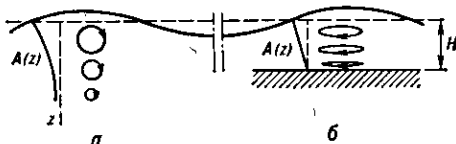


В. з. п. (см. *Солитон*). Солитонные возбуждения способны переносить заряд или спин электронов (*спиновой плотности волны*) и представляют новый тип квази-частиц. Наиб. полно изучены солитоны в квазидвумерной системе с удвоенным периодом [7, 8].

Лит.: 1) Wilson J. A., Yooffe A. D., The transition metal dichal cogenides, «Adv. Phys.», 1969, v. 18, p. 193; 2) Shchegolev I. F., Electric and magnetic properties of linear conducting chains, «Phys. status solidi(a)», 1972, v. 12, p. 9; 3) Friedel J., Jerome D., Organic superconductors, «Contemp. Phys.», 1982, v. 23, p. 583; 4) Булаевский И. Л. Н., Структурный (Пайерсовский) переход в квазидвумерных кристаллах, «УФН», 1975, т. 115, с. 263; 5) Булаевский И. Л. Н., Структурные переходы с образованием волны зарядовой плотности в слоях соединений, «УФН», 1976, т. 120, с. 259; 6) Lee P. A., Rice T. M., Anderson P. W., Conductivity from charge or spin density waves, «Solid State Communs.», 1974, v. 14, p. 703; 7) Su W. P., Schrieffer J. R., Heeger A. J., Soliton excitations in polyacetylene, «Phys. Rev.», 1980, v. B 22, p. 2099; 8) Бразовский С. А., Автолокализованные возбуждения в состоянии Пайерлса—Фрелиха, «ЖЭТФ», 1980, т. 78, с. 677.

ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ — см. *Ионизационные волны*.
ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ — волно-

вые движения жидкости, существование к-рых связано с изменением формы её границы. Наиб. важный пример — волны на свободной поверхности водоёма (океана, моря, озера и др.), формирующиеся благодаря действию сил тяжести и поверхностного натяжения. Если к-л. внеш. воздействие (брошенный камень, движение судна, порыв ветра и т. п.) нарушает равновесие жидкости, то указанные силы, стремясь восстановить равновесие, создают движения, передаваемые от одних частиц жидкости к другим, порождая волны. При этом волновые движения охватывают, строго говоря, всю толщу воды, но если глубина водоёма велика по сравнению с длиной волны, то эти движения сосредоточены гл. обр. в приповерхностном слое, практически не достигая дна (короткие волны, или волны на глубокой воде). Простейший вид таких волн — плоская синусоидальная волна, в к-рой поверхность жидкости синусоидально «гофрирована» в одном направлении, а все возмущения физ. величин, напр. вертик. смещения частиц $\xi(z, x, t)$, имеют вид $\xi = A(z) \cos(\omega t - kx)$, где x — горизонтальная, z — вертикальная координаты, ω — угл. частота, k — волновое число, A — амплитуда колебаний частиц, зависящая от глубины z . Решение ур-ний гидродинамики несжимаемой жидкости вместе с граничными условиями (пост. давление на поверхности и



Траектории движения частиц воды в синусоидальной волне: а — на глубокой, б — на мелкой воде.

отсутствие возмущений на большой глубине) показывает, что $A(z) = A_0 e^{-kz}$, где A_0 — амплитуда смещения поверхности. При этом каждая частица жидкости движется по окружности, радиус к-рой равен $A(z)$ (рис., а). Т.о., колебания затухают в глубь жидкости по экспоненте, и тем быстрее, чем короче волна (больше k). Величины ω и k связаны *дисперсионным уравнением*

$$\omega = \sqrt{gk + \frac{\sigma k^3}{\rho}}, \quad (1)$$

где ρ — плотность жидкости, g — ускорение свободного падения, σ — коэф. поверхностного натяжения. Из этой ф-лы определяется фазовая скорость $v_{\phi} = \omega/k$, с к-рой движется точка с фиксир. фазой (напр., вершина волны), и групповая скорость $v_{гр} = d\omega/dk$ — скорость движения энергии. Обе эти скорости в зависимости от k (или длины волны $\lambda = 2\pi/k$) имеют минимум; так, мин. значение фазовой скорости волн на чистой (лишённой загрязняющих плёнок, влияющих на поверхностное натяжение) воде достигается при $\lambda \approx 1,7$ см и равно

23 см/с. Волны гораздо меньшей длины наз. капиллярными, а более длинные — гравитационными, т. к. на их распространение преимуществ. влияние оказывают соответственно силы поверхностного натяжения и тяжести. Для чисто гравитац. волн $v_{\phi} = 2v_{гр} = g/\omega$. В смешанном случае говорят о гравитац.-капиллярных волнах.

В общем случае на характеристики волн влияет полная глубина жидкости H . Если вертик. смещения жидкости у дна равны нулю (жесткое дно), то в плоской синусоидальной волне амплитуда колебаний меняется по закону: $A_0 \text{sh}k(H-z)/\text{sh}kH$, а дисперс. ур-ние волн в водоёме конечной глубины (без учёта вращения Земли) имеет вид

$$\omega = \sqrt{\left(gk + \frac{\sigma k^3}{\rho}\right) \text{th} kH}. \quad (2)$$

Для коротких волн ($kH \gg 1$) это ур-ние совпадает с (1). Для длинных волн, или волн на мелкой воде ($kH \ll 1$), если можно пренебречь эффектами капиллярности (для длинных волн они обычно существенны только в случае тонких плёнок жидкости), оно приобретает вид $\omega = k\sqrt{gH}$. В такой волне фазовая и групповая скорости равны одной и той же величине $v = \sqrt{gH}$, не зависящей от частоты. Это значение скорости наибольшее для гравитац. волн в данном водоёме; в самом глубоком месте океана ($H = 11$ км) оно ≈ 330 м/с. Движение частиц в длинной волне происходит по эллипсам, сильно вытянутым в горизонтальном направлении, причём амплитуда горизонтальных движений частиц почти одинакова по всей глубине (рис., б).

Перечисленными свойствами обладают только волны достаточно малой амплитуды (много меньше как длины волны, так и глубины водоёма). Интенсивные нелинейные волны имеют существенно несинусоидальную форму, зависящую от амплитуды. Характер нелинейного процесса зависит от соотношения между длиной волны и глубиной водоёма. Короткие гравитац. волны на глубокой воде приобретают заострённые вершины, к-рые при определ. критич. значении их высоты обрушиваются с образованием капиллярной «ряби» или пенных «барашков». Волны умеренной амплитуды могут иметь стационарную форму, не изменяющуюся при распространении. Согласно теории Герстнера, в нелинейной стационарной волне частицы по-прежнему движутся по окружности, поверхность же имеет форму трохойды, к-рая при малой амплитуде совпадает с синусоидой, а при нек-рой макс. критич. амплитуде, равной $\lambda/2\pi$, превращается в циклоиду, имеющую на вершинах «острия». Более близкие к данным наблюдений результаты даёт теория Стокса, согласно к-рой частицы в стационарной нелинейной волне движутся по незамкнутым траекториям, т. е. «дрейфуют» в направлении распространения волны, причём при критич. значении амплитуды (несколько меньше $\lambda/2\pi$) на вершине волны появляется не «острие», а «визлом» с углом 120° .

У длинных нелинейных волн на мелкой воде скорость движения любой точки профиля растёт с высотой, поэтому вершина волны догоняет её подножие; в результате крутизна переднего склона волны непрерывно увеличивается. Для относительно невысоких волн этот рост крутизны останавливает дисперсия, связанная с конечностью глубины водоёма; такие волны описываются *Кортвега—де Фриса уравнением*. Стационарные волны на мелководье могут быть периодическими или уединёнными (см. *Солитон*); для них также существует критич. высота, при к-рой они обрушиваются. На распространение длинных волн существ. влияние оказывает рельеф дна. Так, подходя к пологому берегу, волны резко тормозятся и обрушиваются (прибой); при входе волны из моря в русло реки возможно образование круглого пенящегося фронта — бора, продвигающегося вверх по реке в виде отесной стены. Волны цунами в районе очага землетрясения, их возбуждаю-