

действий, напр. плоские волны $p=p(x \mp ct)$, бегущие вдоль оси x в положительном (знак «—») и отрицательном (знак «+») направлениях. В плоской волне $p/v = \pm \rho c$, где ρc — волновое сопротивление среды. В местах положит. звукового давления направление колебат. скорости в бегущей волне совпадает с направлением распространения волны, в местах отрицат. давления — противоположно этому направлению, а в местах обращения давления в нуль колебат. скорость также обращается в нуль. Гармонич. плоская бегущая волна имеет вид: $p=p_0 \cos(\omega t - kx + \varphi)$, где p_0 и φ_0 — соответственно амплитуда волны и её нач. фаза в точке $x=0$. В средах с дисперсией скорости звука скорость гармонич. волны $c=\omega/k$ зависит от частоты.

2) Колебания в огранич. областях среды в отсутствие внеш. воздействий, напр. З. п., возникающее в замкнутом объёме при заданных нач. условиях. Такие З. п. можно представить в виде суперпозиции стоячих волн, характерных для данного объёма среды.

3) З. п., возникающие в неогранич. среде при заданных нач. условиях — значениях p и v в нек-рой нач. момент времени (напр., З. п., возникающие после взрыва).

4) З. п. излучения, создаваемые колеблющимися телами, струями жидкости или газа, захлопывающимися пузырьками и др. естеств. или искусств. акустич. излучателями (см. *Излучение звука*). Простейшими по форме поля излучениями являются следующие. Монопольное излучение — сферически симметричная расходящаяся волна; для гармонич. излучения она имеет вид: $p = -i\rho\omega Q \exp(ikr)/4\pi r$, где Q — производительность источника (напр., скорость изменения объёма пульсирующего тела, малого по сравнению с длиной волны), помещённого в центр волны, а r — расстояние от центра. Амплитуда звукового давления при монопольном излучении изменяется с расстоянием как $1/r$, а

$$v = -Q \frac{ikr-1}{4\pi r^2} \exp(ikr);$$

в неволновой зоне ($kr \ll 1$) v изменяется с расстоянием как $1/r^2$, а в волновой ($kr \gg 1$) — как $1/r$. Сдвиг фаз φ между p и v монотонно убывает от 90° в центре волны до нуля на бесконечности; $\operatorname{tg} \varphi = 1/kr$. Дипольное излучение — сферич. расходящаяся волна с «восьмёрочной» характеристикой направленности вида:

$$p = -F \frac{ikr-1}{4\pi r^2} \exp(ikr) \cos \theta,$$

где F — сила, приложенная к среде в центре волны, θ — угол между направлением силы и направлением на точку наблюдения. Такое же излучение создаётся сферой радиуса $a \ll \lambda$ (λ — длина волны), помещённой в центр волны и осциллирующей со скоростью $u = F/2\pi\rho\omega a^3$. Поршневое излучение — З. п., создаваемые поступательными колебаниями плоского поршня. Если его размеры $\gg \lambda$, то излучение представляет собой квазиплоскую волну, распространяющуюся в виде огранич. пучка, опирающегося на поршень. По мере удаления от поршня дифракция размывает пучок, переходящий на большем расстоянии от поршня в многолучевую расходящуюся сферич. волну. Все виды З. п. излучения на большом расстоянии от излучателя (в т. н. дальней зоне, или зоне Фраунгофера) асимптотически принимают вид расходящихся сферич. волн: $p = A \exp(ikr) R(\theta, \varphi)/r$, где A — постоянная, θ и φ — углы сферич. системы координат, $R(\theta, \varphi)$ — характеристика направленности излучения. Т. о., асимптотически поле убывает обратно пропорционально расстоянию точки наблюдения от области расположения источника звука. Началом дальней зоны обычно считают расстояние $r = D^2/\lambda$, где D — поперечные размеры излучающей системы. В т. н. ближней зоне (френелевская зона) для З. п. излучения в общем случае нет к.-л. определённой зависимости от r , а угл.

зависимость меняется при изменении r — характеристика направленности ещё не сформирована.

5) З. п. фокусировки — поля вблизи фокусов и каустик фокусирующих устройств, характеризующиеся повыш. значениями звукового давления, обрабатываемого (при использовании приближениями геом. акустики) в бесконечность в фокусах и на каустиках (см. *Фокусировка звука*).

6) З. п., связанные с наличием в среде ограничивающих поверхностей и препятствий. При отражении и преломлении плоских волн на плоских границах возникают также плоские отражённые и преломлённые волны. В *волноводах акустических*, заполненных однородной средой, суперпозиция плоских волн образует нормальные волны. При отражении гармонич. плоских волн от плоских границ образуются стоячие волны, причём результирующие поля могут оказаться стоячими в одном направлении и бегущими — в другом.

7) З. п., затухающие вследствие неидеальности среды — наличия вязкости, теплопроводности и т. п. (см. *Поглощение звука*). Для бегущих волн влияние такого затухания характеризуют множителем $\exp \alpha x$, где α — амплитудный пространственный коэф. затухания, связанный с добротностью Q среды соотношением: $\alpha = k/2Q$. В стоячих волнах появляется множитель $\exp(-\delta t)$, где $\delta = c\alpha = \omega/2Q$ — амплитудный временной коэф. затухания звука.

Измерение параметров З. п. производят разл. приёмниками звука: микрофонами — для воздуха, гидрофонами — для воды. При исследовании тонкой структуры З. п. следует пользоваться приёмниками, размеры к-рых малы по сравнению с длиной волны звука. Визуализация звуковых полей возможна путём наблюдения дифракции света на ультразвуке, методом Теллера (*теневого метод*), методом электронно-оптич. преобразования и др.

Лит.: Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Ржевкин С. П., Курс лекций по теории звука, М., 1960; Исакович М. А., Общая акустика, М., 1973. М. А. Исакович.

ЗВУКОКАПИЛЛЯРНЫЙ ЭФФЕКТ — аномально глубокое проникновение жидкости в капилляры и узкие щели под действием УЗ. Если в наполненную жидкостью УЗ-ванну погрузить капилляр, то при определ. интенсивности УЗ, соответствующей режиму развитой кавитации, подъём жидкости в капилляре сильно возрастает. Жидкость поднимается по капилляру под воздействием УЗ только при условии, что кавитац. область, состоящая из пульсирующих и захлопывающихся кавитац. пузырьков, находится непосредственно под капилляром. По-видимому, З. э. обуславливается суммарным воздействием единичных импульсов давления, к-рые возникают при захлопывании кавитац. пузырьков. Скорость и высота подъёма жидкости в капилляре зависят от числа захлопывающихся пузырьков и величины возникающих при этом сил, от трения на стенках и от вязкости жидкости. Поэтому З. э. различен для разных жидкостей и разных по размеру капилляров; он меняется с изменением интенсивности звука, с течением времени и усиливается с приложением статич. давления. Положение захлопывающихся пузырьков в основании капилляра неустойчиво из-за интенсивных *акустических течений*. Напр., уровень воды в стеклянном капилляре диаметром 0,35 мм при звуковом давлении 2,0 атм на частоте 18 кГц в результате З. э. превышает уровень, обусловленный силами поверхностного натяжения (т. е. в отсутствие УЗ), более чем в 10 раз. Увеличение интенсивности УЗ и развитие акустич. потоков снижают З. э., и при звуковом давлении 14—16 атм подъём воды в стеклянном капилляре указанных размеров под воздействием УЗ не происходит.

Нарушение локализации в окрестностях основания капилляра кавитац. пузырьков и уход их из сечения капилляра приводят к мгновенному опусканию жид-