

1. Pratt P. L., Chang R., Newey C. W. A. Effect of divalent metal impurity distribution, quenching rate, and annealing temperature on flow stress in ionic crystals (NaCl, LiF).—Appl. Phys. Lett., 1963, 3, N 5, p. 83—85. 2. Gilman J. J. Dislocation mobility in crystals.—J. Appl. Phys., 1965, 36, N 10, p. 3195—3206. 3. Урусовская А. А., Добржанский Г. Ф., Сизова Н. Л., Говорков В. Г., Мартышев Ю. Н. Упрочнение и разупрочнение кристаллов CsI примесями.—Кристаллография, 1968, 13, № 6, с. 1032—1038. 4. Блистанов А. А., Гусев Э. Б., Добржанский Г. Ф., Смушков И. В., Тагиева М. М., Шаскольская М. П. Влияние точечных дефектов на движение дислокаций в ионных кристаллах.—В кн.: Динамика дислокаций. Харьков, 1968, с. 470—480. 5. Обухова О. В., Тагиева М. М., Шаскольская М. П. О влиянии состояния примеси Pb на механические свойства кристаллов KCl и NaCl.—Кристаллография, 1969, 14, № 5, с. 948—950. 6. Гайдученя В. Ф., Блистанов А. А., Шаскольская М. П. Термически активируемое скольжение в кристаллах LiF.—Физ. тв. тела, 1970, 12, № 1, с. 36—41. 7. Блистанов А. А., Гайдученя В. Ф., Тагиева М. М., Шаскольская М. П. Высокотемпературная пластичность кристаллов фтористого лития с примесью магния.—Кристаллография, 1972, 17, № 2, с. 361—365. 8. Andreev G. A., Smirnov B. I. Precipitation in strontium-doped sodium chloride crystals.—Phys. Stat. Sol., 1973, a15, N 1, p. 207—213. 9. Шаркези И., Предводителев А. А. Влияние количества и состояния одновалентной и двухвалентной примеси на механические свойства кристаллов NaCl.—Кристаллография, 1977, 22, № 4, с. 784—791. 10. Voszka R., Raksányi K., Berkes L. Zone refining of alkali chlorides and bromides.—Kristall und Techn., 1970, 5, N 3, p. 409—412. 11. Tóth A., Kiss J. L. Estimation of the electric charge by dislocations in NaCl crystals.—Phys. Stat. Sol., 1973, a19, N 1, p. K61—K64. 12. Stepanov A. W. Über den Mechanismus der plastischen Deformation.—Z. f. Physik, 1933, 81, N 7—8, p. 560—564. 13. Teltow J. Zur Ionenleitung und Fehlordnung von Silberbromid mit Zusätzen zweiwertiger Kationen.—Ann. Phys., 1949, 5, N 1, p. 63—88. 14. Frank W. Thermally activated dislocation motion in a solid containing a multiple spectrum of dislocation obstacles.—Phys. Stat. Sol., 1968, 26, N 1, p. 197—206.

Поступила в редакцию  
29.08.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 1

УДК 621.372.2

В. Ф. МАРЧЕНКО, А. М. СТРЕЛЬЦОВ

## О ФОРМЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В КУБИЧНОЙ СРЕДЕ БЕЗ ДИСПЕРСИИ

В квадратичной нелинейной среде без дисперсии характерным искажением синусоидальной волны является образование профиля пилообразной формы (акустические волны в газодинамике, волны на поверхности мелкой воды и т. п.). В этих средах нелинейности более высокого порядка, в первую очередь кубическая, значительно меньше квадратичной и поэтому не оказывают существенного влияния на форму ударной волны (ср. [1]). Для электромагнитных волн возможна ситуация, когда основной нелинейностью среды является кубическая, а дисперсия отсутствует в широком диапазоне частот. В таких средах возможно формирование ударных волн, имеющих профиль, отличный от классического. Ниже сообщается об экспериментальном наблюдении таких волн в искусственной линии передачи, заряд в которой зависит от поля по закону

$$q = C_0 u + C_3 u^3 + \dots, \quad (1)$$

где  $C_0$  — начальная емкость ячейки линии.

В качестве нелинейных элементов использовались пары встречно-параллельно включенных варикапов на основе структуры металл-диэлектрик-полупроводник, аналогичные описанным в [2], вольтфарадная характеристика которых имеет своеобразный ступенчатый вид с характерными областями насыщения. Такие элементы обладают высокой крутизной вольтфарадной характеристики, и при выборе соот-

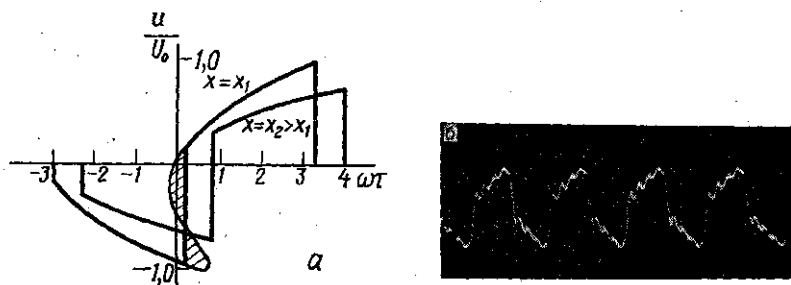


Рис. 1. Деформация профиля синусоидальной волны с увеличением расстояния; расчет выполнен для  $U_0=1$  В,  $f=1$  МГц,  $x_1=1,3$ ,  $x_2=3,46$  (а); осциллограмма сигнала на выходе линии (б)

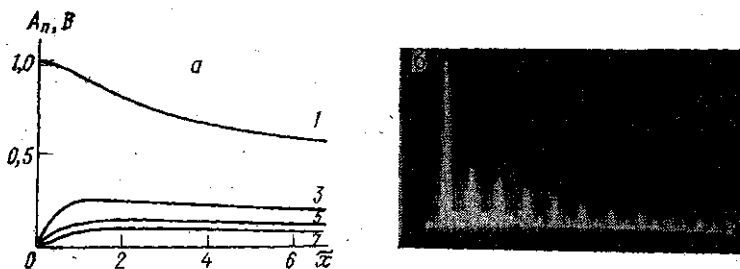


Рис. 2. Изменение амплитуды гармоник волны в линии с расстоянием — численный расчет для  $f=1$  МГц, цифры обозначают номер гармоники (а); спектр ударной волны на выходе линии,  $f=0,5$  МГц (б)

ветствующего постоянного напряжения на каждом из них можно реализовать зависимость типа (1) с коэффициентом нелинейности порядка  $C_3/C_0 \approx (0,1-0,5)$  В<sup>-2</sup>. Эксперименты проводились в линии типа фильтра нижних частот, состоящей из 20 ячеек, в которой дисперсия скомпенсирована в большей части полосы пропускания (0—15 МГц) путем введения положительной индуктивной связи между соседними ячейками.

Рассмотрим подробнее форму ударной волны, пренебрегая потерями и дисперсией в линии. Используя методику [3] для поля простой волны  $u=u(x, t-x/v_0)$  при граничном условии  $u(0, t) = U_0 \sin \omega t$ , получаем решение в виде

$$\tau = \frac{1}{\omega} \arcsin \left( \frac{u}{U_0} \right) + \frac{3}{2} v_0 L C_3 u^2 x, \quad (2)$$

где  $L$  — погонная индуктивность фильтра,  $v_0 = 1/\sqrt{LC_0}$ ,  $\tau = t - x/v_0$ .

Профиль волны при различных длинах  $x$  показан на рис. 1, а. Разрыв образуется при значении  $x_p = \omega x_p / v_0 = 0,58$ , причем точка разрыва, в отличие от квадратичной среды ( $u=0$ ), соответствует  $u = \pm (1/\sqrt{2}) U_0$

На каждом периоде волны появляются два разрыва, и профиль с увеличением расстояния становится близким к прямоугольному. Этот факт иллюстрируется осциллограммой рис. 1, б, снятой на выходе линии при подаче сигнала с частотой 1 МГц.

Спектр такой волны отличается от спектра ударной волны, образующейся в квадратичной среде. Для его расчета вводится новая переменная  $\Phi$ :

$$u = U_0 \sin \Phi. \quad (3)$$

Численное интегрирование по этой переменной при вычислении амплитуд гармоник позволяет рассчитать спектр как до, так и после образования разрыва. Поскольку положение разрыва меняется в бегущей системе координат  $\tau$  (см. рис. 1, а) то в качестве условия для определения положения разрыва использовалось правило равенства площадей, заштрихованных на рис. 1, а, которое выполняется для электромагнитной среды без потерь. Как следует из графиков рис. 2, а, спектр волны состоит из нечетных гармоник (подобный спектр до момента образования разрыва был получен в работах [4, 5]). Для конкретного примера максимум третьей гармоники  $A_3/A_1=0,25$  достигается на расстоянии  $x \approx 2,8 x_p$ . На большом удалении соотношение амплитуд гармоник близко к  $1/n$  ( $n$  — номер гармоники). Экспериментальный спектр, показывающий отношение амплитуд гармоник в логарифмическом масштабе, приведен на рис. 2, б. Наличие в спектре четных гармоник связано с небольшой асимметрией вольтфарадных характеристик пар варикапов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М., 1975, с. 21.
2. Стрельцов А. М. Особенности формирования ударных волн в линии передачи с МДП-варикапами.—Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1978, 19, № 3, с. 34—36.
3. Хохлов Р. В. К теории ударных волн в нелинейных линиях.—Радиотехника и электроника, 1961, 6, № 6, с. 1117.
4. Venkataaraman R., Rivlin R. Harmonic generation in an electromagnetic wave.—ZAMP, 1973, 24, N 5, p. 670.
5. Пелиновский Е. Н. Спектральный анализ простых волн.—Изв. вузов. Радиофизика, 1976, 19, № 3, с. 378.

Поступила в редакцию  
14.04.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 1

УДК 530.12:531.51

А. А. ГВОЗДЕВ, Г. А. САРДАНАШВИЛИ

### ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В МОДЕЛИ НЕЛИНЕЙНОГО ФЕРМИОННОГО ПОЛЯ

С описанием фазовых переходов в полевых моделях в настоящее время связаны большие надежды. Наличие у полей фаз с существенно различными свойствами обещает важные следствия. Например, предполагается связь фазового перехода в теории калибровочных полей с эффектом удержания кварков [1, 2].