тями). Однако ур-ния (*) сохраняют смысл и в этом случае, если их применять для гармонич. процессов с заменой $C \to C + \sigma/i\omega$ (σ — погонная проводимость среды). Потери в проводниках Л. п. приводят к появлению продольных составляющих поля $\boldsymbol{E}$ и, следовательно, к трансформации моды TEM в моду TM. В этом случае уравнения (*) (при замене $L \to L + \rho/i\omega$, ρ — погонное сопротивление проводников) справедливы лишь приближённо, пока поперечные размеры Л. п. малы по сравнению с λ. То же относится и к изогнутым, перекрученным и подвергнутым др. деформациям Л. п.

С учётом σ и ρ волновое сопротивление Л. п. становится комплексным: $Z_в = (\rho + i\omega L)^{1/2}(\sigma + i\omega C)^{-1/2}$. При передаче сигналов по таким Л. п. на протяжённых трассах, напр. в межконтинентальных подводных кабелях, помимо промежуточных усилителей приходится вводить также и фазовые корректоры.

Лит.: Пирс Дж., Символы, сигналы, шумы. Закономерности и процессы передачи информации, пер. с англ., М., 1967; Никольский В. В., Электродинамика и распространение радиоволн, 2 изд., М., 1978.

М. А. Миллер, А. И. Смирнов.

ЛИ́НИЯ ТО́КА в гидро- и аэродинамике — линия, в каждой точке к-рой касательная к ней совпадает по направлению со скоростью частицы жидкости или газа в данный момент времени. Совокупность Л. т. позволяет наглядно представить картину течения жидкости или газа в данный момент времени, давая как бы моментальный фотогр. снимок потока.

Л. т. могут быть найдены аналитически, если известны компоненты скорости потока в каждой точке v_x, v_y, v_z. В этом случае Л. т. получаются интегрированием дифференц. ур-ний Л. т.:

$$\frac{dx}{v_x} = \frac{dy}{v_y} = \frac{dz}{v_z},$$

где время $t = \mathrm{const}$. Если поток плоский, т. е. при соответствующем выборе системы координат $v_z = 0$, а v_x и v_y зависят только от x, y, t, то для несжимаемой жидкости и установившегося течения газа эти ур-ния могут быть проинтегрированы в общем виде с помощью функции тока ψ. Ур-ние семейства Л. т. имеет в этом случае вид $\psi(x, y, t) = \mathrm{const}$.

Л. т. могут быть определены экспериментально, если течение сделано видимым с помощью взвешенных частиц, шелковинок, окрашенных струек или др. способами; при фотографировании такого течения с короткой выдержкой получаются Л. т. Если течение жидкости установившееся, т. е. скорость в каждой точке не изменяется со временем, то Л. т. совпадает с траекториями частиц.

Лит.: Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Седов Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 1, М., 1983.

ЛИ́ПМАНА — ШВИ́НГЕРА УРАВНЕ́НИЕ — интегральное ур-ние для волновой ф-ции непрерывного спектра, а также интегральное ур-ние для амплитуды рассеяния одной или неск. нерелятивистских частиц [1—3]. Для трёх и более частиц Л.—Ш. у. не обеспечивает однозначности решения. В этом случае пользуются ур-ниями Фаддеева (для трёх частиц) [4] и ур-ниями Якубовского (для четырёх и более частиц) [5]. Л.—Ш. у. введено впервые Б. Липманом (B. Lippmann) и Ю. Швингером (J. Schwinger) в 1950. Наиб. значение в приложениях имеет Л.—Ш. у. для амплитуды рассеяния $f(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k}, \mathscr{E})$ двух частиц:

$$f(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k}, \mathscr{E}) = -\frac{m}{2\pi} V(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k}) + \int \frac{V(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k}'') f(\boldsymbol{k}'', \boldsymbol{k}, \mathscr{E})}{\mathscr{E} - (k'')^2/2m + iO} \frac{d^3k''}{(2\pi)^3},$$

где $\boldsymbol{k}$, $\boldsymbol{k}'$ — относит. импульсы частиц до и после рассеяния, $\mathscr{E}$ — суммарная энергия частиц в системе центра инерции, m — приведённая масса, $V(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k})$ — фурье-образ потенциала, причём в случае локального потенциала $U(\boldsymbol{r})$

$$V(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k}) = V(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}') = \int U(\boldsymbol{r}) \exp\{i(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}')\boldsymbol{r}\}\, d^3r$$

(здесь и ниже положено $\hbar = 1$). Аргументы амплитуды рассеяния для реального процесса связаны соотношением $k^2/2m = (k')^2/2m = \mathscr{E}$. Если это соотношение не выполнено, Л.—Ш. у. определяет амплитуду вне энергетич. поверхности. Такая амплитуда входит в качестве ядра в ур-ния Фаддеева.

Л.—Ш. у. для парциальной амплитуды $f_l(k', k, \mathscr{E})$, т. е. для коэф. в разложении амплитуды рассеяния в ряд по полиномам Лежандра

$$f(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k}, \mathscr{E}) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l(k', k, \mathscr{E}) P_l(\cos\vartheta),$$

где ϑ — угол рассеяния, в случае сферически симметричного потенциала имеет вид

$$f_l(k', k, \mathscr{E}) = -\frac{m}{2\pi} V_l(k', k) + \int_0^{\infty} \frac{V_l(k', k'') f_l(k'', k, \mathscr{E})}{\mathscr{E} - (k'')^2/2m + iO} \frac{(k'')^2\, dk''}{2\pi^2},$$

где

$$V_l(k', k) = 2\pi^2 (kk')^{-1/2} \int_0^{\infty} U(r) J_{l+1/2}(k'r) J_{l+1/2}(kr)\, r\, dr$$

($J_{l+1/2}$ — ф-ция Бесселя). Для сферически несимметричного потенциала амплитуды $f_l(k', k, \mathscr{E})$ удовлетворяют системе зацепляющихся по l ур-ний.

Решение Л.—Ш. у., если применима *возмущений теория*, может быть представлено в виде суммы членов ряда по степеням взаимодействия $V(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k})$. Первый член этого ряда $(-m/2\pi)V(\boldsymbol{k}', \boldsymbol{k})$ наз. *борновским приближением*. Другой распространённый приближённый метод решения состоит в аппроксимации $V_l(k', k)$ конечной суммой:

$$V_l(k', k) = \sum_{i=1}^{n} \lambda_i v_i(k') v_i(k),$$

где $v_i(k)$ и λ_i — подходящим образом подобранные ф-ции и параметры, а число слагаемых определяет точность приближения (т. н. сепарабельное приближение). Тогда подстановка в Л.—Ш. у. парциальной амплитуды, представленной в виде

$$f_l(k', k, \mathscr{E}) = \sum_{i=1}^{n} \lambda_i v_i(k') \tau_i(k, \mathscr{E}),$$

приводит к системе линейных алгебраич. ур-ний для неизвестных ф-ций $\tau_i(k, \mathscr{E})$ [6]. Для взаимодействия вида $V_l(k', k) = \lambda v(k') v(k)$ имеется точное решение:

$$f_l(k', k, \mathscr{E}) = \frac{-(m/2\pi)\, \lambda v(k')\, v(k)}{1 - (\lambda/2\pi^2) \int_0^{\infty} [v^2(k)/(\mathscr{E} - k^2/2m + iO)]\, k^2\, dk}.$$

Лит.: 1) Lippmann B. A., Schwinger J., Variational principles for scattering processes, «Phys. Rev.», 1950, v. 79, p. 469; 2) Ньютон Р., Теория рассеяния волн и частиц, пер. с англ., М., 1969; 3) Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М., Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, 2 изд., М., 1971; 4) Фаддеев Л. Д., Теория рассеяния для системы из трёх частиц, «ЖЭТФ», 1960, т. 39, с. 1459; 5) Якубовский О. А., Об интегральных уравнениях теории рассеяния для N-частиц, «Ядер. физика», 1967, т. 5, с. 1312; 6) Браун Дж. Е., Джексон А. Д., Нуклон-нуклонные взаимодействия, пер. с англ., М., 1979.

В. А. Карманов.

ЛИССАЖУ́ ФИГУ́РЫ — замкнутые траектории, прочерчиваемые точкой (след электронного луча), совершающей одновременно два гармонич. колебания в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Впервые