

результаты:

$Re_{-}$	1,98	9,89	49,4	97,7
$v_{\max}$	0,31	0,31	0,30	0,29

Представленные результаты подтверждают слабую зависимость  $v_{\max}$  от  $Re_{-}$  и согласуются с оценкой (9).

## ЛИТЕРАТУРА

- Гонор А. Л., Ривкинд В. Я. Динамика капли // Итоги науки и техники. Сер. мех. жидкости и газа. Т. 17. М.: ВИНИТИ, С. 86–159.
- Le Clair B. P., Hamielec A. E., Pruppacher H. R., Hall W. D. A theoretical and experimental study of the internal circulation in water drops falling at terminal velocity in air // J. Atmosph. Sci. 1972. V. 29. № 4. P. 728–740.
- Воинов О. В., Петров А. Г. О течениях с замкнутыми линиями тока и движении капель при больших числах Рейнольдса // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 5. С. 61–70.
- Dennis S. C. R., Walker J. D. A. Calculation of the steady flow past a sphere at low and moderate Reynolds numbers // J. Fluid Mech. 1971. V. 48. Pt 4. P. 771–789.
- Rimon Y., Cheng S. I. Numerical solution of a uniform flow over a sphere at intermediate Reynolds numbers // Phys. Fluids. 1969. V. 12. № 5. P. 949–959.
- Tomotica S., Imai I. The distribution of laminar skin friction on a sphere placed in a uniform stream // Proc. Phys. Math. Soc. Japan. 1936. V. 20. № 3. P. 288–303.
- Петров А. Г. Скорость диссипации энергии вязкой жидкости с условием для касательного напряжения на граничной линии тока // Докл. АН СССР. 1989. Т. 304. № 5. С. 1082–1086.
- Васенин И. М., Нефедов А. П., Шрагер Г. Р. Метод расчета течений вязкой жидкости со свободной поверхностью // Числ. методы механики сплошной среды. Новосибирск: ИТПС СО АН СССР. 1985. Т. 16. № 6. С. 28–43.
- Бутов В. Г., Васенин И. М., Шрагер Г. Р. Деформация капли в вязком потоке и условия существования ее равновесной формы // ПММ. 1982. Т. 46. № 6. С. 1045–1049.
- Ривкинд В. Я., Рыскин Г. М. Структура течения при движении сферической капли в жидкой среде в области переходных чисел Рейнольдса // Изв. АН СССР. МЖГ. 1976. № 1. С. 8–15.

Москва  
Томск

Поступила в редакцию  
4.IV.1988

УДК 533.6+534.6

© 1989

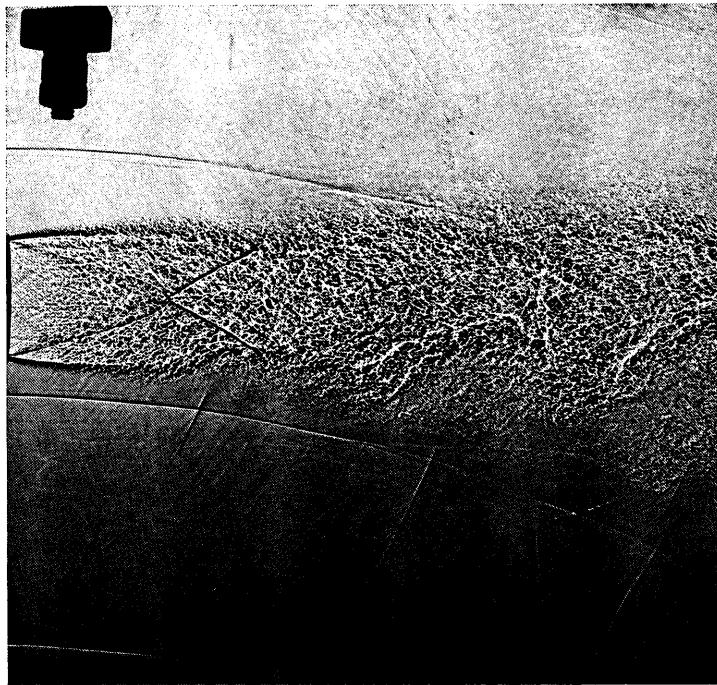
ПИМШТЕЙН В. Г.

## О ДЕЙСТВИИ ЗВУКА НА СВЕРХЗВУКОВУЮ СТРУЮ

Известно, что под действием звука от внешнего источника или звука, излучаемого самой сверхзвуковой струей на дискретных частотах на нерасчетных режимах истечения, сверхзвуковая струя быстрее расширяется и становится менее дальнобойной [1, 2]. Однако механизм воздействия звука на сверхзвуковую струю исследован недостаточно, в частности, при какой интенсивности внешнего воздействия можно добиться заметного изменения газодинамических параметров струи, как развивается процесс взаимодействия и какими особенностями он обладает. Эти вопросы рассматриваются в настоящей работе.

При помощи тепловой фотосъемки с импульсным осветителем показано, что существенного изменения газодинамических характеристик сверхзвуковой струи можно добиться, действуя на ее основание звуком с интенсивностью, соответствующей 0,1–0,2% от полного давления в струе при нормальном к границе струи падении звука. Отмечено появление крупномасштабных возмущений на облучаемой стороне струи и направленное изучение звука сверхзвуковой струей на частоте внешнего воздействия.

Опыты проводились с воздушной сверхзвуковой струей, истекающей из конического сверхзвукового сопла с диаметром выходного сечения  $d_c=20$  мм, рассчитанного на число Маха на срезе сопла  $M=2,0$ , на режимах истечения со степенью нерасчетности  $n=0,5–2,0$  (полное давление в струе  $p_0=3,9–15,6$  атм). В качестве источников звука использовались газоструйные излучатели с центральным стержнем с частотами  $f=5–11$  кГц и излучаемой акустической мощностью соответственно



Фиг. 1

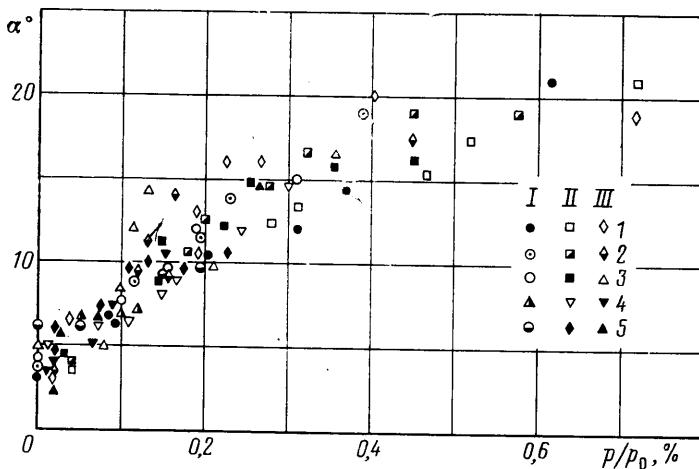
2,0–0,4 кВт. Излучатели располагались на различных расстояниях от струи под углом  $90^\circ$  к ее оси таким образом, чтобы ось излучателя проходила через ближайшую к нему точку на кромке выходного сечения сопла или через точку, отстоящую от кромки сопла на расстоянии  $\sim 0,5d$ .

Фотосъемка струи проводилась прямым теневым методом с использованием импульсного осветителя со временем экспозиции 0,3 мкс. Было сделано около 200 фотографий при различной частоте и интенсивности звука. Путем расположения снимков, сделанных в случайные моменты времени, в должном порядке, соответствующем равномерному движению фронта падающей звуковой волны, был смонтирован кинофильм и рассмотрен процесс взаимодействия звука со сверхзвуковой струей в динамике. В качестве параметра, характеризующего действие звука на сверхзвуковую струю, использовался угол полураскрытия струи  $\alpha$ , причем криволинейная в общем случае граница струи заменялась прямой, проходящей через кромку сопла, что несколько занижало значение  $\alpha$ .

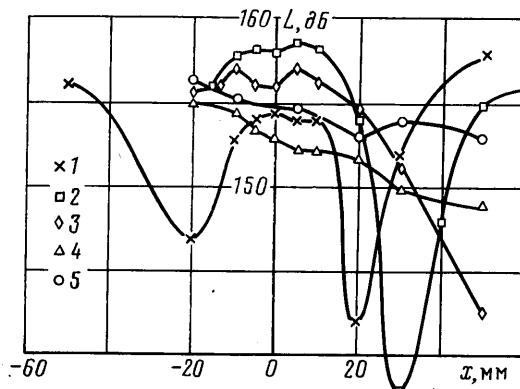
На фиг. 1 приведена типичная теневая фотография, показывающая основные особенности процесса взаимодействия звука от внешнего источника со сверхзвуковой струей ( $n=0,8$ ;  $f=8,5$  кГц; уровень звукового давления на среде сопла  $L_{1c} = -156$  дБ). Источник звука располагался под струей. Воздействию звука подверглась в основном ближняя к излучателю граница струи, на которой падающая волна (фаза сжатия) порождала возмущения, распространяющиеся вдоль границы струи в исследуемом диапазоне перепадов давления с конвективной скоростью  $v_h \approx (0,55-0,7) w_0 = (0,75-1,15) c_0$  (здесь  $w_0$  – средняя скорость струи, рассчитанная по перепаду давления;  $c_0$  – скорость звука в окружающей среде).

Рассмотрение процесса взаимодействия в динамике по кинограмме процесса показало, что струя не совершает колебаний. Взаимодействие звука от внешнего источника со сверхзвуковой струей сопровождается излучением струей интенсивного звука, распространяющегося на частоте внешнего воздействия в направлении, составляющем угол  $20-30^\circ$  с осью струи. Из кинограммы процесса взаимодействия видно также, что звук, излучаемый струей на частоте внешнего воздействия, возникает вблизи выходного сечения сопла через время  $\sim 0,1 T$  после прохождения фазы сжатия звуковой волны ( $T$  – период звуковой волны). В рамках данного исследования не удалось обнаружить воздействия звука на ранее образованные им возмущения.

Анализ изменения угла полураскрытия струи показал, что при выбранном способе облучения сверхзвуковой струи звуком от внешнего источника наиболее значительные изменения претерпевает ближняя к излучателю граница струи, а увеличение интенсивности облучения приводит к тем большему изменению угла полураскрытия этой границы, чем меньше полное давление в струе. Если в качестве меры воздействия звука на сверхзвуковую струю взять отношение интенсивности



Фиг. 2

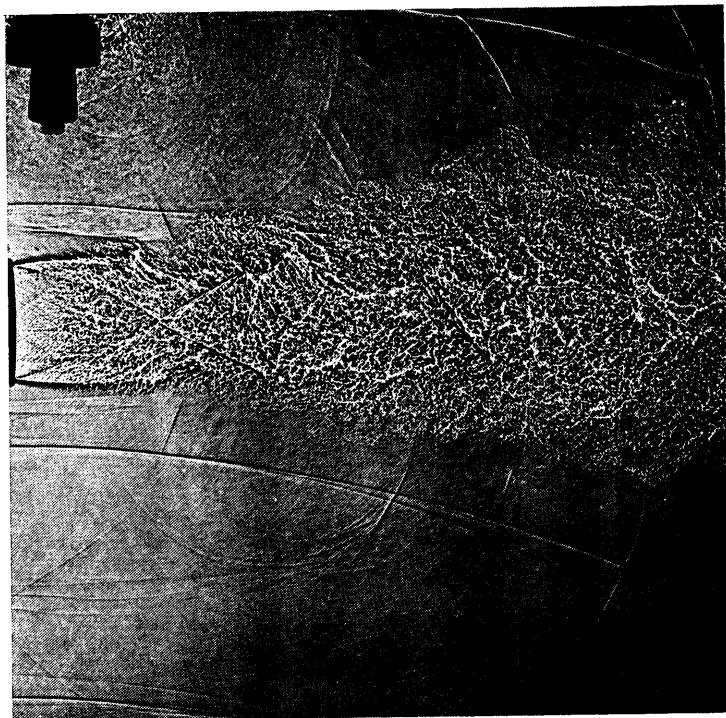


Фиг. 3

звук в падающей волне на кромке сопла в отсутствие струи к полному давлению в струе, то зависимость угла полураскрытия ближней границы сверхзвуковой струи приобретает универсальный характер. На фиг. 2 приведена зависимость угла полураскрытия ближней границы струи от относительной интенсивности звука ( $1 - n=0.5$ ;  $2 - n=0.8$ ;  $3 - n=1.0$ ;  $4 - n=1.5$ ;  $5 - n=2.0$ ; I –  $f=6.5$  кГц; II –  $f=8.5$  кГц; III –  $f=11.8$  кГц). Ощутимого изменения структуры струи можно добиться, если интенсивность внешнего звукового воздействия на кромке сопла при нормальном падении звука на границу струи превышает 0,1–0,2% от полного давления в струе. Влияния частоты внешнего воздействия на расширение сверхзвуковой струи в исследуемом диапазоне изменения параметров струи и излучателей не обнаружено.

То, что при выбранном в настоящей работе способе облучения струи звуком фактически только ближняя к излучателю граница оказалась подвержена воздействию звука, заставило провести серию опытов по дифракции звука на сверхзвуковых струях. Эти опыты показали, что за сверхзвуковой струей, облучаемой звуком от внешнего источника, образуется типичная дифракционная картина с характерным распределением максимумов и минимумов звукового давления. В качестве примера на фиг. 3 приведено поперечное распределение звукового давления за струей ( $n=1.5$ ), облучаемой звуком с частотой  $f=8.5$  кГц, на различных расстояниях от ее дальней границы ( $1 - 40$ ,  $2 - 50$ ,  $3 - 100$ ,  $4 - 200$  мм, 5 – излучатель в отсутствие струи 50 мм). Наиболее отчетливая дифракционная картина наблюдается при достаточно больших значениях полного давления в струе, когда на участке, подвергающемся облучению (в данных опытах на расстояниях  $\sim 100$  мм от кромки сопла), струя не теряет формы под действием звука. Таким образом, то, что только ближняя граница струи подвергается заметному воздействию, связано с недостаточно высоким уровнем звукового воздействия на удаленную от излучателя границу струи.

С учетом этого обстоятельства были поставлены опыты, в которых сверхзвуковая струя облучалась звуком от двух внешних источников с противоположных сторон на двух разных частотах. На фиг. 4 приведена теневая фотография сверхзвуково-



Фиг. 4

вой струи ( $n=0,8$ ) под действием звука от двух внешних источников:  $f_1=8,5$  кГц,  $L_{1c}=156$  дБ;  $f_2=11,8$  кГц,  $L_{2c}=158$  дБ. При этом на противоположных границах струи у кромки сопла появляются возмущения на частотах внешнего воздействия, которые распространяются по разным сторонам струи со своими пространственными масштабами, а процесс взаимодействия звука со струей сопровождается излучением звука собственно струей с противоположных сторон на частотах, соответствующих частотам внешнего воздействия. Кинограмма взаимодействия показывает, что процессы на противоположных границах струи развиваются независимо друг от друга.

Тот факт, что излучение звука сверхзвуковой струей при ее облучении от внешнего источника может происходить и на тех режимах истечения, при которых средняя скорость распространения возмущений вдоль границы струи меньше скорости звука в окружающем пространстве, и то, что направление излучения звука струей мало зависит от режима истечения (от скорости распространения возмущений), свидетельствует о том, что наблюдаемое излучение звука сверхзвуковой струей не может интерпретироваться как излучение волн Маха от всего возмущения в целом, природа этого звука требует дальнейшего исследования.

Один из наиболее важных вопросов, касающихся взаимодействия звука со струями,— вопрос о возможности взаимодействия звука с ранее образованными им возмущениями. При нормальном падении звука на границу струи не было обнаружено сколько-нибудь заметного воздействия звука на уже образовавшиеся возмущения и, таким образом, на струю в целом, хотя при этом область синфазного воздействия звука на струю может быть довольно значительной. Возмущения в сверхзвуковой струе под действием звука возникают на границе струи вблизи выходного сечения сопла при прохождении фазы сжатия в звуковой волне.

В настоящее время представляется наиболее вероятным, что эффекты, наблюдавшиеся при облучении звуком сверхзвуковой струи, являются результатом взаимодействия звука с продольными вихрями Гертлера — Тейлора. Эти вихри, образующиеся на внутренней поверхности сопла и наблюдавшиеся при теневом фотографировании на начальном участке сверхзвуковой струи, под действием звука претерпевают изменения, которые, по-видимому, определяют дальнейшее течение процесса распространения возмущений в сверхзвуковой струе.

Автор выражает признательность А. А. Кошеткову за помощь в проведении работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Еремин Г. И., Кондратьев В. И. Акустическое воздействие на течение и спектр шума сверхзвуковых струй // Аэроакустика. М.: Наука, 1980. С. 119–123.
2. Glass D. R. Effects of acoustic feedback on the thread and decay of supersonic jets // AIAA Journal. 1968. V. 6. № 10. P. 1890–1897.

Москва

Поступила в редакцию  
26.IV.1988

УДК 533.95:533.9

© 1989

ЗАХАРОВ Н. С., ШАЙНОГА И. С.

### ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ ПЛАЗМЕННОГО ФАКЕЛА И ГЕНЕРАЦИИ В НЕМ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МИШЕНЕЙ КОЛЬЦЕВЫМИ ЛУЧАМИ

Проблема генерации спонтанных электромагнитных полей в плазме лазерного факела стала предметом появившихся в последнее время исследований [1–5]. Наиболее изучены режимы однородного облучения мишней, когда реализуются только расходящиеся течения лазерного факела, а механизмом генерации является термо-ЭДС плазмы. Практически не изучены случаи неоднородного облучения мишней с образованием сходящихся течений в плазменном факеле, в которых электромагнитные поля имеют совершенно иные пространственно-временные характеристики. В настоящей работе рассматривается задача о генерации и структуре магнитных полей в лазерной плазме, возникающей при облучении кольцевыми лучами твердых мишней в разреженном воздухе.

1. Кратко остановимся на постановке задачи, которая приведена в [5, 6]. Система уравнений движения плазменного факела, образованного при нормальном падении на твердую преграду импульса излучения кольцевого сечения  $q_\infty = q(\Delta r, \infty, t)$ , в одножидкостном двухтемпературном приближении имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) &= 0 \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \mathbf{V}) + \frac{\partial p}{\partial r} &= 0 \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \mathbf{V}) + \frac{\partial p}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \rho E_i}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E_i \mathbf{V}) + \operatorname{div}(p_i \mathbf{V}) &= Q \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E \mathbf{V}) + \operatorname{div}(p \mathbf{V}) &= L \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \frac{c}{e\rho} (\nabla T_e \times \nabla \rho) + \operatorname{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \frac{c^2}{4\pi} \operatorname{rot} \left( \frac{\operatorname{rot} \mathbf{B}}{\sigma} \right) \\ L &= \kappa q_\infty \left[ \exp \left( - \int_z^\infty \kappa dz \right) + R \exp \left( - \int_0^\infty \kappa dz \right) \exp \left( - \int_0^z \kappa dz \right) \right] \\ p &= p_i + p_e, \quad E_{i, e} = \varepsilon_{i, e} + \frac{1}{2} V^2, \quad \varepsilon = \varepsilon_i + \varepsilon_e \end{aligned}$$

Обозначения в уравнениях общепринятые:  $u, v$  – компоненты скорости  $\mathbf{V}$ ;  $\rho$  – плотность;  $p$  – давление;  $\varepsilon$  – внутренняя энергия;  $T$  – температура;  $\mathbf{B}$  – индукция магнитного поля;  $\kappa$  – коэффициент поглощения излучения;  $R$  – коэффициент отражения;  $\sigma$  – проводимость плазмы;  $c$  – скорость света;  $e$  – заряд электрона. Величины