

теоретических и экспериментальных результатов можно считать удовлетворительным. Однако обращает на себя внимание тот факт, что экспериментальное значение сечения поглощения  $\sigma_{abs}$  антинейтронов ядром  $Pb^{208}$  при импульсе  $P_L=25 \text{ Гэв/с}$  в два раза больше соответствующего экспериментального значения сечений поглощения антинейтронов [6] при импульсе  $P_L=20 \text{ Гэв/с}$ . Кажется, такое сильное увеличение трудно объяснить в рамках теории Глаубера.

Наконец, сделаем некоторое замечание относительно введения в формулу (3) приближения тяжелого ядра, часто используемого в глауберовском формализме для рассмотрения адрон-ядерного рассеяния. При  $R_A^2 \gg R_d^2 + 2\beta$  (где  $R_A$  и  $R_d$  — радиусы ядра и антинейтрона соответственно) интеграл (4) можно взять приближенно. Тогда

$$\gamma(b) = \frac{\sigma_t(1 - ia)}{2} T(b) \left\{ 2 - \frac{\sigma_t(1 - ia)}{8\pi\beta} \int |\Phi_0(r)|^2 e^{-s^2/4\beta} d^3r \right\},$$

где

$$T(b) = A \int_{-\infty}^{\infty} p(b, r) dr,$$

$s$  — двумерный поперечный компонент радиуса-вектора  $r$ .

Таблица 2

Ядро A	Li <sup>6</sup>	C <sup>12</sup>	Al <sup>27</sup>	Cu <sup>64</sup>	Pb <sup>208</sup>
Сечения поглощений по (4)	299,09	481,80	782,94	1253,17	2341,61
Сечения поглощений по (9)	272,47	407,92	637,17	1016,57	1946,11

В табл. 2 сопоставляются результаты расчетов сечений поглощения  $\sigma_{abs}$ , полученные при использовании приближенной формулы (9) для функции  $\gamma(b)$  и соответствующие значения  $\sigma_{abs}$ , сосчитанные при помощи точного выражения (4). Как видно из табл. 2, значения  $\sigma_{abs}$  очень сильно отличаются (8—19%) от соответствующих значений  $\sigma_{abs}$ . Поэтому можно заключить, что приближение тяжелого ядра, примененное (формула (9)) к рассмотрению рассеяния антинейтронов (нейтронов) на ядрах, недостаточно точно для практических целей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Binon F. et al. Phys. Lett., **318**, 230, 1970.
2. Горин Ю. П. и др. Препринт Института физики высоких энергий (ИФВЭ) 70—49. Серпухов.
3. Bassel R. H., Wilkin C. Phys. Rev., **174**, 1179, 1968.
4. Alberi G., Bertocchi L., Bialkowski G. Nucl. Phys., **B17**, 620, 1970.
5. Bressel C. N., Kerman A. K., Rouben B. Nucl. Phys., **A124**, 624, 1969.
6. Abul Magd A. Y., Alberi G., Bertocchi L. Phys. Lett., **30B**, 182, 1969.

Поступила в редакцию  
10.8 1971 г.

НИИЯФ

УДК 621.373.5

**В. Н. ЗИМИН, В. П. МАРТЫНОВА, В. Ф. МАРЧЕНКО**

### УМНОЖЕНИЕ ЧАСТОТЫ В ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ С ПОВЕРХНОСТНЫМИ ВАРИКАПАМИ

Нелинейные емкости на основе МДП-варикапов [1] (структуры металл—диэлектрик—полупроводник) представляют интерес, прежде всего, с точки зрения получения больших коэффициентов перекрытия  $K = \frac{C_{\max}}{C_{\min}}$  при типовых изменениях напряжения

порядка одного вольта. Использование таких элементов в контурных системах, например параметрических генераторах [2], позволяет существенно уменьшить уровень пороговой мощности накачки и время установления колебаний, улучшить нагрузочную способность генератора.

Из литературных данных известно, что образцы МДП-варикапов с большими коэффициентами перекрытия обладают температурной нестабильностью вольтфарадной характеристики и низкой добротностью в области максимального изменения емкости поверхностного слоя. Эти недостатки затрудняют использование МДП-варикапов в распределенных, многоэлементных устройствах. Наилучшие возможности здесь имеют

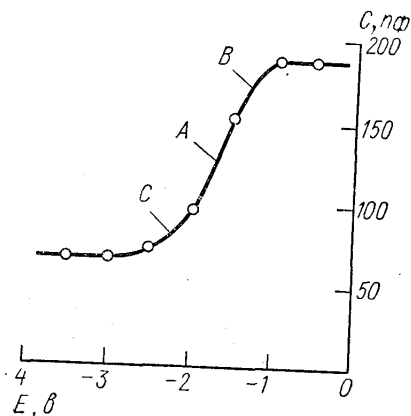


Рис. 1. Вольтфарадная характеристика МДП-варикапа

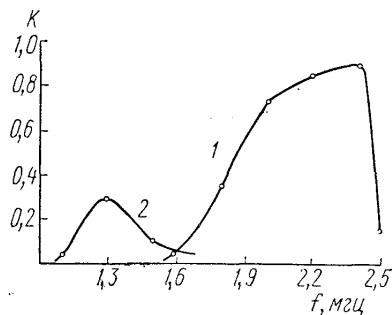


Рис. 2. Зависимость коэффициентов преобразования мощности основной волны во вторую (1) и третью (2) гармоники от частоты основной волны. Критическая частота фильтра  $f_{кр} = 5,6$  мГц

схемы коммутации, в которых используются лишь два значения емкости варикапа, соответствующие линейным участкам  $\Gamma$ -образной вольтфарадной характеристики. Фазовращатель на основе линии передачи, периодически нагруженной варикапами и работающий на два фиксированных положения, рассмотрен в работе [3].

Ниже приведены некоторые характеристики распределенного умножителя частоты, работающего в диапазоне радиочастот. Умножитель частоты представлял собой линию передачи типа фильтра нижних частот, в которой нелинейными элементами служили специально изготовленные кремниевые МДП-варикапы с диэлектрической пленкой из двуоксида кремния  $SiO_2$ . Образцы варикапов обладали небольшим коэффициентом перекрытия, однако их добротность практически не зависела от напряжения смещения на характеристике  $C(E_{см})$  (рис. 1) и составляла величину порядка  $Q_g \approx 80-100$  на частоте  $f=10$  мГц. Линия состояла из 13 ячеек при индуктивности  $L=23$  мкГн и емкости  $C(-1,5$  в) $=130$  пкФ. Идентичность ячеек, отобранных резонансным методом с точностью до 1%, хорошо сохранялась в лабораторных условиях. Затухание на ячейку линии в полосе пропускания лежало в пределах значений  $\delta l_0 \approx 0,05-0,1$ . Между ячейками подбирались специально положительная индуктивная связь  $M = \frac{L_{12}}{2L} = 0,1$ , которая обеспечивала выполнение условий равенства фазовых скоростей волн, распространяющихся в линии. В зависимости от величины напряжения смещения менялись набег фазы на ячейку линии и критическая частота полосы пропускания, дисперсионная характеристика при этом оставалась практически линейной.

Описанная выше линия может служить широкополосным согласованным умножителем частоты входного сигнала в 2 и 3 раза. Оптимальным условиям удвоения частоты соответствует точка А на кривой рис. 1, в окрестности которой зависимость емкости от напряжения близка к линейной. В сравнительно короткой линии реализуется нелинейный режим преобразования частоты: коэффициент преобразования по мощности  $k_2 = \frac{P_2(2f)}{P_1(f)}$  достигал максимума  $k_2 \approx 0,9$  при амплитуде входного сигнала  $U_1 = 1$  в. При дальнейшем увеличении  $U_1$  величина  $k_2$  практически не менялась. При

амплитудах  $U_1$ , превышающих область перепада емкости на характеристике рис. 1, коэффициент преобразования переставал зависеть от выбора напряжения смещения. Область частот входного сигнала, которым соответствуют большие значения  $k_2$ , ограничена, с одной стороны, критической частотой фильтра, а с другой — появлением третьей гармоники в полосе пропускания (см. рис. 2). Наилучшие условия нарастания третьей гармоники в линии соответствуют точкам  $B$  или  $C$  на кривой рис. 1. В окрестности этих точек зависимость емкости от приложенного напряжения является квадратичной. Максимальное значение коэффициента преобразования в третью гармонику достигало  $k_3 \approx 0,3$ . Ограничение величины  $k_3$  связано в первую очередь с появлением нелинейной расстройки в этом режиме преобразования частоты.

Сравнивая эти результаты с результатами, полученными на распределенных линиях, состоящих из варикапов типа Д-808-Д813, можно заключить, что использование МДП-варикапов позволяет уменьшить эффективную длину нелинейного взаимодействия не только для процессов преобразования частоты, но и для параметрического усиления и генерации, преобразования шумовых спектров и т. п. Применение качественных МДП-варикапов перспективно с точки зрения создания параметрических распределенных систем СВЧ-диапазона приемлемых размеров.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Берман Л. С. Введение в физику варикапов. Л., «Наука», 1968.
2. Сб. «Нелинейная полупроводниковая емкость и ее применение под ред. И. П. Степаненко. МИФИ, М., 1969.
3. Siegal V. J. Microwave, No. 5, 45, 1970.
4. Горшков А. С., Марченко В. Ф., Титов В. Г. «Изв. вузов», радиофизика, 10, 837, 1967.

Поступила в редакцию  
6.9 1971 г.

Кафедра  
радиотехники

УДК 537.591

Л. В. ЗУБАРЕВА, О. И. САВУН, П. И. ШАВРИН, В. С. ЦАПЛИН

## ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО ДАННЫМ СПУТНИКА «КОСМОС-219»

На спутнике «Космос-219», запущенном 26/4 1968 г. на орбиту с апогеем 1726 км, перигеем 230 км и углом наклона к плоскости экватора  $49^\circ$ , наряду с комплексом научной аппаратуры (аналогичной описанной в [1]), состоящей из направленных и глобальных детекторов, находился магнитометр, позволяющий измерять три компонента магнитного поля. Магнитометр был ориентирован таким образом, что его ось  $x$  совпадала с осями сцинтилляционного счетчика и комбинированного спектрометра протонов, а ось  $y$  была антипараллельна оси спектрометра мягких протонов. Собственный полупериод вращения спутника  $\sim 3$  мин. На участках траектории, лежащих в радиационных поясах, кривые интенсивностей, измеренных направленными детекторами, имеют периодический характер также с периодом до 3 мин. Диапазон изменения интенсивностей в области пространства, характеризуемой практически одной и той же порой значений  $L_1 B_1$  достигает  $1 \div 2,5$  порядков. Эта модуляция интенсивностей, очевидно, обусловлена изменением положения осей детекторов относительно направления магнитного поля, т. е. пич-угловым распределением частиц.

Для изучения углового распределения частиц на участках траектории, проходящих через радиационный пояс, по данным магнитометра были построены зависимости от времени углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$  между направлениями осей  $x$  и  $y$  магнитометра соответственно и модулем магнитного поля. Сравнение графиков интенсивности для всех направленных детекторов с кривыми зависимости угла от времени указывает на возрастание интенсивности при приближении угла  $\theta$  к  $90^\circ$ .

При обработке были выбраны участки траектории с четко выраженной связью между изменением интенсивности и изменением угла. Рассматриваемые участки разбивались на интервалы, соответствующие изменению интенсивности от одного минимума до другого (в среднем около 3 мин). Для участков, где угол достигает  $90^\circ$ , измерения нормировались к единице путем деления всех интенсивностей на максимальное значение из этого интервала. Поскольку угловое распределение частиц оста-