

Если $\tau=1$, то $r_{\min}=0$; при малых значениях потерь в пластинке, когда $\tau \approx 0,99$, для $r_{\min}$ также можно взять значение 0. Точное значение $r_{\min}$ при $\tau=0,98$ будет $r_{\min}=3,44 \cdot 10^{-4}$. Для $r_{\max}$ в этом же случае имеем $r_{\max}=0,767 \approx 0,77$. Отношение расстояния $\Delta\lambda$ между максимумами к ширине максимума полосы пропускания $\delta\lambda$ равно N_e :

$$\frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = N_e.$$

В нашем случае германиевой пластинки $\delta\lambda \approx \frac{\Delta\lambda}{3}$. Таким образом, область отражения плоскопараллельной пластинки из германия в два раза больше области сильного пропускания. Спектральный интервал, в котором имеет место такое соотношение, простирается от длин волн 2 мкм до границы области пропускания германия 18 мкм, что позволяет создать лазер широкого спектрального интервала.

Коэффициент пропускания пластинки определяется формулой

$$T = \frac{\tau\theta^2}{(1 - \tau R)^2 + 4\tau R \sin^2 \Phi/2}. \quad (7)$$

Запишем максимальный и минимальный коэффициенты:

$$T_{\max} = \frac{\tau\theta^2}{(1 - \tau R)^2}, \quad (8)$$

$$T_{\min} = \frac{\tau\theta^2}{(1 + \tau R)^2}. \quad (9)$$

Численные величины для них равны $T_{\max}=0,88$, $T_{\min}=0,219$. Потери в пластинке определяются как разность: $A=1-(T_{\min}+r_{\max})=0,011$. Отсюда следует, что плоскопараллельная пластинка из германия является отражателем с высоким коэффициентом полезного действия и с успехом может применяться в лазерах с большой плотностью мощности излучения. В данной работе были исследованы зависимости мощности генерации и к. п. д. от тока разряда, мощности накачки (см. рис. 3), общего давления при фиксированных отношениях компонентов смеси. Была изучена модовая структура излучения лазера.

Проведенные экспериментальные исследования с лазером подтвердили целесообразность выбранных принципов работы с молекулярными газовыми лазерами.

В заключение автор благодарит док. физ.-мат. наук А. И. Осипова и доц. Ф. В. Шугаева за обсуждение данной работы и ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Ступоченко Е. В., Шелепин Л. А. «Успехи физических наук», 1972, 108, 655.
2. Басов Н. Г. и др. «Успехи физических наук», 1974, 114, 213.

Поступила в редакцию
24.3 1976 г.
Кафедра
молекулярной физики
и механики

УДК 533.6.011.72

А. И. Климов

ЗАТУХАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ПЛОСКОМ УДАРНОМ ФРОНТЕ

Вопрос о затухании возмущений на плоском фронте ударной волны, вызванных различными источниками (звуковыми волнами, вихрями и т. д.), в литературе [1, 2, 3] часто определяют как устойчивость плоских ударных волн (в смысле устойчивости формы плоского фронта). Отметим общее для всех работ. Теоретически и экспериментально получены два асимптотических закона затухания для больших значений времени (t): $\sim t^{-1/2}$, $\sim t^{-3/2}$ при условии, что источником возмущений является цилиндрическая звуковая волна. В [2] вскрывается физическая сущность этих законов. Для углов падения, меньших критического, реализуется закон $\sim t^{-1/2}$, а для критических

углов падения или излучения (если источник находится на фронте) реализуется закон $\sim t^{-3/2}$. Возникает вопрос, как будет затухать возмущение на фронте при условии, что оно создано иным типом источника возмущений.

В работе [3] изучалось взаимодействие одиночного вихря с ударной волной. К сожалению, вопрос о затухании возмущений на фронте не являлся предметом исследований. Авторами отмечено, что форма возмущения повторяет распределение скорости в вихре. Так как вихрь движется со скоростью потока за фронтом, а распределение скорости в вихре быстро падает с расстоянием от центра вихря ($v \sim \frac{1}{r}$), то

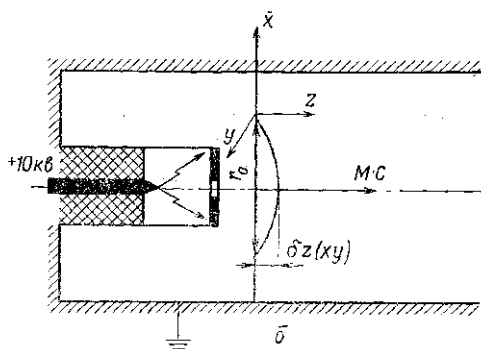


Рис. 1

предположим, что для больших значений времени $t \gg t_0$ от начала взаимодействия t_0 можно пренебречь вкладом вихря на процесс затухания возмущений.

В данной работе возмущение создавалось прохождением кольцевого вихря через фронт. Эксперименты были выполнены на ударной трубе сечением 28×28 мм. В опытах использовались ударные волны с числом Маха 2.5. Давление воздуха в рабочей секции составляло 0,5 атм. Вихрь получался за счет электрического разряда в искровом генераторе (рис. 1). Сам генератор одновременно являлся моделью (диаметром 6 мм), которая обдувалась сверхзвуковым потоком газа, сопутствующим падающей ударной волне. Разряд в генераторе поджигался электронной схемой

от сигнала с пьезодатчика, расположенного на ударной трубе.

Для фоторегистрации использовался теневой прибор ИАБ-451, камеры СФР-2М и ЖФР. Источником света служила лампа ИФП-2000. Типичные кадры, полученные камерой СФР-2М, и фоторазвертки, полученные камерой ЖФР, показаны на рис. 2. Вихрь (1, 2), пройдя падающую ударную волну (2, 3), снеслся потоком на фронт головной отраженной волны (3, 5), оставляя после себя возмущение на фронте (4, 5) и уносился за модель газовым потоком. Фоторазвертки и кадры движения ударных волн и возмущений на них обрабатывались на микроскопе УИМ-1. Из анализа фоторазверток делался вывод о законе затухания. Из графика, изображенного на рис. 3, видно, что закон затухания не совпадает ни с одним из законов, полученных ранее. Там же приведена кривая 2, построенная в результате решения уравнения, полученного в работе [4]. Будем считать возмущение длинноволновым $\frac{\delta z}{z_0} \ll 1$ (система координат выбрана, как показано на рис. 1), влияние вихря на созданное им возмущение отсутствует начиная с $t = t_0$; числа Маха отраженной ударной волны — малыми ($M = 1.15$).

Постановка задачи для данного случая выглядит следующим образом:

$$\frac{1}{C_2^2} \cdot \frac{4}{M-1} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\delta z) + 4 \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\delta z) + 4 \frac{\partial^2}{\partial y^2} (\delta z) = 0,$$

где δz — амплитуда возмущения, M — число Маха отраженной ударной волны, C_2 — скорость звука за фронтом.

Граничные условия таковы:

$$\delta z(x, y, t) \Big|_{x^2+y^2=r_0^2} = 0, \quad \delta z \Big|_{t=t_0} = \delta z_0(x, y),$$

r_0 — выбираем исходя из условия равенства кривизны 0 на этой границе. При решении данной задачи предположим, что граница остается неподвижной со временем. Решение данной задачи для больших значений может быть написано в следующем виде:

$$\delta z(x, y, t) = A \exp \left[-\frac{\mu_0}{r_0} c_2 \sqrt{M-1} t \right] J_0 \left(\frac{\mu_0}{r_0} r \right),$$

где

$$A = \frac{1}{\|J_0\|} \int_0^{r_0} J_0 \left(\frac{\mu_0}{r_0} \rho \right) \delta z_0(\rho) \rho d\rho,$$

J_0 —функция Бесселя нулевого порядка, члены с множителями $\sim \exp\left[-\frac{\mu_{0m}}{r_0} c_2 \sqrt{M-1} t\right]$ затухают быстрее и их вклад становится незначительным. Из опытных данных следует теоретическое выражение для закона затухания $\exp(-0.03t)$, где t выражено в мкс. Значения 30 мкс можно считать большими, что позволяет сравнить полученные ранее

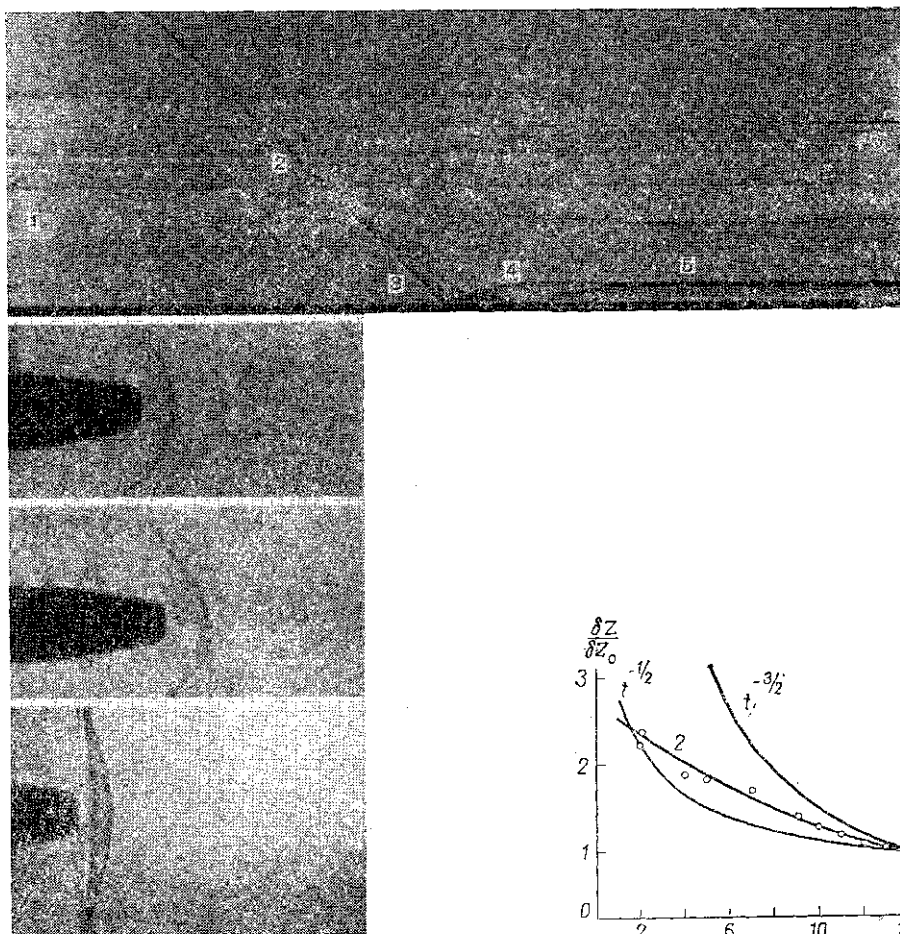


Рис. 2

Рис. 3

законы затухания с экспериментом, выбирая общую точку отсчета в области больших t .

Автор выражает благодарность проф. Е. В. Ступоченко и доц. Ф. В. Шугаеву за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lapworth K. C. «J. Fluid Mech.», 1959, 6, 469—480.
2. William, Morrhem K., George A. «J. Fluid. Mech.», 1975, 68, 97—108.
3. Уикс Т. М., Досаңья Т. М. «Ракетная техника и космонавтика», 1967, 5, 65—75.
4. Шугаев Ф. В. «Журн. вычислит. матем. и матем. физики», 1976, № 3.

Поступила в редакцию
1.6 1976 г.
Кафедра
молекулярной физики