

Где

C_G : групповая скорость волн (рис. 1-10)

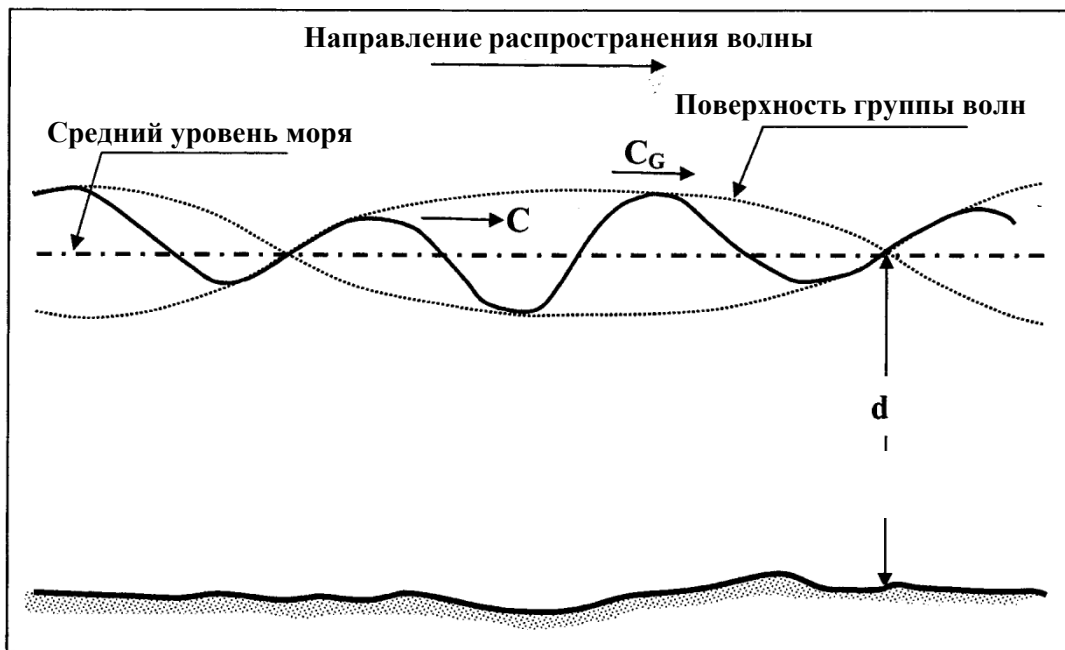


Рис. 1-10. Групповая скорость волн

4 - Скорость частиц воды (м/с) U & W

$$U = \frac{H}{2} \frac{gT}{L} \frac{\cosh[k(z+d)]}{\cosh(kd)} \cos \theta \quad (1-7)$$

$$W = \frac{H}{2} \frac{gT}{L} \frac{\sinh[k(z+d)]}{\cosh(kd)} \sin \theta \quad (1-8)$$

Где

U : компонент скорости частиц воды (м/с) вдоль оси X (ось, параллельная движению распространения волн)

W : компонент скорости частиц воды (м/с) вдоль оси Z (ось, перпендикулярная горизонтальной плоскости)

Z : ось Z , направленная вверх по вертикали.

5 - Ускорение частиц воды (м²/с) U & W

$$a_x = \frac{g\pi H}{L} \frac{\cosh[k(z+d)]}{\cosh(kd)} \sin \theta \quad (1-9)$$

$$a_z = \frac{-g\pi H}{L} \frac{\sinh[k(z+d)]}{\cosh(kd)} \cos \theta \quad (1-10)$$

Где

a_x : компонент ускорения частиц воды вдоль оси X (m^2/c)

a_z : компонент ускорения частиц воды вдоль оси Z (m^2/c)

6 - Давление подповерхностных волн “P” (тс/м²)

$$P = \frac{H}{2} \rho g \frac{\cosh[k(d+z)]}{\cosh(kd)} \cos \theta - \rho g z \quad (1-11)$$

$$= \rho g \eta \frac{\cosh[k(d+z)]}{\cosh(kd)} - \rho g z \quad (1-12)$$

Где

ρ = плотность воды (т/м³)

a_z : компонент ускорения частиц воды вдоль оси Z (m^2/c)

7 - Средняя энергия волн/единица измерения площади водной поверхности (тс·м/м²) “E”

$$E = E_k + E_p = \frac{\rho g H^2 L}{8} \quad (1-13)$$

$$\bar{E} = \frac{E}{L} = \frac{\rho g H^2}{8} \quad (1-14)$$

При условии, что кинетическая энергия волн равна потенциальной энергии волн

Где

E : полная энергия волн/единица ширины гребня волны на длину волны

E_k : кинетическая энергия волн

E_p : потенциальная энергия волн

7 - Средняя переданная энергия в направлении перемещения волн через единицу ширины на единицу времени [(тс·м/м)/с] “P”

$$\bar{P} = C_g \bar{E} = n C \bar{E} \quad (1-15)$$

Таблица 1-2 разъясняет характеристики основной волны в соответствии с теорией линейности глубоководных волн, мелководных волн и волн переходных зон.

Табл. 1-2
Характеристики волн в соответствии с теорией линейности волн

Относительная глубина Основные характеристики	На мелкой воле $\frac{d}{L} < \frac{1}{25}$	В водах переходной зоны $\frac{1}{25} < \frac{d}{L} < \frac{1}{2}$	На глубокой воде $\frac{d}{L} > \frac{1}{2}$
1 - Форма поверхности	$\eta = \frac{H}{2} \cos[kx - \omega t] = \frac{H}{2} \cos \theta$	$\eta = \frac{H}{2} \cos[kx - \omega t] = \frac{H}{2} \cos \theta$	$\eta = \frac{H}{2} \cos[kx - \omega t] = \frac{H}{2} \cos \theta$
2 - Скорость перемещения волн	$C = \frac{L}{T} = \sqrt{gd}$	$C = \frac{L}{T} = \frac{gT}{2\pi} \tanh(kd)$	$C = C_0 = \frac{L}{T} = \frac{gT}{2\pi}$
3 - Длина волны	$L = T\sqrt{gd} = CT$	$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh(kd)$	$L = L_0 = \frac{gT^2}{2\pi} = C_0 T$
4 - Скорость распространения группы волн	$C_G = C = \sqrt{gd}$	$C_G = nC = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{2kd}{\sinh(2kd)} \right] C$	$C_G = \frac{1}{2} C = \frac{gT}{4\pi}$
5 - Скорость частиц воды	$U = \frac{H}{2} \sqrt{\frac{g}{d}} \cos \theta$	$U = \frac{H}{2} \frac{gT}{L} \frac{\cosh[k(z+d)]}{\cosh(kd)} \cos \theta$	$U = \frac{\pi H}{T} \exp\left(\frac{2\pi z}{L}\right) \cos \theta$
а) по горизонтали			
б) по вертикали	$W = \frac{H\pi}{T} \left(1 + \frac{z}{d}\right) \sin \theta$	$W = \frac{H}{2} \frac{gT}{L} \frac{\sinh[k(z+d)]}{\cosh(kd)} \sin \theta$	$W = \frac{\pi H}{T} \exp\left(\frac{2\pi z}{L}\right) \sin \theta$

Табл. 1-2 (прод.)

Относительная глубина	На мелкой воде $\frac{d}{L} < \frac{1}{25}$	В водах переходной зоны $\frac{1}{25} < \frac{d}{L} < \frac{1}{2}$	На глубокой воде $\frac{d}{L} > \frac{1}{2}$
6 - Ускорение частиц воды а) по горизонтали б) по вертикали	$a_x = \frac{H\pi}{T} \sqrt{\frac{g}{d}} \sin \theta$ $a_z = -2H \left(\frac{\pi}{T} \right)^2 \left(1 + \frac{z}{d} \right) \cos \theta$	$a_x = \frac{g\pi H}{L} \frac{\cosh[k(z+d)]}{\cosh(kd)} \sin \theta$ $a_z = -\frac{g\pi H}{L} \frac{\sinh[k(z+d)]}{\cosh(kd)} \cos \theta$	$a_x = 2H \left(\frac{\pi}{T} \right)^2 \exp\left(\frac{2\pi z}{L}\right) \sin \theta$ $a_z = -2H \left(\frac{\pi}{T} \right)^2 \exp\left(\frac{2\pi z}{L}\right) \cos \theta$
7 - Смещение частиц воды а) по горизонтали б) по вертикали	$\xi = -\frac{HT}{4\pi} \sqrt{\frac{g}{d}} \sin \theta$ $\zeta = \frac{H}{2} \left(1 + \frac{z}{d} \right) \cos \theta$	$\xi = -\frac{H}{2} \frac{\cosh[k(z+d)]}{\sinh(kd)} \cos \theta$ $\zeta = \frac{H}{2} \frac{\sinh[k(z+d)]}{\sinh(kd)} \cos \theta$	$\xi = -\frac{H}{2} \exp\left(\frac{2\pi z}{L}\right) \sin \theta$ $\zeta = \frac{H}{2} \exp\left(\frac{2\pi z}{L}\right) \cos \theta$
8 - Подповерхностное давление	$P = \rho g(\eta - z)$	$P = \rho g \eta \frac{\cosh[k(z+d)]}{\cosh(kd)} - \rho g z$	$P = \rho g \eta \exp\left(\frac{2\pi z}{L}\right) - \rho g z$

1-3-3-2 Теории волн высшего порядка

1-3-3-2-1 Волновая теория Стокса “Stokes”

Эта теория применима, когда параметр Урселла составляет менее одного (параметр Урселла = $L^2 H/d^3$). Следующие формулы разъясняют характеристики волны в соответствии с теорией Стокса второго порядка:

(1) Подъем волновой поверхности “ η ”:

$$\eta = \frac{1}{2} H \cos \theta + \left(\frac{kH^2}{16} \right) \frac{\cosh(kd)}{\sinh^3(kd)} [2 + \cosh(2kd)] \cos 2\theta \quad (1-16)$$

Мы сокращаем эту формулу для глубоководных волн следующим образом:

$$\eta = \frac{H_o}{2} \cos \theta + \frac{\pi H_o^2}{4L_o} \cos 2\theta \quad (1-17)$$

Рисунок 1-11 разъясняет разницу между формой линейной и нелинейной волны.

(2) Длина волны “ L ”:

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh(kd) \quad (1-18)$$

(3) Скорость распространения волны “ C ”:

$$C = \frac{gT}{2\pi} \tanh(kd) \quad (1-19)$$

(4) Скорость частиц воды U & W :

$$U = \frac{HgT}{2L} \frac{\cosh[k(z+d)]}{\cosh(kd)} \cos \theta + \frac{3}{16} (kH)^2 C \frac{\cosh[2k(z+d)]}{\sinh^4(kd)} \cos 2\theta \quad (1-20)$$

$$W = \frac{\pi HC}{L} \frac{\sinh[k(z+d)]}{\sinh(kd)} \sin \theta + \frac{3}{16} (kH)^2 C \frac{\sinh[2k(z+d)]}{\sinh^4(kd)} \sin 2\theta \quad (1-21)$$

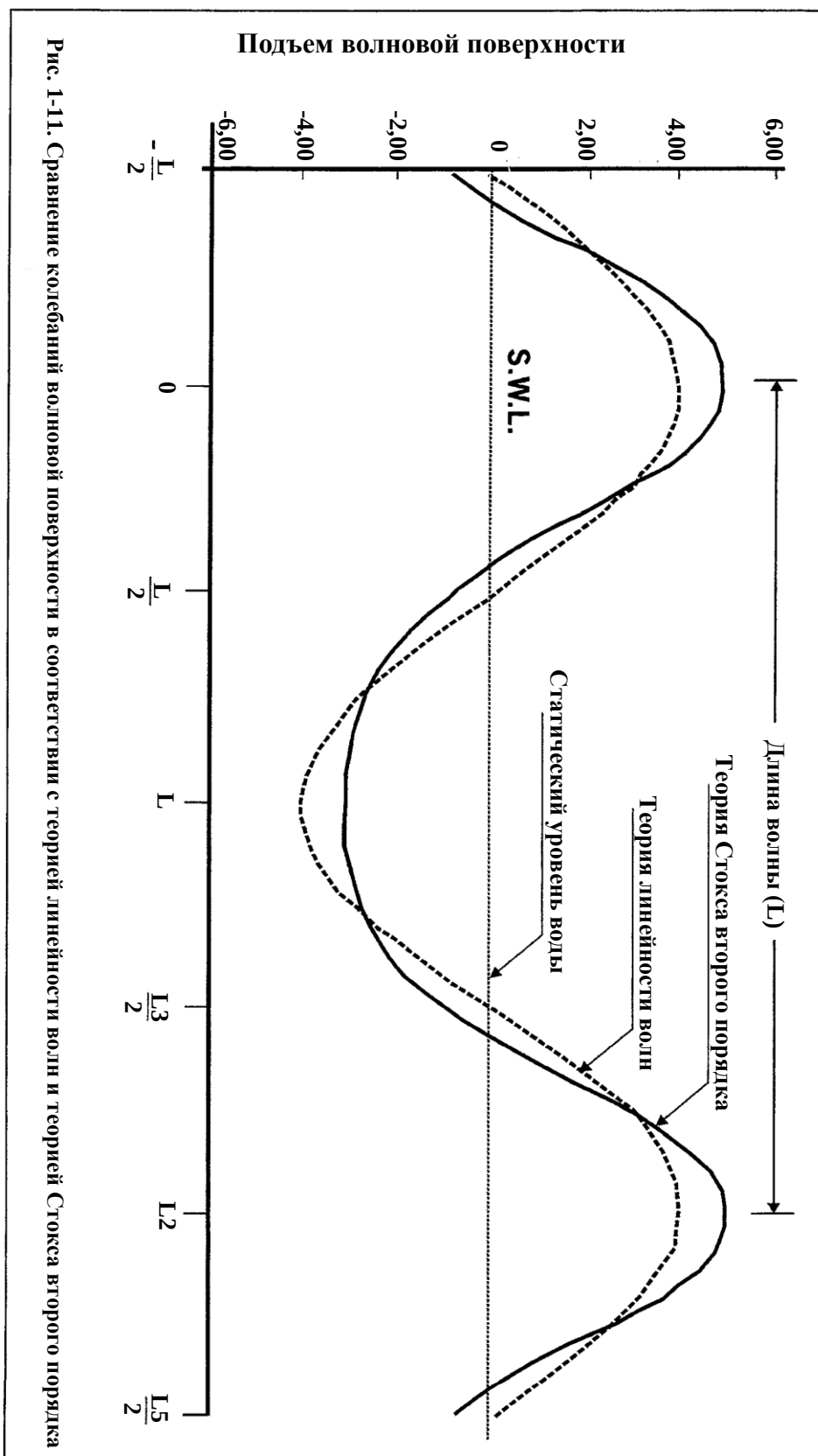


Рис. 1-11. Сравнение колебаний волновой поверхности в соответствии с теорией линейности волн и теорией Стокса второго порядка

(5) - Давление подповерхностных волн “Р”:

$$P = \rho g \frac{H \cosh[k(z+d)]}{2 \cosh(kd)} \cos \theta - \rho g z +$$

$$\frac{3}{16} \rho g k H^2 \frac{\tanh(kd)}{\sinh^2(kd)} \left[\frac{\cosh[2k(z+d)]}{\sinh^2(kd)} - \frac{1}{3} \right] \cos 2\theta -$$

$$\frac{1}{16} \rho g k H^2 \frac{\tanh(kd)}{\sinh^2(kd)} [\cosh 2k(z+d) - 1] \quad (1-22)$$

Как правило, для определения характеристик волны используются таблицы волн с применением теорий волн высшего порядка, такие как:

- Таблицы “Wiegel” (1964 г.) для определения характеристик волны с применением теории Стокса второго порядка.
- Таблицы “Skjelbreia” (1909 г.) для определения характеристик волны с применением теории Стокса второго порядка.
- Таблицы “Skjelbreia” (1967 г.) для определения характеристик волны с применением теории Стокса пятого порядка.

1-3-3-2-2 Кноидальная волновая теория

Форма волны определяется эллиптическим синусом. Таблицы “Wiegel” (1961 г.) используются для определения характеристик волн в соответствии с этой теорией. На Рисунке 1-12 схематически изображена форма волны в соответствии с этой теорией. Увеличение крутизны мелководной волны приводит к возвышению гребня волны над статическим уровнем воды и делает основание волны плоским.

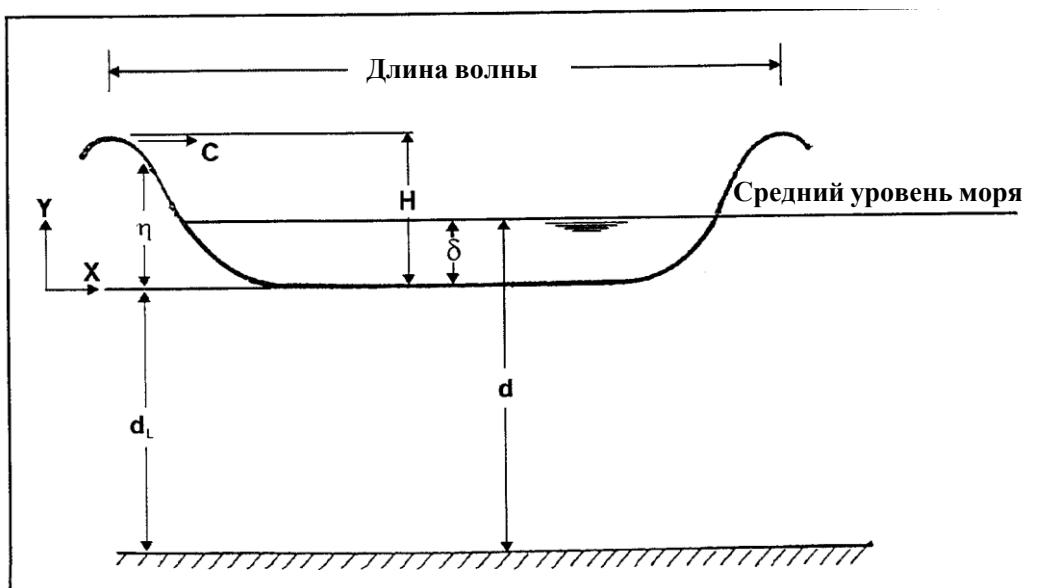


Рис. 1-12. Волна в соответствии с кноидальной волновой теорией

Данная теория применима в случае возникновения длинных волн на мелкой воде и когда параметр Урселла “Ursell coefficient” составляет более 26, а относительная глубина “ d/L ” менее или равна 1.

1-3-3-2-3 Трохоидальная волновая теория

Эта теория используется для высокоточного определения характеристик волн на глубокой воде с помощью уравнений движения и непрерывности Лагранжа.

1-3-3-2-4 Теория потоковой функции

Эта теория схожа с теориями Стокса и применяется для определения характеристик волн в таблицах Дина с 1973 г.

В Таблице 1-3 сравниваются границы применимости предыдущих теорий.

Таб. 1-3. Сравнение границ применимости различных теорий

На мелкой воде	В водах переходной зоны	На глубокой воде
Теория линейности Кноидальная теория	Теория линейности Кноидальная теория Теория Стокса 3-го порядка	Теория линейности Теория потоковой функции Теория Стокса 3-го порядка
Теория линейности Кноидальная теория	$\left(\frac{d}{L_o} \leq 0.15\right)$ Теория линейности $\left(\frac{d}{L_o} \leq 0.08\right)$ Кноидальная теория $\left(\frac{d}{L_o} \geq 0.05\right)$ Теория потоковой функции $\left(\frac{d}{L_o} \geq 0.1\right)$ Теория Стокса 3-го порядка	Теория потоковой функции Теория Стокса 3-го порядка
Теория линейности Кноидальная теория Теория солитонов	$\left(\frac{d}{L_o} \leq 0.02\right)$ Теория линейности Теория потоковой функции	Теория потоковой функции Теория Стокса 3-го порядка $\left(\frac{d}{L_o} \geq 0.15\right)$

1-3-3-2-5 Теория солитонов

Солитон – это уединенная волна с одним гребнем, соответственно волновой коэффициент “k” равен 1. Данная теория применима для волн, близких к береговой линии. На Рисунке 1-13 схематически изображена форма такой волны.

При помощи следующих формул можно рассчитать особенности этой волны в пределах допустимых погрешностей:

$$\eta = H \operatorname{sech}^2 \left(\sqrt{\frac{3H}{4d^3}} \theta \right), \quad \theta = (x - Ct) \quad (1-23)$$

$$C = \sqrt{g(d + H)} \quad (1-24)$$

$$E = \rho g d^3 \left(\frac{4H}{3d} \right)^{3/2} \quad (1-25)$$

$$V = 4d^2 \sqrt{\frac{H}{3d}} \quad (1-26)$$

$$H_{\max.} = 0.732d \quad (1-27)$$

Где

V = общий объем воды над статическим уровнем воды/единица ширины гребня волны над статическим уровнем воды.

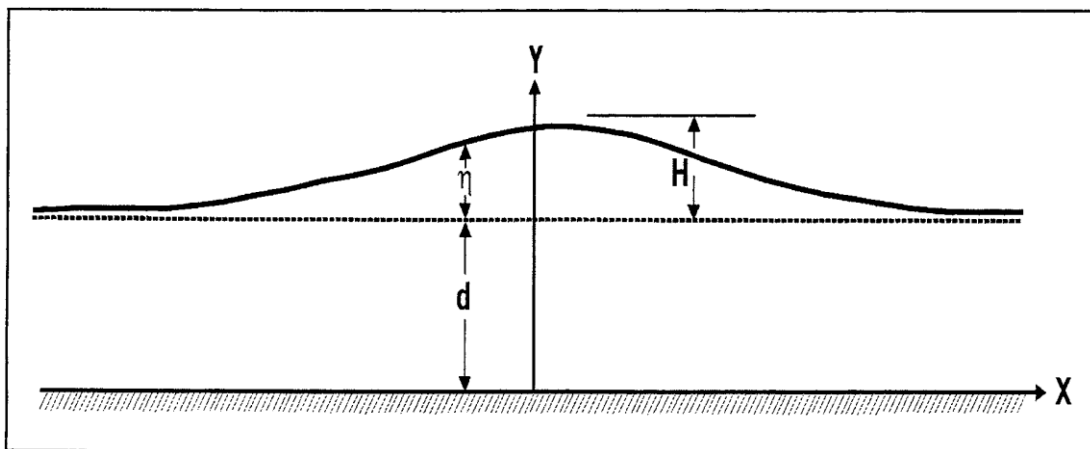


Рис. 1-13. Форма солитона

1-3-3-4 Стоячие волны

Когда две волны встречаются, одна из них распространяется в направлении, противоположном направлению распространения другой. После их столкновения происходит подъем большого количества воды. Это явление называется «стоячие волны».

На Рисунке 1-14 схематически изображена форма такой волны. Характеристики волны, возникшей в результате столкновения, определяются при помощи следующих формул:

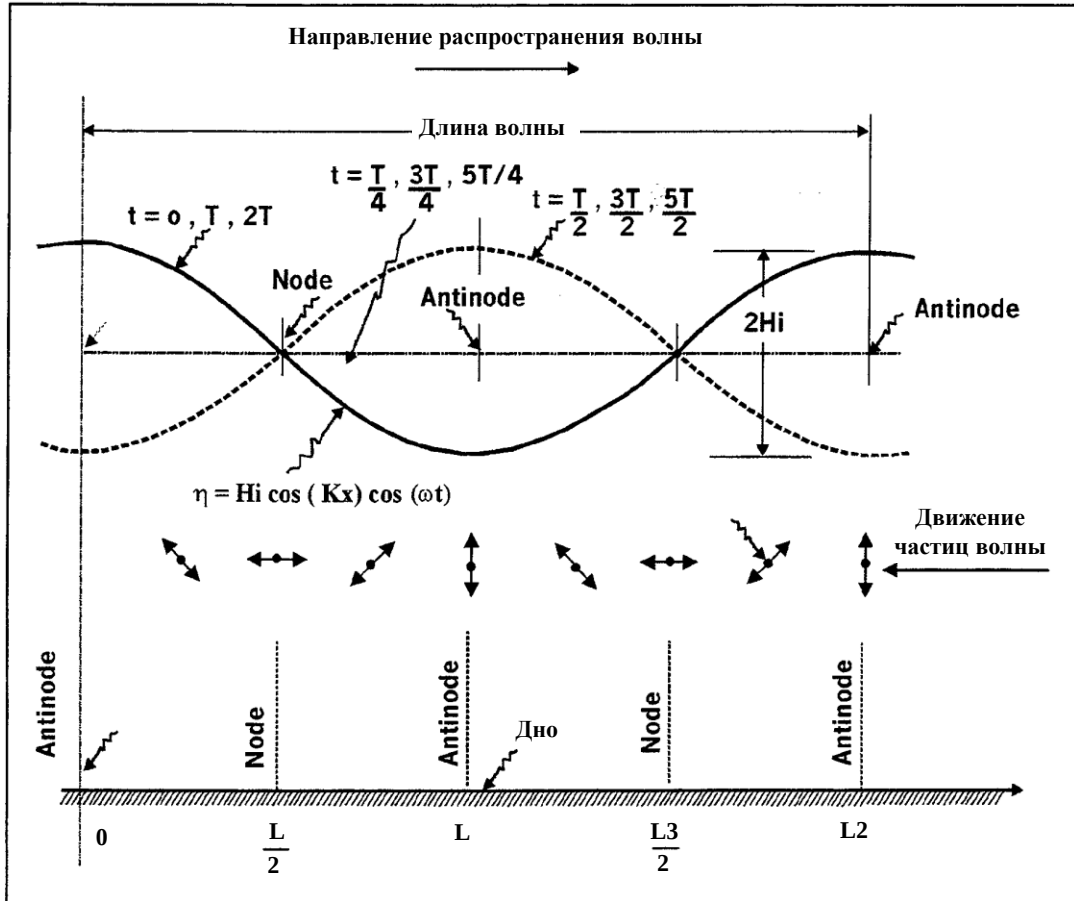


Рис. 1-14. Форма стоячей волны в случае полного отражения от вертикальной преграды

$$\eta = H \cos(kx) \cos(\omega t) \quad (1-28)$$

$$U = H \frac{gT}{L} \frac{\cosh[k(z+d)]}{\sinh(kd)} \cos(kx) \cos(\omega t) \quad (1-29)$$

$$W = -H \frac{gT}{L} \frac{\sinh[k(z+d)]}{\sinh(kd)} \sin(kx) \cos(\omega t) \quad (1-30)$$

Следует отметить, что:

(1) горизонтальный компонент скорости частиц воды “U” равен 0 при значении

$(x = \frac{n\pi}{k})$, где $(n = 0, 1, 2, \dots)$. В то же время вертикальный компонент скорости частиц воды “W” достигает максимального значения при вышеупомянутых значениях.

(2) горизонтальный компонент скорости частиц воды “U” достигает

максимального значения при значении $x = ((\frac{2n+1}{2}) \frac{\pi}{k})$.

В то же время вертикальный компонент скорости частиц воды “W” равен 0.

1-3-4 Распределение спектров морских волн

1-3-4-1 Распределение частотного спектра

В основе теории спектра морских волн лежит теория спектрального анализа света согласно которой белый свет содержит ряд световых компонентов разного цвета (волны света разной длины). Из этого следует, что нерегулярные морские волны можно считать результатом алгебраического и векторного суммирования неопределенного числа компонентов волновых цугов разных частот и направлений. На основании этой концепции можно считать распределение частотного спектра результатом подписания содержания энергии волновых цугов с частотой независимо от направлений волновых цугов.

В природе (возле береговой зоны) можно заметить, что волны, распределяющиеся из одного места в другое, имеют преобладающее направление, которое может меняться со временем. Поэтому необходимо ознакомиться с реальными характеристиками волн в том или ином месте, чтобы принять во внимание направления волновых цугов. Теория спектрального распределения волн позволила нам добавить эту характеристику при подписании энергии волны в качестве отношения между направлением и частотой, которое известно под названием «направленный волновой спектр».

Кроме того, теория спектрального распределения света позволила нам узнать распределение энергии волн в том или ином месте с преобладающими частотами. Самым простым способом узнать это распределение является подписание a^2 (амплитуда волны)² с частотой каждого солитона в виде гистограммы, как показано на Рисунке 1-15, где амплитуда волны $a = H/2$.

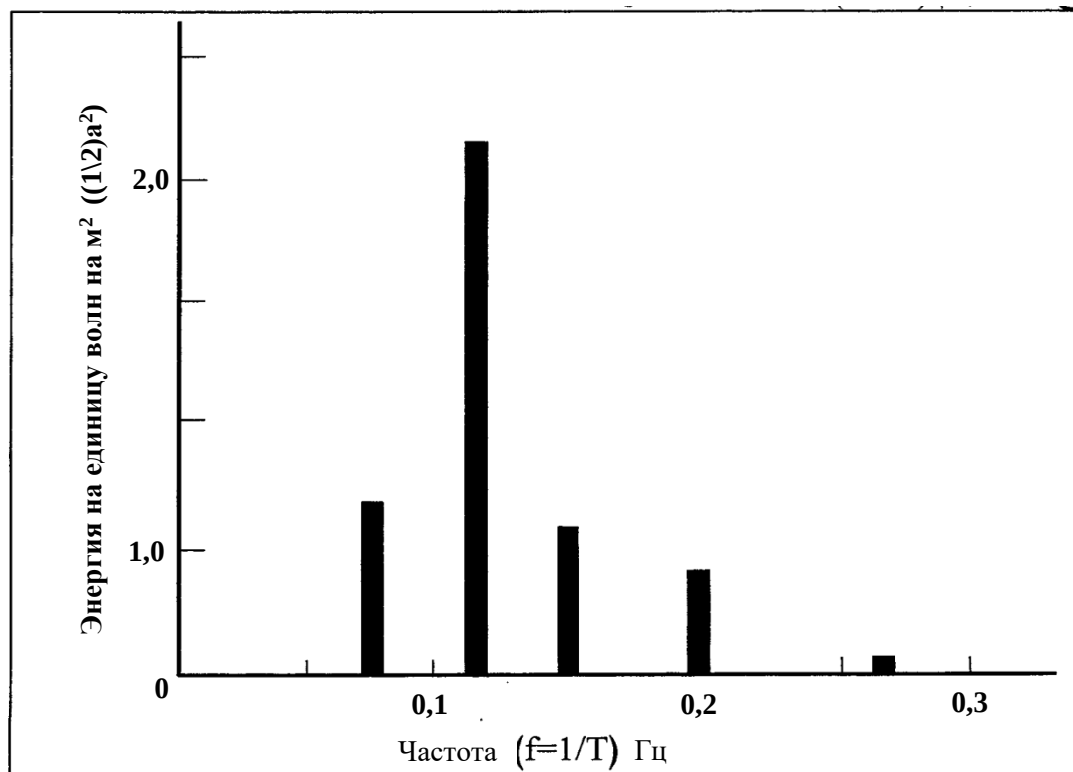


Рис. 1-15. Связь между частотой и площадью (η)

Очевидно, что точность данных, полученных из подобной записи, в первую очередь зависит от величины единицы распределения частот, которую практически невозможно уменьшить с 0,1 Гц в природе и из-за наличия бесконечного числа частот, из которых состоит волновой цуг, можно получить непрерывную кривую, представляющую распределение энергии волн разных частот. Эта непрерывная кривая называется «функцией частотной спектральной плотности» и имеет единицы измерения ($\text{м}^2/\text{с}$). Таким образом замкнутое пространство между кривой и горизонтальной осью является энергией волн, содержащейся в волновом цуге. На Рисунке 1-16 изображен пример кривой спектрально-частотного распределения волнового цуга, по которому можно определить эквивалентную высоту (выделенной) волны $H_{1/3}$. И среднее время частоты волны “Т”, как будет разъяснено далее в пункте 1-3-4-3.

На рисунке 1-16 видно, что энергия волны распределяется между частотным диапазоном от 0,05 до 0,40 Гц, или, другими словами, между временем волны 20 с и 2,5 с, несмотря на то, что эквивалентное время цуга волн составляет 8 с. Кроме того, следование методу спектрально-частотного распределения волн позволяет нам узнать время или частоту волнового цуга, содержащего наибольшую концентрацию энергии волны “Т”, а также получить существенную пользу для проектирования и планирования морских установок.

На рисунке 1-16 видно, что время вектора, содержащего наибольшую концентрацию энергии (T_p), составляет около 0,12 Гц или 8,33 с.

Спектроскопический анализ большого количества образцов волны из многих районов земного шара позволил определить характеристики распределения спектра волн. Если речь идет о море, наполненном волнами, образовавшимися в результате влияния ветра («полностью развитыми ветровыми волнами»), распределение спектра волн может быть представлено следующим стандартным уравнением:

$$S(f) = 0.257(H_{1/3})^2 T_{1/3} (T_{1/3} f)^{-5} \exp[-1.03(T_{1/3} f)^{-4}] \quad (1-31)$$

Где

$S(f)$ - пунктирная линия, которая на Рисунке 1-16 представляет положение стандартного уравнения для спектрального распределения, показанного в уравнении 1-31, с учетом эквивалентной высоты и частоты волны.

Также на рисунке 1-16 можно увидеть некоторые различия между кривой распределения спектра волн, полученной в результате полевых измерений, и кривой распределения спектра волн, полученной в результате применения стандартного уравнения 1-31. Эти различия являются результатом влияния небольшой глубины в результате измерения волн на глубине около 11 м. Несмотря на наличие вышеупомянутых различий, стандартное уравнение можно рассматривать как удовлетворительное представление распределения частотного спектра волн.

Стандартное уравнение 1-31 для распределения частотного спектра волн было разработано на основе исследований, проведенных Бретшнайдером, с модификацией коэффициентов согласно исследованиям Мицуюсу, Хассельмана, Очи и Хаббла и других.

Пирсон и Московиц вывели уравнение для расчета значения высоты волн на основе измерений скорости ветра, который оказывает влияние на конкретную акваторию. Его можно преобразовать в стандартное уравнение при вводе коэффициентов, содержащих высоту и частоту волны. Хассельман смог, опираясь на измерения корреляции высоты волны и ее частоты в Северном море (Совместная программа наблюдения за волнами в Северном море - JONSWAP), переформулировать уравнения для прогнозирования волн, преобразовав их в уравнение для расчета распределения частотного спектра волн с помощью введения коэффициентов, напрямую зависящих от эквивалентной высоты волны и частоты, содержащей больше энергии (f_p), следующим образом:

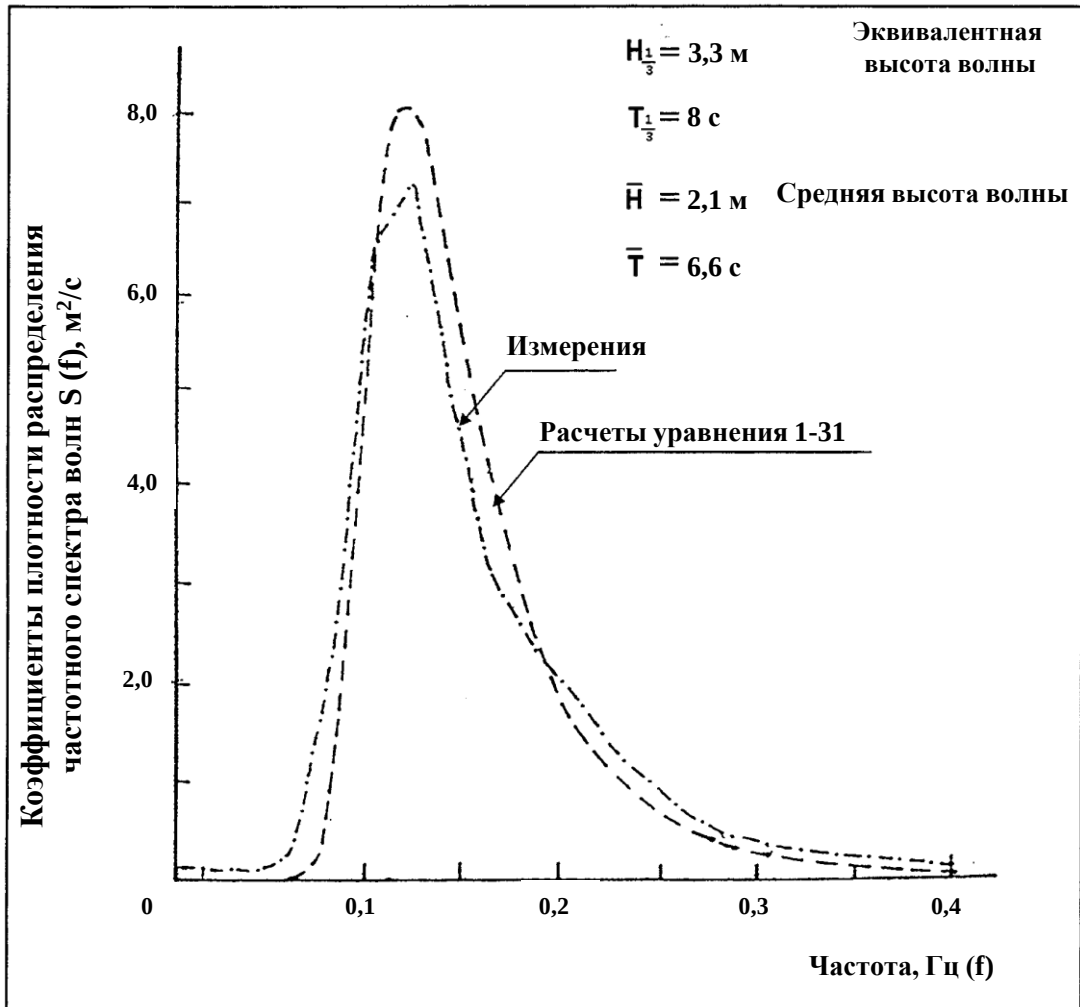


Рис. 1-16. Пример кривой распределения спектра морских волн

$$S(f) = \alpha (H_{1/3})^2 (T_p)^{-4} f^{-5} \exp[-1.25(T_p f)^{-4}] \gamma^{\exp[(-T_p f - 1)/2\delta^2]} \quad (1-32)$$

Где

$$\alpha = \frac{0.0624}{0.23 + 0.0336\gamma - 0.185(1.9 + \gamma)^{-1}}$$

$$\delta = \delta_a \approx 0.07 \quad \text{if } f \leq f_p$$

$$\delta = \delta_b \approx 0.09 \quad \text{if } f > f_p$$

$$\gamma = 1 \sim 7 \text{ [3.3 as mean]}$$

Уравнение 1-32 известно под названием “уравнение JONSWAP” для распределения частотного спектра. Как известно, уравнение JONSWAP в первую очередь зависит от коэффициента амплитуды (γ), поскольку оно контролирует амплитуду спектральной кривой. Стоит отметить, что если коэффициент амплитуды $\gamma=1$, уравнение 1-32 становится идентичным стандартному уравнению. Также известно, что при значении $\gamma=3,3$, что является средним значением этого коэффициента в Северном море, то максимальное значение распределения спектральной плотности в 2,2 раза больше значения распределения спектральной плотности, рассчитанного по стандартному уравнению 31-1 с тем же значением эквивалентной высоты и частоты волны.

Реальное распределение частотного спектра отличается от полученного из этих стандартных уравнений, особенно при наличии мертвой зяби (Swell), т.к. в этом случае кривая может содержать более одной амплитуды в соответствии с частотой этих волн и степени их плотности относительно волнового цуга, поэтому уравнение, представленное Очи и Хабблом, может содержать более одной бимодальной амплитуды, а распределение частотного спектра длинных волн по отдельности до сих пор не подтверждено в стандартной форме из-за того, что цуги волн не являются достаточно чистыми для слияния с ветровыми волнами во время их распространения из мест, где они формируются. Это явление рассматривалось Пирсоном, Нейманом и Джеймсом при изучении рассеяния скорости волн внутри волнового цуга, согласно которому волновые цуги с низкочастотными компонентами распространяются быстрее, чем волновые цуги с высокочастотными компонентами. Некоторые исследования явления рассеяния скорости “Velocity Spreading” в случае наличия волновых цугов с низкочастотными компонентами показали, что значения амплитуд распределения частотного спектра идентичны амплитудам, полученным при применении уравнения JONSWAP с коэффициентами амплитуды, колеблющимися между 8-9 (среднее значение). к пикам при применении уравнения JONSWAP с пиковым коэффициентом в диапазоне от 8 до 9 в качестве среднего значения. По этой причине это уравнение иногда используется для расчета распределения частотных спектров короткочастотных волн.

1-3-4-2 Распределение направленных волновых спектров

Реальное представление о волнах невозможно получить при использовании метода распределения частотного спектра, поскольку нельзя пренебрегать влиянием направлений волновых компонентов, интегрированных в состав волновых цугов. Теория направленного волнового спектра была разработана таким образом, чтобы можно было представить направления компонентов, из которых состоят волны в природе. Эта теория зависит от возможности распределения энергии волн не только в области частот, но и

по отношению к направлению (угол Θ), и ее можно выразить следующим образом:

$$S(f, \theta) = S(f)G(f, \theta) \quad (1-33)$$

Где:

$S(f, \Theta)$ - коэффициент плотности распределения частотного спектра, или, проще говоря, распределение направленных волновых спектров.

$G(f, \Theta)$ - коэффициент распространения вектора или, как его иногда называют, векторное распределение.

Было обнаружено, что коэффициент $G(f, \Theta)$, представляющий векторное распределение волновой энергии, изменяется с частотой. Это видно по наличию частотного коэффициента “ f ” в качестве базовой переменной в этом коэффициенте. Одна из особенностей этого коэффициента заключается в том, что он не имеет стандартных единиц и может быть рассчитан и описан следующим соотношением:

$$\int_{-\pi}^{\pi} G(f, \theta) d\theta = 1 \quad (1-34)$$

Приняв во внимание уравнения 1-33 и 1-34, можно сказать, что распределение частотного спектра $S(f)$ дает абсолютное распределение плотности энергии волн, в то время как соотношение $G(f, \Theta)$ дает относительное значение энергии волн, распространяющихся во время содержания частоты и направления.

Определение распределения энергии волн относительно различных направлений является очень сложным процессом при отсутствии доступа к высокоточным полевым. Поэтому мы видим, что довольно много исследователей пытались вывести стандартные уравнения для векторного коэффициента распространения волн на основе ограниченного количества полевых измерений.

Одной из наиболее примечательных таких попыток является попытка Мицуясу, в результате которой было представлено следующее соотношение:

$$G(f, \theta) = G_0 \cos^{2s}(\theta / 2) \quad (1-35)$$

Где:

Θ представляет собой диапазон направления, содержащий энергию волн, измеренный против часовой стрелки от преобладающего направления волн. G_0 в уравнении 1-35 представляет постоянное значение, которое было добавлено для достижения базовой зависимости, упомянутой в уравнении 1-34, где:

$$G_o = [\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \cos^{2S}(\theta/2) d\theta]^{-1} \quad (1-36)$$

После помещения пределов интегрирования в уравнение 1-36 со значениями: $\theta_{\min} = -\pi$ $\theta_{\max} = \pi$ и коэффициентом S, который, как станет ясно позже, представляет частоту, уравнение 1-36 принимает следующий вид:

$$G_o = \frac{1}{\pi} 2^{2S-1} \frac{\Gamma^2(S+1)}{\Gamma(2S+1)} \quad (1-37)$$

где Γ представляет гамма-функцию и с добавлением $S=10$, как будет объяснено позже, значение G_o достигает около 0,9033, а коэффициент спектрального распространения вектора при его вычислении и записи становится таким, как показано на Рисунке 1-17 (непрерывная линия), а возрастающее значение $G(f, \theta)$ принимает значение от $\theta = -\pi/2$ до $\theta = \pi/2$, как показано на Рисунке 1-17 (пунктирной линией), из чего становится ясно, что около 85% значения энергии волны ограничено диапазоном $\theta = \pm 30^\circ$.

Согласно объяснениям Мицуюсу, коэффициент, представляющий степень концентрации векторной энергии, достигает своего максимального значения рядом со значением частоты, которое содержит максимальную энергию (амплитуда спектра), а значение S уменьшается по мере приближения значения частоты к своему наименьшему и максимальному значению.

Следующее соотношение представляет значение коэффициента S как переменной как для частоты (f), так и для частоты, которая содержит максимальную энергию (f_p):

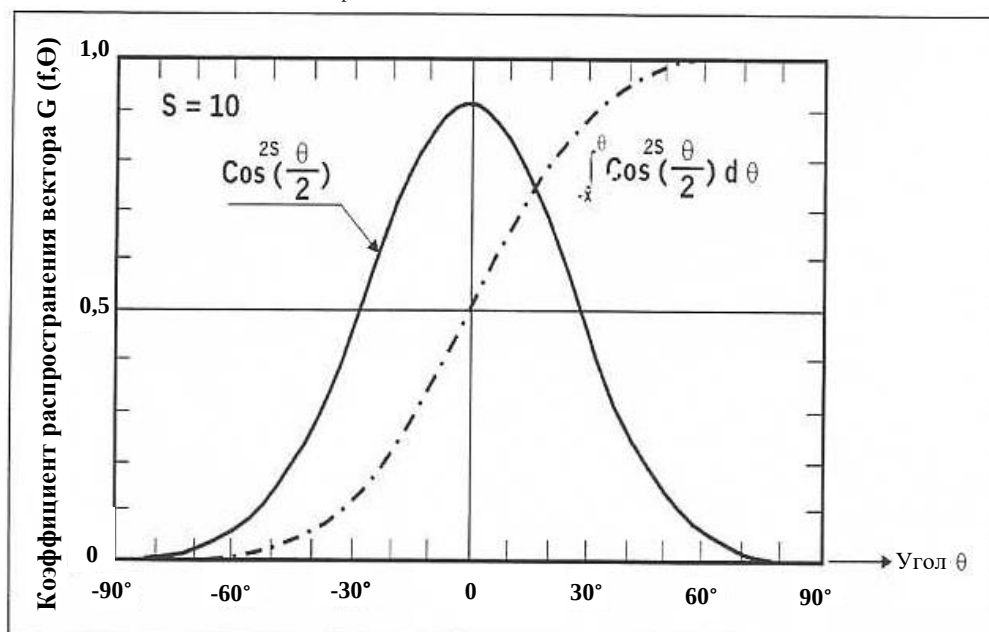


Рис. 1-17. Коэффициент спектрального распространения вектора

$$S = \begin{cases} S_{\max} (f / f_p)^5 & \text{если } f \leq f_p \\ S_{\max} (f / f_p)^{2.5} & \text{если } f > f_p \end{cases} \quad (1-38)$$

Как известно, можно вывести значение “ f_p ” из значения эквивалентного времени вектора ($T_{1/3}$) следующим способом:

$$f_p = \frac{1}{1.05 T_{1/3}} \quad (1-39)$$

Исследования подтвердили, что коэффициент $S_{\max}$ (коэффициент распространения и рассеяния) можно оценить и рассчитать следующим образом:

$$S_{\max} = 11.5 (2\pi f_p U / g)^{-2.5} \quad (1-40)$$

Где U – скорость ветра.

Уилсон в своих исследованиях распространения ветровых волн проанализировал причины снижения значения $(2\pi f_p U / g)$ к коэффициенту наклона волны на глубокой воде H_0/L_0 , как показано на Рисунке 1-18.

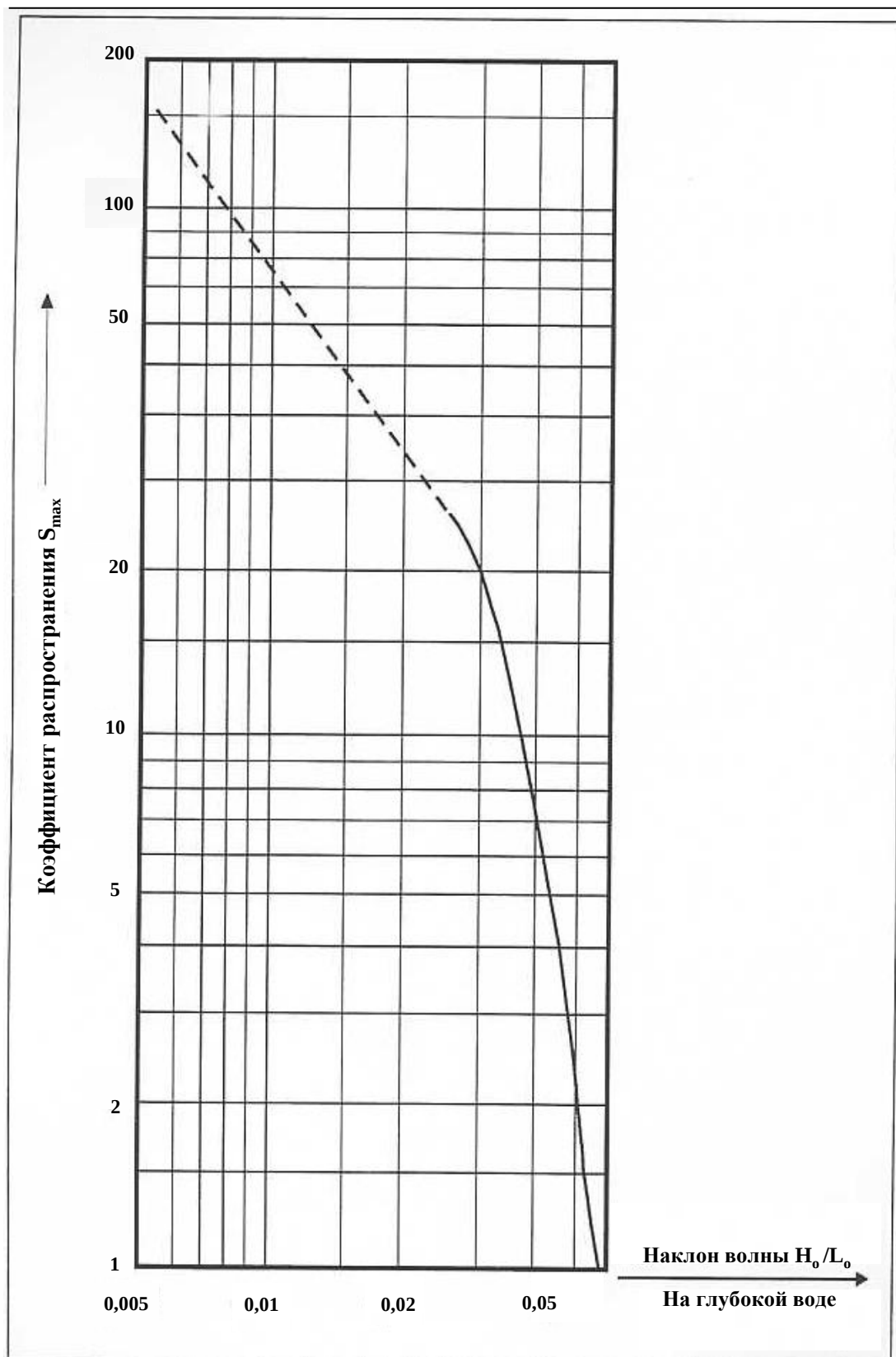


Рис. 1-18. Соотношение между коэффициентом наклона волны и распространения

Результат этих исследований показывает, что можно оценить значение коэффициента распространения и рассеяния $S_{\max}$ для типа волн в соответствии с частотой следующим образом:

- Ветровые волны $S_{\max} = 10$

- Мертвая зыбь с большим коэффициентом наклона $S_{\max} = 20$

- Мертвая зыбь со сравнительно небольшим коэффициентом наклона $S_{\max} = 75$

1-3-4-3 Соотношение между распределением спектра волн и значениями характеристик волн

Для извлечения научной пользы при расчете распределения частотного спектра волн это соотношения необходимо объединить и определить значения характеристик волн для использования их в различных целях, и поэтому было проведено множество исследований для их определения. Сейчас можно оценить эквивалентную высоту волны $H_{1/3}$ из распределения частотного спектра. Вернувшись к Рисунку 1-16, можно убедиться в том, что площадь под кривой (m_0) и для частоты, и для плотности спектрального распределения $[S(f)]$ представлена следующим соотношением:

$$m_0 = \overline{\eta^2} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \eta^2 dt \quad (1-41)$$

Где η – уровень воды.

Его теперь можно рассчитать из средне-квадратичного значения уровня воды $\eta_{r.m.s}$.

$$\eta_{r.m.s} = \sqrt{(\overline{\eta})^2} = \sqrt{m_0} \quad (1-42)$$

Прибегнув лишь к тому же аналитическому методу и теории статистики случайных волн, можно вывести следующее соотношение:

$$\overline{T} = \sqrt{m_0} / \sqrt{m_2} \quad (1-44)$$

Где:

$$m_2 = \int_0^\infty f^2 S(f) df$$

1-3-5 Прогнозирование волнения

1-3-5-1 Общее

1- Можно спрогнозировать высоту и частоту глубоководного ветрового волнения, используя один из известных методов, а именно сравнив его с некоторыми полевыми измерениями волнения, полученными в течении как минимум одного месяца, чтобы определить точность этих прогнозов.

2- При прогнозировании волнения необходимо знать следующее: Определение ветрового поля: это поле, в котором формируются волны, и которое характеризуется четырьмя переменными факторами: скорость ветра, направление ветра, продолжительность ветра, длина диапазона вдоль поверхности воды по направлению движения ветра. Поле ветра определяется следующим образом:

- а) сбор метеорологических карт и климатических данных;
- б) определение периода расчета прогноза;
- в) расчет уклона ветра по метеорологическим картам;
- г) оценка силы ветра над поверхностью моря с использованием соответствующей формулы или прямых измерений;
- д) подготовка карты ветрового поля;
- е) определение области формирования волны и области ее затухания.

3- Для прогнозирования волнения в области его формирования используются либо методы отдельных волн, либо методы волнового спектра. Существует много способов прогнозирования отдельных волн по метеорологическим картам. Эти методы различаются в зависимости от состояния ветрового поля (фиксированное или движущееся) и характеристики волн (волны на глубокой воде или волны на мелкой воде).

1-3-5-2 Методы прогнозирования волновых характеристик

1-3-5-2-1 Метод SMB (Свердруп-Манк-Бретшнайдер) и

Этот метод используется в случае наличия фиксированного ветрового поля для прогнозирования высоты и частоты отдельной волны на глубоких водах, при наличии таких данных, как скорость ветра, продолжительность ветра, длина открытого диапазона вдоль поверхности воды по направлению движения ветра. Высота и частота отдельной волны пределяются графически по кривой на Рисунке 1-19.

Чтобы использовать эту кривую, мы сначала отслеживаем скорость ветра по вертикальной оси и продолжаем ее по горизонтали до тех пор, пока она не пересечется с длиной открытого диапазона, показанного на горизонтальной оси (волна, определяемая длиной диапазона) или с продолжительностью ветра (волна, определяемая продолжительностью). Можно использовать любую из них в зависимости от того, какая из них первой пересекает линию скорости слева.

Эта кривая была построена из следующих двух уравнений:

$$\frac{gH_{1/3}}{U_{10}^2} = 0.03 \left[1 - \left(1 + 0.004 \left(\frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{1/2} \right)^{-2} \right] \quad (1-45)$$

$$g \frac{T_{1/3}}{2\pi U_{10}} = 1.37 \left[1 - \left(1 + 0.008 \left(\frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{1/3} \right)^{-5} \right] \quad (1-46)$$

Где:

g – ускорение земного притяжения (m^2/c).

F – длина открытого диапазона (м).

U_{10} – скорость ветра при подъеме, равном 10 м над уровнем моря (м/с).

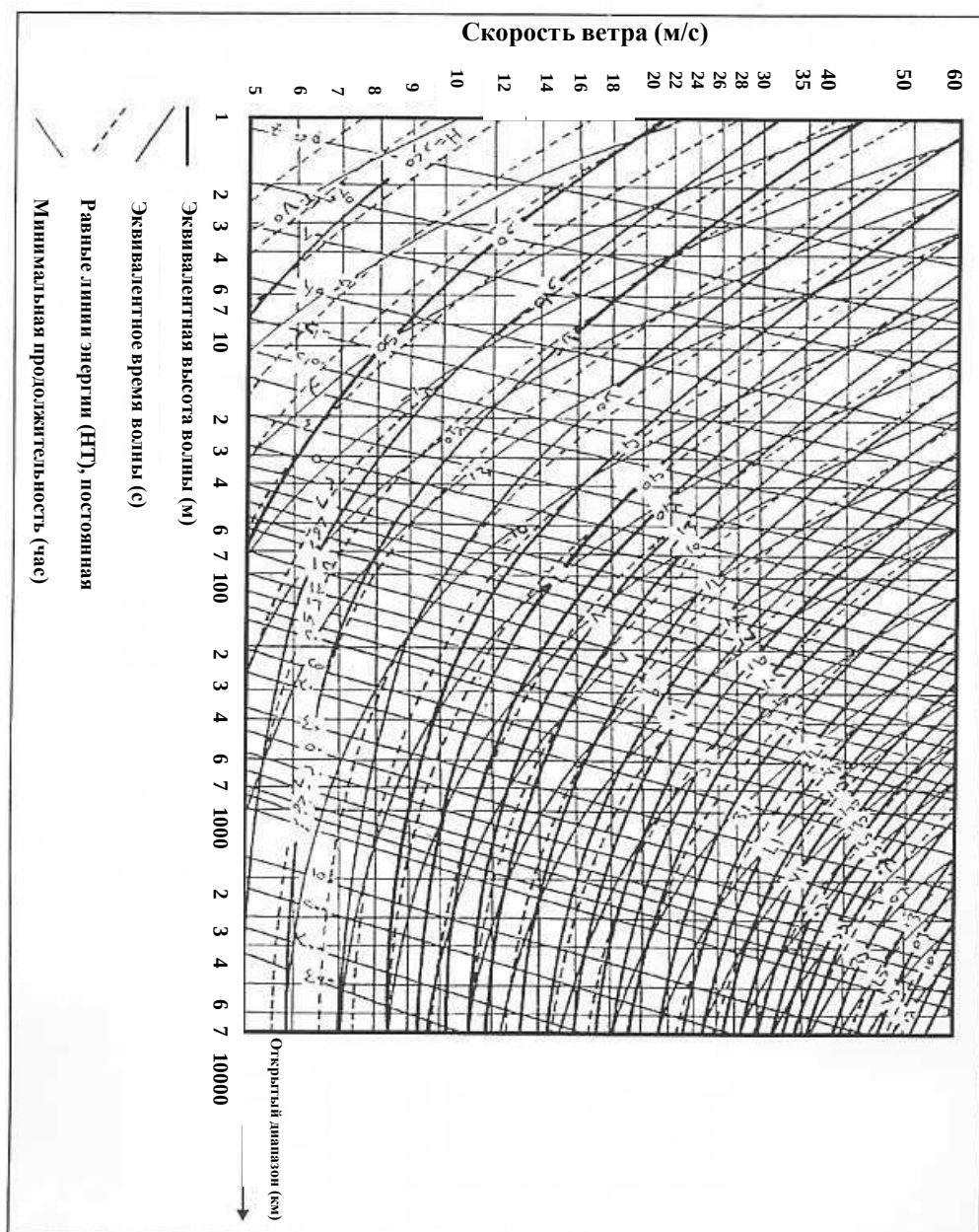


Рис. 1-19. Кривые прогнозирования волнений на глубокой воде согласно SMB

1-3-5-2-2 Метод Уилсона

Данный метод представляет собой откорректированный метод SMB для прогнозирования высоты и частоты отдельной волны на глубоких водах, при наличии подвижного ветрового поля. По кривой, изображенной на Рисунке 1-20, можно определить особенности отдельной волны.

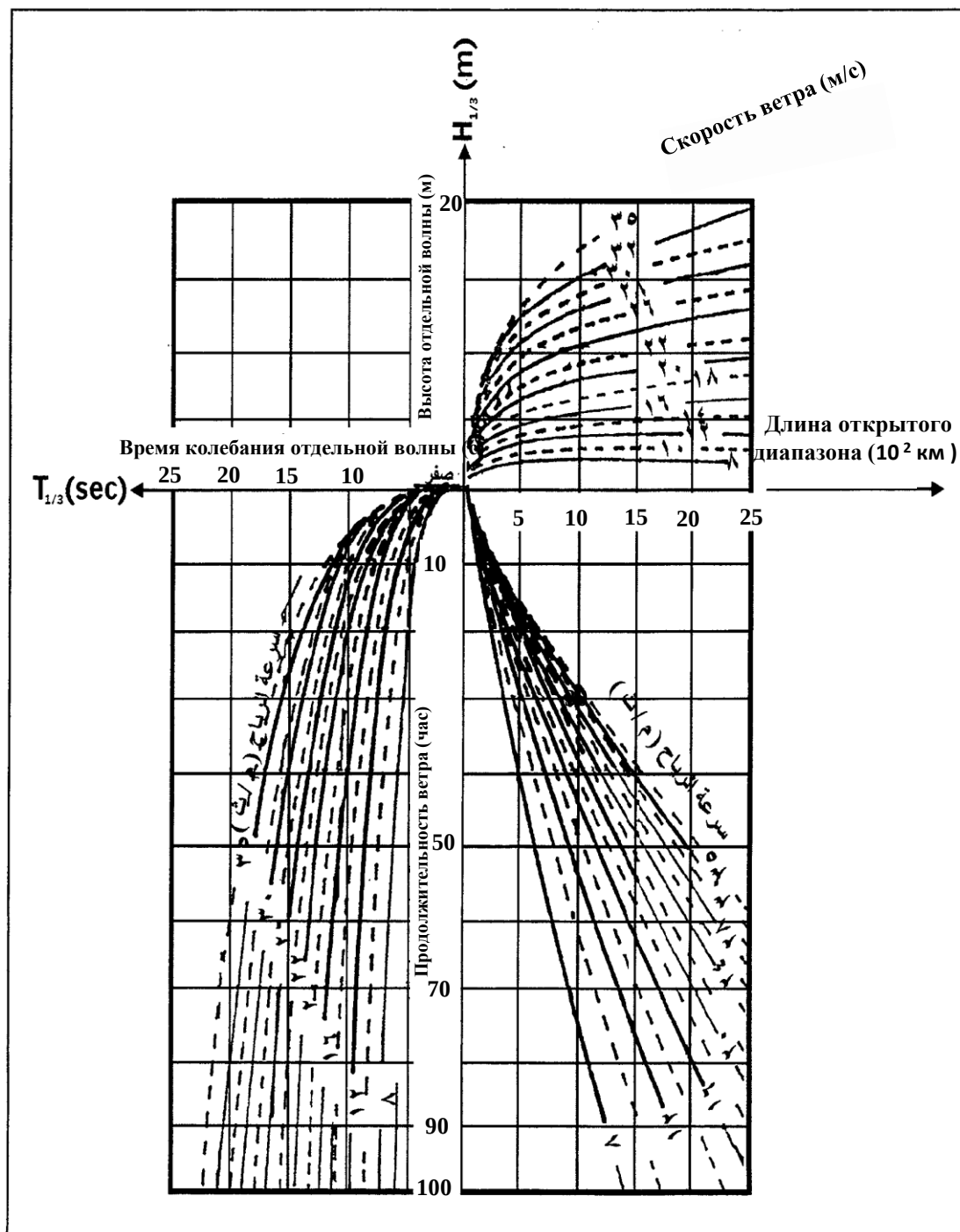


Рис. 1-20. Кривые Уилсона для прогнозирования высоты и частоты отдельной волны на глубокой воде

1-3-5-2-3 Метод Пирсона-Неймана-Джеймса (PNJ)

Основываясь на полевых измерениях волн на глубокой воде, Пирсон-Нейман и Джеймс представили этот метод прогнозирования волн, формирующихся в полностью заполненном море. Эта теория основана на существовании минимального значения частоты ветровых волн со скоростью U в области формирования их амплитуды F (Fetch) на время действия t . Нейман назвал значение этой частоты «критической частотой» (f_1). Из нее можно рассчитать коэффициент критической угловой частоты $\delta_1 = 2\pi/f_1$, которая, как было доказано, может быть определена путем вычисления значений, зависящих от (U, F) или (U, t) . Также было доказано, что значение распределения частотного спектра коэффициента плотности энергии волны в частотном содержании меньше, чем критическая частота, и либо близко к нулю, либо является величиной, которой можно пренебречь. Из этого простого анализа можно отметить, что существует два значения критической частоты, одно из которых получается в результате вычисления (U, F) , а другое - из (U, t) . Поэтому нужно выбрать большее значение для коэффициента критической частоты f_1 , т.к. оно определяет степень роста или усиления распределения частотного спектра больше, чем другое значение. На основании вышеизложенного можно сказать, распределение спектров энергии волн в содержании, превышающем значение критической частоты, может быть представлено уравнением Ньюмана для спектрального распределения:

$$E(f) = (\pi/2) C f^{-6} \exp\left(-\frac{8^2}{2\pi^2} f^{-2} U^{-2}\right) \dots \dots \dots (f \geq f_1)$$

$$E(f) = 0 \dots \dots \dots (f < f_1)$$
(1-47)

Где C - коэффициент, зависящий от единиц уравнения.

Практическая польза от расчета распределения частотного спектра волновой энергии, которая была предложена, заключается, в том, что было обнаружено, что предпочтительнее рассчитывать совокупное спектральное распределение (Co-Cumulative Spectrum) от расчета интегрального уравнения 1-47 со стороны высокой частоты до нулевого значения. На Рисунке 1-21 показана кривая, полученная в результате решения интегрального уравнения, которая называется кривой C.C.S.

На основе кривой C.C.S. было построено несколько кривых с учетом различных значений скорости ветра, как показано на Рисунке 1-22 (соединенные линии представляют значения критической частоты, основанные на продолжительности удара (t), тогда как пунктирные линии представляют значения критической частоты на основе площади области формирования (F)).

Метод использования этих кривых можно резюмировать следующим образом:

Учитывая значение расчетной скорости ветра (U), амплитуду области формирования (F), а также продолжительность влияния (t), можно определить 2 низших предела от пересечения линий симметрии U и F , а также от пересечения линий симметрии U и t так, чтобы было выбрано критическое значение частоты, которое представляет (критическая частота f_1). Это значение находится справа. Чем ниже f , тем выше значение T , где ($f=1/T$). После определения значения f можно вычислить $H_{1/3}$ или значение $\sqrt{E}$ (коэффициент плотности энергии распределения спектра волн).

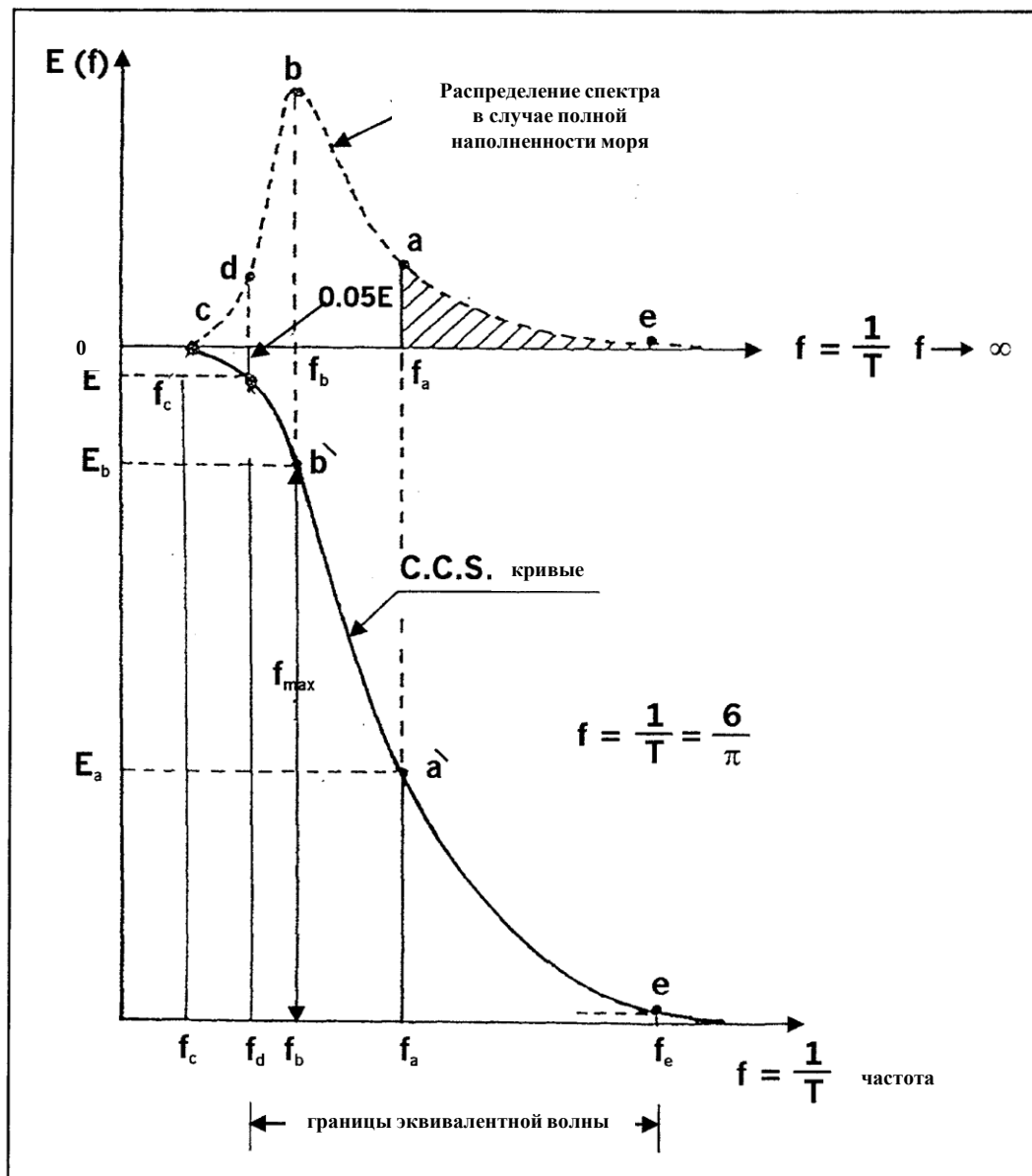
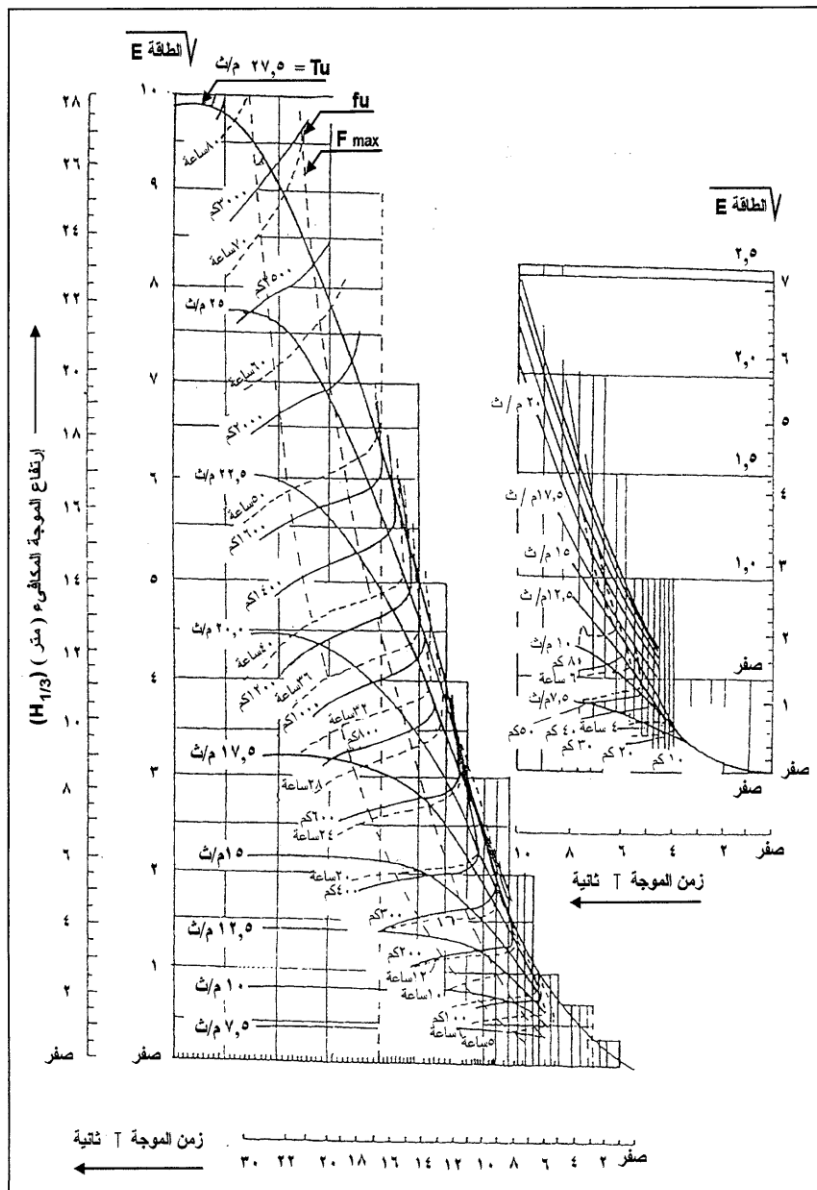


Рис. 1-21. Соотношение между частотой (f) и распределением частотного спектра волн $E(f)$

1-3-6 Факторы, влияющие на характеристики волн по мере их продвижения от глубокой воды к берегу (сдвиг волн)

1-3-6-1 Эффект обмеления “Shoaling”

Когда волны продвигаются из глубоких вод, где глубина дна составляет больше чем половина длины волны, к более мелкой воде, наблюдается изменение характеристик волн с точки зрения высоты, длины и скорости распространения. Без учета влияния наклона дна теория линейности волн может быть использована для установления взаимосвязи между характеристиками волн на большой и мелкой воде.



Предположив, что средняя энергия, передаваемая в направлении волн, проходящих через единицу ширины за единицу времени “Р”, является постоянной, можно вывести следующие уравнения: где: К - модуль мелкости. Рисунок (1-23) иллюстрирует взаимосвязь между модулем мелкости и соотношением между глубиной воды и длиной волны на большой глубине в пределах, которые можно рассматривать с помощью теории линейных волн, а рисунок (1-24) иллюстрирует взаимосвязь в случае увеличения интенсивности волнового градиента там, где это невозможно. Применение теории линейных волн.

$$\bar{P} = \bar{P}_0 \quad (1-48)$$

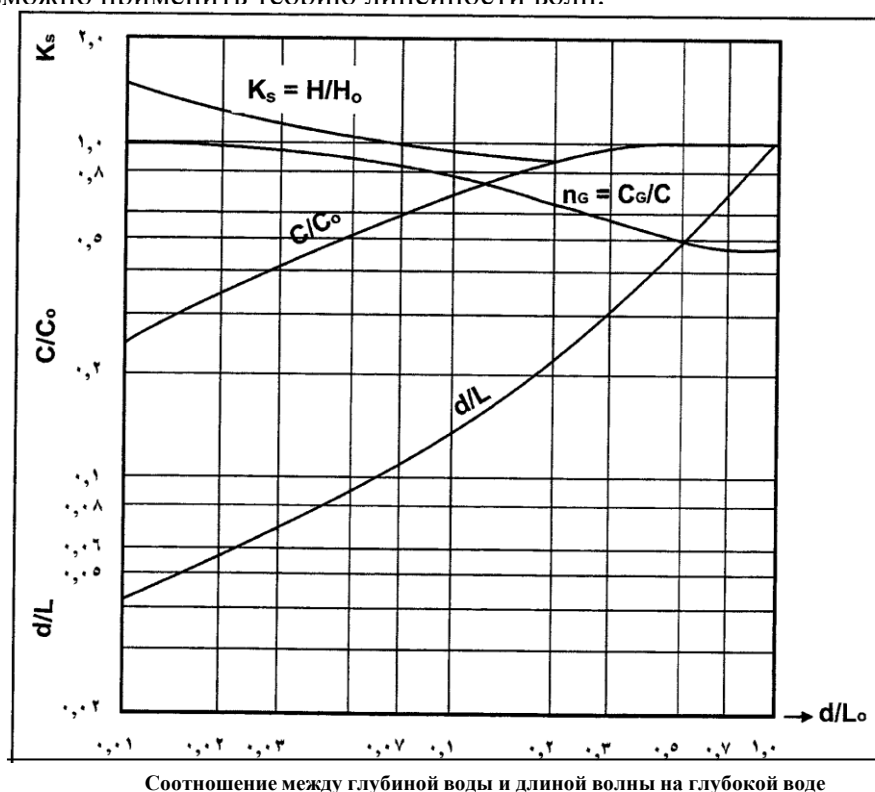
$$\bar{P} = C_g \bar{E} = Cn\bar{E} \quad (1-49)$$

$$= \frac{1}{8} \rho g H^2 Cn = \frac{1}{8} \rho g H_0^2 C_0 n_0 \quad (1-50)$$

$$\frac{H}{H_0} = \sqrt{\frac{1}{2n} \frac{C_0}{C}} = K_s \quad (1-51)$$

Где К - коэффициент мелкости. Рисунок 1-23 иллюстрирует взаимосвязь между коэффициент мелкости и соотношением между глубиной воды и длиной волны на большой глубине в пределах, которые можно рассматривать с помощью теории линейности волн, а Рисунок 1-24 иллюстрирует взаимосвязь в случае увеличения наклона волны там, где невозможно применить теорию линейности волн.

Рис. 1-23. Характеристики волн на мелкой воде
(коэффициент мелководности).
В соответствии с теорией линейности волн



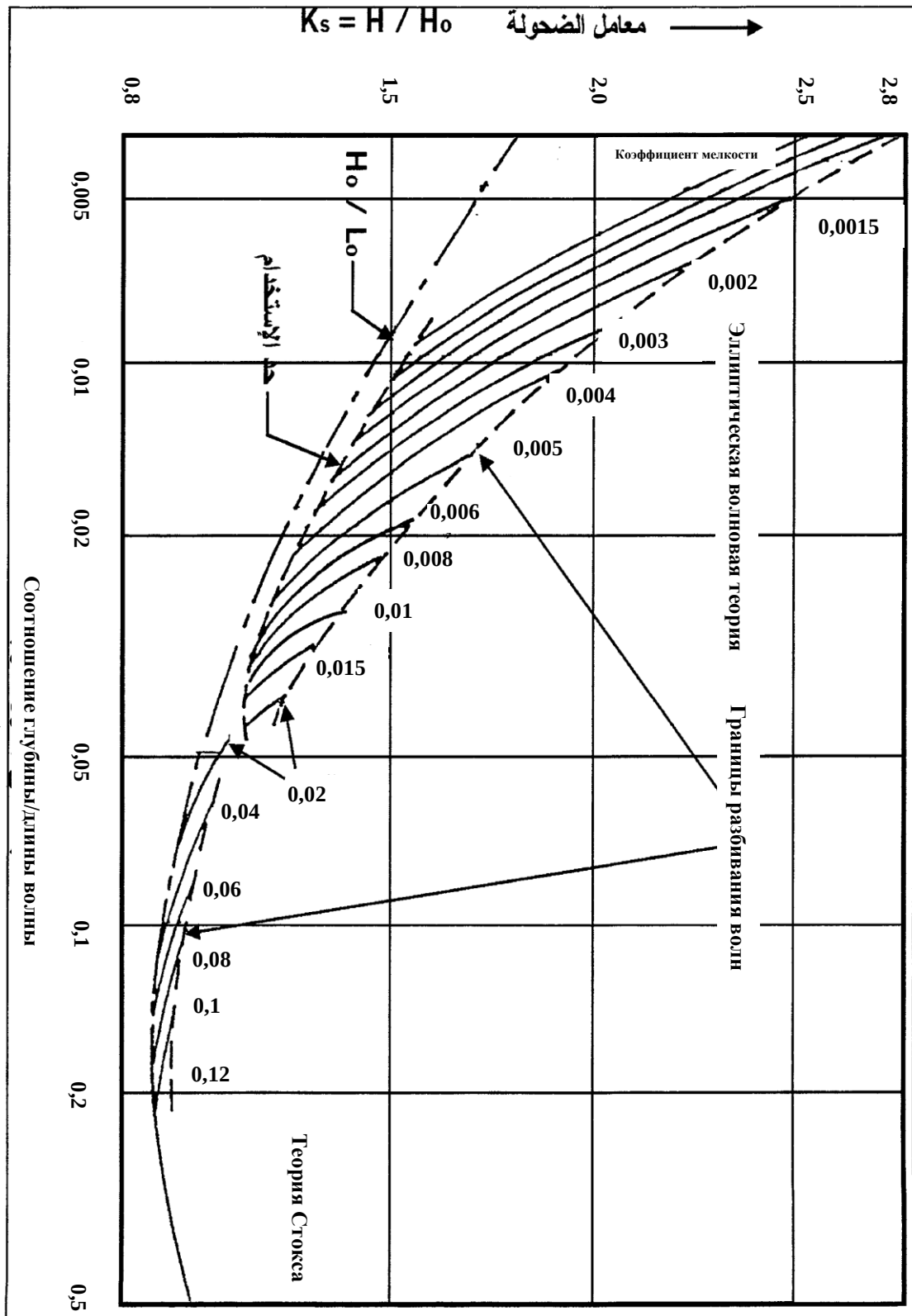


Рис. 1-24. Характеристики волн на мелкой воде в соответствии с теорией нелинейности волн

1-3-6-2 Эффект «шероховатости дна»

Когда волны продвигаются, энергия рассеивается в результате эффекта трения дна. Этим эффектом можно пренебречь в глубоких водах, но им нельзя пренебрегать на мелководье, т.к. из-за него во время распространения волн происходит затухание высоты волны.

Коэффициент затухания из-за шероховатости дна K_f можно определить из следующего уравнения:

$$K_f = \frac{H_2}{H_1} \left[1 + \frac{64 \pi^3 f H_1 \Delta x}{3 g^2 d^2} \left(\frac{d}{T^2} \right)^2 \frac{K_s^2}{\sinh^3(kd)} \right]^{-1} \quad (1-52)$$

$$D_f = \frac{4\pi^2}{3} \frac{\rho f H^3}{T^3 \sinh^3 kd} \quad (1-53)$$

Где:

K_f - коэффициент затухания из-за шероховатости дна.

Δx - горизонтальное расстояние на дне между высотой волны (H_1) и высотой волны (H_2).

f - коэффициент шероховатости дна.

D_f - коэффициент рассеяния энергии из-за шероховатости.

На Рисунке 1-25 показаны значения коэффициента шероховатости согласно уравнению 1-52.

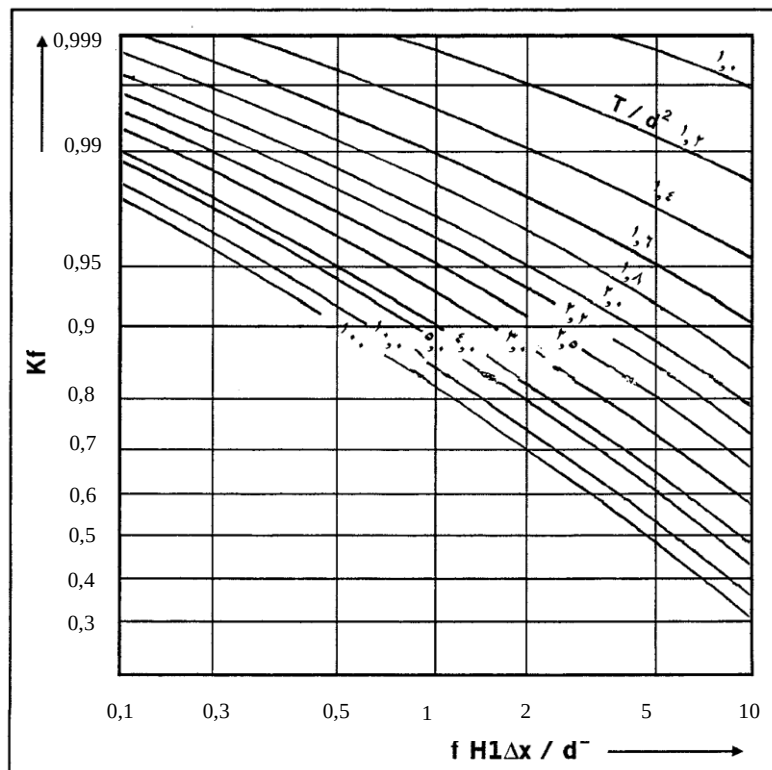


Рис. 1-25. Коэффициент затухания из-за шероховатости дна

1-3-6-3 Эффект «просачивания» в почву

Когда морское дно покрыто проницаемым слоем с толщиной более 0,3 длины волн, энергия волн рассеивается в результате утечки в проницаемом слое. Средний показатель рассеяния энергии из-за утечки в почву может быть определен из следующего уравнения:

$$D_p = \frac{\pi R \rho g H^2}{4L \cosh^2(kd)} \quad (1-54)$$

Где:

D_p – средний показатель рассеивания энергии из-за утечки/единица площади поверхности дна на единицу времени.

R - коэффициент проницаемости.

1-3-6-4 Эффект изменения глубины: преломление волны

1- Было замечено, что когда волна приближается к берегу в любом направлении, кроме перпендикулярного к берегу, направление волны на глубокой воде фиксированное, но после того, как она продвигается на более мелкую воду, ее направление нарушается в соответствии с изменением глубины воды, и это изменение продолжается до тех пор, пока волна не достигнет берега. Это явление известно как преломление волн. Причина этого в том, что волны в глубоких водах распространяются с одинаковой скоростью по всей их протяженности, но в переходных и мелких водах скорость распространения волн вдоль волновой линии изменяется в зависимости от глубины под волной, вызывая нарушение направления волны.

2- Закон Снеллиуса может использоваться для определения коэффициента преломления регулярных волн или нерегулярных волн, предполагая, что они состоят из ряда компонентов регулярных волн с различными характеристиками и направлениями. Коэффициент преломления определяется графически или численно. Однако использование этого метода может привести к серьезным ошибкам на некоторых участках, особенно внутри портов, где может прерываться ряд волновых лучей. Закон Снеллиуса основан на уравнении: $\sin \alpha_1 / \sin \alpha_2 = C_1 / C_2$ - два угла между гребнями последовательных волн и линиями впадин согласно рисунку (1-26) 0 - это две скорости, с которыми волны движутся на Глубинах (d и dz).

$$\sin \alpha_1 / \sin \alpha_2 = C_1 / C_2 \quad (1-55)$$

Где:

α_1, α_2 - два угла между гребнями последовательных волн и линией дна согласно Рисунку 1-26.

C_1, C_2 - это две скорости, с которыми волны движутся на глубинах (d_1 и d_2).

Чтобы нарисовать кривые преломления для любой области, выполните следующие действия:

- Получение контурной карты этой области с контурными линиями морского дна.
- Корректировка контурных линий.
- Указание характеристик волны, коэффициент преломления которой требуется определить (расчетная волна).
- Определение отношения между C/C_0 на любой глубине d в зависимости от времени частоты волны из таблиц характеристик волн - математические уравнения - кривые - Рисунок 1-27 иллюстрирует эту взаимосвязь в соответствии с теорией линейности волн.
- Следуйте инструкциям по построению кривых преломления методами, описанными в Руководстве по защите берега - SPM (Руководство по защите берега) или в справочниках по защите берега, особенно, если угол α больше, чем 80° или меньше 80° .

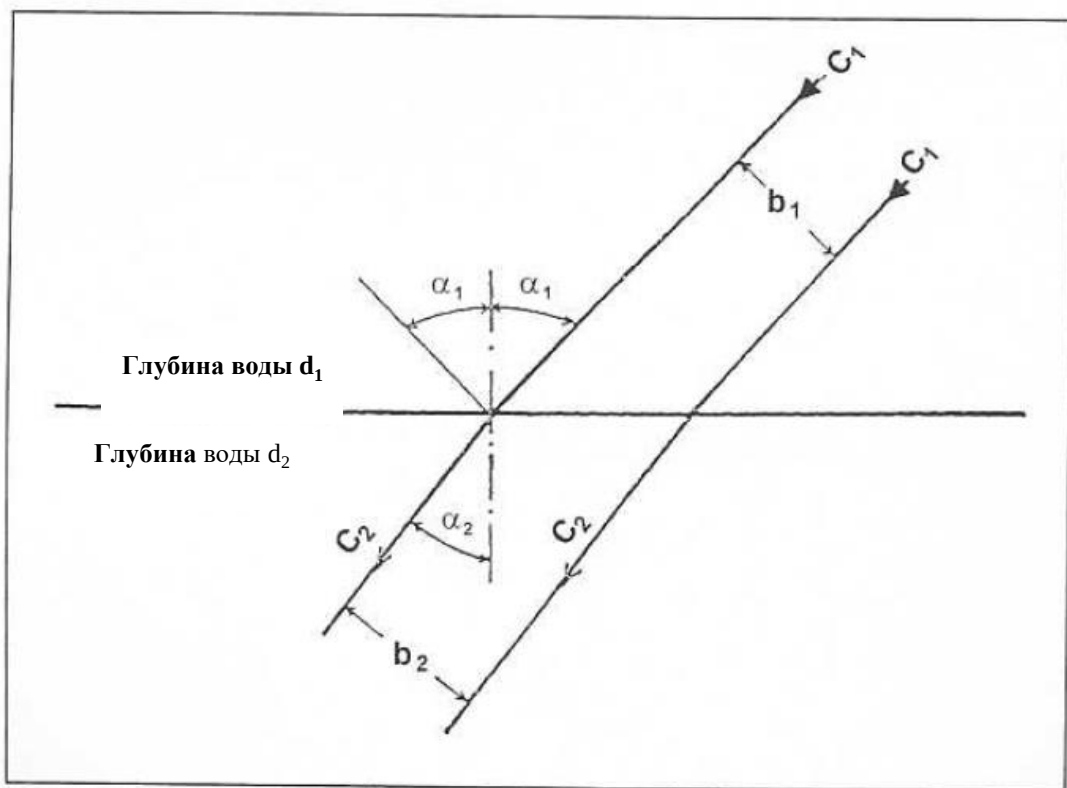


Рис. 1-26. Преломление направления волн

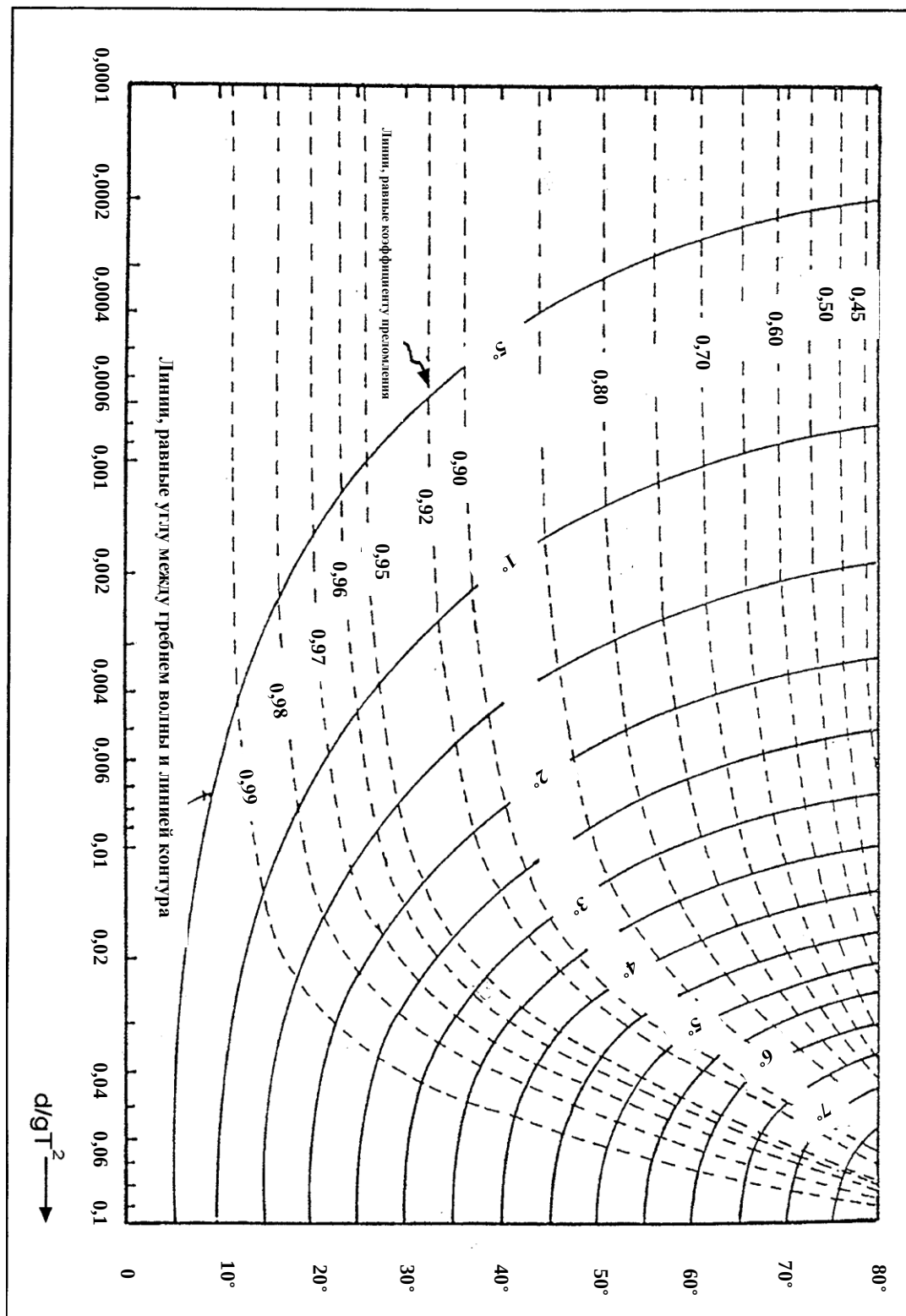


Рис. 1-27. Изменение направления подъема волны
в результате преломления прямых и параллельных линий дна

Рисунок 1-28 иллюстрирует форму преломления волны из-за различной природной формы дна. Рисунок (а) показывает разброс траектории лучей направления волны, а рисунок (б) – единую траекторию пути лучей волнового направления.

3- Показатель преломления K_r можно определить, если предположить, что средняя передаваемая энергия " $\bar{P}$ " в направлении распространения волны за единицу времени является постоянной величиной.

$$\therefore \bar{P}b = \bar{P}_0 b_0 \quad (1-56)$$

$$\frac{H}{H_0} = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \frac{C_0}{C}} \sqrt{\frac{b_0}{b}} = K_s K_r \quad (1-57)$$

$$K_r = \sqrt{\frac{b_0}{b}} \quad (1-58)$$

Где:

b - длина гребней волны, измеренную перпендикулярно направлению ее движения и зажатую между двумя соседними ортогональными линиями. Таким образом можно рассчитать показатель преломления и высоту волны на любой глубине.

В настоящее время используется много математических моделей для определения показателя преломления на разных глубинах с использованием различных методов для решения дифференциальных уравнений, равновесия волновой энергии, а также для построения кривых преломления.

4- Показатель преломления для нерегулярных волн определяется с использованием моделей для наложения ряда компонентов регулярных волн теории направленного спектра волн. На Рисунке 1-29 показаны результаты показателей преломления для нерегулярных волн прибрежной зоны с параллельными линиями дна и прямой береговой линией.

Символы на Рисунке 1- 29 означают следующее:

$(\alpha_r)_0$ - угол между линиями гребней волны на воде и линиями контура дна в отдаленной от берега зоне.

$S_{\max}$ - максимальное значение степени распространения энергия направленной волны, и ее значение обычно равно «10» в случае ветрового волнения, «25» в случае наличия мертвой зыби с большим волновым наклоном, и равно «75» в случае наличия мертвой зыби с небольшим волновым наклоном.

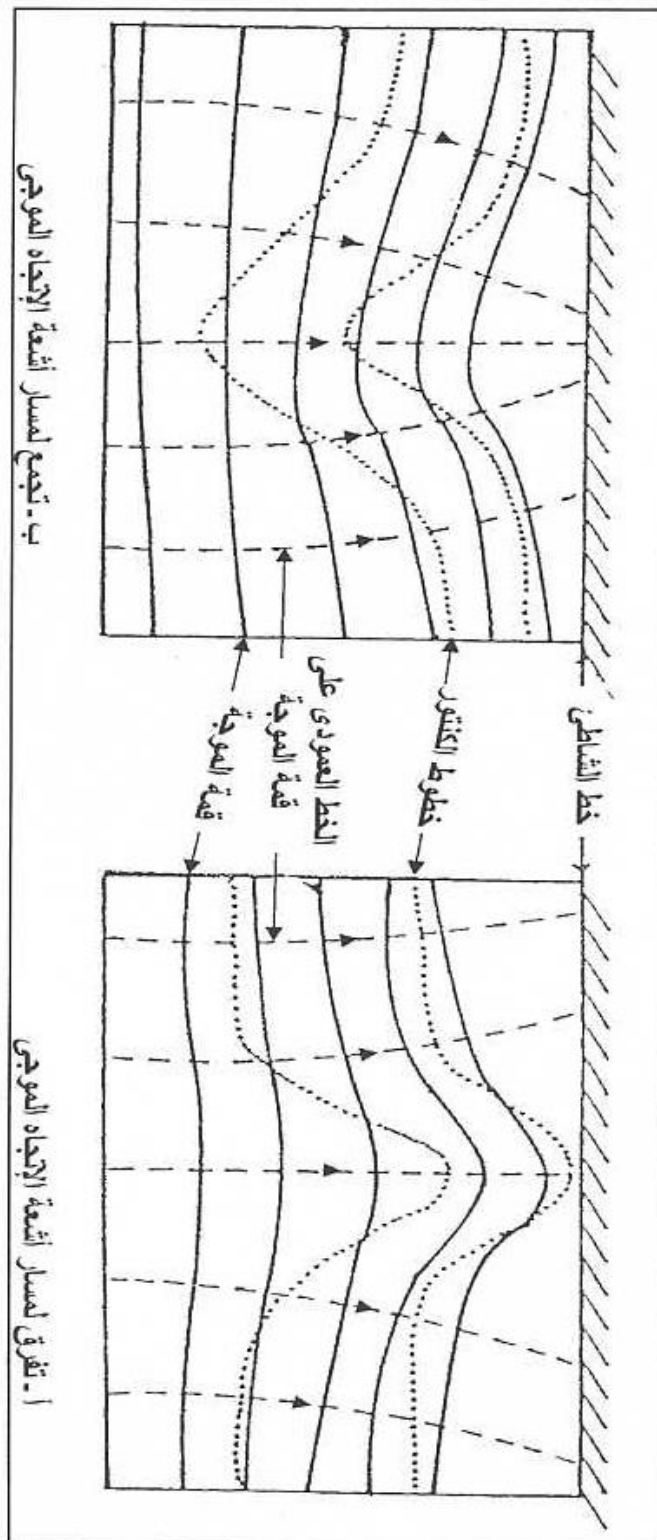
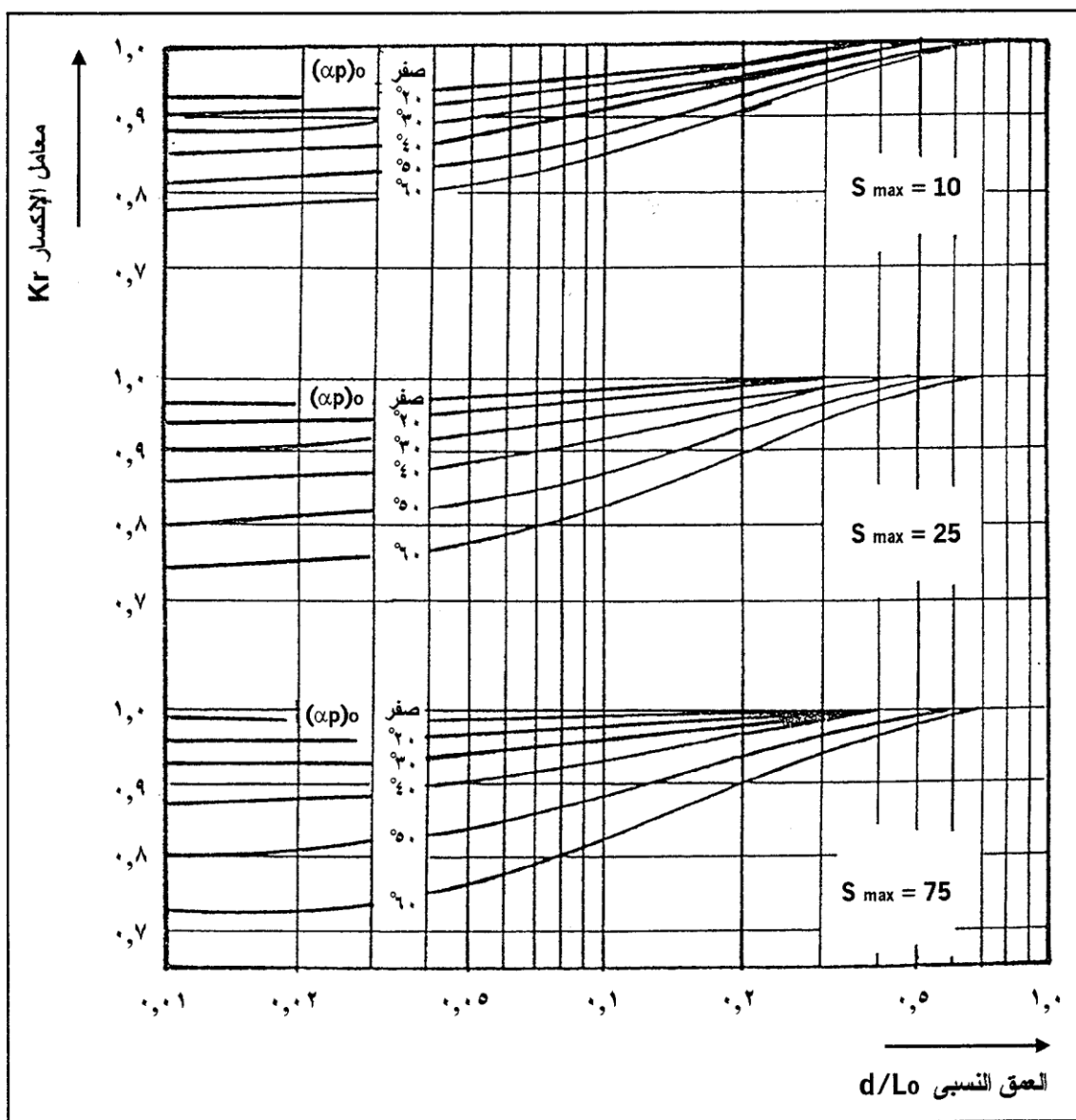


Рис. 1-27. Изменение направления подъема волны в результате преломления прямых и параллельных линий дна



شكل رقم (٢٩-١) معامل الإنكسار للأمواج الغير منتظمة على شاطئ مستقيم ذات خطوط
كنتورية منتظمة

1-3-6-5 Влияние островов и промышленных работ на направление распространения волн (дифракция волн)

1- Изменение характеристик волн происходит в результате присутствия островов или промышленных работ в поле и направлении распространения волн, которое представляет собой явление, связанное со случайным распространением волновой энергии на протяжении волновых гребней. Это явление наблюдается, когда преграда (например, остров) прерывает движение группы волн, поэтому они отклоняются от своего направления и достигают области, расположенной в геометрической тени препятствия из-за распространения, и в результате энергия распространяющихся волн уменьшается. Если высота приближающейся волны известна до того, как она достигнет препятствия, высоту волны, распространяющейся на разных глубинах в области под преградой, можно рассчитать, определив коэффициент распространения “ K_d ”:

$$\text{Коэффициент распространения } K_d = \frac{\text{высота волны, распространяющейся за препятствием}}{\text{высота волны, приближающейся к препятствию}}$$

2- Коэффициент распространения за одиночным «полубесконечным» препятствием может быть определен с использованием кривых отклонения направления регулярной волны, показанной в Руководстве по защите берегов - SPM или в справочниках по береговой защите на основании следующего:

- Предполагается, что глубина постоянна в тени препятствия
- Определение длины волны на глубине верхней части преграды (L)
- Определение угла падения волны на преграду
- Определение высоты волны на глубине верхней части преграды

На Рисунке 1-30 схематически изображена кривая распространения на радиусах окружностей в соотношении $k / \text{кратно длине волны } (R/L)$.

3- Коэффициент распространения может быть определен как результат прохождения вектора через отверстие между двумя преградами с использованием кривых отклонения направления волновых векторов, показанных в Руководстве по защите берегов - SPM или в справочниках по береговой защите, учитывая следующее и предполагая, что глубина в тени препятствия постоянна:

- Ширина отверстия между двумя преградами пропорциональна длине волны на глубине отверстия.
- Угол падения волны с преградой.
- Подъем волны перед отверстием.

На Рисунке 1-31 схематически изображена кривая распространения через отверстие между двумя преградами для волн.

4- В случае, если волны отклоняются во время своего движения из-за наличия препятствия, расчеты рефракции выполняются после регулировки высоты волн, возникающих в результате процесса отклонения.

На Рисунке 1-32 схематически изображена кривая перекоса и преломления. Кривые на рисунке 1-33 показывают коэффициент распространения нерегулярных глубоких волн возле полубесконечной преграды при максимальном значении распространения направленной волновой энергии $S_{\max}$ в случае, если волны ветровые ($S_{\max} = 10$) и в случае мертвой зыби при ($S_{\max} = 75$).

- Кривые от Рисунка 1-34 до Рисунка 1-37 показывают коэффициент распространения нерегулярных глубоких волн при наличии отверстия между двумя преградами.