

П. д. с. вызывает как перемещение тел, так и их вращение вследствие сообщения светом момента импульса веществу. Так же, как и при сообщении импульса, вращающий момент сил создается как неспецифическим для излучения образом, так и благодаря свойствам излучения. Неспецифич. эффект обусловлен анизотропией поляризуемости и несимметрией распределения поля. Специфич. эффект излучения вызывается изменением круговой поляризации поля при рассеянии и поглощении циркулярно поляризованного света (см. *Садовского эффект*).

Концепция П. д. с. обычно применяется в линейной оптике. При описании механич. действия света высокой интенсивности, сопровождающегося нелинейными эффектами, пондеромоторные силы вообще не выделяются, хотя иногда возможно обобщение понятия П. д. с. на случай зависимости восприимчивости атомов и молекул от интенсивности облучения (см. *Нелинейные восприимчивости*).

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Эшкин А., Давление лазерного излучения, «УФН», 1973, т. 110, с. 101; Аскарьян Г. А., Движение частиц в луче лазера, там же, с. 115; Гинзбург В. Л., Угаров В. А., Несколько замечаний о силах и тензоре энергии импульса в макроscopicкой электродинамике, там же, 1976, т. 118, с. 175. С. Г. Пржевальский.

**ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ СИЛЫ** в звуковом поле — совокупность сил, действующих на вещество или тело, помещенное в звуковом поле. В П. с. вносят вклад переменное звуковое давление, пропорциональное амплитуде звука, и квадратичные эффекты — радиация, давление, силы Бьеркнеса (см. ниже), а также гидродинамич. силы, обусловленные движением среды в звуковой волне. П. с. проявляются в действии звуковой волны на чувствит. элементы приёмников звука, в УЗ-коагуляции, диспергировании, кавитации, в возникновении акустических течений, усталости материалов, подвергающихся длит. воздействию интенсивного акустич. излучения, во вспучивании границ раздела двух сред.

Сила, действующая на элемент объема  $\Delta V$  и равная  $f\Delta V$ , где  $f$  — объёмная плотность П. с., определяется изменением импульса (см. *Импульс звуковой волны*) элемента объема  $\Delta V$  в единицу времени, равным импульсу, втекающему в объём через его поверхность. Если тензор плотности потока импульса —  $\Pi_{ik}$ , то  $i$ -я компонента силы, действующая на объём  $\Delta V$ , определяется выражением

$$\int_{\Delta V} f_i dV = \oint \Pi_{ik} dS_k = \oint \Pi_{ik} n_k dS,$$

где  $dS$  — элемент поверхности, ограничивающий объём, а  $n_k$  — внешняя по отношению к объёму нормаль. Соответственно этому сила, действующая на элемент поверхности  $dS$ , равна потоку импульса через него и определяется выражением  $\Pi_{ik} dS_k$ . В частности, на поверхности единичной площади действует сила,  $i$ -я компонента к-рой  $F_i = \Pi_{ik} n_k$ . Тензор плотности потока импульса звуковой волны

$$\Pi_{ik} = -p\delta_{ik} - \rho v_i v_k + \sigma_{ik},$$

где  $p$  — звуковое давление,  $v_i$  — компонента колебательной скорости частиц,  $\delta_{ik}$  — символ Кронекера ( $\delta_{ik} = 1$  при  $i = k$ ,  $\delta_{ik} = 0$  при  $i \neq k$ ),  $\sigma_{ik}$  — тензор вязких напряжений,  $\rho$  — плотность среды. Если поверхность жёсткая, то скорость частиц среды, прилегающих к ней, обращается в нуль и сила, действующая на единицу её площади, равна  $F_i = -p\delta_{ik} n_k + \sigma_{ik} n_k$ . Вся вклад в силу при таких условиях даёт звуковое давление  $p$ , и именно эта величина воспринимается чувствит. элементами приёмников звука. Для монохроматич. звуковых волн  $p$  — гармонич. ф-ция времени, меняющаяся с частотой звука. В жидкостях при интенсивности звука  $I \approx 1$  Вт/см<sup>2</sup>, характерной для ря-

да практич. применений в УЗ-технологии,  $p = 10^6$  Па. Такие силы могут превысить порог прочности жидкости и вызвать кавитацию. Средняя по времени П. с., обусловленная звуковым давлением в гармонич. звуковых полях, равна нулю.

Помимо этого в звуковых полях возникают постоянные во времени П. с. Они определяются квадратичными членами тензора плотности потока импульса, усреднёнными по периоду колебаний звука. Отличные от нуля эти члены по порядку величины равны плотности энергии звуковой волны:  $F_p = E = \rho v^2$ . Обычно эти силы можно рассматривать как результат действия радиацион. давления, или *давления звукового излучения*. Их величина мала, напр. в воздухе  $F_p \sim 10^{-7}$  Па при интенсивности звука  $10^{-9}$  Вт/см<sup>2</sup>, в воде  $F_p \sim 10$  Па при интенсивности звука  $1$  Вт/см<sup>2</sup>. Тем не менее они приводят к заметным эффектам, проявляющимся, напр., в появлении акустич. течений, во вспучивании границ раздела двух сред и даже в возникновении фонтанчиков жидкости.

П. с. значит. величины действуют не только на элементы среды, в к-рой возбуждено звуковое поле, но и на граничащие с ней поверхности, а также на тела, находящиеся в среде. Так, напр., на взвешенное в акустич. поле тело, размеры к-рого много меньше длины звуковой волны  $\lambda$ , а плотность равна плотности окружающей среды, в звуковом поле действует сила, заставляющая его колебаться вместе с частицами среды. При отличии плотности тела  $\rho_1$  от плотности  $\rho$  окружающей среды возникает движение тела относительно среды, причём если  $\rho_1 > \rho$ , то оно отстаёт от частиц среды, а если  $\rho_1 < \rho$  — то опережает их. Движение тела относительно среды вызывает дополнит. движение среды (рассеянную волну), а значит, и дополнит. силу реакции, действующую на тело. Напр., на жёсткую сферу радиуса  $a$  при  $a \ll \lambda$  в поле плоской бегущей звуковой волны действует сила

$$F_p = 4\pi a^2 F (ka)^4 \frac{1 + \frac{1}{2}\delta(1-\delta)^2}{(2+\delta)^2},$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число звуковой волны,  $E$  — средняя по времени плотность энергии акустич. поля,  $\delta = \rho/\rho_1$ .

Если вблизи одного из тел в звуковом поле имеется другое, то влияние на первое тело рассеянной волны, исходящей от второго тела, приводит к появлению добавочной силы. Эта сила имеет характер вторичного радиацион. давления и приводит к взаимодействию тел в звуковом поле. В частности, две сферы с радиусами  $a$  и  $b$ , пульсирующие в звуковом поле на расстоянии  $r$  друг от друга, притягиваются друг к другу с силой

$$F_b = 4\pi \rho a^2 b^2 \frac{v_a v_b}{r^2} \cos \varphi,$$

где  $v_a, v_b$  — колебат. скорости поверхностей сфер,  $\varphi$  — сдвиг фаз их колебаний,  $\rho$  — плотности среды;  $F_b$  наз. силой Бьеркнеса. Между осциллирующими сферами возникают более слабые силы взаимодействия; для двух сфер, осциллирующих в звуковом поле под действием звука со скоростями  $v_a$  и  $v_b$ , центральная составляющая этой силы равна

$$F_b = \frac{3}{2} \rho \frac{(1-\delta)}{\delta^2} \frac{a^2 b^2}{r^4} v_a' v_b' \cos \varphi (1+3\cos 2\alpha)$$

( $\alpha$  — угол между направлением колебаний тел и линий, соединяющих их центры).

Наряду с силами акустич. происхождения, зависящими от сжимаемости среды, на тела, помещённые в звуковом поле, действуют также силы, вызванные движением тела относительно среды. Такие силы наз. гидродинамическими. К их числу относится сила сопротивления, к-рую испытывает тело, движущееся с пост. скоростью в вязкой жидкости. Для жёсткой сферы радиуса  $a$ , движущейся со скоростью  $v$ ,