

плазмы. Если скорость поршня  $v_p < v_A$ , то возникшие перед поршнем возмущения постепенно передаются в глубь плазмы в виде магнитозвуковых волн. Однако при  $v_p > v_A$  магнитозвуковые волны не успевают оторваться от поршня и продвинуть дальше область сжатия. Поэтому поршень как бы «сгребает» плазму, и перед ним происходит образование области сжатия плазмы и магн. поля до тех пор, пока увеличение локальной  $v_A$ , связанное с увеличением магн. поля, не сделает возможным «отрыв» возмущений от поршня.

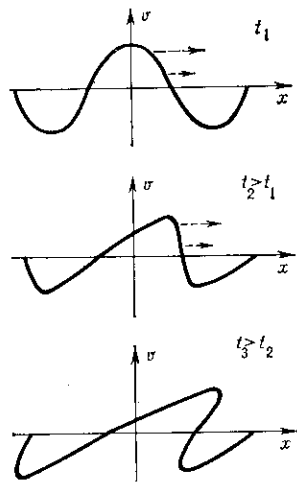


Рис. 1.

что участки волнового профиля с большей амплитудой возмущения, к-рым соответствуют большие скорости движения, стремятся опередить участки с меньшей скоростью и, в конце концов, образуется разрыв (рис. 1). На языке фурье-анализа нелинейное укручение означает рождение высших гармоник с большими значениями волнового числа  $k$ . В обычной газодинамике отсутствует дисперсия фазовой скорости, т. е. скорости разл. гармоник совпадают. В этом случае нелинейное укручение может быть остановлено только за счёт появления диссипации (напр., вязкости), растущей с увеличением волнового числа. При наличии дисперсии фазовой скорости образующиеся за счёт нелинейности высшие гармоники «отрываются» от осн. волны — обгоняют её или отстают в зависимости от того, растёт или убывает фазовая скорость с ростом волнового числа. В результате

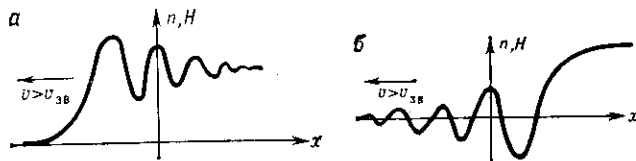


Рис. 2.

ещё до опрокидывания и образования разрыва волна может «распасться» на отдельные нелинейные волновые пакеты в форме солитонов (рис. 2). Характерный размер солитона совпадает с дисперсионным пространственным размером  $l_{дисп}$ , т. е. с длиной волны, на к-рой становится существенной дисперсия фазовой скорости. Напр., для ионно-звуковых солитонов в плазме без магн. поля  $l_{дисп}$  есть *дебаевский радиус экранирования*.

Суперпозиция солитонов образует фронт Б. у. в. с осцилляторной структурой. Отд. солитон возникает в пренебрежении диссипацией при наличии только двух факторов — нелинейности и дисперсии. Солитон описывает обратимые движения плазмы — состоящие плазмы до и после прохождения волны одно и то же. Необ-

ратимый скачок параметров, характерный для ударной волны, возникает при учёте диссипации. В Б. у. в. — это «коллективная» диссипация энергии плазменных колебаний, существующих за фронтом Б. у. в. В ламинарной Б. у. в. диссипация обычно обусловлена резонансным поглощением энергии волн частицами (см. *Ландау затухание*). В турбулентной Б. у. в. существенны неустойчивости, развивающиеся на фронте волны, напр. ионно-звуковая неустойчивость, параметрич. неустойчивость регулярных колебаний магн. поля и др. (см. *Неустойчивости плазмы*).

В любом случае в результате развития неустойчивости плазма переходит в турбулентное состояние, при к-ром энергия регулярных колебаний за фронтом ударной волны трансформируется в турбулентные пульсации и в тепловую энергию плазмы (см. *Турбулентность плазмы*). Длина, на к-рой происходит «коллективная» диссипация регулярных колебаний  $l_{диссип}$ , определяет размер переходной области в Б. у. в., а размер отд. осцилляций определяется дисперсионной длиной  $l_{дисп}$  (рис. 2, а). Структура, показанная на этом рисунке, соответствует средам с отрицат. дисперсией, когда скорость движения солитона тем больше, чем больше его амплитуда (гравитацион. волны на воде, а в плазме — ионно-звуковые волны и распространяющиеся строго поперёк магн. поля магнитозвуковые волны). В этом случае самый большой солитон бежит впереди, а осциллирующий «хвост», образованный солитонами меньшей амплитуды, остаётся позади фронта. Обратный случай (рис. 2, б) соответствует средам с положит. дисперсией, когда скорость движения солитона уменьшается с ростом его амплитуды (напр., «косые» магнитозвуковые волны; см. *Волны в плазме*). В этом случае осциллирующий «хвост» находится в передней части фронта ударной волны.

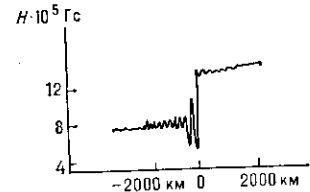


Рис. 3.

Описанные выше теоретич. модели Б. у. в. получили количественное подтверждение в лаб. экспериментах и при измерениях в плазме солнечного ветра. На рис. 3 показана структура косой межпланетной ударной волны по данным измерений на борту спутника ICSE в 1977. В соответствии с описанными выше теоретич. моделями осцилляционная структура в этом случае располагается перед фронтом ударной волны.

Лит.: Кадомцев В. Б., Карман В. И., Нелинейные волны, «УФН», 1971, т. 103, с. 193; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Рабинович М. И., Трубенков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко.

**БЕСФОНОННЫЕ ЛИНИИ** — узкие линии в спектрах поглощения и испускания примесных центров люминесценции (атомов, ионов или молекул в кристаллич. или неупорядоченных твёрдых матрицах), возникающие при оптич. излучательных квантовых переходах между уровнями энергии центра и происходящие без участия фононов матрицы. В общем случае спектральная полоса, отвечающая электронному (для молекулярных центров — электронно-колебательному) переходу в примесном центре, состоит из узкого пика и относительно широкого спектрального распределения — фононного крыла (рис.), обусловленного переходами, сопровождающимися рождением или уничтожением фононов матрицы. Узкие Б. л. в спектрах примесных центров часто наз. оптич. аналогами резонансных линий в  $\gamma$ -спектрах, наблюдаемых при *Мёссбауэра эффекте*.

Относит. интенсивность Б. л. определяется *Дебая—Уоллера фактором*  $\alpha$ :

$$\frac{I_{бл}}{I_{бл} + I_{фк}} = \alpha = e^{-S(T)},$$