

$\omega = 2\pi f$  и  $\omega \rightarrow \infty$ . Сравнение  $c_{r,p}$  — рассчитанное по формуле (4) с экспериментальным значением  $c_r$ , показывает (см. табл.), что расхождение измеренного и рассчитанного значения скорости гиперзвука не выходит за пределы ошибок измерений. Это обстоятельство дает основание предполагать, что в  $C_6H_5F$  и  $C_6H_5J$  акустическая дисперсия в изученном интервале частот и температур характеризуется одним значением  $\tau_{ps}$ .

Таблица показывает, что в  $C_6H_5F$  и  $C_6H_5J$  с ростом температуры  $\epsilon$  и  $A$  возрастает. Это явление можно объяснить, если предположить, что в  $C_6H_5F$  и  $C_6H_5J$  релаксационный процесс в изученном интервале частот и температур, так же как в парах, обусловлен колебательной релаксацией [3, 4].

Сопоставим величину колебательной теплоемкости  $C_{opt}^*$ , рассчитанную по формуле Планка — Эйнштейна со значением колебательной теплоемкости  $C_{ак}^*$ , вычисленным с помощью акустических данных, по формуле

$$C_{ак}^* = \frac{\epsilon C_p}{\gamma - 1 + \epsilon}, \quad (5)$$

где  $\gamma = C_p / C_v$ ,  $C_p$  и  $C_v$  — теплоемкости при постоянном давлении и объеме. Значения  $C_p$ ,  $C_v$ ,  $C_{opt}^*$  и  $C_{ак}^*$  приведены в таблице. Наши расчеты показывают, что в пределах ошибок опыта, значение колебательной теплоемкости  $C_{opt}^*$ , соответствующее низкочастотным нормальным колебаниям молекул сравнимо с величиной, равной  $C_{opt}^* - C_{ак}^*$ . Возможно, что в изученном диапазоне частот и температур, низкочастотные нормальные колебания фторбензола и подбензола не релаксируют. Вероятно, они примут участие в релаксационном процессе на более высоких частотах.

Пользуясь случаем, выражаем благодарность М. И. Шахпаронову за ценные советы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Башлачев. Исследование релаксационных процессов в парах ряда галогензамещенных бензола. Уч. зап. МОПИ, 1967, 22, 178—188.
2. И. Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. М., «Наука», 1965.
3. К. Парпиев, П. К. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин, М. И. Шахпаронов. Акустическая релаксация в жидком пиридине. Акуст. ж., 1969, 15, 3, 401—406.
4. И. Г. Михайлов, В. А. Соловьев, Ю. П. Сырников. Основы молекулярной акустики. М., «Наука», 1964.

Московский государственный  
университет

Поступило в редакцию  
22 ноября 1969 г.

УДК 534.222

#### ОБ ОБЫЧНОЙ И РОТОРНОЙ ФОРМАХ УРАВНЕНИЯ ПОТОКА

*О. В. Руденко, С. И. Солуян*

Как известно, стационарный акустический поток в звуковом поле в первом по своим гидродинамическим характеристикам приближении описывается уравнением:

$$-\frac{\eta}{\rho_0} \Delta u = F - \frac{1}{\rho_0} \nabla p. \quad (1)$$

К этой обычной форме уравнения приходит ряд авторов [1, 2] независимо от способов разбиения параметров на малые величины первого и второго порядков малости. Заметим, что уравнение (1) справедливо в любой криволинейной системе координат.

После применения операции ротора к обеим частям уравнения (1) получим другую форму уравнения потока:

$$-\frac{\eta}{\rho_0} \text{rot}(\Delta u) = \text{rot} F, \quad (2)$$

которое также справедливо в любой системе координат.

Однако, отказываясь по существу от уравнения (1), ряд авторов [1, 2] приходит к уравнению

$$-\frac{\eta}{\rho_0} \Delta \text{rot} u = \text{rot} F. \quad (3)$$

Это уравнение, вошедшее, в частности, и в монографии [3, 4], известно как уравнение потока в роторной форме. При получении уравнения (3) было использовано преобра-

зование

$$\text{rot rot rot } \mathbf{u} = -\Delta(\text{rot } \mathbf{u}) + \text{grad div}(\text{rot } \mathbf{u}) = -\Delta(\text{rot } \mathbf{u}), \quad (4)$$

которое не верно, так как не реализуется ассоциативное свойство

$$\text{rot}(\text{rot rot } \mathbf{u}) \neq (\text{rot rot}) \text{rot } \mathbf{u}. \quad (5)$$

Следует писать:  $\text{rot rot rot } \mathbf{u} = \text{rot}(\text{rot rot } \mathbf{u}) = \text{rot}(-\Delta \mathbf{u} + \text{grad div } \mathbf{u}) = -\text{rot}(\Delta \mathbf{u})$ , так как жидкость предполагается несжимаемой, т. е.  $\text{div } \mathbf{u} = 0$ .

Отметим вместе с тем, что уравнение (3) все же справедливо в частном случае декартовой системы координат. Именно в силу этого обстоятельства, цилиндрически симметричную по природе задачу Эккарту пришлось решать довольно искусственным и сложным методом, тогда как достаточно было бы просто записать проекцию уравнения (1) на ось  $z$

$$-\frac{\eta}{\rho_0} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{du}{dr} \right) = F(r) - K \quad (6)$$

и получить ответ двукратным интегрированием. Не трудно убедиться, что при усло-

вии равенства  $u(r_0) = 0$  и  $\int_0^{r_0} ru \, dr = 0$  сразу получается известная формула Эккарта [1].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. C. Eckart. Vortices and streams caused by sound waves. Phys. Rev., 1948, 73, 68—76.
2. P. J. Westervelt. The theory of steady rotational flow generated by sound field. J. Acoust. Soc. America, 1953, 25, 60—67.
3. Физическая акустика. Под ред. У. Мэсона, т. II, ч. Б. М., «Мир», 1969.
4. Л. К. Зарембо, В. А. Красильников. Введение в нелинейную акустику. М., «Наука», 1966.

Московский государственный  
университет

Поступило в редакцию  
12 декабря 1969 г.

УДК 534.22

### ИССЛЕДОВАНИЕ КОМБИНИРОВАННОЙ ДИСПЕРСИИ В ПАРАХ n-ПАРАФИНОВ

*А. И. Сапожников, В. Ф. Яковлев*

При исследовании трансляционной дисперсии в одноатомных газах [1, 2] обнаружено, что в области  $10\,000 \text{ Мгц/атм}$  (число Кнудсена  $Kn > 1$ ) скорость звука  $c$  и коэффициент поглощения  $\alpha$  достигают предельных значений  $c_\infty \simeq 2c_0$  и  $\alpha_\infty / \beta_0 \simeq 0,24$ , где  $\beta_0 = \omega / c_0$ ,  $c_0$  — лапласовская скорость звука. При этом, величина  $(\alpha / \beta_0)_{\max} \simeq 0,3$ .

Указанные экспериментальные закономерности формально описываются в работах [3, 4], где рассматривается задача распространения звука в широкой области значений чисел  $Kn$ . Теория этого вопроса для многоатомных газов находится в менее развитом состоянии. Модернизированное Гринспэном [5, 6] для многоатомного газа уравнение применимо только при  $Kn < 1$ .

Интерпретация экспериментальных результатов в области  $Kn \geq 1$  усложняется также наличием в многоатомных газах комбинированного релаксационного процесса. Имеющийся экспериментальный материал [7—9] до  $1000 \text{ Мгц/атм}$  обнаруживает начало комбинированной дисперсии в парах n-парафинов.

Для более полной интерпретации экспериментальных данных и содействия развитию теории явлений в области комбинированной дисперсии необходимо исследование распространения звука в более широком диапазоне значений параметра  $\nu / \rho$ . С этой целью были проведены измерения коэффициента поглощения и скорости звука в парах n-парафинов соответственно до  $10\,000$  и  $20\,000 \text{ Мгц/атм}$ .

Исследования проводились методом акустического интерферометра, подобного описанному в работе [10], с резонансной частотой кварцев  $509 \text{ кгц}$ . Скорость звука до  $5000 \text{ Мгц/атм}$  измерялась по длине волны с точностью, оцениваемой по экспериментальному разбросу, равной 2%, коэффициента поглощения — 3%. Выше  $5000 \text{ Мгц/}$