

обнаруженных кривых, характер их взаимного расположения, положение точек самовозбуждения, вид частотных зависимостей и в теории и в эксперименте совпадают. К сожалению, на настоящий момент нельзя провести более детальное сопоставление экспериментальных и теоретических результатов, что обусловлено отсутствием отработанных методик измерения параметров системы электронный поток — электромагнитное поле у границы полосы пропускания. Поэтому приходится ограничиться оценкой этих параметров по порядку величины и представлением результатов в безразмерной форме. Ясно, однако, что качественную картину происходящих процессов описать удается, что позволяет использовать волновую теорию [3, 5] для объяснения физических явлений, происходящих при реализации наблюдаемых эффектов подавления.

Как показывает теоретический анализ, при работе ЛБВ вдали от границы полосы электронный пучок отбирает энергию у электромагнитной волны. При этом кинетическая энергия электронов растет, а амплитуда электромагнитной волны падает и обращается в нуль на выходе прибора (срыв Компфнера, ветвь 1 на рис. 2, 3). При приближении к границе полосы в условиях синхронизма с пучком оказывается и обратная пространственная гармоника замедляющей системы. Поэтому часть энергии падающей волны переизлучается электронами назад, в подводящий волновод. Когда ускоряющее напряжение таково, что пучок находится в точном синхронизме с границей полосы, эффективность отбора энергии электронами у прямой волны точно равна эффективности излучения ими обратной волны. При этом суммарная кинетическая энергия электронов в процессе взаимодействия не меняется, сдвиг фаз между полем и током равен точно  $\pi/2$ , а из системы во входной тракт идет встречный поток мощности, равный входному (реактивное подавление, ветвь 2 на рис. 2, 3)\*. Аналогичные эффекты наблюдаются и во внеполосной области (ветви 3 и 4), хотя взаимодействие не является чисто реактивным: для ветви 3 встречный поток мощности чуть меньше, а для ветви 4 чуть больше входного. Заметим, что график зависимости тока подавления от частоты, отвечающий внеполосной ветви 4, на граничной частоте имеет вертикальную касательную (пунктир на рис. 3б). Это обстоятельство можно использовать для точного измерения частоты отсечки замедляющей системы. Своебразный механизм энергообмена пучка и поля соответствует ветви 5. В этом случае пучок отдает свою энергию полю, и с пушечного конца системы излучается в подводящий волновод усиленный сигнал. В то же время полное поле на коллекторном конце, складывающееся из сигнала, непосредственно прошедшего через систему, сигнала, отраженного от пушечного конца и излученного пучком вперед, равно нулю. При уменьшении ускоряющего напряжения прямая гармоника поля выходит из синхронизма, встречное излучение пучка резко возрастает и решение, соответствующее ветви 5, превращается в решение, отвечающее стартовому режиму лампы обратной волны. Поэтому данный эффект подавления мало устойчив и в эксперименте может наблюдаться лишь в небольшом диапазоне частот в окрестности границы полосы пропускания.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы в электронике СВЧ.— М.: Сов. радио, 1970.— 584 с.
2. Аркадакский С. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 7, с. 896.
3. Кузнецов А. П., Кузнецов С. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 8, с. 1049.
4. Васильев А. Е., Жарков Ю. Д. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1985, № 4, с. 22.
5. Кузнецов А. П., Рожнев А. Г. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1985, № 9, с. 3.

Саратовский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
23 января 1985 г.,  
после переработки  
21 октября 1985 г.

УДК 621.372.2

## О КИНЕМАТИКЕ СОЛИТОНОВ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ В ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ С ВАРИКАЛАМИ

*C. B. Нестеров, A. B. Пец*

Распространение волн в электромагнитной линии передачи типа фильтра низких частот можно описать уравнением [1, 2]

\* Приведенные рассуждения справедливы строго в отсутствие диссипации. В противном случае часть входной мощности идет на покрытие диссипативных потерь.

$$L \frac{\partial^2 Q(u)}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial n^2} + \gamma^{-2} \frac{\partial^4 u}{\partial n^4}. \quad (1)$$

Здесь  $L$  — индуктивность  $n$ -го звена,  $\gamma$  — параметр дисперсии. Зависимость заряда на нелинейном конденсаторе от напряжения  $u$  обычно представляют степенным рядом  $Q = u(1 + \chi_1 u + \chi_2 u^2) C_0$ , где  $C_0$  — значение емкости при  $u=0$ . Задача в этом случае сводится к исследованию модифицированного уравнения Кортевега—де Бриза (КдВ), солитонные решения которого известны [3]. В настоящей работе представлены теоретические и экспериментальные результаты по кинематике уединенных волн (солитонов) большой амплитуды, когда аппроксимация  $Q(u)$  конечным степенным рядом является неудовлетворительной.

Расчеты выполнены для резкого запертого  $p-n$ -перехода [4]:

$$Q = C_0 \frac{u}{\sqrt{1 + \beta u}}, \quad u \geq 0, \quad (2)$$

где величина  $\beta^{-1}$  имеет смысл контактной разности потенциала, которая у кремниевых переходов составляет  $0,5 \div 1,0$  В. Решение уравнения (1) ищем в виде бегущего импульса (см. [2])  $u = u(n - Vt)$ . Сепаратрисная траектория возникающего уравнения в полных производных по переменной  $x = n - Vt$  порождает солитон, движущийся со скоростью

$$V = V_0 \frac{2 + a}{\sqrt{3 + a}} \frac{\sqrt{3}}{2}, \quad (3)$$

где  $V_0 = 1/\sqrt{LC_0}$ ,  $a = \gamma \sqrt{1 + \beta u_s} - 1$ ,  $u_s$  — амплитуда солитона.

Форма солитона, записанная через обратные тригонометрический и гиперболический тангенсы, имеет вид

$$\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{a-y}{b+y}} + \frac{1}{\sqrt{ab}} \operatorname{Arth} \sqrt{\frac{b}{a} \frac{a-y}{b+y}} = \frac{1}{4} \gamma x. \quad (4)$$

Здесь  $y = \sqrt{1 + \beta u_s} - 1$ ,  $b = (3a + 8)/(a + 3)$ .

Полученное решение в пределе малых амплитуд  $\beta u_s \ll 1$  переходит в солитон уравнения КдВ [1]:

$$\frac{u}{u_s} = 1 - \operatorname{th}^2 \left( \gamma \sqrt{\frac{\beta u_s}{12}} x \right), \quad \frac{V}{V_0} = 1 + \frac{1}{6} \beta u_s. \quad (5)$$

Формула (5) описывает уединенную волну, пространственная ширина  $\Delta_s$ , которой уменьшается с ростом ее амплитуды:  $\Delta_s \propto 1/\sqrt{u_s}$ .

При  $\beta u_s \gg 1$  зависимость скорости солитона от  $u_s$  становится более пологой, а  $\Delta_s$  стремится к некоторому предельному значению:

$$V = V_0 \frac{\sqrt{3}}{2} (\beta u_s)^{1/4}, \quad \Delta_s = \frac{4,6}{\gamma}. \quad (6)$$

Структура выражения для  $\Delta_s$  позволяет предположить, что существование предельного размера у солитона обусловлено подавлением нелинейностью типа (2) члена с временной производной в уравнении (1).

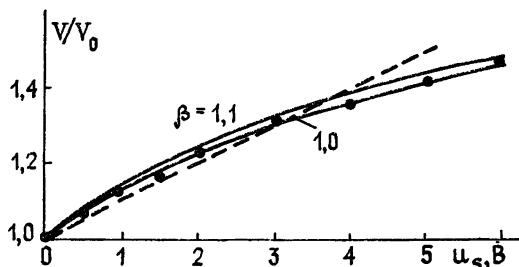


Рис. 1. Зависимость скорости солитона от амплитуды.  
Точки — эксперимент, пунктирная и сплошные кривые — расчет.

Зная форму уединенной волны, можно найти переносимую ею энергию  $E = E_e + E_m$  и заряд  $q$ . Соответствующие точные выражения громоздки, поэтому приведем лишь оценочные соотношения

$$E_e \approx \beta u_s E_m, \quad E_m \approx \frac{q}{\beta}, \quad q \approx \frac{C_0}{\beta} \sqrt{\beta u_s}, \quad (7)$$

справедливые при любых значениях  $\beta u_s$ . Эти оценки показывают, что у солитона большой амплитуды ( $\beta u_s > 1$ ) электрическая составляющая  $E_e$  энергии преобладает над магнитной —  $E_m$ .

Экспериментальное изучение характеристик солитонов было выполнено на линии передачи из ста звеньев, подобной описанной в [1]. В качестве нелинейного элемента использован кремниевый стабилитрон D814B, допускающий максимальное импульсное обратное напряжение 9 В. Параметры элементов имели относительный разброс, не превосходящий 3% и составляли  $L = 20$  мкГн,  $C_0 = 430$  пФ,  $\gamma^2 = 12$ .

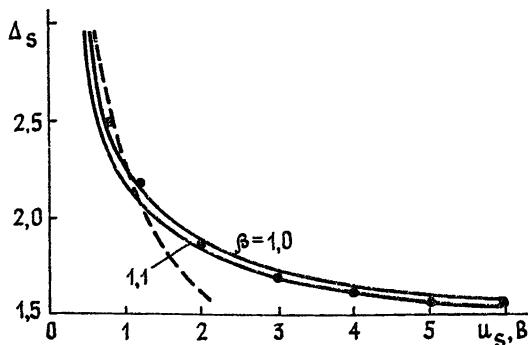


Рис. 2. Зависимость пространственной ширины  $\Delta_s$  солитона на половине его высоты от амплитуды.

Результаты сопоставления измеренных и рассчитанных значений скорости и ширины уединенных волн представлены на рис. 1, 2. Пунктирные кривые получены по формулам (5), где положили  $\beta = 0,6 \text{ B}^{-1}$ . Видно, что уравнение КДВ занижает ширину солитона. Удовлетворительно описать графики  $V(u_s)$  и  $\Delta_s(u_s)$  при этом удается только в сравнительно узком интервале амплитуд солитонов (см. также рис. 7 гл. 6 в [5]). Рассчитанные на основе соотношений (3), (4) кривые изображены на рисунках сплошными линиями. Видно, что учет реальной зависимости заряда перехода от напряжения существенно расширяет возможности теории. Найденное по экспериментальным данным значение  $\beta = (1,0 \div 1,1) \text{ B}^{-1}$  хорошо согласуется с приведенными выше значениями контактной разности кремниевых  $p-n$ -переходов.

Авторы благодарят Савченко М. П. за обсуждение данной работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Островский Л. А., Папко В. В., Пелиновский Е. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1972, 15, № 4, с. 580.
2. Богатырев Ю. К. Импульсные устройства с нелинейными распределенными параметрами. — М.: Сов. радио, 1974, с. 280.
3. Солитоны / Пер. с англ. — М.: Мир, 1983. — 408 с.
4. Лабутин В. К. Частотно-избирательные цепи с электронной настройкой. — М.—Л.: Энергия; 1966. — 207 с.
5. Солитоны в действии / Пер. с англ. — М.: Мир, 1981, с. 307.

Калининградский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
15 июля 1985 г.

УДК 537.533.2

#### ВЗАИМОСВЯЗЬ МЕЖДУ ЭМИССИОННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Ш. Г. Аскеров

Работа выхода  $\Phi$ , постоянная Ричардсона  $A$  являются важными эмиссионными параметрами, и поэтому их определению уделяется большое внимание. Значения этих параметров для одного и того же эмиттера, как показали многочисленные независимые измерения [1], меняются в широком интервале. Например, диапазон изменения работы выхода любого металла почти перекрывает весь диапазон изменения всех металлов. Экспериментальные значения постоянной Ричардсона также меняются в широком интервале, и они в несколько раз (а иногда на несколько порядков) больше (или меньше), чем ее теоретическое значение. Широкий диапазон изменения экспериментальных значений  $\Phi$  и  $A$  создает трудности для выявления среди них надежных или истинных значений.