

## ОПТИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ

## Спектр звука оптического пульсирующего разряда

Г.Н.Грачев, А.К.Дмитриев, И.Б.Мирошниченко, А.Л.Смирнов, В.Н.Тищенко

*Исследован спектр звука оптического пульсирующего разряда, создаваемого импульсно-периодическим (ИП) лазерным излучением. Определены параметры излучения, при которых спектр звука содержит либо большое число линий, либо основную линию на частоте следования импульсов излучения лазера и несколько более слабых обертонов, либо одну линию. Спектр звука, создаваемого цугами ИП излучения, содержит линию (и обертоны) на частоте следования цугов и линию на частоте следования импульсов в цугах. В экспериментах использовался CO<sub>2</sub>-лазер с частотой следования импульсов  $f \approx 3-180$  кГц и со средней мощностью до 2 кВт.*

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

Оптический пульсирующий разряд (ОПР), создаваемый импульсно-периодическим (ИП) лазерным излучением, является источником периодических ударных волн (УВ). При высокой частоте следования импульсов ( $f \approx 100$  кГц) проявляется механизм объединения волн – фазы сжатия УВ, объединяясь, формируют постоянную составляющую давления [1–3]. ИП излучение и механизм объединения волн позволяют создавать на большом расстоянии от лазера звук, спектр которого может содержать как большое число линий, так и одну линию на частоте  $f$  следования импульсов ИП излучения. В спектре звука, создаваемого цугами импульсов с частотой следования  $F \ll f$ , присутствуют частоты  $f$  и  $F$ , что соответствует одновременной генерации ультразвука и сильного низкочастотного звука, например инфразвука. Сочетание таких свойств спектра недостижимо при использовании традиционных методов акустики. Кроме того, дальность распространения звука ограничена поглощением ультразвука в воздухе и широкой диаграммой направленности низкочастотного звука. Так, интенсивность ультразвукового пучка с частотой  $\sim 50$  кГц уменьшается примерно в 100 раз на расстоянии  $\sim 20$  м [4]. Оптикоакустические эксперименты проводились при низкой частоте следования импульсов и для одиночных импульсов [5, 6].

В лабораторных экспериментах с использованием ИП CO<sub>2</sub>-лазера мощностью  $W \approx 1-2$  кВт или двух импульсов CO<sub>2</sub>-лазера с энергиями  $\sim 150$  Дж было показано, что ОПР может создавать звук при горении в газе [1, 2] и на мишени, находящейся на большом расстоянии от лазера [7–9].

Цель работы – изучение влияния мощности и частоты следования импульсов ИП излучения на спектр звука ОПР, горящего на поверхности твердого тела или в газе.

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

А.К.Дмитриев, И.Б.Мирошниченко. Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20

В настоящей работе лазерные искры ОПР рассматривались как микровзрывы [6], создающие УВ. Предполагалось, что энергия импульсов  $Q$  много больше порога оптического пробоя. В этом случае параметры УВ примерно такие же, как и при точечном взрыве [7, 8, 10–12]. Спектр звука зависит в основном от частоты  $f$  и энергии  $\eta Q$  лазерной плазмы ( $\eta = 0.5-0.8$ ). На основе экспериментальных данных определяются граничные частоты, характеризующие зависимость спектра от частоты следования импульсов и мощности ИП излучения. В расчетах используется форма УВ, создаваемой при облучении мишени широкоапертурными импульсами CO<sub>2</sub>-лазера с  $Q \approx 150$  Дж [7]. Данный метод позволяет определить спектр звука, создаваемого произвольным источником пульсирующей плазмы взрывного характера. При этом ИП излучение должно удовлетворять условиям эффективного формирования УВ лазерными искрами: плотность энергии  $q$  лазерных пучков на мишени должна быть примерно в 5–10 раз больше порога оптического пробоя, а длительность импульсов  $t_r$  – много меньше времени теплового расширения лазерных искр. Для CO<sub>2</sub>-лазеров  $t_r \approx 1$  мкс и  $q \approx 10$  Дж/см<sup>2</sup>. На спектр могут влиять плазменный факел ОПР, материал мишени и ее «звон», создаваемый под действием УВ. Однако структура спектра меняется незначительно.

Безразмерную частоту следования импульсов ИП излучения представим в виде [2]

$$\omega = fR_d/c_0, \quad (1)$$

где  $c_0$  – скорость звука в газе;  $R_d = \sqrt[3]{b\eta Q/p_0}$  – динамический радиус;  $b \approx 1$  соответствует оптическому пробояю в газе, а  $b \approx 2$  – на мишени;  $p_0$  – давление газа. В [2, 3] найдены граничные частоты  $\omega_s$  и  $\omega_0$ , такие, что при  $\omega < \omega_s$  УВ между собой не взаимодействуют, а при  $\omega > \omega_0$  фазы сжатия УВ формируют постоянную составляющую давления. В настоящей работе показано, что частота  $\omega_s$  и спектр звука зависят также от расстояния до точки, в которой регистрируется звук. И кроме того, существует диапазон частот  $\omega > \omega_+$ , в котором основная доля мощности звука приходится на линию с частотой  $\omega$ .

Граничные частоты  $\omega_s$  и  $\omega_+$  областей находятся из следующих условий:

1. При  $\omega < \omega_s$  УВ не взаимодействуют между собой, спектр периодических УВ содержит основную линию на частоте  $\omega$  и большое число обертонов (см. ниже). Спектр зависит от частоты  $\omega$  и длительности одиночной УВ  $t_s = 1.3R^{0.1}R_d/c_0$  [12], где  $R = r/R_d$ , а  $r$  – расстояние от ОПР до фронта УВ. При  $R > 20$  длительность  $t_s$  изменяется мало. Значения  $t_s$  хорошо согласуются с данными по взрывам [11].

2. При  $\omega_s < \omega < \omega_+$  фазы сжатия взаимодействуют с фазами пониженного давления УВ, спектр содержит основную линию на частоте  $\omega$  и несколько более слабых обертонов.

3. При  $\omega > \omega_+$  фазы сжатия соседних УВ взаимодействуют слабо. Длительность фазы сжатия одиночной УВ  $t_+ = 0.26R^{0.32}R_d/c_0 \approx 0.68R_d/c_0$  [7, 12], где  $R \approx 20$ .

4. При  $\omega > \omega_+ \approx 3\omega_+$  фазы сжатия УВ взаимодействуют сильно.

С использованием выражения (1), а также длительностей  $t_s$  и  $t_+$  находим граничные частоты:

$$\omega_s = f_s \frac{R_d}{c_0} = \frac{1}{t_s} \frac{R_d}{c_0} \approx 0.77R^{-0.1},$$

$$\omega_+ = f_+ \frac{R_d}{c_0} = \frac{1}{t_+} \frac{R_d}{c_0} \approx 3.8R^{-0.32} \approx 1.5.$$

В области  $\omega < \omega_s$  спектр периодических УВ зависит от  $\omega$  и  $t_s$ . На рис.1 показана зависимость от времени давления  $p$  типичной УВ. Время нормировано на  $t_d = R_d/c_0$ . Фурье-спектры одиночной и периодических УВ показаны на рис.2, где  $\Omega = \nu R_d/c_0$  ( $\nu$  – частота спектра, измеряемая в герцах) – безразмерная частота. Огибающая сплошного спектра одиночной УВ имеет максимум на частоте  $\omega_s$ . Спектр мощности периодических УВ получен при частотах следования УВ  $\omega = 0.1\omega_s = 0.07$  и  $\omega = \omega_s = 0.7$ . С использованием быстрого преобразования Фурье рассчитан спектр мощности. Здесь и далее амплитуда спектра нормирована на свой максимум. Линии равномерно заполняют область под огибающей, расстояние между ними соответствует частоте следования лазерных импульсов. При  $\omega \rightarrow \omega_s$  число линий в спектре уменьшается. При распространении УВ увеличивается ее длина, в результате максимум спектра смещается в низкочастотную

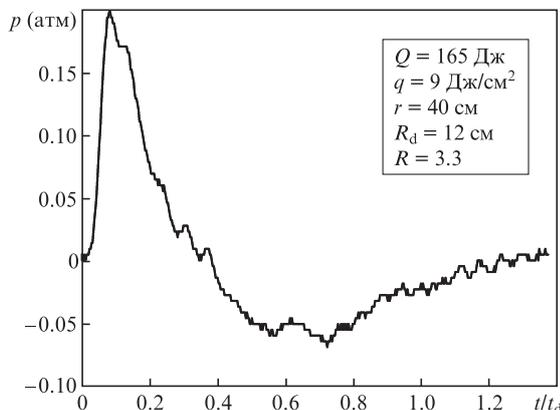


Рис.1. Давление УВ, создаваемой при облучении стальной мишени лазерными импульсами [7].

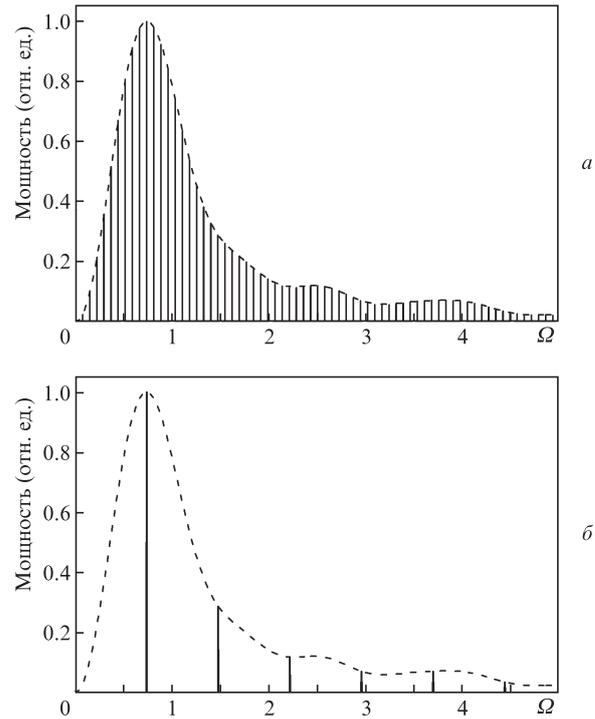


Рис.2. Рассчитанные спектры мощности одиночной ( $\omega_s \approx 0.7$ ) (штриховые кривые) и периодических невзаимодействующих (сплошные вертикальные линии) УВ при  $\omega = 0.07$  (а) и  $0.7$  (б).

область: от  $\omega_s \approx 0.7$  вблизи ОПР до  $\omega_s \approx 0.39$  на расстоянии  $R \approx 1000$ .

Проверка модели осуществлена в эксперименте, в котором варьировалась частота следования импульсов ( $f \approx 3$ – $180$  кГц)  $\text{CO}_2$ -лазера [13, 14] со средней мощностью  $W$  до 2 кВт и длительностью  $t_f \approx 1$  мкс. Энергия лазерных импульсов  $Q \approx 0.01$ – $0.1$  Дж недостаточна для создания ОПР в воздухе, поэтому излучение фокусировалось на поверхность стальной мишени или в струю аргона, где порог оптического пробоя много меньше, чем в воздухе. Для предотвращения прожигания мишени фокальная точка перемещалась вдоль поверхности. Давление УВ  $p(t)$  измерялось на расстоянии  $r \approx 10$ – $30$  см от ОПР, где  $p(t)$  много больше давления звука фона (отраженные звуковые и ударные волны). Время облучения мишени и регистрации звука составляло  $\sim 30$  с.

На рис.3 приведены спектры звука, создаваемого ОПР при частотах следования лазерных импульсов  $f = 3.4$  кГц ( $\omega = 0.06$ ) и  $15.3$  кГц ( $\omega = 0.29$ ). Спектры содержат основную линию на частоте  $\omega$  и обертоны с интервалом  $\omega$ . При увеличении частоты  $f$  форма огибающей сохраняется. Некоторые различия измеренного и рассчитанного (см. рис.2) спектров связаны с тем, что источником звука является не только ОПР, но и мишень, в которой УВ возбуждают колебания. Этот эффект наблюдался в экспериментах с периодическими цугами ИП излучения. После прекращения облучения (пауза между цугами) звук регистрируется в течение  $\sim 1$  мс со стороны падающего излучения и за мишенью.

На рис.4 приведен спектр мощности звука в диапазоне частот  $\omega_s < \omega < \omega_+$ . ОПР создавался ИП излучением с частотой  $f = 30$  кГц ( $\omega = 0.57$ ). Спектр содержит линию на частоте  $\omega$  и обертоны, число и интенсивность которых уменьшаются по мере приближения  $\omega$  к  $\omega_+$ . При  $f = 89$  кГц ( $\omega = 1.3$ ) в спектре преобладает линия на частоте  $\omega$  сле-

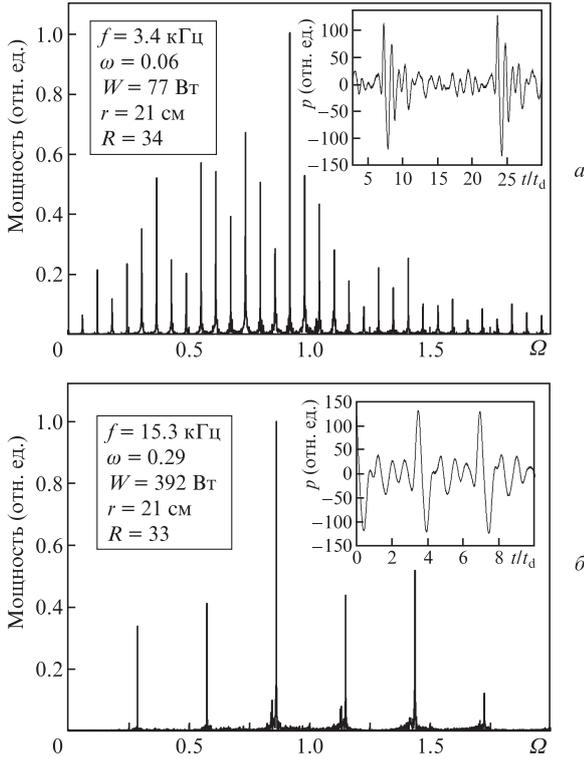


Рис.3. Спектры мощности звука, создаваемого при облучении мишени ИП лазерным излучением с частотами следования импульсов  $f = 3.4$  (а) и  $15.3$  кГц (б) при  $\omega_s \approx 0.55$ . На вставках – звуковое давление  $p$  на двух периодах ИП излучения.

дования лазерных импульсов. Ширина  $\delta\nu \approx 1$  кГц ( $\delta\Omega \approx 0.015$ ) линий зависит от стабильности горения ОПР.

В области  $\omega > \omega_+$ , по мере приближения  $\omega$  к  $\omega_0$ , усиливается действие механизма объединения волн. При этом ОПР, создаваемый цугами ИП излучения, генерирует одновременно ультразвук на частоте  $f$  и низкочастотный звук на частоте  $F_1$  следования цугов. В эксперименте звук создавался при  $F_1 = 0.01 - 6.6$  кГц ( $\Omega_1 = F_1 R_d / c_0 \approx 0.000126 - 0.083$ ), в цугах импульсы следовали с частотой  $f = 153$  кГц ( $\omega = 1.93$ ). Основная линия на частоте  $\Omega_1$  и обертоны на кратных частотах содержат примерно 10% от интегральной по спектру мощности звука. Высокочастотная часть спектра содержит линию на частоте  $\omega$  и близко расположенные гармоники на частотах  $\omega \pm n\Omega_1$ ,

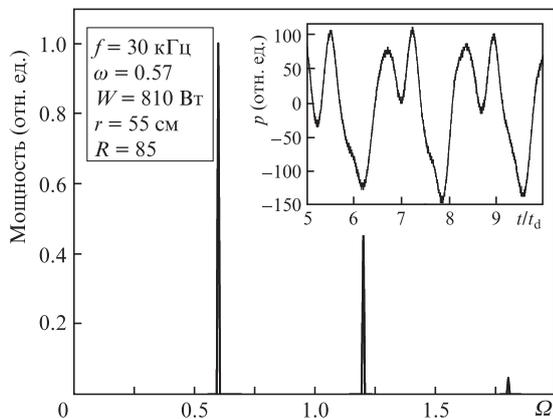


Рис.4. Спектр мощности звука при частоте следования импульсов ИП излучения  $f = 30$  кГц и  $\omega_s \approx 0.5$ . На вставке – звуковое давление  $p$  на двух периодах ИП излучения.

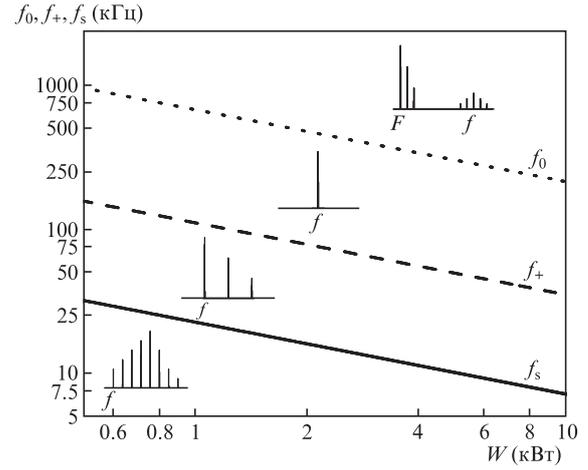


Рис.5. Зависимости граничных частот следования импульсов ИП излучения от его средней мощности. На вставках показаны типичные спектры в различных областях частот.

которые формируются за счет амплитудной модуляции цугами с частотой  $F_1$ .

На рис.5 показаны зависимости от мощности ИП излучения граничных частот следования импульсов, которые определены с использованием выражения

$$f = \sqrt{\frac{(\omega c_0)^3 p_0}{2\eta W}},$$

полученного из (1). Для атмосферного давления частота

$$f \approx 60 \sqrt{\frac{\omega^3}{2\eta W}},$$

где  $\eta W$  – средняя мощность (в киловаттах) ИП излучения, поглощаемого в ОПР;  $\eta \approx 1/2$ ;  $f$  взято в килогерцах. Значения  $f_s, f_+, f_0$  соответствуют  $\omega = \omega_s = 0.77R^{-0.1} \approx 0.5$ ,  $\omega_+ = 1.5$  и  $\omega_0 \approx 5$ . Зависимость частоты  $f$  от энергии импульсов  $Q$  имеет вид

$$f = \frac{\omega c_0}{\sqrt[3]{2\eta Q/p_0}}, \text{ или } f = \frac{15\omega}{\sqrt[3]{2\eta Q}}.$$

Для  $Q \approx 150$  Дж [8] получим  $f_s = 1.4$  кГц,  $f_+ = 4.3$  кГц,  $f_0 = 14$  кГц.

Граничные частоты определяют переход к разным структурам спектра: при  $f < f_s$  спектр содержит линию на частоте  $f$  и обертоны, при  $f_s < f < f_+$  – линию на частоте  $f$  и слабые обертоны, при  $f > f_+$  – одну линию. В области  $f > f_0$  преобладают линии на частоте цугов  $F$  и обертоны. Отметим, что частоты  $f > f_0$  достижимы при большой мощности  $W$  и/или при движении ОПР со скоростью, близкой к скорости звука в газе [3]. В настоящей работе получена частота  $f = 180$  кГц, а в [15] –  $f = 150$  кГц. Интенсивный низкочастотный звук и ультразвук могут возникать уже при  $\omega \approx 3$ ,  $W = 10$  кВт и  $f = 100$  кГц.

Проверка модели осуществлена при  $W < 2$  кВт и  $f < 180$  кГц, а также при последовательном облучении мишени двумя импульсами [7] и для движущегося ОПР [3].

Таким образом, граничные частоты позволяют определить структуру спектра звука в зависимости от мощности и частоты следования импульсов ИП лазерного излучения. Спектр может содержать либо большое число линий, либо основную линию на частоте следования им-

пульсов лазера и несколько более слабых обертонов, либо одну линию, либо одну линию, боковые частоты и линии на частоте следования цугов импульсов ИП излучения.

Работа выполнена по Программе фундаментальных исследований СО РАН П.10.1.4 (01201374303) и при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках проектной части государственного задания (код проекта 1316).

1. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Запрягаев В.И., Смирнов А.В., Соболев А.В. *Квантовая электроника*, **32**, 4 (2002).
2. 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 (2004).
3. 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 (2006).
4. Rossing Th. (Ed.) *Springer Handbook of Acoustics* (New York: Springer-Verlag, 2014).
5. Лямшев Л.М. *УФН*, **151**, 3 (1987).
6. Прохоров А.И., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. *Взаимодействие лазерного излучения с металлами* (М.: Наука, 1988).
7. Тищенко В.Н., Пономаренко А.Г., 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 А.А., Шмаков А.С. *Квантовая электроника*, **41**, 10 (2011).
8. Тищенко В.Н., Посух В.Г., Бояринцев Э.Л., Мелехов А.В., Голобокова Л.С., Мирошниченко И.Б. *Оптика атмосферы и океана*, **25**, 5 (2012).
9. Пономаренко А.Г., Грачев Г.Н., Землянов А.А., Павлов А.А., Тищенко В.Н., Кабанов А.М., Погодаев В.А., Гейнц Ю.Э., Смирнов А.Л., Павлов А.А., Пинаев П.А., Стаценко П.А. *Оптика атмосферы и океана*, **26**, 9 (2013).
10. Яковлев Ю.С. *Гидродинамика взрыва* (Л.: Судпромгиз, 1961).
11. Смолий Н.И., Цейтлин Я.И. *Физика горения и взрыва*, **10**, 6 (1974).
12. Tischenko V.N., Grachev G.N., Gulidov A.I., Zapryagaev V.I., Posukh V.G. *Proc. of the 3 Workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications* (Moscow: IVTAN, 2001, pp188–191).
13. Grachev G.N., Ponomarenko A.G., Smirnov A.L., Shulyat'ev V.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4165**, 185 (2000).
14. Грачев Г.Н., Мякушина А.А., Смирнов А.Л., Стаценко П.А. *Сб. докл. V Всерос. конф. «Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине»* (Новосибирск, 2013, т. 1, с. 72–76).
15. Бобарыкина Т.А., Малов А.Н., Оришич А.М., Чиркашенко В.Ф., Яковлев В.И. *Квантовая электроника*, **44**, 836 (2014).