

իրագործումը նպատակահարմար է միայն 3-ի բաժանվող ու երկարության կողերի համար: Առաջարկվում է ԲՊԶ-ի կոդերի մի ձևափոխություն, որը նախատեսվում է ապիտ 3-ի լանկացած արժեքների դեպքում կրկնակի սրույններն ուղղելու համար արդյունավետ օգտագործելի դոյություն ունեցող ԲԻՆ կոդերին: Ցույց է տրվում, որ նախնական ԲՊԶ-ի կոդերի հետ նպատակին կարելի է հասնել ընդամենը ուղղորդ ձևակոթությունների ոչ էական վատացման հաշվին:

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Борисов В. С. Обнаружение и исправление ошибок в запоминающих устройствах // Зарубежная радиоэлектроника — 1984 — № 10. — С. 21—44.
2. Массовый Ф. Дж., Слоэн Н. Дж. Теория кодов, исправляющих ошибки — М.: Связь, 1979. — 741 с.

Изв. АН АрмССР (сер. ТН), т. XLI, № 5, 1988

## ГИДРАВЛИКА

А. А. МИХНЮК, В. Б. ЦАГРЯН, Т. Д. ГОЦЕРИДЗЕ

### НЕЛИНЕЙНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛН ПРИ ЛАБОРАТОРНОМ МОДЕЛИРОВАНИИ НЕРЕГУЛЯРНОГО ВОЛНЕНИЯ

Моделирование волн больших водоемов с помощью создания регулярных волн на модели не позволяет с точностью воспроизвести их воздействие на береговые участки. В настоящее время осуществляется постепенный переход к воспроизведению реального или близкого к нему нерегулярного волнения. Наиболее перспективным направлением развития методов генерации нерегулярного волнения считается введение в системы управления волновоспроизводящими установками ЭВМ, работающих в реальном режиме времени [1]. При этом предусматривается как прямое воспроизведение нерегулярного волнения с натурной записи с использованием встроенных или программно заданных передаточных функций типа функции Базеля, так и синтез управляющего воздействия с использованием обратного преобразования Фурье или методов цифровой фильтрации [2].

В работе приводятся результаты изучения взаимодействия волн различных частот, при котором происходит искажение высокочастотной области спектра нерегулярного волнения. Эти искажения существенно влияют на фазовые скорости данной области спектра.

Рассмотрим взаимодействие двух гармоник спектра, которые значительно отличаются по частоте и по волновому числу. Такое взаимодействие можно рассматривать по типу «волна на течи». Исходя из уравнения адиабатического приближения, записанного в системе координат, движущейся с фазовой скоростью данной волны  $C$ , в первом

приближении по малому параметру  $U$  ( $U$ —орбитальная скорость длинной волны) можно получить

$$k = k_0(1 + U/C), \quad a = a_0(1 + U/C), \quad (1)$$

где  $k$ —волновое число короткой волны;  $a$ —амплитуда короткой волны;  $k_0, a_0$ —средние за период длинной волны параметры короткой волны.

Тогда частота короткой волны, наблюдаемая в неподвижной системе координат, имеет вид

$$\omega = \omega_0 + k_0 U, \quad (2)$$

где  $\omega_0$ —средняя за период длинной волны частота короткой волны.

Таким образом, имеет место амплитудная (1) и частотная модуляция (2) параметров короткой волны в поле горизонтальных орбитальных скоростей длинной волны. Легко показать, что наличие частотной модуляции приводит к появлению в спектре короткой волны дополнительных гармоник на частотах  $\omega \pm N\Omega$  ( $\Omega$ —частота длинной волны,  $N$ —целое число), причем амплитуды этих гармоник полностью определяются параметром частотной модуляции  $\beta = k_0 U_0 / \Omega$  [3]. Также нетрудно показать, что амплитудная модуляция полностью определяется параметром  $\gamma = U_0 / C$  и дает две дополнительные гармоники в спектре на частотах  $\omega \pm \Omega$  [3]. Здесь  $U_0$ —амплитуда горизонтальной орбитальной скорости длинной волны.

Рассмотрим параметры частотной и амплитудной модуляции отдельно для глубокой и мелкой воды относительно длинных волн, предполагая, что для коротких волн влиянием дна можно пренебречь

$$\beta = k_0 \frac{AgK}{\Omega^2} \begin{cases} k_0 A & \text{— для глубокой воды,} \\ k_0 \frac{A}{d} & \text{— для мелкой воды,} \end{cases} \quad (3)$$

$$\gamma = \frac{U_0}{C} = \begin{cases} kA & \text{— для глубокой воды,} \\ \frac{A}{d} & \text{— для мелкой воды,} \end{cases}$$

где  $A$ —амплитуда длинной волны;  $k$ —волновое число длинной волны;  $d$ —глубина воды.

Из (3) следует, что параметр амплитудной модуляции в обоих случаях мал и, следовательно, им можно пренебречь. Параметр частотной модуляции  $\beta$  при увеличении частоты длинной волны  $\Omega$  неограниченно растет

$$\beta = \frac{k_0 A}{k d} = \frac{k_0 A}{\Omega} \sqrt{\frac{g}{d}}. \quad (4)$$

В спектре короткой волны присутствуют все частоты из диапазона:  $(\omega_0 - k_0 U_0, \omega_0 + k_0 U_0)$  и, следовательно, ширина предельного спектра оценивается формулой

$$\Delta\omega = 2k_0 U_0 = 2\beta\Omega = 2k_0 A \sqrt{\frac{g}{d}}. \quad (5)$$

В рамках задачи корректного моделирования спектра нерегулярных волн представляет интерес экспериментальное изучение взаимодействия различных частот. Эксперименты проводились с использованием программно управляемой волнопроизводящей установки на базе информационно-вычислительного комплекса ИВК-3 и волнопродуктора с электрогидравлическим приводом.

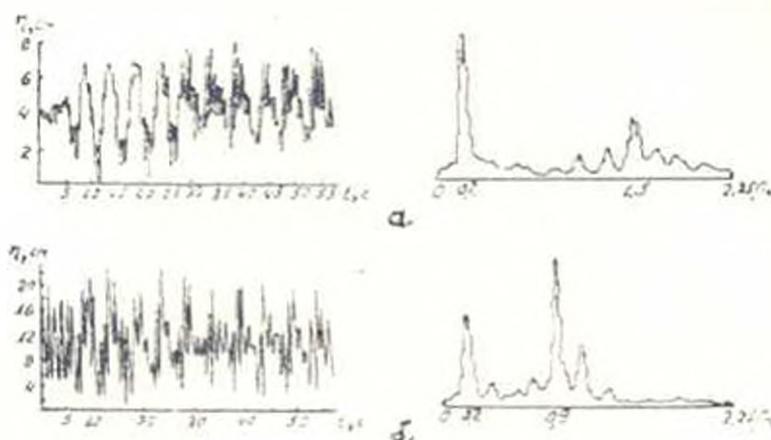


Рис. 1. Взаимодействие длинных и коротких волн: а) длинная — 0,2 Гц; короткая — 1,5 Гц; б) длинная — 0,2 Гц, короткая — 1,5 Гц.

На рис 1 а, б представлены реализации и спектры взаимодействия волн с сильно отличающимися частотами и волновыми числами. Их анализ дает основания полагать, что взаимодействие длинных и коротких волн по типу «волна на течении» действительно приводит к значительному искажению спектра коротких волн полем горизонтальных орбитальных скоростей длинной волны. Гармоники, возникающие при взаимодействии длинных и коротких волн, удовлетворяют соотношению  $n \pm N\Omega$ , причем достаточно сильно выраженные третьи и четвертые гармоники спектра коротких волн свидетельствуют о том, что доминирующим фактором в формировании подобного спектра является именно частотная модуляция, поскольку амплитудная модуляция может давать только лишь две дополнительные спектральные компоненты на частотах  $\omega \pm \Omega$ .

На рис 2 а, б представлены результаты взаимодействия волн, частоты которых отличаются незначительно. В этом случае взаимодействие уже нельзя рассматривать как волну на течении в адиабатическом приближении. Однако, для этого случая взаимодействия также имеет место появление дополнительных гармоник, но уже на других частотах, которые можно охарактеризовать формулой  $\Omega + N(\omega - \Omega)$ . Появление этих гармоник связано с нарушением адиабатического характера изменения сгибающей суперпозиции взаимодействующих гармоник. Частота этой сгибающей равна  $\omega - \Omega$ , а форма высокочастотной области спектра взаимодействующих гармоник напоминает форму спектра нерегулярных волн. Таким образом, для нерегулярного подмешивания

конечной амплитуды имеет место нелинейное взаимодействие гармоник, которое можно подразделить на две группы:

— взаимодействие длинных и коротких волн с появлением гармоник на частотах  $\omega + N\Omega$ , которое в первом приближении может быть описано с помощью уравнений адиабатического изменения волны на течении;

— взаимодействие близких гармоник типа неадиабатического изменения огибающей с образованием гармоник на частотах  $\Omega + N(\omega - \Omega)$ .

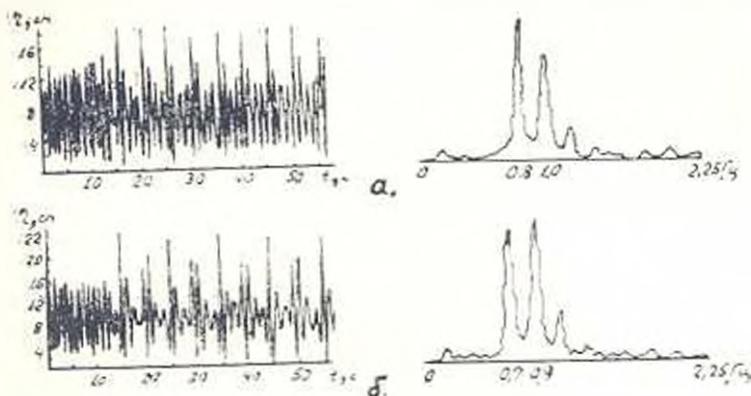


Рис. 2. Взаимодействие волн близких частот: а) 0,8 и 1 Гц; б) 0,7 и 0,9 Гц.

Оба типа взаимодействия проявляются сильнее с ростом амплитуды взаимодействующих волн. Взаимодействие первого типа оказывается сильнее, если для длинной волны характерно приближение мелкой воды, а второго типа формирует высокочастотную область спектра, близкую к натурному волнению. Оба типа взаимодействия могут быть привлечены для объяснения особенностей измерения фазовых скоростей высокочастотной области спектра реального нерегулярного волнения.

Учет такого рода нелинейных искажений спектра приведет к необходимости отказаться от спектрального представления нерегулярного волнения при его воспроизведении в лабораторных условиях и перейти к моделированию заданной реализации нерегулярного волнения.

ԱՐՄԻՆԻԱՆԴ

20 XII. 1986

Ա. Ա. ԽՅԵՆՈՒԿ, Վ. Բ. ՆԱՏՅԱՆ, Տ. Դ. ԳՈՅԵՐԻՉՆ

ԱՐԻՎԵՐԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՓՈՆԱԶԳԵՅՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԱՆՈՒՆՈՆ ԱԼԵՎՈՄԱՆ ԸԱՌՐԱՏՈՐ ՄՈՒԿԵԼԱՎՈՐՄԱՆ ԳԵՊԵՐԻՄ

Ա մ փ ո փ ո ս

Դիսկուս են տարրեր հաճախականություններով ալիքների ոչ գծային փոխազդեցությունների փորձնական և տեսական հետազոտությունների արդյունքները, որոնց պատճառով առաջ է գալիս սպեկտրի շեղում: Լման շեղումները

պետք է նաշվի անփնն սպեկտրալ րնութագրերով բնականին մոտ անկանոն  
ալեկոծման լարորատոր մոդելավորման ժամանակ: Անկանոն ալեկոծումով  
փորձերի կատարումը թույլ է տալիս ավելի ճիշտ կանխատեսել ջրամբարնե-  
րի ավերի ձևափոխումը իրական ալիքային ազդեցութուններին:

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ploeg J., Funke E. R. A Survey of Random Wave Generation Techniques // Proc. 17th Coast Eng. Conf. Sydney, 23-29 March 1980. — New York, 1981. — V. 1. — P. 135-13.
2. Peyer D. K., Gilbert J., Wilkie M. J. A Wave Spectrum Synthesizer // Journal of Hydraulic Research, Delft, 1973, — 11, 3. — P. 56-66.
3. Харкевич А. А. Спектры в океане — М. Энергия, 1957 — 236 с

Изв. АН АрмССР (сер. III), т. XLII, № 5, 1988

## НАУЧНОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

Л. Г. КАРАПЕТЯН

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ ШУМ-СИГНАЛ В МАТРИЧНЫХ ФОТОПРИЕМНИКАХ НА ПРИБОРАХ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ

При конструировании телевизионной измерительной аппаратуры проявляются преимущества матричных фотоприемников на приборах с зарядовой связью (ПЗС) перед вакуумными формирователями изображения [1]. Однако присущие ПЗС физические ограничения [2] приводят к определенным затруднениям при проектировании измерительных систем. Так, для повышения точности измерения координат точечных объектов применяются специальные алгоритмы обработки видеосигнала [3, 4], эффективность которых зависит от ряда параметров ПЗС. К одному из основных параметров относится шум, возникающий в процессе формирования изображения и вытекающее из него отношение шум-сигнал (ш/с) в фотоприемнике.

В данной статье приведен способ, позволяющий определить отношение ш/с в матричных фотоприемниках на ПЗС. Координаты центра тяжести изображения в системе координат ПЗС матрицы можно оценить по формулам

$$\bar{x} = \frac{\sum U_{ij} x_{ij}}{\sum U_{ij}}, \quad \bar{y} = \frac{\sum U_{ij} y_{ij}}{\sum U_{ij}}, \quad (1)$$

где  $U_{ij}$  — энергии, зафиксированные в каждом элементе разрешения;  
 $x_{ij}$ ,  $y_{ij}$  — координаты элемента разложения.