

ляющейся в отличие от  $(\text{CF}_3)_3\text{CH}$  асимметричным волчком:  $I_A = 141 \cdot 10^{-40} \text{ г} \cdot \text{см}^2$ ,  $I_B = 93 \cdot 10^{-40} \text{ г} \cdot \text{см}^2$ ,  $I_C = 217 \cdot 10^{-40} \text{ г} \cdot \text{см}^2$ .

Пренебрегая расщеплением состояния с определенным  $J$  на  $2J+1$  подуровней и используя вместо этого среднюю энергию для данного  $J$ , в качестве первого приближения можно воспользоваться выражением для интенсивности поглощения симметричного волчка, просуммированным по всем  $K$ . Тогда задача вычисления спектра поглощения сводится к предыдущей, рассмотренной в разделе 2 настоящей работы. В данном случае мы дополнительно учли зависимость моментов инерции от колебательного состояния. С этой целью мы воспользовались потенциалом Морзе, аппроксимирующим потенциал СН-колебания:

$$V(r-r_e) = D_e \{1 - \exp[-\beta(r-r_e)]\}^2.$$

Для оценки мы положили  $D_e$  равным  $45000 \text{ см}^{-1}$ , а  $r_e = 1,3 \text{ \AA}$ ,  $\beta$  получается равным  $1,7 \text{ \AA}^{-1}$ .

Результат расчета приведен на рис. 2, б. Как видно, экспериментальная кривая хорошо воспроизводится в том случае, когда  $\Gamma = 10 \text{ см}^{-1}$ , т. е. однородная ширина составляет  $20 \text{ см}^{-1}$ .

Чисто вращательный вклад, таким образом, для  $\text{CHCl}_2\text{F}$  получается равным  $24 \text{ см}^{-1}$ .

**4. Заключение.** Объединяя полученное нами значение ширины однородной составляющей колебательно-вращательного перехода во втором обортоне колебания СН в молекуле  $(\text{CF}_3)_3\text{CH}$  с рассчитанными в [2] значениями этого параметра для основного тона и первого обертона в этой молекуле, мы можем составить следующую таблицу для  $\Delta\omega = 2\Gamma$ . Основной тон:  $\Delta\omega = 3 \text{ см}^{-1}$  ( $v=0 \rightarrow v=1$ ), первый обертон:  $\Delta\omega = 12 \text{ см}^{-1}$  ( $v=0 \rightarrow v=2$ ), второй обертон:  $\Delta\omega = 20 \text{ см}^{-1}$  ( $v=0 \rightarrow v=3$ ). В случае молекулы  $\text{CHCl}_2\text{F}$  мы получили для ширины однородной составляющей пятого обертона величину  $20 \text{ см}^{-1}$ .

Авторы признательны А. А. Макарову за внимание к работе и помощь.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Zewail A. Phys. Today, 1980, N 11, p. 27. [2] Dubal H. R., Quack M. Chem. Phys. Lett., 1980, 72, N 2, p. 342. [3] Stolevik R., Thom E. Acta Chem. Scand., 1971, 25, N 9, p. 3205. [4] Bürger H., Pawelke G. Spectrochim. Acta, 1979, 35 A, N 6, p. 559. [5] Говорков С. В. Дипломная работа. Физфак МГУ, 1984. [6] Wong J. S., Moore C. B. In.: Lasers and Applications. Ed. W. O. N. Guimaraes, C.-T. Lin, A. Mooradian. N. Y.: Springer-Verlag, 1981, p. 157—162. [7] Герцберг Г. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул. М.: ИЛ, 1949, с. 443—453.

Поступила в редакцию  
24.09.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 2

#### АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.211.4

#### О ДВИЖЕНИИ ЧАСТИЦ СРЕДЫ В АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЯХ СЛОЖНОЙ СТРУКТУРЫ

А. Н. Жуков, А. Н. Иванников, Б. Н. Нюнин, О. С. Тонаканов

(кафедра акустики)

При решении многих практических задач акустики часто необходима полная информация о волновых процессах, происходящих в сре-

де. Такая информация может быть получена путем определения в точках акустического поля значений звукового давления  $p$ , трех ортогональных компонент вектора колебательной скорости частиц среды  $V_x, V_y, V_z$ , а также фазовых или корреляционных соотношений между ними. Совместное и одновременное измерение этих величин позволяет обнаружить интересные закономерности в акустических полях сложной структуры.

В работе [1] при рассмотрении гармонических векторных волн произвольной формы показано, что в общем случае конец вектора  $\mathbf{V}$ , являющегося решением векторного волнового уравнения, при изменении времени описывает эллипс в каждой фиксированной точке пространства.

В случае акустических полей векторной характеристикой волнового процесса является колебательная скорость частиц среды  $\mathbf{V}$ . Зная плоскость движения вектора колебательной скорости и траекторию, описываемую его концом, можно однозначно определить пространственный вектор колебательного смещения частиц, а следовательно, форму и направление их движения.

Вектор колебательной скорости произвольного гармонического акустического поля можно представить в виде

$$\begin{aligned}\mathbf{V} &= n_x V_x + n_y V_y + n_z V_z, \\ V_x &= a_x \cos(\omega t + \varphi - \varphi_x), \\ V_y &= a_y \cos(\omega t + \varphi - \varphi_y), \\ V_z &= a_z \cos(\omega t + \varphi - \varphi_z),\end{aligned}\tag{1}$$

где  $n_x, n_y, n_z$  — орты декартовой системы;  $a_x, a_y, a_z$  — амплитудные значения по осям координат;  $\varphi$  — фазовое значение звукового давления  $p = P \cos(\omega t + \varphi)$ ;  $\varphi_x, \varphi_y, \varphi_z$  — фазовые сдвиги между давлением и компонентами вектора колебательной скорости.

В акустических полях сложной пространственной структуры амплитудные и фазовые значения колебательной скорости являются функциями координат и определяются интерференционной картиной поля, создаваемой распределенными источниками, наличием границ и т. д. В стационарных акустических полях эти величины не зависят от времени, что позволяет использовать понятие активной  $\mathbf{V}_a$  и реактивной  $\mathbf{V}_j$  компонент колебательной скорости, сохраняющих постоянную величину и направление в каждой точке пространства при изменении времени:

$$\mathbf{V}_a = n_x a_x \cos \varphi_x + n_y a_y \cos \varphi_y + n_z a_z \cos \varphi_z,\tag{2}$$

$$\mathbf{V}_j = n_x a_x \sin \varphi_x + n_y a_y \sin \varphi_y + n_z a_z \sin \varphi_z.$$

Согласно [1], эллиптическая траектория движения конца вектора  $\mathbf{V}$  лежит в плоскости, определяемой двумя не зависящими от времени векторами. В случае акустических полей такими векторами являются активная и реактивная компоненты колебательной скорости (2), определяющие движение вектора колебательной скорости частиц среды (1).

Осуществляя разворот координатной системы таким образом, чтобы две из ортогональных осей были направлены по главным осям эллипса, можно преобразовать систему (1) к виду

$$\mathbf{V} = n_\xi V_\xi + n_\eta V_\eta; \quad V_\xi = a_\xi \cos(\tau - \varphi_\xi), \quad V_\eta = a_\eta \cos(\tau - \varphi_\eta),\tag{3}$$

где  $n_\xi, n_\eta$  — орты, направленные по осям эллипса.

Сопоставляя уравнение эллипса в параметрической форме  $V_{\xi} = a \cos(\tau - \varepsilon)$ ;  $V_{\eta} = b \sin(\tau - \varepsilon)$  с выражением для компонент колебательной скорости (3), получим  $a = a_{\xi}$ ,  $b = a_{\eta}$ ,  $\varphi_{\xi} = \varepsilon$ ,  $\varphi_{\eta} = \varepsilon + \pi/2$ , где  $a$  и  $b$  — величины главных полуосей. Активная и реактивная компоненты колебательной скорости (2) в системе координат, связанной с главными осями эллипса, выражаются соотношениями

$$\begin{aligned} V_a &= n_{\xi} a \cos \varepsilon - n_{\eta} b \sin \varepsilon, \\ V_j &= n_{\xi} a \sin \varepsilon + n_{\eta} b \cos \varepsilon. \end{aligned}$$

Выразив  $a$  и  $b$  через  $V_a$ ,  $V_j$  и  $\varepsilon$ , получим

$$\begin{aligned} n_{\xi} a &= V_a \cos \varepsilon + V_j \sin \varepsilon, \\ n_{\eta} b &= -V_a \sin \varepsilon + V_j \cos \varepsilon, \\ \operatorname{tg} 2\varepsilon &= 2V_a V_j / (V_a^2 - V_j^2). \end{aligned} \quad (4)$$

Считая без ограничения общности  $a$  большим полуэллипсом эллипса, из (4) можно получить следующие выражения:

$$\begin{aligned} a^2 &= \frac{1}{2} [V_a^2 + V_j^2 + \sqrt{(V_a^2 - V_j^2)^2 + 4(V_a V_j)^2}], \\ b^2 &= \frac{1}{2} [V_a^2 + V_j^2 - \sqrt{(V_a^2 - V_j^2)^2 + 4(V_a V_j)^2}], \\ \operatorname{tg} \psi &= \frac{b}{a} \operatorname{tg} \varepsilon, \quad \operatorname{tg} 2\varepsilon = \operatorname{tg} (2\beta) \cos \gamma, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\psi$  — угол поворота большей полуоси эллипса относительно  $V_a$ ,  $\gamma$  — угол между  $V_a$  и  $V_j$  в пространстве,  $\beta$  — вспомогательный угол,  $\operatorname{tg} \beta = |V_j|/|V_a|$ . Движение вектора колебательной скорости при возрастании времени происходит в плоскости от вектора  $V_a$  к  $V_j$  в направлении меньшего угла между ними (рис. 1). Абсолютные величины актив-

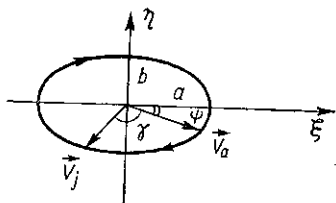


Рис. 1. Взаимное расположение векторов активной  $V_a$  и реактивной  $V_j$  компонент колебательной скорости в системе координат, связанной с главными осями эллипса

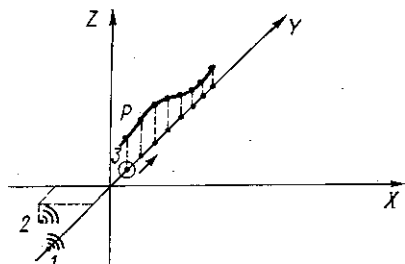


Рис. 2. Схема взаимного расположения источников звука 1 и 2 и направления исследования параметров поля  $Y$

ной и реактивной компонент колебательной скорости и угол  $\gamma$  между ними инвариантны относительно поворота осей координатной системы. Следовательно, имея информацию о величине и направлении в пространстве векторов  $V_a$  и  $V_j$  в стационарных гармонических полях, можно однозначно определить движение вектора колебательной скорости. Вектор колебательного смещения  $U$  в рассматриваемых акустических полях связан с колебательной скоростью простым соотношением  $U = V/\omega$  и сдвинут по фазе на  $-\pi/2$ . Ориентация и форма эллипса, а также направление движения при этом не изменяются.

При проведении экспериментальных исследований акустических полей сложной пространственной структуры величины и направления

активной и реактивной компонент колебательной скорости могут быть найдены с помощью измерения векторных энергетических характеристик:

$$\mathbf{I}_a = \frac{1}{2} P (\mathbf{n}_x V_x \cos \varphi_x + \mathbf{n}_y V_y \cos \varphi_y + \mathbf{n}_z V_z \cos \varphi_z),$$

$$\mathbf{I}_j = \frac{1}{2} P (\mathbf{n}_x V_x \sin \varphi_x + \mathbf{n}_y V_y \sin \varphi_y + \mathbf{n}_z V_z \sin \varphi_z), \quad (6)$$

где  $\mathbf{I}_a$  — вектор активной интенсивности (вектор Умова),  $\mathbf{I}_j$  — вектор реактивной интенсивности. Векторы  $\mathbf{I}_a$  и  $\mathbf{I}_j$ , как видно из (6), при наличии информации об амплитуде давления в исследуемой области пространства полностью определяют движение частиц среды.

На основании изложенного выше в данной работе проводился расчет векторных энергетических характеристик и траекторий движения частиц среды в звуковом поле сложной пространственной структуры. Интерференционная картина задавалась суперпозицией полей двух источников монополярного типа равной производительности, находящихся в безграничной среде. Схема расчета приведена на рис. 2. Источники 1 и 2 располагались на расстоянии нескольких длин волн. Амплитуда звукового давления и три ортогональные компоненты активной и реактивной интенсивности рассчитывались вдоль оси  $y$  декартовой координатной системы.

Изменение суммарной амплитуды звукового давления и пространственного вектора активной интенсивности  $\mathbf{I}_a$  показано на рис. 3, а. Дав-

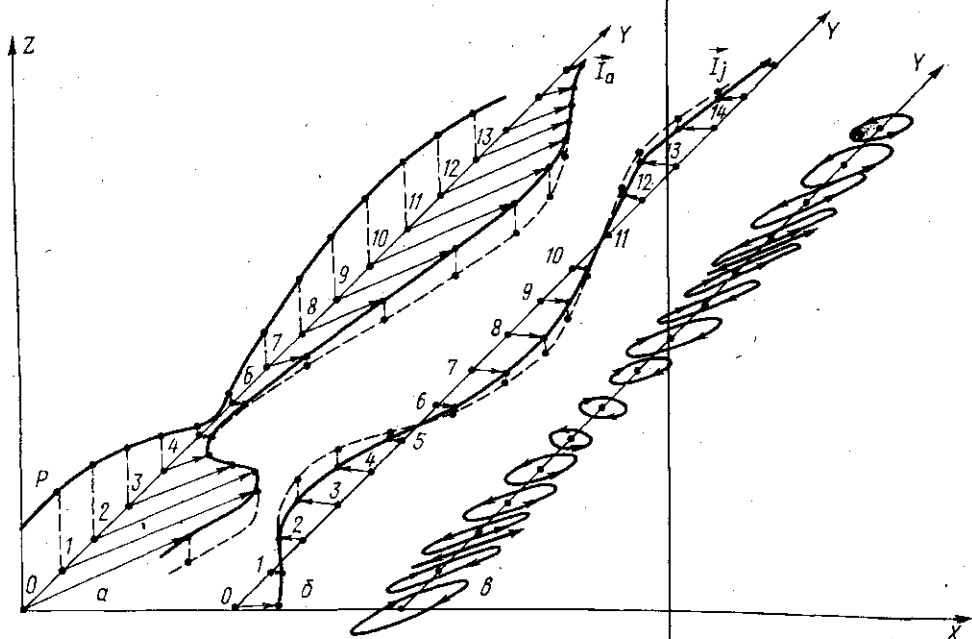


Рис. 3. Схема пространственного распределения параметров звукового поля и структуры движения части среды (расчет)

ление отложено по оси  $Z$ . Вектор  $\mathbf{I}_a$  представлен в изометрии, штриховой линией соединены точки его проекции на плоскость  $XY$ . Максимальный перенос акустической энергии происходит в пучностях звукового давления, минимальный — в узлах. Пространственное изменение векто-

ра реактивной интенсивности  $I_j$  (рис. 3, б) более существенно. В зависимости от расположения точки наблюдения он изменяет направление на  $180^\circ$ , причем его величина в точках изменения направления, совпадающих с максимумами и минимумами звукового давления, падает до нуля. На рис. 3, в в изометрии схематически показано движение частиц среды в исследуемой области пространства. Стрелками показано направление движения. Расстояния между точками наблюдения и размеры эллиптических траекторий частиц, увеличенные для наглядности, выполнены в разных масштабах. В точках максимального переноса акустической энергии, где величина реактивной интенсивности равна нулю, движение происходит по прямой линии, совпадающей с направлением вектора  $I_a$ . В этих точках создаются условия распространения звука, аналогичные условиям распространения чисто бегущей волны, фаза колебательной скорости частиц совпадает с фазой давления. В других точках исследуемой области звукового поля наблюдается движение частиц по эллиптическим траекториям, причем ориентация эллипсов, их размеры и направление движения изменяются в пространстве.

Иллюстрацией к теоретическим выводам могут служить результаты экспериментального исследования звукового поля, близкого к расчетному, которое проведено в звукомерной камере МГУ. Схема эксперимента аналогична схеме расчета, показанной на рис. 2. В камере на расстоянии нескольких длин волн размещались два ненаправленных источника 1 и 2. Приемная система 3 перемещалась вдоль оси Y. В качестве приемной системы использовался датчик для акустических измерений [2], позволяющий одновременно регистрировать три ортогональные компоненты колебательной скорости и звуковое давление. После соответствующей обработки сигналов определялись три компоненты векторов активной и реактивной интенсивности, а также амплитудное значение звукового давления.

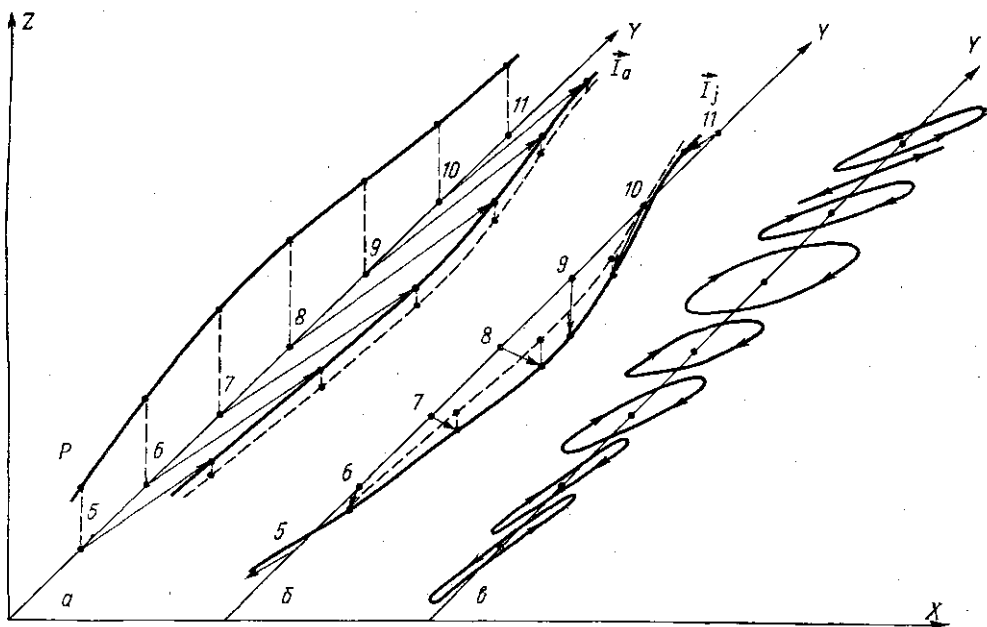


Рис. 4. Структура участка звукового поля от двух источников звука (эксперимент)

На рис. 4, а, б представлены пространственные распределения векторов активной и реактивной интенсивности ( $I_a$  и  $I_r$ ). Звуковое давление  $P$  в исследуемой области изменяется незначительно, однако видно, что в области точек 7, 8 оно принимает максимальное значение. Как и в расчете, реактивная интенсивность  $I_r$  по направлению и величине изменяется в пространстве более существенно, чем  $I_a$ . На рис. 4, в в изометрии показаны эллиптические траектории движения частиц среды. Плоскости движения совпадают с плоскостями, определяемыми векторами активной и реактивной интенсивности, при этом главные оси эллипса в общем случае не совпадают с  $I_a$  и  $I_r$ . Максимальное колебательное смещение частиц среды на частоте 700 Гц в эксперименте не превышало 10 мкм.

Анализ результатов показывает хорошее качественное согласование эксперимента и расчета. Область измерений совпадает с расчетом в интервале точек 5—11. Необходимо отметить, что линейные размеры приемной системы, использованной в эксперименте, значительно меньше характерного размера пространственного изменения акустических величин (длины звуковой волны).

Таким образом, по аналогии с другими видами волновых процессов для акустических полей в жидкостях и газах можно использовать понятие «поляризация», характеризующее поведение звуковой волны в данной точке поля. При этом состояние поляризации в общем случае будет неодинаковым в различных точках звукового поля. Волна может быть поляризована линейно или по кругу при соблюдении определенных амплитудных и фазовых условий, зависящих от условий возбуждения звукового поля, наличия границ и их характеристик. Общим случаем поляризации будет эллиптическая поляризация. Только в некоторых случаях, например для однородной плоской волны ( $I_r=0$ ), состояние поляризации (линейной) одинаково во всех точках звукового поля. Плоскость и траектория движения частиц среды могут быть однозначно определены с помощью измерения величины и направления в пространстве векторов активной и реактивной интенсивности.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970, с. 49—76. [2] Жуков А. Н. и др. В кн.: Тез. докл. X Всесоюз. акуст. конф. М., 1983, с. 59.

Поступила в редакцию  
16.05.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 2

УДК 621.37/39:534

#### АКУСТООПТИЧЕСКОЕ УСТРОЙСТВО ВИЗУАЛИЗАЦИИ ИК ИЗОБРАЖЕНИЙ

В. И. Балакший, А. М. Богомолов, М. И. Зусман, Л. Н. Магдич,  
В. Н. Парыгин, М. Ю. Шаронов

(кафедра физики колебаний)

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования нового метода визуализации ИК изображений, основанного на явлении взаимодействия света с ультразвуком. Особенность данного метода заключается в том, что визуализация происходит в два этапа: сначала на основе акустооптического (АО) взаимодействия осу-