

**Таблица 3.8.**  
**Статистические характеристики “окон погоды”**

Уровень 1h		Минимальные		Максимальные		Средние		Дисперсия		Квантили теоретического распределения					
		H <sub>вс</sub> , см	Θ, час	0,25		0,50		0,75							
I	27,1	0,2	85,2	131,5	57,2	16,5	28,6	20,4	28,6	36,3	1,1	56,8	4,2	80,3	16,6
II	11,5	2,2	76,9	429,0	32,5	76,7	16,9	80,0	80,0	20,3	17,5	27,9	40,5	40,4	118,1
III	20,2	0,7	87,2	99,8	60,4	9,7	21,1	18,4	40,9	1,3	62,7	2,7	80,2	7,7	
IV	15,7	0,4	85	171,8	39,2	44,1	20,1	49,5	25,8	7,2	34,5	2,0	43,2	61,9	
V	11,7	3,0	77,9	431,7	36,7	139,5	17,8	129,4	22,4	36,7	35,4	110,2	46,2	214,0	
<b>Все типы</b>	11,5	0,2	87,2	431,7	43,4	54,1	22,3	78,3	26,6	4,5	36,3	19,1	60,8	81,8	

Уровень 2h		Минимальные		Максимальные		Средние		Дисперсия		Квантили теоретического распределения					
		H <sub>вс</sub> , см	Θ, час	0,25		0,50		0,75							
I	71,4	0,5	163,1	280	121,4	3,1	29,0	6,3	89,0	0,9	130,1	1,2	150,4	1,4	
II	31,5	2,5	101,6	331,4	64,0	90,0	18,1	102,1	52,2	23,1	65,4	55,0	77,4	141,2	
III	54,4	0,4	168,1	74,2	112,0	8,3	38,1	18,7	78,4	1,0	109,9	2,0	151,6	4,1	
IV	31,1	0,5	162,2	370,2	95,3	55,3	38,1	98,2	74,1	1,8	95,8	10,7	129,9	52,7	
V	19,5	3,1	142,9	977,2	39,5	376,7	23,0	253,6	26,6	173,8	32,5	308,1	53,7	530,8	
<b>Все типы</b>	19,5	0,4	168,1	977,2	80,9	143,3	44,3	221,7	39,1	1,2	75,4	25,7	118,8	230,8	

Уровень 3h		Минимальные		Максимальные		Средние		Дисперсия		Квантили теоретического распределения					
		H <sub>вс</sub> , см	Θ, час	0,25		0,50		0,75							
I	55,9	0,6	242,7	76	128,6	20,9	57,6	25,3	97,4	0,9	117,1	9,3	162,6	30,1	
II	20,2	4,9	156,7	4077,0	56,6	813,4	38,1	965,0	32,7	356,2	46,1	622,2	57,6	789,3	
V	32,4	89,4	61,6	930,3	51,5	542,9	11,8	371,3	50,8	264,8	61,1	887,0	61,6	990,3	
<b>Все типы</b>	20,2	0,6	242,7	4077,0	90,0	408,6	59,3	735,0	46,1	6,1	74,6	76,0	118,9	622,2	

**Таблица 3.9.**  
**Распределение параметров штормов при разных пороговых уровнях на сетке распределения Вейбулла**  
 (по оси абсцисс – экспериментальная функция распределения, ординат – теоретическая;  
 сверху графика – параметр формы к распределению Вейбулла)

Уровень	Высота волн ( $H_{шторм}$ )	Длительность шторма ( $\tau$ )	Коэффициент асимметрии шторма ( $p$ )
1h	1.7	0.8	2.4
2h	2.8	1.0	2.4
3h	3.4	0.9	2.8

**Таблица 3.10.**  
**Распределение параметров “окон погоды” при разных пороговых уровнях на сетке**  
**распределения Вейбулла**

(по оси абсцисс – экспериментальная функция распределения, ординат – теоретическая; сверху графика – параметр формы к распределению Вейбулла).

Уровень	Средняя высота волны в “окне погоды” ( $H_w$ )	Продолжительность “окна погоды” ( $\theta$ )
1h	2.3	0.7
	2.1	0.6
3h	1.6	0.6

**Таблица 3.11.**  
Корреляционные матрицы между тройками параметров ( $H_{smax}$ ,  $t$ ,  $Q$ )

зима				Пороговый уровень $1h_p$ лето				переходный			
	$H_{smax}$	$t$	$Q$		$H_{smax}$	$t$	$Q$		$H_{smax}$	$t$	$Q$
$H_{smax}$	1	0,81	-0,02	$H_{smax}$	1	0,75	0,10	$H_{smax}$	1	0,72	0,38
$t$		1	0,03	$t$		1	-0,01	$t$		1	0,03
$Q$			1	$Q$			1	$Q$			1

зима				Пороговый уровень $2h_p$ лето				переходный			
	$H_{smax}$	$t$	$Q$		$H_{smax}$	$t$	$Q$		$H_{smax}$	$t$	$Q$
$H_{smax}$	1	0,74	0,04	$H_{smax}$	1	0,80	-0,26	$H_{smax}$	1	0,70	0,49
$t$		1	0,21	$t$		1	-0,13	$t$		1	0,08
$Q$			1	$Q$			1	$Q$			1

зима				Пороговый уровень $3h_p$ лето				переходный			
	$H_{smax}$	$t$	$Q$		$H_{smax}$	$t$	$Q$		$H_{smax}$	$t$	$Q$
$H_{smax}$	1	0,08	0,19	$H_{smax}$	1	0,55	0,08	$H_{smax}$	1	0,64	0,55
$t$		1	-0,11	$t$		1	0,55	$t$		1	0,50
$Q$			1	$Q$			1	$Q$			1

пороговый уровень $1h_p$				За все время наблюдений пороговый уровень $2h_p$				пороговый уровень $3h_p$			
	$H_{smax}$	$t$	$Q$		$H_{smax}$	$t$	$Q$		$H_{smax}$	$t$	$Q$
$H_{smax}$	1	0,60	0,23	$H_{smax}$	1	0,45	-0,01	$H_{smax}$	1	0,24	0,28
$t$		1	-0,09	$t$		1	0,07	$t$		1	0,32
$Q$			1	$Q$			1	$Q$			1

**Таблица 3.12.**  
Матрицы переходных вероятностей между штормами при разных пороговых уровнях

Уровень $1h$								
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
I	0.132	0.132	0.211	0.184	0.026	0.105	0.132	0.079
II	0.125	0.250	0.175	0.325	0.050	0.000	0.050	0.025
III	0.212	0.182	0.212	0.121	0.061	0.061	0.152	0.000
IV	0.216	0.270	0.135	0.135	0.108	0.000	0.135	0.000
V	0.417	0.083	0.000	0.250	0.167	0.000	0.083	0.000
VI	0.375	0.375	0.125	0.000	0.000	0.000	0.125	0.000
VII	0.263	0.211	0.211	0.263	0.000	0.053	0.000	0.000
VIII	0.250	0.250	0.000	0.000	0.250	0.250	0.000	0.000

Уровень $2h$					Уровень $3h$				
	I	II	III	IV		I	II	III	IV
I	0.300	0.400	0.100	0.200	I	0.357	0.143	0.143	0.357
II	0.154	0.487	0.179	0.179	II	0.000	0.200	0.400	0.400
III	0.250	0.438	0.188	0.125	III	0.500	0.000	0.333	0.167
IV	0.333	0.333	0.267	0.067	IV	0.667	0.111	0.111	0.111

Таблица 3.13.

**Матрицы переходных вероятностей между “окнами погоды” при разных пороговых уровнях**

Уровень $1h$						Уровень $2h$					
	I	II	III	IV	V		I	II	III	IV	V
I	0.161	0.419	0.194	0.194	0.032	I	0.136	0.182	0.091	0.227	0.364
II	0.197	0.273	0.197	0.227	0.106	II	0.312	0.062	0.250	0.125	0.250
III	0.103	0.385	0.231	0.154	0.128	III	0.143	0.429	0.071	0.000	0.357
IV	0.102	0.286	0.143	0.327	0.143	IV	0.125	0.250	0.312	0.250	0.062
V	0.190	0.333	0.190	0.286	0.000	V	0.333	0.067	0.067	0.167	0.367

Уровень $3h$			
	I	II	V
I	0.467	0.400	0.133
II	0.429	0.429	0.143
V	0.750	0.250	0.000

Из таблицы 3.12, например, следует, что если в данный момент времени зафиксирован шторм V-го типа, то вероятность того, что предшествующий ему шторм был I-го типа, равна 42%, с нулевой вероятностью ему предшествовали III, VI и VII типы.

Таким образом, по результатам исследований ветрового волнения на промежутке квазистационарности можно сделать некоторые выводы.

1. Маргинальные распределения высот волн на этапе квазиоднородности подчинены закону Вейбулла с параметром формы для высот близким к 2. Распределение периодов волн также достаточно хорошо аппроксимируется законом Вейбулла с параметром формы  $k=3,5$

2. Условные распределения высот волн при фиксированном периоде и периодов при неизменной высоте принадлежат к классу распределений Вейбулла с полученными параметрами формы для  $h|t$  – от 1,80 до 3,74, для  $t|h$  – от 3,24 до 5,79. Параметры формы практически не зависят от степени развития волнения и типа волновых систем.

3. Исследования функции регрессии и скедастической функции для вычисленных условных распределений  $f(t|h)$  и  $f(h|t)$  подтвердили, что условные средние значения периодов волн при фиксированной высоте  $m_{t/h}$  и высот волн фиксированного периода  $m_{h/t}$  являются зависимыми от  $h$  или  $t$  только для значений, меньше средних, а зависимость условных дисперсий  $D_{t/h}$  и  $D_{h/t}$  от высоты и периода прослеживается на всем диапазоне изменчивости.

4. Поведение двумерной функции распределения оказывается под сильным влиянием количества и различия средних значений высот волн и периодов волновых систем, составляющих поле волнения. Применение установленных закономерностей двумерного распределения параметров волн ветрового волнения и зыби для описания смешанного волнения могут использоваться лишь в первом приближении.

Исследование ветрового волнения на синоптическом интервале изменчивости дало возможность:

- по продолжительным записям волнения выявить и описать в статистическом смысле шторма и “окна погоды” как превышение или, соответственно, не превышение заданного порогового уровня;
- используя методы многомерной статистики провести типизацию штормов и “окон погоды” по их форме;

- установить зависимости между тройками параметров ( $h$ ,  $t$ ,  $Q$ ) для различных сезонов и уровней;
- построить матрицы вероятностей перехода для штормов и “окон погоды”.

### **3.2. Основные механизмы генерации и типы инфрагравитационных волн в береговой зоне моря**

Инфрагравитационными волнами (ИГВ) принято называть длинные волны, образовавшиеся в результате нелинейного взаимодействия коротких гравитационных волн. Их частотный диапазон зависит от частоты максимума спектра ветровых волн и, ориентировочно, для условий сильных штормов составляет 0,005 – 0,05 Гц. Наиболее ярко ИГВ и их воздействие на другие динамические процессы проявляется в береговой зоне морей. Более низкочастотные волны в береговой зоне моря называются “далекими ИГВ” и вызываются сдвиговой неустойчивостью вдольбереговых течений, низшими модами краевых волн и флуктуациями атмосферного давления (Holman et al., 1990; Рабинович, 1993).

Для практических приложений ИГВ важны из-за их воздействия на процессы транспорта и взвешивания осадков (например, Beach, Sternberg, 1988; Wright et al., 1991; Hanes, 1991; Osborne, Greenwood, 1992) и из-за того, что они являются основной причиной образования тягунов в портах и гаванях. Вблизи берега энергия ИГВ превосходит энергию ветровых волн. Например, во время экспериментов Торнтона и Гузы (Thornton, Guza, 1982) большая часть энергии волн заплеска на пляж определялась ИГВ. Ховд с соавторами (Howd et al., 1991) описывают случаи, когда высота ИГВ превышала 1 метр во внутренней части прибойной зоны на пологих берегах. Взаимодействуя с групповой структурой ветровых волн ИГВ определяют положение подводных валов на песчаном дне (O’Hara, Huntley, 1994). Возможность резонансного усиления ИГВ в гаванях теоретически показана Майлсом и Манком (Miles, Munk, 1961) и с тех пор многократно проверена экспериментально (Goda, 1998).

Однако, несмотря на интенсивное изучение проявлений ИГВ в различных динамических процессах береговой зоны, полной картины их возникновения и распространения до сих пор нет.

Наблюдаемые в прибрежной зоне ИГВ могут быть разной природы. Лонге-Хиггинс и Стюарт (Longuet-Higgins, Stewart, 1962, 1964) теоретически показали, что обусловленные групповой структурой ветровых волн изменения радиационного напряжения вызывают вынужденные инфрагравитационные волны. С группой больших волн связано понижение уровня свободной поверхности воды, группы маленьких волн – поднятие уровня.

Позднее были предложены по крайней мере две дополнительные модели образования ИГВ в прибойной зоне. Это модель Саймондса с соавторами (Symonds et al., 1982), основанная на пространственных перемещениях точки обрушения волн с групповой структурой, и модель Мадсена с соавторами (Madsen et al., 1997), основанная на численных решениях уравнения Буссинеска с улучшенными дисперсионными характеристиками. Впоследствии модель Саймондса была улучшена, расширена для случаев реальной топографии дна и протестирована на основе натуральных и лабораторных экспериментов (например, Van Leeuwen, Battjes, 1990; Schaffer, 1993; Baldock et al., 2000). Модель Мадсена с соавторами так же хорошо подтверждается лабораторными экспериментами (Baldock et al., 2000).

По мере распространения ИГВ к берегу, на мелкой воде, в прибойной зоне, вынужденные волны начинают отставать от групп волн и реализуются как свободные волны, которые затем частично отражаются от берега и распространяются в сторону моря. Отражение ИГВ в природных условиях происходит зеркально в соответствии с классическими результатами лабораторных исследований Миша (Elgar et al., 1994). Точно определить точку отражения и параметризовать коэффициент поглощения при отражении пока не удается (Masselink, 1995), хотя весьма вероятно, что отражение носит распределенный характер. Отраженные ИГВ, интерферируя со свободными и вынужденными ИГВ, распространяющимися в сторону берега образуют стоячие волны. Образующиеся в результате интерференции волны могут быть так же частично бегущими из-за неравенства параметров падающих и отраженных волн вследствие неполного отражения ИГВ от берега и весьма нестационарными благодаря временной изменчивости групповой структуры.

Из опубликованной литературы известно много попыток получить универсальные зависимости энергии ИГВ от особенностей рельефа дна береговой зоны и параметров волн на глубокой воде. Так, Ховд с соавторами (Howd et al., 1991) на основе данных четырех природных экспериментов получил оценку, что высота ИГВ в прибойной зоне составляет от 0,2 до 0,6 высот ветровых волн на глубокой воде и вывел универсальную зависимость высоты ИГВ от безразмерной крутизны подводного склона  $\beta/\sqrt{H_0/\lambda_0}$  (число Ирребарена), где  $\beta$  – уклон дна,  $H_0$  и  $\lambda_0$  – высота и длина ветровых волн на глубокой воде. Позднее было показано, что, по-видимому, универсальной зависимости существовать не может ввиду изобилия факторов воздействующих на генерацию, диссипацию и отражение ИГВ (Herbers et al., 1994, 1995), а так же из-за трехмерных эффектов (Van Dongeren, Svendsen, 2000), рефрактивного захватывания свободных ИГВ особенностями рельефа подводного склона (Herbers et al., 1994а,в, 1995) и образования краевых волн (Chen, Guza, 1998).

### 3.3. Трансформация групповой структуры волн в прибрежной зоне

Групповая структура волн, проявляющаяся в чередовании цугов высоких и низких волн, является неотъемлемой чертой как штормовых волн, так и волн зыби, а ее изменчивость во времени и пространстве вызывает колебания высших моментов волнового движения (асимметрия, эксцесс и др.), чрезвычайно важных для описания многих динамических процессов в береговой зоне моря (Stive, Wind, 1982; Guza, Thornton, 1985; Russel et al., 1996). Производимые группами волн инфрагравитационные колебания вместе с самой групповой структурой волн приводят к перемежаемости процессов взвешивания и транспорта осадков, образованию тягунов в портах и гаванях, а также экстремальным нагрузкам на береговые сооружения.

Несмотря на явные успехи современного численного и аналитического моделирования процесса распространения и трансформации волн (Zaharov, 1998; Becq-Girard et al., 1999), стройная качественная картина нелинейной деформации нерегулярных волн над наклонным дном отсутствует. Это часто приводит к неправильной интерпретации экспериментальных данных и использованию ошибочных предпосылок при построении упрощенных аналитических моделей. До сих пор не ясно, является ли групповая структура волн на входе в береговую зону следствием нелинейных процессов (Mase, Iwagaki, 1986; Tulin, Waseda, 1999) или определяется свойствами поля волн со случайной фазой (Elgar et al., 1984), отличается ли спектральный состав больших и малых волн и насколько различен спектральный состав последовательных групп волн.

Изменения групповой структуры волн при их выходе на мелкую воду могут быть вызваны как нелинейными процессами трансформации волн над наклонным дном, так и их обрушением. Наиболее популярна идея о выравнивании высот волн в процессе обрушения: приближаясь к берегу, самые высокие волны обрушаются первыми, и их высота уменьшается, а высота маленьких необрушающихся волн продолжает расти за счет уменьшения глубины (Madsen et al., 1997). Действительно, уменьшение фактора групповитости по мере приближения волн к берегу зарегистрировано во многих натуральных и лабораторных экспериментах. Однако групповая структура волн не исчезает полностью даже во внутренней части прибойной зоны (List, 1991) и становится вновь более выраженной после прохождения волнами точки подводного склона, где глубина равна высоте волн на глубокой воде (Mase, 1989).

Другая гипотеза, основанная на данных лабораторных экспериментов, используется в работах (Battjes, Janssen, 1978; Eldeberky, Battjes, 1996). Предполагается, что обрушение волн не изменяет формы спектра, а лишь уменьшает спектральную плотность волнения в число раз одинаковое для всех частот. В работах (Mase, Kirby, 1992; Kirby, Kaihatu, 1996) уменьшение спектральной плотности дополнительно зависит от квадрата частоты. Лабораторные эксперименты, описанные в (Meza, Lang, 2000), демонстрируют максимальную величину диссипации энергии волн при обрушении в области частот вторых и третьих гармоник.

В нашем исследовании проведен анализ характерных черт и причин трансформации групповой структуры нерегулярных волн над наклонным дном за счет нелинейных процессов и обрушения индивидуальных волн на основе данных натурального эксперимента и численного моделирования.

**Эксперимент.** Для выяснения физической природы изменений параметров индивидуальных волн и их групповой структуры использовались данные эксперимента “Шкорпиловцы-88”, проведенного с экспериментальной эстакады Института морских исследований и океанологии Болгарской академии наук осенью 1988 г. Эстакада, специально сконструирована для проведения исследований динамики береговой зоны моря, имеет длину 250 м и опирается на линию редких опор, что позволяет минимизировать ее влияние на поле волн. Она расположена в середине практически прямолинейного 12-километрового участка берега с параллельными ему изобатами дна. Глубина в конце эстакады достигает 5,0 м. Дно состоит из среднезернистого песка и имеет один подводный вал в середине эстакады. В ходе эксперимента были установлены 18 струнных волнографов с эстакады и два – с неподвижных опор на глубинах 10,0 м и 18,2 м. Все волнографы опрашивались синхронно с частотой 3,33 Гц, длина серий измерений составляла около 15 мин.

**Методы обработки результатов и параметры групповой структуры волн** Для выделения групповой структуры волн различных частотных диапазонов использовались

огигающие волны, вычисляющиеся как  $H_e(t) = \sqrt{\{L[H(t)]\}^2 + [X\{L[H(t)]\}]^2}$ , где  $\times$  – преобразование Гильберта,  $L$  – оператор линейной фильтрации, оставляющий лишь частоты требуемого диапазона, а  $H(t)$  – возвышения свободной поверхности. При использовании частотного диапазона с шириной, большей минимальной частоты  $f_m$  этого диапазона, проводилась дополнительная фильтрация огибающей, удалявшая частоты большие  $f_m$ . Высота и период групп волн оценивались по флуктуациям огибающей.

Функции спектральной плотности огибающих нерегулярного волнения достаточно широки и имеют множество трудно интерпретируемых особенностей. Поэтому использо-

вались два интегральных параметра, характеризующих относительные высоту и период групп волн: фактор групповитости GF (List, 1991) и среднее число волн в группе NW (Соловьев, 1989).  $GF=1,41S_{He}/H_m$ , где  $H_m$  – средняя по времени величина огибающей, равная половине средней высоты волн, а  $S_{He}$  – стандартное отклонение огибающей от ее среднего значения. Большие значения GF соответствуют более выраженной групповой структуре, нулевое значение GF свидетельствуют об ее отсутствии. NW равнялось отношению средней частоты огибающей к средней частоте волн. Средняя частота спектра волн ( $\bar{f}$ ) и средняя частота спектра огибающей волн ( $\bar{f}_e$ ) рассчитывались как отношение пер-

вого спектрального момента к нулевому (моменты частотного спектра  $m_i = \int_0^{\infty} f^i S(f) df$ ,

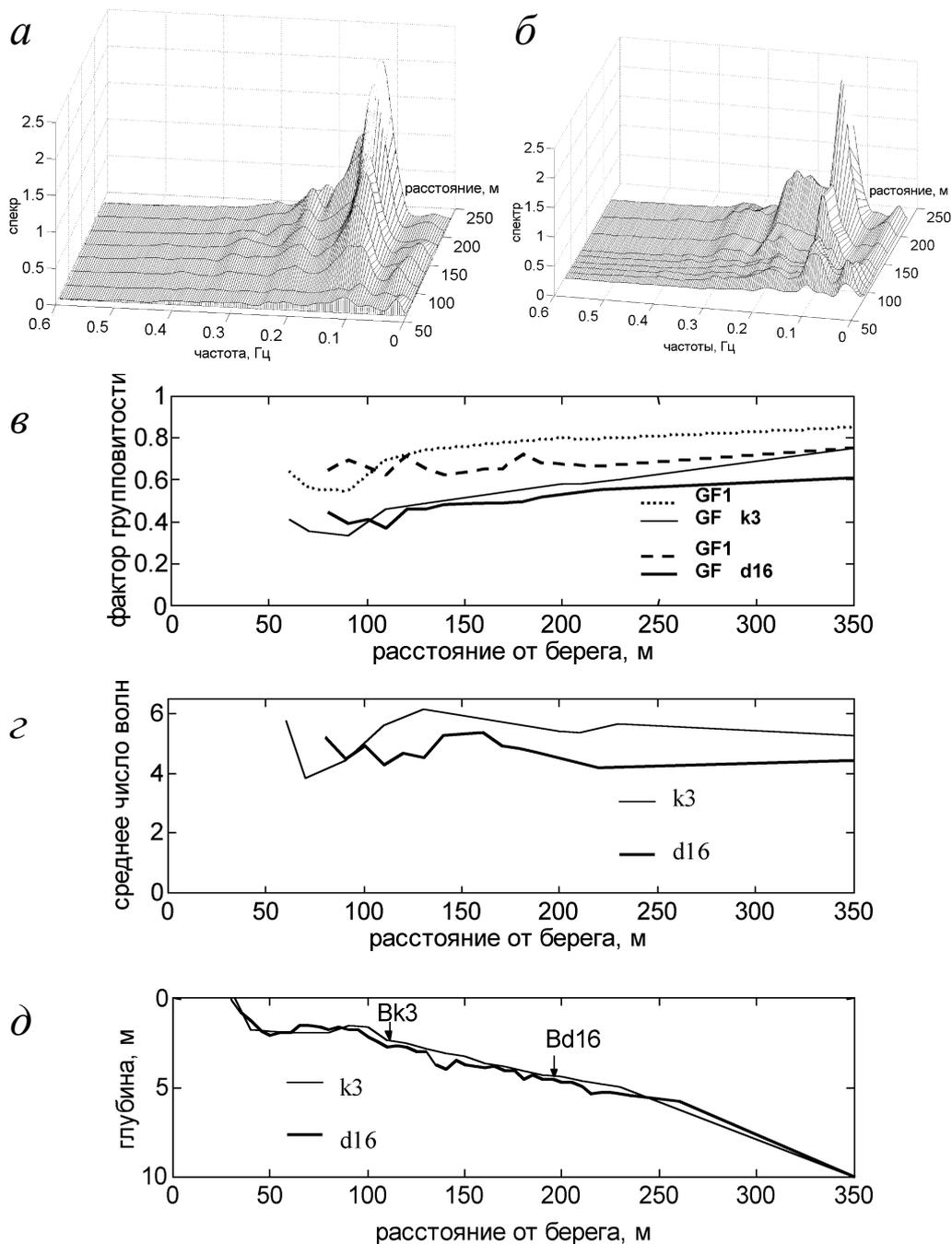
где  $S$  – спектральная плотность). GF и NW были рассчитаны для всего частотного диапазона гравитационных волн и отдельно для частотных диапазонов первых и высших гармоник волнового движения (предполагается, что спектр волн на глубокой воде достаточно узкополосный и состоит только из частотного диапазона первых гармоник; по мере распространения на мелкую воду в нем появляются дополнительные пики на частотах, кратных частотам из диапазона первых гармоник). Граничные значения частотных диапазонов будут приведены при обсуждении результатов.

Спектры волн и их огибающих рассчитывались по методу Уэлча (Marpl, 1987) с шириной спектрального окна 0,01 Гц. Для исследования спектрального состава индивидуальных волн и взаимного расположения групп волн разных частотных диапазонов применялся вейвлет-анализ с вейвлет-функцией Морле, обеспечивающей относительно высокое разрешение по частотным масштабам (Togtense, Compro, 1998), а также корреляционный анализ.

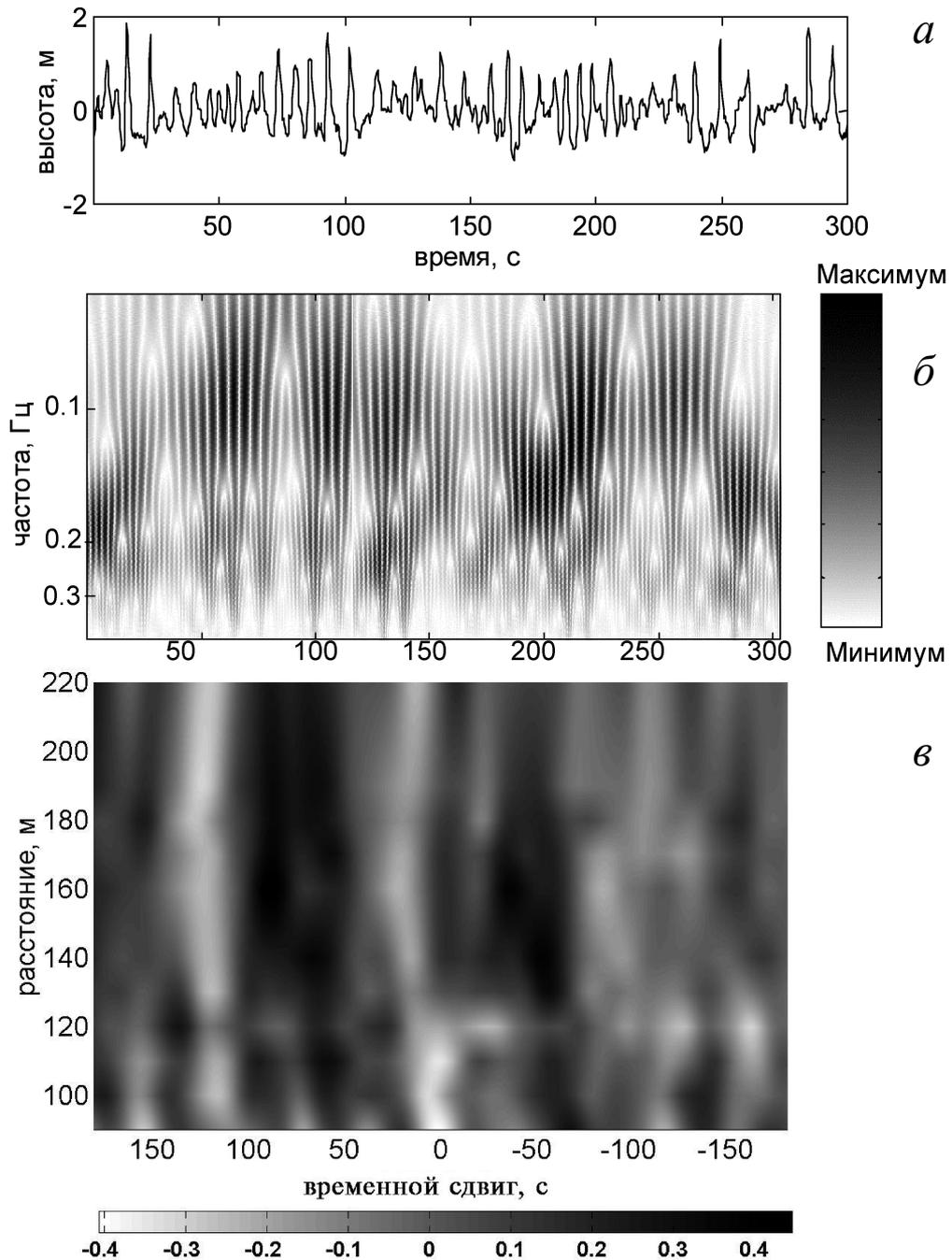
**Трансформация нерегулярных волн** Для демонстрации особенностей трансформации групповой структуры нерегулярных волн в природе мы выбрали два режима волнения – серии d16 и k3, где волны распространялись по нормали к берегу. Серия d16 измерена в конце сильного шторма, в момент перехода от ветрового волнения к зыби с частотой максимума спектра  $f_m = 0,11$  Гц и высотой значительных волн на глубине 10 м  $H_s = 1,8$  м; серия k3 – при зыби с  $f_m = 0,12$  Гц и  $H_s = 1,3$  м. Серии различаются положением точки обрушения волн: в серии k3 обрушение происходило в середине эстакады и большая часть волнографов находилась мористее зоны обрушения, а в серии d16 обрушение начиналось мористее конца эстакады и все волнографы, кроме двух дальних, находились в зоне обрушения волн. Профили дна для этих двух серий, положения зоны обрушения волн, спектры волн, среднее число волн в группе и рассчитанные факторы групповитости (GF и GF1) приведены на рис. 3.10. На спектрах заметны частотные диапазоны первых (0,08-0,13 Гц) и вторых (0,13-0,26 Гц) гармоник, появившихся в ходе процесса нелинейной деформации волн (см. рис. 3.10 а, б).

Среднее число волн в группах (NW) в обеих сериях по мере их приближения к берегу флуктуирует и примерно одинаково изменяется в диапазоне от 4 до 6 (см. рис. 3.10 г). Увеличение средней частоты спектра волн, вызванное ростом высших гармоник вблизи берега, не ведет к резкому увеличению числа волн в группе, так как при этом увеличивается и средняя частота огибающей.

В обеих сериях GF примерно одинаково уменьшается по мере приближения волн к берегу (см. рис. 3.10 в). В серии k3 это уменьшение начинается задолго до начала обру-



**Рис. 3.10.** Изменения спектров волн и параметров их групповой структуры по мере приближения волн к берегу  
 а) серия k3; б) серия d16; в) фактор групповитости; г) среднее число волн в группах;  
 д) профили дна. Bk3 и Bd16 – точки обрушения волн



**Рис. 3.11.** Переменяемость групп первых и высших гармоник:  
 а) хронограмма записи волнения; б) ее вейвлет-разложение; в) зависимость коэффициентов корреляции огибающих первых и высших гармоник волн от величины временного сдвига и расстояния от берега для глубины 4,1 м в серии d16

шения. Из сравнения серий k3 и d16 можно сделать вывод, что обрушение не оказывает заметного непосредственного влияния на уменьшение GF и изменение NW.

Заметим, что GF1, рассчитанный по частотному диапазону первых гармоник, изменяется подобно GF, рассчитанному по всем частотам волн, но превышает его. По-видимому, уменьшение фактора групповитости по мере приближения волн к берегу вызывается перестройкой спектра в области частот первых гармоник за счет нелинейных процессов, а превышение GF1 над GF происходит из-за эффекта заполнения промежутков между группами больших волн частотного диапазона первой гармоники группами высокочастотных волн. Эффект “заполнения” хорошо виден на рис. 3.11 а, где приведен фрагмент хронограммы возвышений свободной поверхности для серии d16 на глубине 4,6 м (190 м от берега), содержащий два периода групп волн и их вейвлет-преобразование. Интенсивностью цвета показана относительная величина модуля вейвлет-коэффициентов. Видно как волны с большими по амплитуде первыми гармониками и маленькими высшими (времена 50 – 130 с и 220 – 270 с) чередуются с волнами с маленькими первыми гармониками и большими высшими (времена 0 – 50 с и 270 – 300 с). Статистическая достоверность эффекта “заполнения” подтверждается коэффициентами корреляции огибающих первых и высших гармоник, достигающими значений 0,45 для обеих рассматриваемых серий измерений. На рис. 3.11 б приведена зависимость коэффициентов корреляции, показанных интенсивностью цвета, от величины временного сдвига и расстояния от берега для серии d16. Белые ложбины (огибающие в противофазе) и черные хребты (огибающие в фазе) демонстрируют изменение временного сдвига между максимумами огибающих по мере приближения волн к берегу от 80 до 50 с при периоде групп волн 110 с, определенном как расстояние между соседними черными хребтами.

Рис. 3.11 б свидетельствует о временной изменчивости отношения амплитуд первых и высших гармоник и противоречит классическим представлениям, основанным, например, на теории волн Стокса, где амплитуды высших гармоник пропорциональны амплитуде первой гармоники.

Для более подробного исследования причин уменьшения GF, появления эффекта “заполнения” и флуктуаций NW было проведено численное моделирование простейшего примера волн с групповой структурой – изначально бихроматических волн, распространяющихся над горизонтальным и наклонным прямолинейным дном.

**Модель** Для моделирования распространения волн над наклонным дном применялись уравнения типа Буссинеска с улучшенными дисперсионными характеристиками (Madsen, Sorensen, 1992), которые успешно используются для моделирования трансформации волн в прибрежной зоне, с учетом их обрушения, начиная с глубин  $H/L_0 < 0,5$ , где  $L_0$  – длина волн на глубокой воде (Eldeberky, Madsen, 1999).

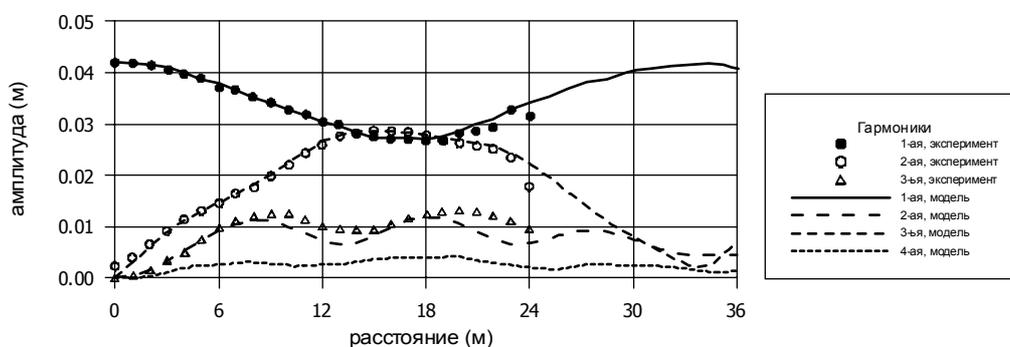
В спектральном виде они представляют собой систему эволюционных уравнений для комплексных Фурье-амплитуд ( $A_p$ ) возвышений свободной поверхности воды,

$$\frac{dA_p}{dx} = -\beta_2 \frac{h_x}{h} A_p - i2g(F_p^+ + F_p^-) - \alpha_n A_p. \quad (3.15)$$

Первый член в правой части уравнения описывает возрастание амплитуды при выходе волны на мелкую воду, с коэффициентом  $\beta_2$ , зависящем от локальной глубины ( $h$ ), уклона дна ( $h_x$ ) и пространственного изменения волнового числа. Второй представляет собой суммарное и разностное триадные нелинейные взаимодействия гармоник ( $i$  – мнимая единица;  $g$  – гравитационное ускорение;  $F_p^+ F_p^-$  – функции, описывающие суммар-

ные и разностные взаимодействия, соответственно). Третий описывает диссипацию энергии волн при обрушении с коэффициентом диссипации  $\alpha_n$ , одинаковым для всех частот (Eldeberky, Battjes, 1996):  $\alpha_n = 0,5D_{tot}/F_{tot} F_{tot}$  – полный поток энергии волн,  $D_{tot}$  – поток энергии, отбираемый от волн при обрушении, определялся из полуэмпирической зависимости, предложенной в (Battjes, Janssen, 1978).

Система эволюционных уравнений (3.15) решалась численно с помощью метода Рунге-Кутты 4-5 порядков. Модель была верифицирована и проверена по данным лабораторных и натуральных экспериментов как для регулярных, так и нерегулярных волн (Madsen et al., 1997; Madsen, Sorensen, 1993). Пример сравнения модели с экспериментом приведен на рис. 3.12.



**Рис. 3.12.** Пространственные изменения первых четырех гармоник при распространении монохроматической волны с периодом 3,5 сек и начальной амплитудой 0,042 м. на глубине 0,4 м над горизонтальным дном

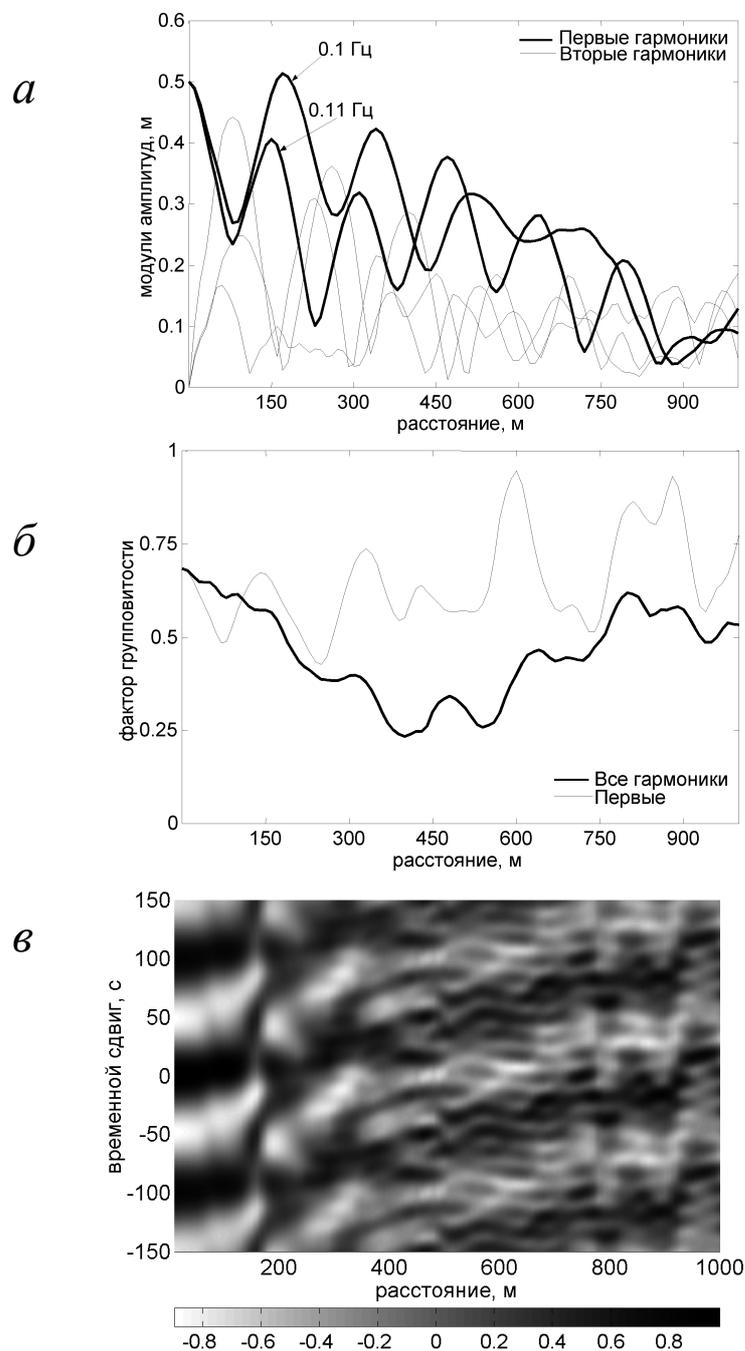
Символы – эксперимент Чаплайна с соавторами (Chapalain et al., 1992), линии – модель Мадсена и Соренсена (Madsen, Sorensen, 1992).

**Трансформация монохроматических волн** Процесс трансформации монохроматических волн над горизонтальным дном с промежуточной между “глубокой” и “мелкой” глубиной воды изучен подробно в многочисленных лабораторных экспериментах и путем численного моделирования (Eldeberky, Madsen, 1999), начиная с 1972 года. Его отличительные черты состоят в следующем (см. рис. 3.12):

- по мере распространения волны образуются новые высшие гармоники с частотами, кратными начальной основной частоте за счет квадратичной нелинейности;
- амплитуды гармоник периодически по мере распространения испытывают колебания, при этом происходит обмен энергией из-за наличия дисперсии. Расстояние ( $L_b$ ), на котором происходит полный возврат волны в исходное монохроматическое состояние, определяется дисперсионным соотношением и выглядит как  $L_b = 2\pi/\delta$ , где  $\delta = 2k_1 - k_2$ , а  $k_1$  и  $k_2$  – волновые числа первой и второй кратных частотных гармоник (Madsen, Sorensen, 1993).

При распространении изначально монохроматической волны над умеренно наклонным дном пространственные изменения амплитуд похожи на случай горизонтального дна, биения амплитуд гармоник сохраняются, но без полного возврата к монохроматическому состоянию.

**Трансформация бихроматических волн** На рис. 3.13 приведены результаты моделирования трансформации изначально бихроматических волн при постоянной глубине воды 4 м на протяжении 1000 м. В начальной точке волны состояли из суммы двух синусоид с



**Рис. 3.13.** Изменение амплитуд гармоник (а), фактора групповости (б) по мере распространения волн и зависимость коэффициентов корреляции от величины временного сдвига и пройденного расстояния (в) для изначально бихроматических волн с частотами 0,1 и 0,11 Гц и равными начальными амплитудами  $a_1=a_2=0,5$  м над горизонтальным дном с глубиной 4 м

частотами 0,10 Гц и 0,11 Гц и равными амплитудами по 0,5 метра, которые создавали группы волн с периодом 0,01 Гц. Решение было рассчитано для диапазона частот от 0,01 Гц до 0,45 Гц с шагом 0,01 Гц. Обрушение волн в данном случае отсутствует, и диссипации энергии не происходит.

Амплитуды начальных гармоник и их вторых гармоник флуктуируют квазипериодически по мере распространения волн (см. рис. 3.13а). Значения фактора групповитости, GF – рассчитанные по полному диапазону частот (0,08 – 0,45 Гц) и GF1 – рассчитанные по диапазону частот первых гармоник (0,08-0,14 Гц), испытывают квазипериодические пространственные колебания с периодами около 200 м, визуальными совпадающими с периодами флуктуаций амплитуд (см. рис. 3.13 б). Так как обрушения волн не происходило, а глубина оставалась постоянной, то эти колебания факторов групповитости связаны только с изменениями спектрального состава волн, определяемыми нелинейными взаимодействиями гармоник. Кроме того, GF испытывает колебание с периодом около 900 м, вызванное эффектом “заполнения” промежутков между группами высоких волн с частотами первых гармоник высокочастотными волнами. Запаздывания максимумов огибающей высших гармоник относительно огибающей первых гармоник, флуктуируя, растут по мере распространения волн, и на расстоянии 1000 м становятся равными периоду групп волн (100 с), как видно из приведенных на рис.3.13в коэффициентов корреляции между огибающими частотного диапазона первых и высших гармоник. Наиболее ярко эффект “заполнения” проявляется на расстоянии 400-600 м, где запаздывания максимумов огибающей высших гармоник относительно огибающей первых гармоник составляют половину периода групп волн. Эти закономерности так же хорошо подтверждаются результатами вейвлет-анализа, приведенными на рис.3.14.

На начальной стадии трансформации волн – на расстоянии 40 м, частотная структура волнения вполне соответствует классическим представлениям, основанным, например, на теории волн Стокса: амплитуды вторых и третьих гармоник пропорциональны амплитудам первых гармоник, т.е. амплитуды высших гармоник изменяются синфазно первой с периодом групп волн (см. рис.3.14а). На расстояниях больших 110 метров от начала трансформации картина меняется – амплитуды первой и второй гармоник начинают изменяться в противофазе – временные промежутки между группами высоких волн, имеющих периоды первой гармоники, заполняются высокочастотными волнами с периодами вторых и третьих гармоник (см. рис.3.14б, расстояние 330 м).

Трансформация бихроматических волн над наклонным дном происходит подобно случаю горизонтального дна, отличаясь большей интенсивностью нелинейных процессов, обусловленной меньшей глубиной. Это хорошо видно из рис. 3.15, где представлены изменения факторов групповитости и среднего числа волн в группах для случая моделирования тех же волн, сначала распространявшихся над горизонтальным дном с глубиной 4 м, а затем, начиная с 300 м от стартовой точки, над дном с равномерным уклоном 0,02. Обрушение началось на расстоянии 315 м, а на расстоянии 470 м волны практически полностью диссипировали. Среднее число волн в группах и факторы групповитости продолжают изменяться квазипериодически и над наклонным дном, но величина периодов меньше, чем над горизонтальным дном. Величина квазипериода определяется величиной  $L_b$  (Madsen, Sorensen, 1993), которая в свою очередь зависит от глубины в соответствии с дисперсионным соотношением.

Рассмотрим более подробно описанные черты трансформации бихроматических волн над наклонным дном на примере волн с частотами 0,1 Гц и 0,12 Гц и равными амплиту-