

## КОМПРЕССИЯ ИМПУЛЬСА ПРИ ВРМБ В ЖИДКОСТЯХ

М.А. Давыдов, И.Н. Кожевникова

*Численно проанализирован процесс сжатия стокового импульса при ВРМБ в нестационарном режиме. Сделаны оценки максимального коэффициента сжатия для обратного ВРМБ в жидкостях с различными значениями времени релаксации гиперзвука.*

Исследования компрессии импульса при обратном ВРМБ в жидкостях /1, 2/ показали высокую энергетическую эффективность процесса (до 90%) при большой степени сжатия ( $\geq 20$ ). В /3/ исследована связь между коэффициентом компрессии и физическими свойствами ВРМБ-активных жидкостей. Предлагаемая работа посвящена теоретическому анализу процессов ВРМБ-компрессии в жидкостях.

Теория сжатия импульса при обратном ВРМБ детально разработана в /4–6/ применительно к процессам в газах. Жидкости как ВРМБ-активные среды имеют ряд существенных отличий: малые времена релаксации гиперзвука, низкий порог ВРМБ, высокий коэффициент усиления, что делает их перспективными в экспериментах по ВРМБ-компрессии при малых входных энергиях. Условие малости входной энергии важно, так как именно пробой среды является серьезным ограничением для рассматриваемого процесса.

Исходной для описания сжатия стокового импульса при обратном ВРМБ служит стандартная система уравнений /7/:

$$\begin{cases} (\pm \partial/\partial z + n/c\partial/\partial t) E_{p(s)} = iaE_s(p)\rho^{(*)}, \\ [\partial^2/\partial t^2 - i\Omega(\partial/\partial t + \Gamma)]\rho = \sigma E_p E_s^*. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $E_{p,s}$  — амплитуды накачки и стоковой волн,  $\omega_{p,s}$  — их частоты;  $\rho$  — амплитуда возмущения плотности;  $a = \gamma\omega(4\pi c\rho_0)^{-1}$  — коэффициент нелинейности;  $\omega_p \approx \omega_s = \omega$ ;  $\gamma$  — константа электрострикции;  $\sigma = \gamma q^2/8\pi$ , где  $q = k_p - k_s$  — волновой вектор гиперзвуковой волны,  $\Omega$  — ее частота;  $\Gamma^{-1} = \tau$  — постоянная затухания гиперзвука.

Перенормировка величин в (1) позволяет выявить три характерных временных масштаба процессов, протекающих в системе:

$$\tau_1 = \tau; \quad \tau_2 = n(a\rho'/c)^{-1}; \quad \tau_3 = \rho'(\sigma|E_{p0}|^2)^{-1},$$

где  $\rho' = \rho/\rho_0$  — нормированная плотность. Из них первый — масштаб релаксационных процессов, второй определяется внутренними характеристиками среды, третий описывает зависимость временных характеристик системы от входной энергии ( $\tau_3 \propto W_0^{-1}$ ). Результаты экспериментального измерения длительности стокового импульса  $\tau_s$  при различной входной энергии в жидкостях /3/ подтверждают существование последней зависимости при малых входных энергиях (рис. 1).

Численное моделирование системы (1) позволило проанализировать динамику сжатия импульса накачки при обратном ВРМБ в жидкости. При построении приближенных методов решения данной системы за основу взят принцип консервативности, согласно которому дискретные модели дифференциальных уравнений в частных производных обладают сеточными аналогами законов сохранения. Система (1) имеет интеграл сохранения

$$\frac{\partial}{\partial t} (|E_p|^2 + |E_s|^2) + \frac{\partial}{\partial z} (|E_p|^2 - |E_s|^2) = 0.$$

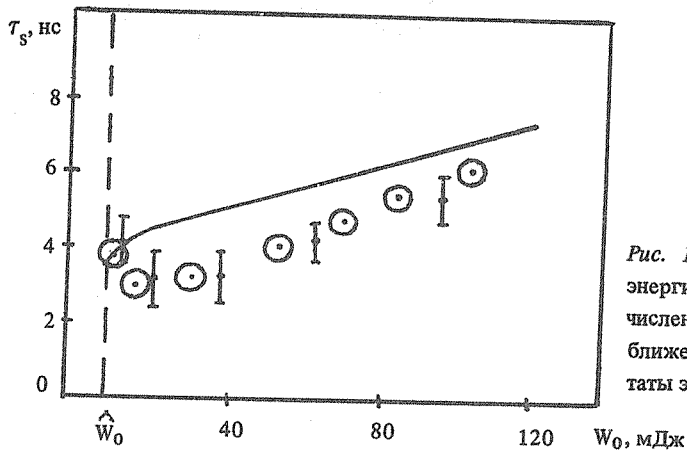


Рис. 1. Зависимость длительности стока импульса от энергии накачки  $W_0$  для п-гексана. Круги — результат численного расчета системы (1), сплошная линия — приближение слабой накачки, точки с дисперсией — результаты эксперимента /3/.

Выполнение данного условия проверялось на каждом шаге с точностью до 1–3%. Для решения (1) использован метод последовательных приближений в сочетании с методом прогонки по  $z$ . Полученные результаты приведены на рис. 1. Из графика определяется критическое значение входной энергии  $\hat{W}_0$ , близкое к пороговому, при котором длительность стока импульса минимальна; при дальнейшем увеличении энергии накачки длительность  $\tau_s$  растет. Характер расчетной и экспериментальной кривых аналогичен.

Оценим величину максимальной компрессии импульса при обратном ВРМБ в жидкости, воспользовавшись решением системы (1) в приближении малого истощения накачки и квазистационарного приближения для плотности  $\rho$  /8, 9/. Из выражения для нестационарного инкремента усиления для плоского пучка накачки /8/  $\tilde{g}(t, z) = [(1 + gI_0 c t / n)^{1/2} - 1](t - zn/c) (I_0 \tau L)^{-1}$  (где  $g$  — стационарный инкремент усиления;  $I_0$  — интенсивность накачки на входе в среду;  $L$  — длина среды) и условия эффективной компрессии  $\tau_p \leq 2Ln/c$  /4/ определяем максимальный коэффициент сжатия стока импульса  $N = \tau_p / \tau_s$ :  $N = [(1 + 2M\tau/\tau_p)^{1/2} - 1]\tau_p/\tau$ , где  $M = gI_0 L \approx 30$  — полный пороговый инкремент усиления.

В случае фокусировки излучения в ВРМБ-активную среду (как это реализовано в эксперименте /3/) пороговая величина  $M$  снижается /8/:

$$M\Phi = Ml_k/L, \quad (2)$$

где  $l_k = 2F^2 \theta_0 / d$  — длина каустики;  $F$  — фокусное расстояние;  $\theta_0$  — начальная расходимость;  $d$  — диаметр пучка накачки.

Из выражения (2) следует, что в двух предельных случаях оценка максимального коэффициента компрессии различна: 1) для сред с большими коэффициентом усиления  $g$  и временем релаксации гиперзвука  $\tau$  (в п-гексанае  $g = 2,2 \cdot 10^{-2}$  см/МВт,  $\tau = 0,72$  нс)  $N = (2\tau_p M/\tau)^{1/2}$ , что в условиях эксперимента /3/ дает  $N = 15$ ; 2) для сред с малыми  $g$  и  $\tau$  (соответствует нестационарному ВРМБ в  $CCl_4$ :  $g = 0,58 \cdot 10^{-2}$  см/МВт,  $\tau = 0,27$  нс /3/):  $N = M$ . Последний результат предсказан ранее как максимально достижимая степень сжатия импульса при обратном ВРМБ вне зависимости от свойств активной среды. Из предыдущего рассмотрения следует, что максимальную компрессию импульса накачки при малой входной энергии можно получить в жидкостях с малыми значениями динамических параметров среды ( $g$  и  $\tau$ ), что и подтверждает эксперимент /3/.

Однако в средах с малым  $g$  возрастает вероятность самофокусировки и пробоя /10/. Применение схемы с фокусировкой излучения накачки, согласно (2), позволяет избежать этого. Другим конкурирующим эффектом является попутная генерация. При рассеянии на малые углы  $\varphi$  ( $\varphi \ll 1$ ) релаксация гиперзвуковой решетки происходит по закону /8/:  $\tau_\varphi = \tau(2/\varphi)^2$ . Для достаточно длинных импульсов накачки ( $\tau_p \gg \tau$ ), сравнимых с временем затухания "попутной" гиперзвуковой решетки  $\tau_p \approx \tau_\varphi$ , попутное рассеяние появляется раньше обратного, если  $\tau_p \geq M\tau_\varphi$ , что в условиях /3/ дает оценку для  $CCl_4$ :  $\tau_p \geq 0,4$  мкс.

Таким образом, определена зависимость длительности стокового импульса от инерционных свойств рассеивающей среды: чем быстрее происходит релаксация гиперзвуковой решетки, на которой происходит рассеяние, тем больше коэффициент компрессии.

Авторы благодарны Ф.В. Бункину, Г.А. Ляхову и К.Ф. Шипилову за плодотворные обсуждения и постоянный интерес к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Галаган Б. И. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 48, 1782 (1984).
2. Бузалис Р. Р., Дементьев А. С., Косенко В. К. Квантовая электроника, 12, 2024 (1985).
3. Давыдов М. А., Шипилов К. Ф., Шмаонов Т. А. Квантовая электроника, 13, 2125 (1986).
4. Горбунов В. А. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 48, 1580 (1984).
5. Паперный С. Б., Петров В. Ф., Старцев В. Р. Письма в ЖТФ, 7, 433 (1981).
6. Non D. T. Opt. Letts., 5, 516 (1980).
7. Старунов В. С., Фабелинский И. Л. УФН, 98, 441 (1969).
8. Беспалов В. И., Пасманик Г. А. Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы. М., Наука, 1986.
9. Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. М., Наука, 1985.
10. Тесленко В. С. Письма в ЖТФ, 8, 77 (1982).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 2 сентября 1987 г.