

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ПРИ ПРОБОЕ ВОДЫ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

А.В. Буланов
ТОИ ДВО РАН
a_bulanov@me.com

Оптический пробой в конденсированных средах во многих отношениях является гораздо слабее изученным по сравнению с пробоем в газах [1]. Недавно W.Lauterborn and T.Kurz [2] представили обширный обзор последних достижений в области динамики образующихся под действием лазерного излучения пузырьков в жидкости. В статье [2] был изучен баланс энергии различных механизмов уноса энергии из зоны пробоя и была показана высокая эффективность преобразования оптической энергии в акустическую, заключенная в интервале 10-49% и существенно зависящая от энергии и длительности лазерного импульса. Столь высокий разброс эффективности акустико-оптического преобразования в жидкости связан с наличием различных механизмов генерации акустических волн при оптическом пробое, соотношение между которыми недостаточно изучено. В связи с этим нам представлялось интересным изучить зависимость особенностей акустической эмиссии от энергии лазерного импульса и его фокусировки в жидкости.

Аппаратура и методика экспериментов. В эксперименте для возбуждения оптического пробоя использовался ND:YAG лазер "Brilliant B" со следующими параметрами излучения: длина волны 532 нм, длительность импульса 10 нс, энергия в импульсе до 180 мДж, изменяющаяся в режиме модулированной добротности. Плотность мощности лазерного излучения дополнительно возрастала за счет острой фокусировки излучения в необходимом месте (в толще жидкости, на поверхности или вблизи поверхности жидкости) с помощью линз с различными фокусными расстояниями $F=40$ мм, 75 мм и 125 мм. Регистрация оптического пробоя осуществлялась с применением оптического многоканального анализатора спектров Flame Vision PRO System, с временным разрешением 3 нс. В целом оптическая схема эксперимента аналогична схеме, представленной в статье [3]. Отличие заключалось в наличии аппаратуры для изучения параметров акустической волны, инициируемой оптическим пробоем. В качестве широкополосного акустического приемника использовался гидрофон типа 8103 фирмы Brüel & Kjær, информация с которого оцифровывалась и записывалась с применением многоканальной платы ввода-вывода фирмы L-Card с максимальной частотой оцифровки ~ 5 МГц.

В экспериментах были получены серии снимков оптического пробоя при экспозиции 3 нс, с различным шагом временной задержки t_d относи-

тельно начала пробоя. Далее проводилась обработка изображений в зависимости от времени задержки, так что можно было изучить динамику образования и роста пузырьков в жидкости.

Основные экспериментальные результаты. Акустическая эмиссия и значения спектральных плотностей звука существенно различаются в зависимости от характера оптического пробоя. На рис. 1 представлена спектральная плотность акустической эмиссии при смешанном (вблизи поверхности и в толще) пробое в воде. Важным является наличие спектрального максимума на частотах ~ 50 - 60 кГц.

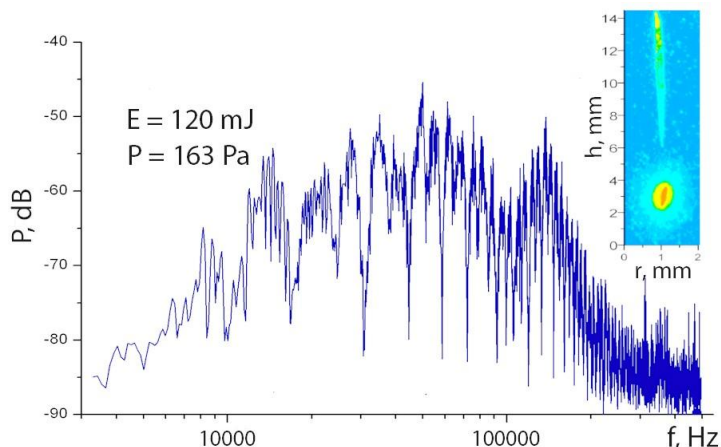


Рис. 1. Спектральная плотность акустической эмиссии при наличии смешанного пробоя в воде

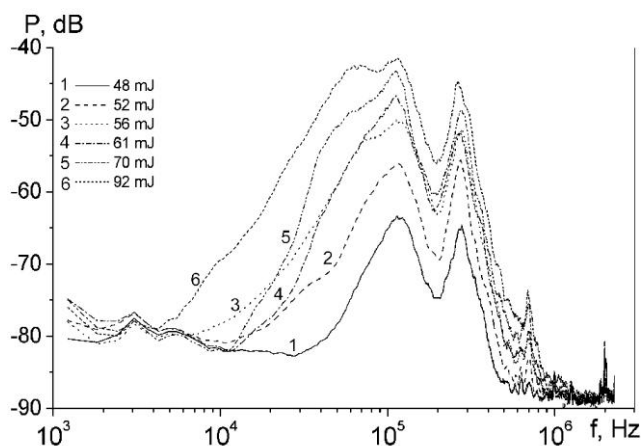


Рис. 2. Смещение частотного пика акустической эмиссии при увеличении энергии лазерного импульса E

Измерение акустической эмиссии было использовано для изучения зависимости эффективности генерации звука от энергии лазерного импульса. На рис. 2 представлены спектральные характеристики акустической волны, генерируемой в жидкости оптическим пробоем, в зависимости от энергетика лазерного импульса. Из рис. 2 видно, что наблюдаются смещения низкочастотного максимума в область меньших частот при увеличении энергии импульса.

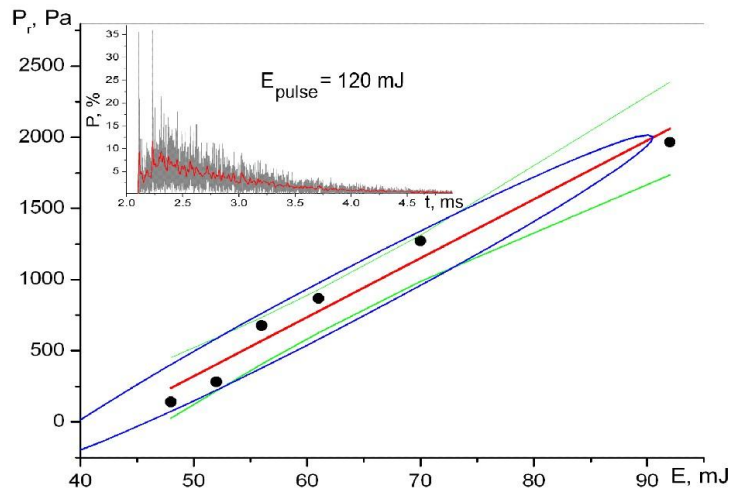


Рис. 3. Зависимость давления звука P на переднем фронте акустического импульса от энергии E . На врезке – форма акустического импульса

На рис. 3 показана зависимость давления звука P на переднем фронте акустического импульса от энергии E . На врезке представлена зависимость от времени давления звука P в акустическом импульсе, принимаемого гидрофоном при оптическом пробое жидкости.

Анализ акустической эмиссии. Проанализируем зависимость акустической эмиссии от динамики пузырьков. Полная энергия акустического импульса E_{ac} вычисляется по формуле

$$E_{ac} = (2\pi r^2 / \rho c) \int_0^{\tau} P_r^2(t) dt \quad (1)$$

где ρ – плотность жидкости, c – скорость звука, $P_r(t)$ – величина акустического давления в импульсе, принимаемого гидрофоном на расстоянии r от места пробоя. Оценка по энергии акустической эмиссии позволяет сделать важный вывод о том, что эффективность акустико-оптического преобразования в нашем случае оказалось равной 10%, что согласуется с данными статьи [2] в самом нижнем пределе.

Наряду с полученными оценками полной энергии излучаемого акустического импульса представляет интерес попытаться решить обратную задачу – восстановить динамику пузырька по данным об акустической эмиссии. Теоретической основой является формула для распределения давления в излучаемой волне от пузырька, как источника монополярного излучения, которую можно написать в виде [2]

$$P_r(t) = \rho(R\ddot{R} + 2\dot{R}^2)(R/r) \quad \dot{R}(t) = dR/dt = U(t) \quad (2)$$

Решая нелинейное дифференциальное уравнение относительно функции $R(t)$, считая при этом известной функцию $P(t)$, на основе экспериментальных данных в принятом акустическом импульсе, можно вычислить функцию $R(t)$, скорость движения стенки пузырька $U(t)$ и интенсивность в акустической волне $I(t) = \int_t^{t+T} P(t)U(t)dt$, $T \geq 2\pi / \omega_{\min}$. На рис. 4 представлены указанные зависимости, которые показывают, что по акустическим

данным удается воспроизвести функцию $R(t)$, которая согласуется с характерными зависимостями $R(t)$, получаемыми из непосредственных измерений изображений оптического пробоя на поздних стадиях его эволюции [3].

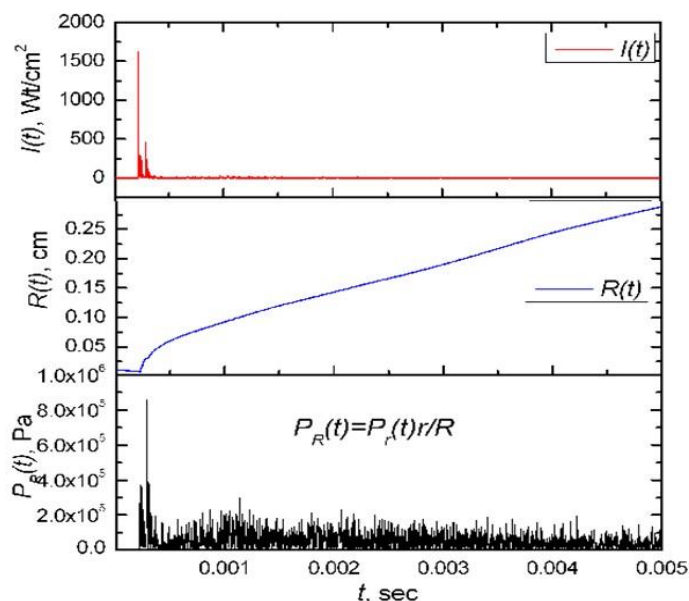


Рис. 4. Акустическая эмиссия и динамика пузырька: давление $P(t)$ в акустическом импульсе от области оптического пробоя; функция $R(t)$, вычисленная по формуле (2) по данным для $P(t)$; интенсивность в излучаемом акустическом импульсе $I(t)$.

Таким образом, показано, что наблюдаются два спектральных максимума, характеризующие акустическую эмиссию, при этом наблюдается смещение низкочастотного максимума в область меньших частот при увеличении энергии лазерного импульса. В целом наблюдается линейная зависимость акустического давления от энергии лазерного импульса. По акустическим данным удается воспроизвести функцию $R(t)$, которая согласуется с характерными зависимостями $R(t)$, получаемыми из оптических данных, что практически важно для изучения пробоя в непрозрачных средах.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ, проекты 12-02-01048, 12-02-31816 мол_a, 12-05-33072 мол_a_вед.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фишер В.И. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. №6(12). С. 2142-2151.
2. Lauterborn W., Kurz T. Physics of bubble oscillations // Rep. Prog. Phys. 2010. vol. 73 106501 (88pp)
3. Букин О.А., Ильин А.А., Кульчин Ю.Н., Нагорный И. Г., Павлов А. Н., Буланов А. В. // Квантовая электроника 2006. Т. 36. № 6. С. 553-556.