

Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 5. стр. 279 - 282

5 сентября 1972 г.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ,  
ОБУСЛОВЛЕННАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ  
ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
И КОНЕЧНЫМ ВРЕМЕНЕМ РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

Н.Г.Жданова, Л.Б.Зильберман, М.С.Каган,  
С.Г.Калашников

Вследствие конечного времени релаксации проводимости ( $\tau$ ) в некотором интервале частот ( $\omega$ ), когда  $\omega \tau \sim 1$ , между током и напряжением возникает разность фаз. Если проводник обладает нелинейной стационарной вольт-амперной характеристикой (ВАХ), то динамическая зависимость тока от напряжения становится неоднозначной и образует петлю, которая может иметь падающие участки. Как показано ниже, при определенных условиях разность фаз между током и напряжением может стать больше  $\pi/2$ , и тогда такой проводник, включенный в колебательный контур или резонатор, может быть использован для усиления и генерации колебаний. При этом наличие стационарной отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) у проводника не обязательно.

Этот эффект, в частности, может иметь место в полупроводниках. Чтобы проиллюстрировать эту возможность, рассмотрим простой случай полупроводника, стационарная ВАХ которого имеет участок, близкий к насыщению тока, а время установления проводимости не зависит от напряжения  $U$ . Положим:

$$i = \sigma_0(U) U = \frac{i_s v}{1 + v} , \quad \frac{d\sigma}{dt} = \frac{\sigma_0 - \sigma}{\tau} , \quad (1)$$

где  $i_s$  — ток насыщения,  $v = U/U_c$ ,  $U_c$  — некоторое характерное напряжение. Полагая  $v = v_0 + v_1 \cos \omega t$  и представляя  $i$  и  $\sigma_0(v)$  в виде разложения Фурье, можно найти проводимость образца по пере-

менному току  $G$ . Расчет дает:

$$\frac{G}{G_0} = \frac{2 \langle i v_1 \cos \omega t \rangle}{G_0 v_1^2} = \frac{8 F(z^2)}{(1+z^2)(1+4z^2)\sqrt{(1+v_0)^2 - v_1^2}} \quad (2)$$

где  $G_0$  — проводимость в слабом поле,  $z = \omega \tau$ , а  $F$  равно:

$$F = 2z^4 - z^2 \left[ \frac{3v_0 - 1}{v_1^2} \left( 1 + v_0 - \sqrt{(1+v_0)^2 - v_1^2} \right) - 2 \right] + \\ + \frac{1 + v_0 - \sqrt{(1+v_0)^2 - v_1^2}}{v_1^2}. \quad (3)$$

При этом было принято, что  $v_1 < 1 + v_0$ . Исследуя выражение (3), можно убедиться, что при подходящем подборе  $v_0$  и  $v_1$  можно получить  $G < 0$ . Границные частоты определяются корнями функций  $F(z^2)$ . В частности, если  $v_0 >> 1$ , проводимость отрицательна при  $3/4 < v_1^2$ :  $v_0^2 < 1$  и  $1/v_0 < \omega^2 \tau^2 < 1/2$ . При малых амплитудах  $v_1$  всегда  $G > 0$ , поэтому режим возбуждения колебаний является жестким.

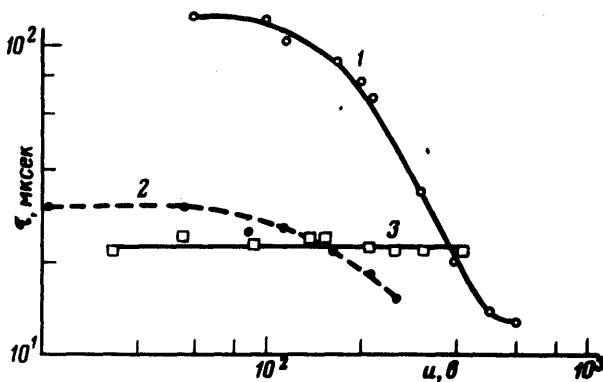


Рис. 4. Зависимость времени релаксации тока от величины прямоугольного импульса напряжения при различных напряжениях смещения  $U_0$ : 1 —  $U_0 = 0$ , 2 — 230 в, 3 — 400 в. Образец 1-01, длина 6,0 мм

Колебания тока с такими свойствами мы наблюдали в цепи, содержащей кристаллы германия с частично компенсированной медью. Кристаллы имели температуру жидкого азота. Необходимая электропроводность создавалась подсветкой. Стационарные ВАХ образцов имели участок, близкий к насыщению тока [1], однако ток все-таки слабо увеличивался при увеличении напряжения, так что дифференциальная проводимость была заведомо положительна. Релаксация тока

при прямоугольном импульсе напряжения и фиксированном смещении  $U_0$  имела экспоненциальный характер. При малом  $U_0$  время релаксации  $\tau$  сильно уменьшалось при увеличении напряжения, но при большом смещении эта зависимость становилась очень слабой (рис. 1), так что проводимость образцов приближенно соответствовала выражениям (1). При приложении внешнего синусоидального напряжения и  $U_0 \neq 0$  между напряжением и первой гармоникой тока появлялся сдвиг фаз, который с увеличением смещения становился больше  $\pi/2$ . В отсутствие колебательного контура неустойчивость тока не возникала. При включении образца в колебательный контур, как показано на рис. 2, в цепи возникали колебания. На рис. 2, а приведена зависимость амплитуды колебаний напряжения на образце от напряжения смещения, а на рис. 2, б — зависимость максимальной амплитуды колебаний от частоты. Автоколебания наблюдались при изменении  $\omega\tau$  от 0,2 до 0,45 и  $v_0$  — от 6 до 9. Эти значения по порядку величины согласуются с ожидаемыми.

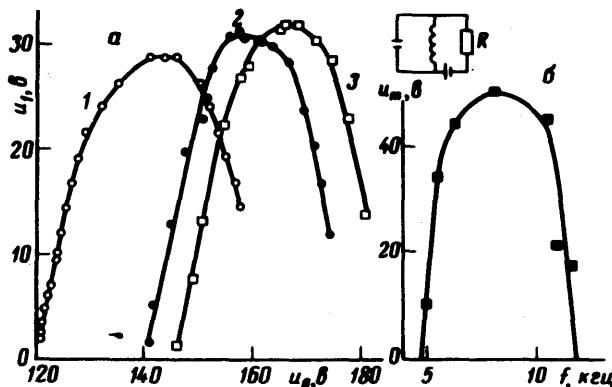


Рис. 2. Зависимость амплитуды колебаний напряжения на образце  $U_1$  от напряжения смещения  $U_0$  (а) и максимальной амплитуды колебаний  $U_m$  от частоты (б): 1 —  $f = 5,6 \text{ к} \mu\text{ч}$ , 2 —  $9,8 \text{ к} \mu\text{ч}$ , 3 —  $10,2 \text{ к} \mu\text{ч}$ .  $\tau \approx 6 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ . Образец 4 — 21, длина 1,5 мм

Можно предполагать, что отрицательная проводимость рассматриваемого типа будет возникать и в других системах с сильной нелинейностью ВАХ при частотах порядка обратного времени релаксации проводимости, а частота колебаний в резонаторе с активными элементами такого рода может быть, по-видимому, очень высокой.

Отметим также, что поскольку действительная часть малосигнального импеданса рассматриваемых систем положительна, они отличаются от систем, рассмотренных, например, в [2], в которых реальная часть проводимости может быть отрицательна уже на малом сигнале. Однако для этого необходимы, по крайней мере, два соответственно подобранных характерных времени, в то время как в рассматриваемом нами случае это время может быть только одно.

Институт радиотехники

и электроники

Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
19 июля 1972 г.

### Литература

- [ 1 ] М.С.Каган, С.Г.Калашников, Н.Ф.Жданова. *Phys. Stat. Sol.*, **24**, 551, 1967.
  - [ 2 ] J.C.McGroddy, P.Guéret. *Sol. Stat. Electronics*, **14**, 1219, 1971.
-