

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА**Локализация интенсивного звука, создаваемого оптическим пульсирующим разрядом в воздухе****Г.Н.Грачев, И.Б.Мирошниченко, А.Л.Смирнов, П.А.Стаценко, В.Н.Тищенко, А.Г.Березуцкий**

Показано, что радиус локализации и спектр интенсивного звука, создаваемого оптическим пульсирующим разрядом в воздухе, зависят от мощности и частоты следования импульсно-периодического лазерного излучения, что связано с проявлением механизма объединения волн и поглощением звука в воздухе. В эксперименте использовался CO₂-лазер мощностью ~1.5 кВт, частота следования микросекундных импульсов составляла ~50 кГц.

Ключевые слова: оптический пульсирующий разряд, импульсно-периодическое лазерное излучение, ударная волна, спектр, звук, радиус локализации.

Оптический пульсирующий разряд (ОПР) в газе или на поверхности твердых тел создается в результате оптических пробоев импульсно-периодическим (ИП) лазерным излучением [1, 2]. Тепловое расширение плазмы лазерных искр сопровождается формированием периодических ударных волн, переходящих в звук, мощность которого составляет 10%–20% от мощности ИП излучения W [3, 4]. При высокой частоте следования импульсов ($f \approx 50$ –100 кГц), зависящей от W , проявляется механизм объединения волн (МОВ) [5, 6], что позволяет управлять спектральными характеристиками звука, которые изучены вблизи зоны горения ОПР [3, 7] – на расстояниях, где поглощение звука воздухом мало. Увеличение частоты f сопровождается уменьшением числа линий в спектре звука от десятков до одной на частоте звука $\nu = f$, соответствующей диапазону ультразвуковых частот. Периодические цуги ИП излучения формируют одновременно ультразвук на частоте $\nu = f$ и сильный низкочастотный звук на частоте следования цугов $F \ll f$. При этом доля мощности звука на низких частотах растет с увеличением f . Такой режим представляет интерес для создания инфра- и ультразвука (возможно одновременно) при облучении мишени, находящейся на большом расстоянии от лазера.

Ранее акустические свойства ОПР изучались при небольшой мощности ИП излучения CO₂-лазера ($W \approx 2$ кВт), когда интенсивный звук (более 120 дБ) локализован вблизи ОПР в области, где $r < r_{\text{loc}} \approx 1$ м. В настоящей работе исследуется влияние поглощения звука в воздухе на радиус локализации звука r_{loc} , создаваемого с использованием ИП излучения в широких диапазонах мощностей и частот следования импульсов. Задача актуальна для развития перспективных методов, основанных на применении мощного ИП излучения, например метода управления сверхзвуковым потоком [1, 8, 9], где значение r_{loc} может достигать десятков метров.

Эксперименты проводились при следующих условиях. ОПР горит в области фокусировки пучка излучения в неограниченном пространстве (в газе) или в полубесконечном пространстве на твердой мишени. Длительность импульсов излучения (~ 1 мкс) меньше времени расширения лазерных искр, плотность энергии излучения в зоне ОПР (~ 5 –10 Дж/см²) в несколько раз превышает порог оптического пробоя в газе, что необходимо для эффективного преобразования энергии лазерных импульсов в энергию ударных волн [4]. Диапазон частот следования импульсов $f \approx 10$ –100 кГц соответствует квазинепрерывному горению плазмы ОПР и/или проявлению МОВ. Затухание звука рассчитывается с использованием начального спектра [7] и коэффициента поглощения звука $\alpha(\nu)$ [10].

В лабораторном эксперименте измеряется давление звука в ближней зоне разряда, где поглощение мало и отраженные звуковые волны слабо влияют на измерения. С использованием преобразования Фурье определяется начальный спектр звука. Для произвольных значений мощности W и частоты f начальный спектр находится на основе модели [7].

Начальный спектр звука, создаваемого ОПР, и его затухание определялись с использованием CO₂-лазера, который генерировал ИП излучение мощностью ~ 1.5 кВт с частотой следования импульсов $f \approx 50$ кГц. Пиковая мощность импульсов (~ 100 кВт) недостаточна для стабильного горения ОПР в воздухе, поэтому ОПР создавался в струе аргона, где пороговая интенсивность оптического пробоя много меньше, чем в воздухе. Струя радиусом ~ 3 мм вытекала из сопла в атмосферный воздух со скоростью ~ 100 м/с, что обеспечивало стабильное горение ОПР. Излучение фокусировалось соосно струе в направлении течения газа. Размер зоны свечения ОПР составлял ~ 5 мм. При тепловом расширении лазерные искры создавали ударные волны, переходящие в звуковые на расстоянии, равном нескольким динамическим радиусам $R_d = \sqrt[3]{b\delta Q/p_0} \approx 0.6$ см, где $Q = W/f$ – энергия импульсов; δQ – энергия, поглощаемая в лазерной плазме ($\delta \approx 0.5$ –0.7); $b = 1$ в случае сферического расширения ударных волн (ОПР в газе) и $b = 2$ в случае ОПР на мишени; p_0 – давление газа.

Г.Н.Грачев, И.Б.Мирошниченко, А.Л.Смирнов, П.А.Стаценко, В.Н.Тищенко, А.Г.Березуцкий. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: mib_nir@ngs.ru, tvn25@ngs.ru

Поступила в редакцию 18 апреля 2017 г.

Радиальное распределение давления звука измерялось акустическими датчиками вдоль линии, проходящей через искру ОПР перпендикулярно оси струи. Начальный спектр звука определялся в ближней зоне: $R_1 < r < R_2$. При $r < R_1 \approx 5R_d$ спектр изменяется в результате взаимодействия ударных волн между собой, а при $r > R_2 \approx \ln(W_a/W_2)/\alpha(v)$ – за счет поглощения звука в воздухе. Здесь W_2 – мощность звука на расстоянии $r = R_2$; $W_a \approx \eta W$ – мощность звука в ближней зоне; $\eta \approx 0.1$ – эффективность преобразования ИП излучения в звук. Для оценки верхней границы ближней зоны в эксперименте будем считать, что $W_a/W_2 \approx 1.1$, коэффициенты поглощения на основной частоте спектра $\nu = f = 50$ кГц и ее обертонах $\nu = 100$ и 150 кГц равны соответственно 0.19, 0.55 и 0.93 м^{-1} [10]. Здесь и далее коэффициент поглощения вычисляется при атмосферном давлении, влажности 70% и температуре 303 К. Отсюда для радиуса ближней зоны получаем оценку $\sim 5\text{--}20$ см.

На рис.1 показано влияние поглощения в воздухе на спектр мощности звука. В ближней зоне ($r = 5$ см) спектр содержит основную линию на частоте следования лазерных импульсов $f = 50$ кГц и ее обертоны на кратных частотах. При $r = 140$ см в спектре отсутствуют высокочастотные линии, что связано с сильной зависимостью коэффициента поглощения звука от частоты: $\alpha(\nu) \propto \nu^2$ [10]. Спектры получены с использования преобразования Фурье и нормированы на амплитуду основной линии на рис.1,а. На рис.2 приведены интенсивности звука, измеренные на разных расстояниях от ОПР и рассчитанные по формуле

$$I(r) = \frac{\eta b W}{4\pi r^2} \int_0^\infty w(\nu) \exp[-2\alpha(\nu)r] d\nu \quad (1)$$

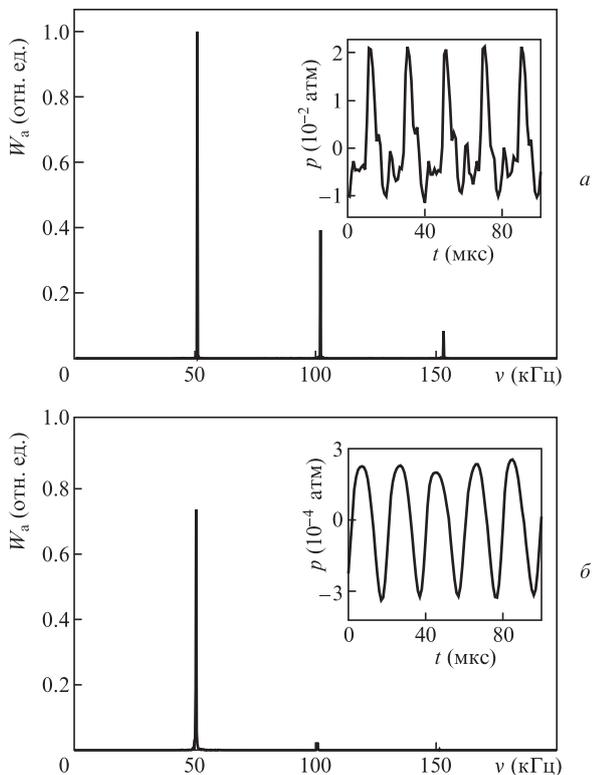


Рис.1. Спектры мощности звука на расстояниях от разряда 5 (а) и 140 см (б) при ОПР в воздухе, $f = 50$ кГц и $W \approx 1.5$ кВт. На вставках – соответствующие осциллограммы давления.

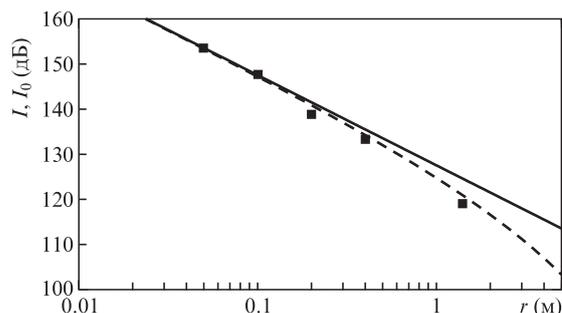


Рис.2. Интенсивность звука в зависимости от расстояния до разряда. Точки – эксперимент, сплошная линия – расчет без учета поглощения, штриховая кривая – с учетом поглощения при $b = 1$ и $\eta \approx 0.1$.

с использованием начального спектра $w(\nu)$ и мощности звука W при $r = 5$ см. Сплошная линия соответствует изменению интенсивности $I_0 = W_a/(4\pi r^2)$ в сферической волне без учета поглощения. Видно, что поглощение проявляется при $r > 0.2$ м.

Спектр и интенсивность звука, создаваемого ОПР при произвольных мощности W и частоте f ИП излучения, на различном расстоянии от ОПР можно рассчитать с использованием модели работы [7], описывающей структуру начального спектра в зависимости от W и f . На рис.3 показаны граничные частоты, рассчитанные по формуле

$$f_i = 10 \left[\frac{c_0^3 \omega_i^3 p_0}{b \delta W} \right]^{1/2} \quad (2)$$

и выделяющие области параметров W и f , в которых начальный спектр имеет качественно разную структуру. Здесь $i = 0, +, s$; $c_0 \approx 340$ м/с – скорость звука в воздухе; $p_0 \approx 1$ атм; мощность W взята в киловаттах; $\omega_i = f_i R_d / c_0$ – безразмерная частота ИП излучения, характеризующая влияние МОВ на структуру ударных волн и спектр звука [7]. Подставляя $\omega_s \approx 0.5$, $\omega_+ \approx 1.5$ и $\omega_0 \approx 5$ в (2), находим зависимости граничных частот f_s, f_+ и f_0 от мощности ИП излучения. В области I, где $f < f_s$, ударные волны не взаимодействуют, спектр содержит основную линию на частоте ИП излучения f и большое число ее обертонов. В области II, где $f_s < f < f_+$, спектр содержит линию на частоте $\nu = f$ и несколько обертонов, число которых уменьшается по мере приближения частоты f к f_+ . В области III, где $f > f_+$, спектр содержит одну сильную линию на частоте $\nu = f$ и слабые обертоны. В области IV, где $f > f_0$, спектр содержит низкочастотную линию на частоте следования цугов $F \ll f$ и ее обертоны. Постоянная составляющая давления периодических звуковых цугов формируется в

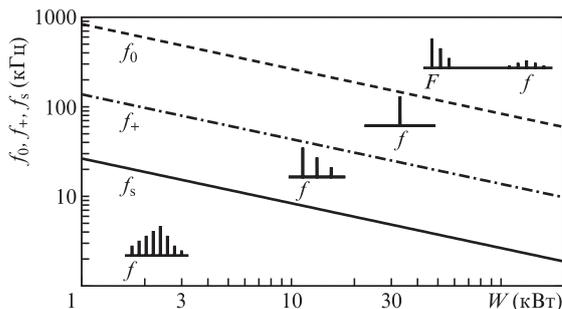


Рис.3. Граничные частоты в зависимости от средней мощности ИП излучения при сферической симметрии распространения звука. На вставках – типичные спектры звука в различных областях частот.

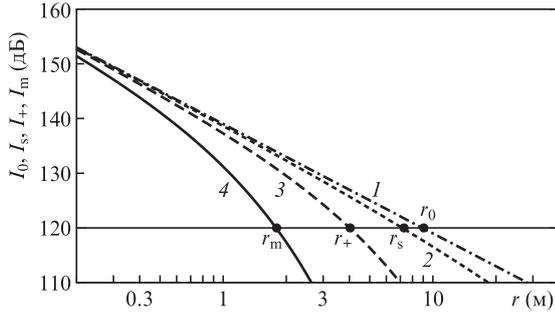


Рис.4. Зависимости от r интенсивностей звука I_0 (1), I_s (2), I_+ (3) и I_m (4), создаваемого ОПР в воздухе при частотах следования ИП излучения $f = f_0, f_s, f_+$ и f_m соответственно, для $W = 10$ кВт.

результате действия МОВ, который сильно проявляется на частотах, превышающих $f_m = (f_+ + f_0)/2$, где доля мощности на низких частотах растет при увеличении f . В диапазоне $f_m < f < f_0$ спектр содержит линию на частоте F и обертоны, а также линии на частотах $f \pm F$. В отличие от работы [7], где рассматривалась полусферическая симметрия, рис.3 соответствует сферической симметрии распространения звука.

На рис.4 показаны зависимости интенсивности звука I_0, I_s, I_+ и I_m , рассчитанные при $W = 10$ кВт для граничных частот f_0, f_s, f_+ и f_m соответственно. В областях низкочастотного спектра I и IV поглощение в области локализации интенсивного звука мало и интенсивности уменьшаются за счет геометрического фактора: $I_0(r) = \eta b W / (4\pi r^2)$. Величина $I_s(r)$ рассчитана по формуле (1) для спектра, содержащего основную линию и обертоны, интенсивности которых уменьшаются в геометрической прогрессии с коэффициентом 0.5. Для I_+ и I_m применимы выражения, которые следуют из (1): $I_+(r) = I_0(r) \exp[-2\alpha(f_+)r]$ и $I_m(r) = I_0(r) \times \exp[-2\alpha(f_m)r]$.

Затухание интенсивности звука удобно характеризовать радиусом локализации r_{loc} , при котором I превышает некоторый уровень, например 120 дБ. На рис.4 показаны радиусы r_0, r_s, r_+ и r_m , соответствующие I_0, I_s, I_+ и I_m . При фиксированном значении W увеличение f приводит к увеличению коэффициента поглощения звука. Однако при $f > f_m = (f_+ + f_0)/2$ в результате действия МОВ в спектре появляется низкочастотная компонента с частотой F , доля мощности в которой растет по мере приближения f к f_0 . В результате получаем немонотонную зависимость радиуса локализации звука от частоты следования импульсов.

На рис.5 приведены зависимости от мощности W радиусов локализации r_0, r_s, r_+ и r_m , рассчитанных для граничных частот по уровню интенсивности звука 120 дБ. Сближение кривых 2, 3, 4 с кривой 1 при увеличении W связано с уменьшением граничных частот и соответствующим уменьшением поглощения звука в воздухе. Радиус r_0 соответствует области IV сильного действия МОВ и формирования низкочастотного звука с $v = F \ll f$, который слабо поглощается на длине r_0 . Здесь интенсивность уменьшается до 120 дБ в результате распространения звука в полный телесный угол. В области низких частот ИП излучения ($f < f_s$) поглощение мало и r_s незначительно отличается от r_0 . Таким образом, радиус локализации звука, создаваемого в областях частот I и IV, пропорционален $1/r^2$. В диапазоне частот $f_+ - f_m$ повышение частоты f сопровождается уменьшением r_+ и r_m в результате увеличения $\alpha(v)$.

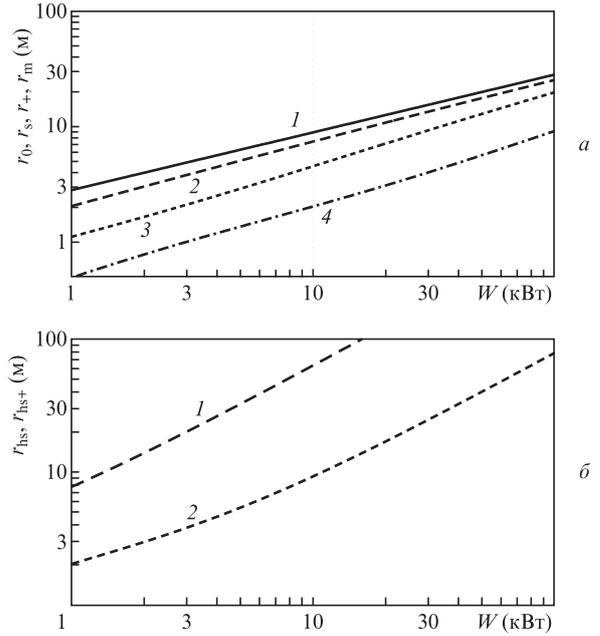


Рис.5. Радиусы r_0 (1), r_s (2), r_+ (3) и r_m (4) локализации звука по уровню интенсивности 120 дБ для различных граничных частот (а), а также расстояния r_{hs} (1) и r_{hs+} (2), на которых в спектре остается одна линия (б).

Изменение спектра в результате поглощения звука воздухом возможно в областях частот I и II, содержащих высокочастотные обертоны, а также в диапазоне частот $f_m < f < f_0$, в котором в спектре имеются линии на частотах F и $f \pm F$. Из-за сильной зависимости величины α от частоты в областях I и II преимущественно поглощаются высокочастотные обертоны, а в диапазоне $f_m < f < f_0$ поглощается звук на частотах $f \pm F$. В качестве масштаба сильного изменения спектра можно использовать расстояние r_h , на котором в спектре остается основная линия. На рис.5,б показаны зависимости от W величин r_{hs}, r_{hs+} , рассчитанных для частот f_s и $(f_s + f_+)/2$ соответственно. Для определенности принято, что при $r = r_h$ отношение интенсивности линии первого обертона (она максимальна) к интенсивности основной линии равно 0.05. Из рис.5 видно, что в области низких частот ($f < f_s$) расстояние, на котором происходит сильное изменение спектра, больше радиуса локализации интенсивного звука: $r_{hs} > r_0$. При $f = (f_s + f_+)/2$ и $W < 10$ кВт звук на частотах обертонов поглощается на расстоянии, сравнимом с радиусом локализации r_{loc} . При больших значениях W спектр слабо изменяется на расстоянии r_{loc} , что связано с уменьшением граничных частот.

Из рис.3 и 4 можно приближенно определить структуру спектра и радиус локализации звука, создаваемого ОПР при произвольной мощности ИП излучения. Пусть $W = 10$ кВт и $f = 100$ кГц. Точка с такими координатами W и f близка к граничной частоте f_m (рис.3), звук с интенсивностью более 120 дБ локализован в области радиусом $r_m < 2$ м (рис.4). Точка с координатами $W = 3$ кВт и $f = 20$ кГц соответствует области II, содержащей сильную основную линию и обертоны. Радиус локализации равен ~ 3 м, обертоны поглощаются на длине ~ 10 м.

Таким образом, варьирование частоты следования и средней мощности ИП излучения позволяет управлять спектром и радиусом локализации интенсивного ультразвука. При увеличении частоты следования лазерных им-

пульсов и фиксированной средней мощности радиус локализации уменьшается за счет затухания звука в воздухе. Начиная с частоты f , при которой проявляется МОВ, радиус локализации увеличивается в результате перекачки энергии высокочастотных звуковых волн в низкочастотные волны. В технологических ИП лазерах мощностью до ~ 10 кВт интенсивный звук (~ 120 дБ) локализован в области радиусом 2–10 м.

1. Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. *Докл. РАН*, **351** (3), 339 (1996).
2. Грачев Г.Н., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н., Смирнов А.Л., Трашкеев С.И., Стаценко П.А., Зимин М.И., Мякушина А.А., Запрягаев В.И., Гулидов А.И., Бойко В.М., Павлов А.А., Соболев А.В. *Квантовая электроника*, **36** (5), 470 (2006) [*Quantum Electron.*, **36** (5), 470 (2006)].
3. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Запрягаев В.И., Смирнов А.Л., Соболев А.В. *Квантовая электроника*, **32** (4), 329 (2002) [*Quantum Electron.*, **32** (4), 329 (2002)].
4. Тищенко В.Н., Посух В.Г., Бояринцев Э.Л., Мелехов А.В., Голобокова Л.С., Мирошниченко И.Б. *Оптика атмосферы и океана*, **25** (5), 448 (2012).
5. Тищенко В.Н., Аполлонов В.В., Грачев Г.Н., Гулидов А.И., Запрягаев В.И., Меньшиков Я.Г., Смирнов А.Л., Соболев А.В. *Квантовая электроника*, **34** (10), 941 (2004) [*Quantum Electron.*, **34** (10), 941 (2004)].
6. Тищенко В.Н., Посух В.Г., Гулидов А.И., Запрягаев В.И., Павлов А.А., Бояринцев Э.Л., Голубев М.П., Кавун И.Н., Мелехов А.В., Голобокова Л.С., Мирошниченко И.Б., Павлов Ал.А., Шмаков А.С. *Квантовая электроника*, **41** (10), 895 (2011) [*Quantum Electron.*, **41** (10), 895 (2011)].
7. Грачев Г.Н., Дмитриев А.К., Мирошниченко И.Б., Смирнов А.Л., Тищенко В.Н. *Квантовая электроника*, **46** (2), 169 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (2), 169 (2016)].
8. Mugaro L.N., Raizer Yu.P. AIAA Paper No. 94-2551 (1994).
9. Бобарькина Т.А., Малов А.Н., Оришич А.М., Чиркашенко В.Ф., Яковлев В.И. *Квантовая электроника*, **44** (9), 836 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (9), 836 (2014)].
10. Bass H.E., Sutherland L.C., Zuckerwar A.J., Blackstock D.T., Hester D.M. *J. Acoust. Soc. Am.*, **97** (1), 680 (1995).