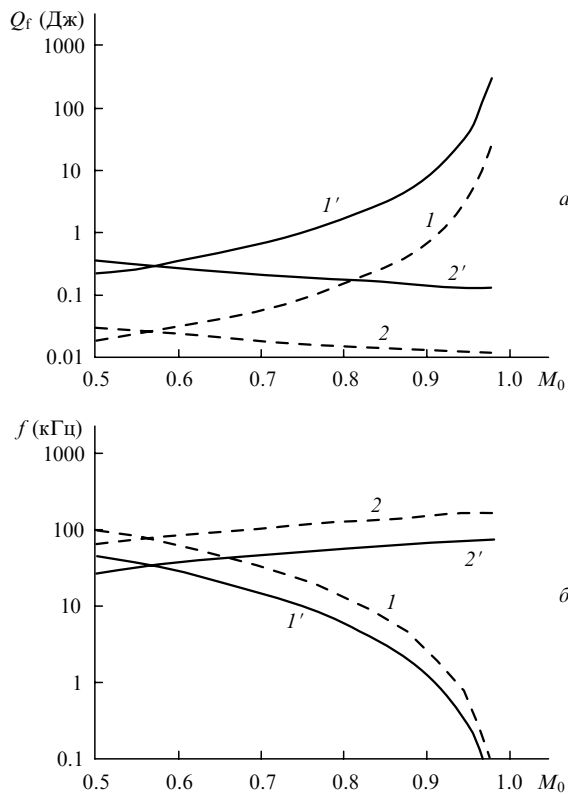


Рис.8. Области существования устойчивого ОПР, создающего КВ, при $C_0 = 340$ м/с, $P_0 = 1$ атм, $M_0 = 0.57 - 1$ и $W_f = 2$ кВт ($1, 2$) и 10 кВт ($1', 2'$); кривые $1, 1'$ соответствуют условию формирования КВ, а $2, 2'$ – условию устойчивого горения ОПР.

При любых параметрах между кривыми $1, 2$ ($1', 2'$) и при $M_0 = 0.57 - 1$ будет создаваться КВ. При $M_0 > 1$ низкочастотная волна не создается. Предполагается, что интенсивность лазерного излучения превышает порог пробоя газа. На рис.8 показаны Q_f и f при средней мощности ОПР $W_f = 2$ и 10 кВт. Первый случай ($W_f = 2$ кВт) можно рассматривать как соответствующий формированию КВ в инертных газах, где порог оптического пробоя ниже, чем в воздухе. В [13] ОПР горел в аргоне при $Q_f \approx 0.01$ Дж (CO_2 -лазер). В воздухе порог пробоя равен $\sim 0.1 - 2$ Дж [42] и зависит от длины волны излучения, длительности импульса, фокусного расстояния и содержания аэрозолей. Для создания КВ в воздухе необходимо лазерное излучение со средней мощностью ~ 10 кВт и более. На рис.9 показаны средняя мощность ОПР и частота пульсаций для фиксированных значений энергии одной искры $Q_f = 1$ и 10 Дж.

Ударные волны с большой длиной L представляют интерес по причине слабого затухания (зондирование Земли, гидроакустика [33–37, 43]). Длина УВ, создаваемой одиночной искрой или взрывом, слабо зависит от энергии [44, 45]. С увеличением L затраты энергии растут очень сильно (для сферической УВ как $L^{9/2}$). Кроме того, в свободном пространстве форма УВ, как правило, близка к сферической. Направленную волну, как и любую волну, форма которой отличается от сферической, можно получить лишь в ближней зоне [46]. КВ свободна от этих трудностей: она движется по лучу и ее длина L линейно зависит от затрат энергии на создание КВ.

Таким образом, оптический пульсирующий разряд, движущийся в газе с дозвуковой скоростью, создает перед собой низкочастотную КВ, движущуюся по лазер-

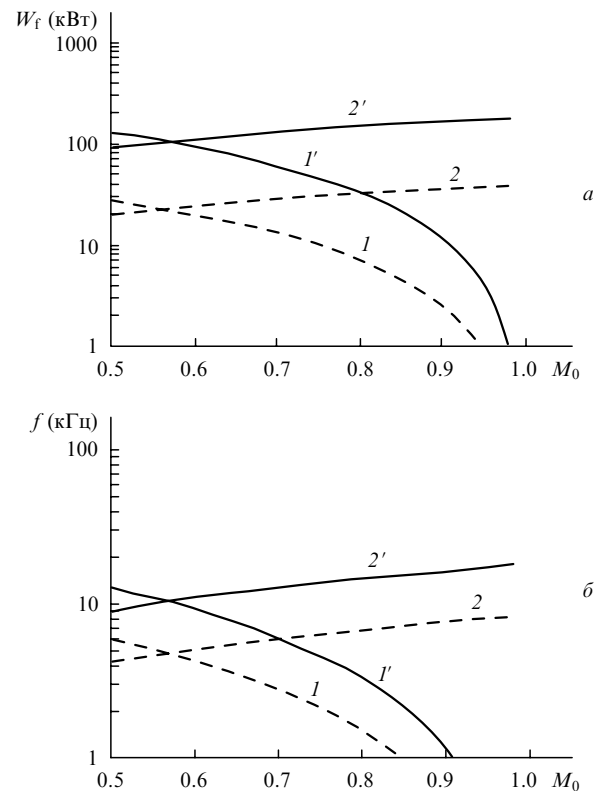


Рис.9. Области существования устойчивого ОПР, создающего КВ, при $C_0 = 340$ м/с, $P_0 = 1$ атм, $M_0 = 0.57 - 1$ и $Q_f = 1$ Дж ($1, 2$) и 10 Дж ($1', 2'$); выше линий 2 и $2'$ ОПР неустойчив, а ниже кривых 1 и $1'$ ударные волны, генерируемые ОПР, не создают КВ.

ному лучу со скоростью звука в том же направлении, что и ОПР. КВ представляет собой течение газа, скорость которого может достигать ~ 100 м/с, а давление – нескольких атмосфер. Эффект основан на высокой плотности энергии в лазерных искрах и высокой частоте пульсаций ОПР. Механизм формирования КВ таков: при точечных размерах ОПР низкочастотная волна создается в окружающем газе в результате взаимодействия периодических УВ, создаваемых ОПР. В отличие от давления УВ, давление в КВ максимально на заднем фронте, и длина КВ линейно растет с затратами энергии на ее создание. КВ можно определить как особый тип волн сжатия, которые, в отличие от обычных волн сжатия, не превращаются в УВ до тех пор, пока действует ОПР. В безразмерном виде найдена область параметров излучения, при которых ОПР устойчиво горит и создает КВ.

Работа поддержана РФФИ (грант № 03-02-17716).

Автор выражает благодарность А.Г.Пономаренко за поддержку исследований и обсуждение результатов, А.И.Гулидову – за разработку программы для расчетов.

1. Myrabo L.N., Raizer Yu.P. *AIAA Paper*, № 94-2451 (1994).
2. Chtrnyi G.G. *Proc. of the II Weakly Ionized Gases Workshop* (Norfolk, USA, 1998; Norfolk: Amer. Inst. Aeronaut. and Astronaut., 1998, p. 1–31).
3. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. *Письма в ЖТФ*, **14** (8), 684 (1988).
4. Третьяков П.К., Грачев Г.Н., Иванченко А.И., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. *ДАН*, **336** (4), 466 (1994).
5. Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. *ДАН*, **351** (3), 339 (1996).
6. 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).
7. Тищенко В.Н. *Оптика атмосферы и океана*, **11** (2–3), 228 (1998).

8. Генералов Н.А., Зимаков В.П., Козлов Г.И., Масюков В.А., Райзер Ю.П. *ЖЭТФ*, **61**, 1434 (1971).
9. Райзер Ю.П. *Лазерная искра и распространение разрядов* (М.: Наука, 1974).
10. Герасименко М.В., Козлов Г.И., Кузнецов В.А. *Квантовая электроника*, **10**, 709 (1983).
11. Grachev G.N., Ponomarenko A.G., Smirnov A.L., Tischenko V.N., Tret'jasev P.K. *Laser Phys.*, **6**, 376 (1996).
12. Тищенко В.Н., Гулидов А.И. *Письма в ЖТФ*, **26** (19), 77 (2000).
13. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Запрягаев В.И., Смирнов А.В., Соболев А.В. *Квантовая электроника*, **32**, 329 (2002).
14. Буфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фомин В.К. *ДАН СССР*, **261**, 586 (1981).
15. Кондрашов В.Н., Родионов Н.Б., Ситников С.Ф., Соколов В.И. *Исследование газодинамических эффектов на поздних стадиях лазерной искры. Препринт ИАЭ № 4154/7* (М., 1985).
16. Бункин Ф.В., Комиссаров В.М. *Акустич. ж.*, **19** (3), 307 (1973).
17. Островская Г.В., Зайдель А.Н. *УФН*, **111**, 579 (1973).
18. Буфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фомин В.К. *Труды ИОФАН*, **10**, 3 (1988).
19. Манзон Б.М. *ЖТФ*, **54**, 2283 (1984).
20. Анисимов В.Н., Воробьев В.А., Гришина В.Г., Деркач О.Н., Каневский М.Ф., Себрант А.Ю., Степанова М.А., Чернов С.Ю. *Квантовая электроника*, **22**, 862 (1995).
21. Божков А.И., Бункин Ф.В., Савранский В.В. *Письма в ЖТФ*, **1** (9), 435 (1975).
22. Божков А.И., Бункин Ф.В. *Квантовая электроника*, **2**, 1763 (1975).
23. Бункин Ф.В., Михалевич В.Г., Шипуло Г.П. *Квантовая электроника*, **3**, 441 (1976).
24. Бункин Ф.В., Трибельский М.И. *УФН*, **130** (2), 193 (1980).
25. Козев Е.Ф., Наугольных К.А. *Акустич. ж.*, **22**, 366 (1976).
26. Касоев С.Г., Лямшев Л.М. *Акустич. ж.*, **23**, 608 (1977).
27. Лямшев М.Л., Михалевич В.Г., Шипуло Г.П. *Акустич. ж.*, **25**, 146 (1979).
28. Лямшев М.Л., Михалевич В.Г., Шипуло Г.П. *Акустич. ж.*, **26**, 230 (1980).
29. Лямшев Л.М. *УФН*, **135**, 637 (1981).
30. Голубев С.А., Ковалев А.С., Михайлова Н.В., Мышецкая Е.Е., Персианцев И.Г., Письменный В.Д., Рахимов А.Т., Фаворский А.П. *ДАН СССР*, **225**, 1300 (1975).
31. Баранов В.Ю., Любимов Б.Я., Низьев В.Г., Пигульский С.В. *Квантовая электроника*, **6** (1), 177 (1979).
32. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Гулидов А.И., Запрягаев В.И., Посух В.Г. *Квантовая электроника*, **31** (4), 283 (2001).
33. Егеров С.В., Лямшев Л.М., Наугольных К.А. *Акустич. ж.*, **36** (5), 807 (1990).
34. Полякова А.Л., Сильвестрова О.Ю. *Акустич. ж.*, **36** (5), 814 (1990).
35. Донский Д.М., Зайцев В.Ю., Наугольных К.А., Сутин А.М. *Акустич. ж.*, **39** (2), 266 (1993).
36. Есипов И.Б., Калачев А.И., Соколов А.Д., Сутин А.М., Шаронов Г.А. *Акустич. ж.*, **39** (3), 377 (1993).
37. Наугольных К.А., Островский Л.А., Сутин А.М. В кн. *Нелинейные волны. Распространение и взаимодействие* (М.: Наука, 1981, с. 166).
38. Фомин В.М., Гулидов А.И., Сапожников Г.А. *Высокоскоростное взаимодействие тел* (Новосибирск: изд. СО РАН, 1999).
39. Кузнецов Н.М. *Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах* (М.: Машиностроение, 1965).
40. Маркелова Л.П., Немчинов Н.В., Шубадеева Л.П. *Журн. прикладной механики и технической физики*, (2), 54 (1973).
41. Стебновский С.В. *Журн. прикладной механики и технической физики*, (4) 87 (1978).
42. Зуев В.Е. *Оптический разряд в аэрозолях* (Новосибирск: Наука, 1990).
43. Kedrinskii V.K. *Underwater explosives sound sources. Encyclopedia of acoustics*. Ed. by M.J.Crocker. (New York, Toronto: John Wiley and Sons, 1997, v. 1, p. 539).
44. Коробейников В.П. *Задачи теории точечного взрыва* (М.: Наука, 1985).
45. Яковлев Ю.С. *Гидродинамика взрыва* (Л.: ГИЗ, 1961).
46. Пинаев А.В., Кузаков В.Т., Кедринский В.К. *Журн. прикладной механики и технической физики*, (5), 81 (2000).