

Г. М. Авакьянц, чл.-корр. АН Армянской ССР,
 И. Р. Альтман и Ц. М. Альтман

К природе отрицательного сопротивления в кремниевых диодах

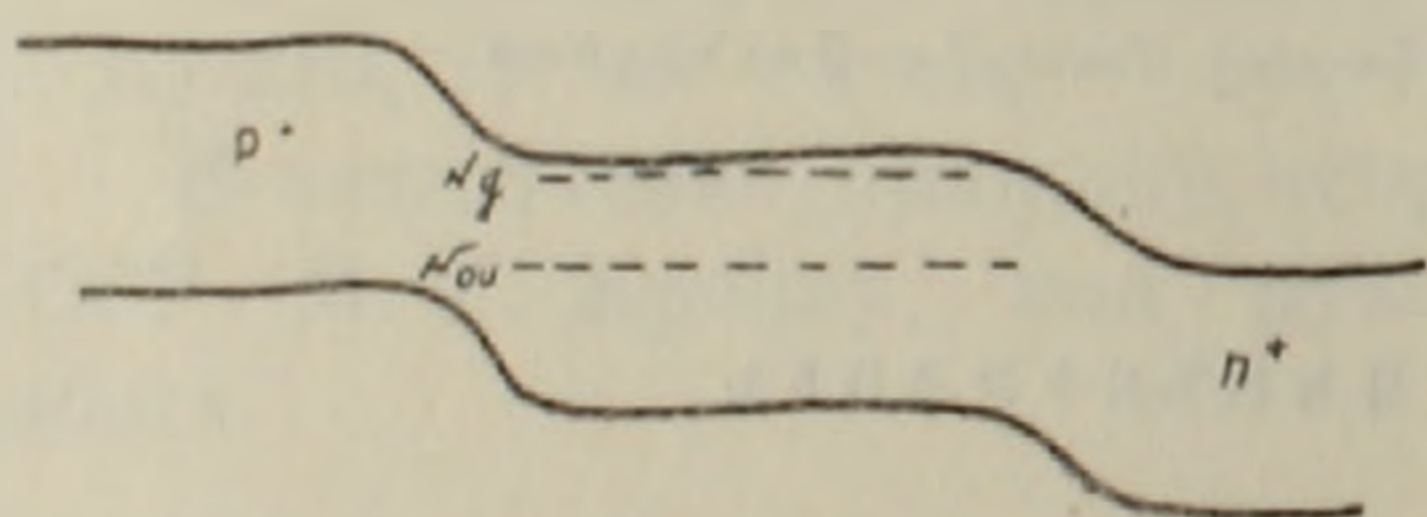
(Представлено 12/XII 1966)

В работе В. И. Стафеева ⁽¹⁾ был предложен механизм появления участка отрицательного дифференциального сопротивления в полупроводниковом диоде, база которого сделана из материала, компенсированного глубокими примесями. В частности, в кремнии это могут быть золото, никель, кобальт, цинк и т. д.

Непременным условием появления участка отрицательного сопротивления на вольт-амперной характеристике такого диода является условие:

$$\tau_p \gg \tau_n. \quad (1)$$

Теоретически на основе этой модели была построена вольт-амперная характеристика такого диода Лампертом ⁽²⁾, Ашли и Милнесом ⁽³⁾. Энергетическая модель диода, принятая для расчета авторами ⁽²⁾ и ⁽³⁾, показана на фиг. 1. Здесь N_g — концентрация донорных центров, N_A — концентрация глубоких акцепторов. Авторы работ ⁽²⁾ и ⁽³⁾ считают, что до участка срыва на отрицательное сопротивление изменение в заселенности глубоких акцепторов электронами пренебрежимо мало и τ_n — время жизни электронов — велико (Ламперт считает его бесконечным, авторы ⁽³⁾ учитывают наличие пустых акцепторных уровней и поэтому берут конечное время жизни электронов).



Фиг. 1. Энергетическая диаграмма диода.

В то же время τ_p — время жизни дырок, равное $(N_R v \tau_p)^{-1}$, где N_R — число заполненных электронами акцепторных центров — очень мало, так что для проникновения дырок в базу существует «рекомбинационный барьер», ограничивающий их ток. На участке до срыва ток чисто электронный, ограниченный объемным зарядом. С ростом прямого напряжения при условии, что $\frac{L^2}{2\mu_p V} = \tau_p$ (малый уровень

инъекции) ⁽²⁾, (где L — ширина базы диода), согласно Ламперту, рекомбинационные центры, захватывавшие до этого дырки, начинают интенсивно освобождаться от электронов, что приводит к росту τ_p . Поскольку падает „рекомбинационный барьер“ для дырок, то увеличивается их проникновение в толщу базы и возрастает модуляция последней. Таким образом, этот механизм приводит к уменьшению напряжения на диоде, т. е. к S -образной вольт-амперной характеристике. При высоком уровне инъекции уже после прохождения отрицательного участка, согласно ^(2,3), должно быть выполнено условие:

$$\tau_p = [N_R (v\sigma)_n]^{-1}, \quad (3)$$

т. е. время жизни дырок изменяется в отношении $\frac{(v\sigma)_n}{(v\sigma)_p}$.

В работе ⁽³⁾ до участка отрицательного сопротивления получен закон $j \sim v^2 \dots$ ⁽⁴⁾ за счет учета нескомпенсированного объемного заряда в базе диода, основной же механизм, обеспечивающий формирование вольт-амперной характеристики с участком отрицательного сопротивления, остается тем же, что и в ⁽²⁾. В отличие от работ ⁽¹⁻³⁾ Г. М. Авакьянцем был предложен механизм формирования отрицательного сопротивления, основанный на поляризации кристалла, т. е. формировании объемного заряда, который ограничивает ток через базу диода наряду с „рекомбинационным барьером“ ⁽⁴⁾. Дальнейший рост тока приводит к уменьшению плотности объемного нескомпенсированного заряда по сравнению с плотностью подвижных носителей, т. е. увеличение тока вызывает деполяризацию кристалла. Снятие ограничения тока объемным зарядом и является, согласно ⁽⁴⁾, одним из возможных механизмов формирования отрицательного участка на вольт-амперной характеристике диода.

Интересно отметить, что в отличие от работ ⁽¹⁻³⁾ в ⁽⁴⁾ не содержится требования увеличения времени жизни неосновных носителей (дырок) на участке после отрицательного сопротивления (вертикаль).

Нами была предпринята попытка экспериментальной проверки выводов теории ⁽²⁻⁴⁾ в отношении увеличения τ_p на участке вольт-амперной характеристики, близком к вертикали.

В качестве объекта исследования были выбраны диоды, база которых изготавливалась из кремния, компенсированного золотом. p^+ -область получалась впавлением алюминиевой проволоочки диаметром 0,5 мм в n -тип кремния $5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ($\rho > 10 \text{ ком. см}$).

В качестве тылового контакта использовался сплав золота с сурьмой. Полученные диоды герметизировались в микромодульный корпус, так что собственная емкость конструкции была менее 2-х пикофарад. Согласно ⁽⁵⁾ σ_p — сечение захвата дырки отрицательно заряженным центром золота (на уровне 0,54 эв) — составляет $5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $T=300^\circ\text{K}$, а σ_n — 10^{-15} см^2 сечение захвата электрона нейтральным центром, причем σ_p пропорционально T^{-1} , а $\sigma_n \sim T^0$.

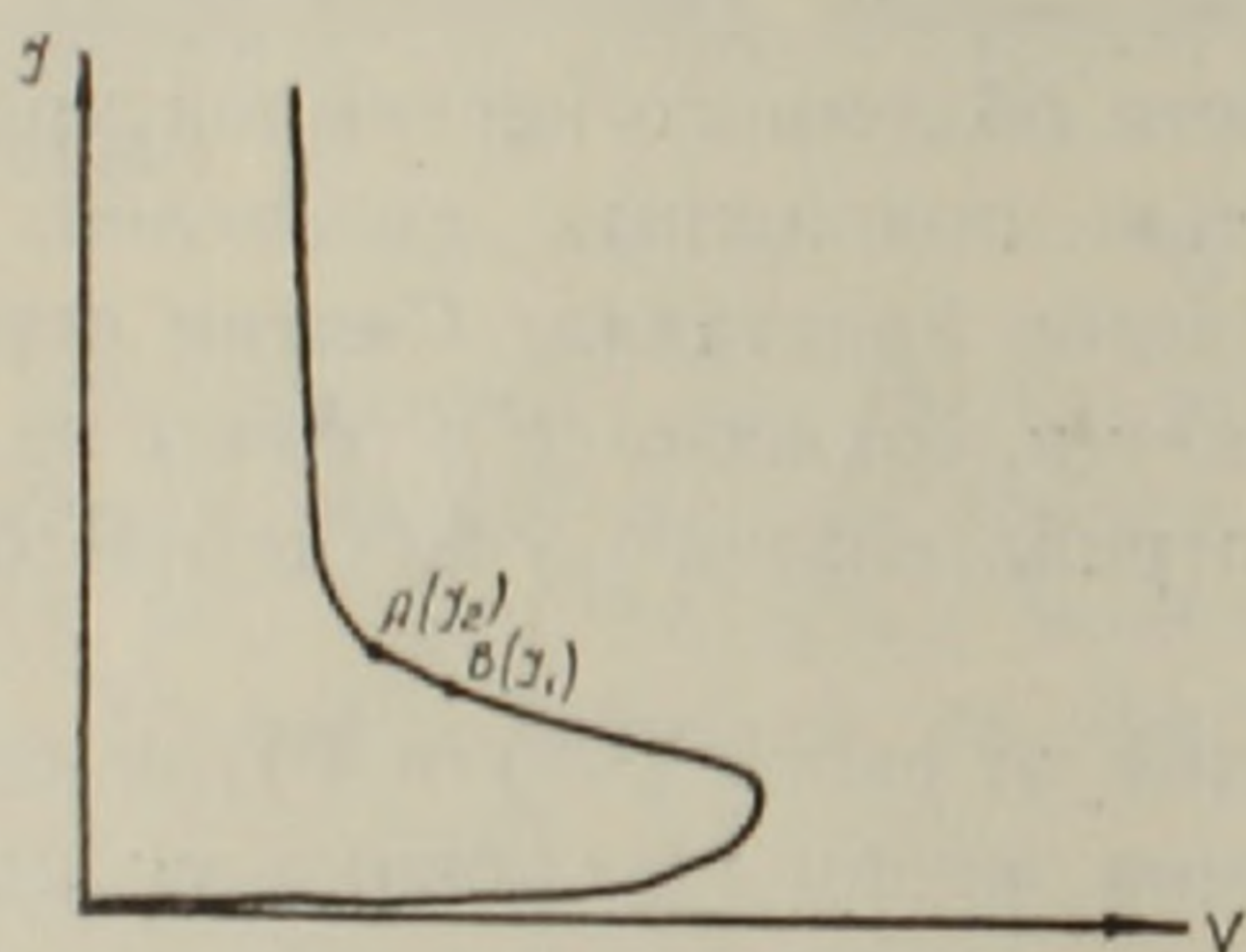
Ясно, что при комнатной температуре условие (1) не выполняется.

ся, тогда как при температуре жидкого азота условие (1) справедливо. Действительно, наши измерения на диодах, время жизни дырок, в которых при комнатной температуре было порядка 50 нсек, показали, что при 77°K $\tau_p \leq 3$ нсек.

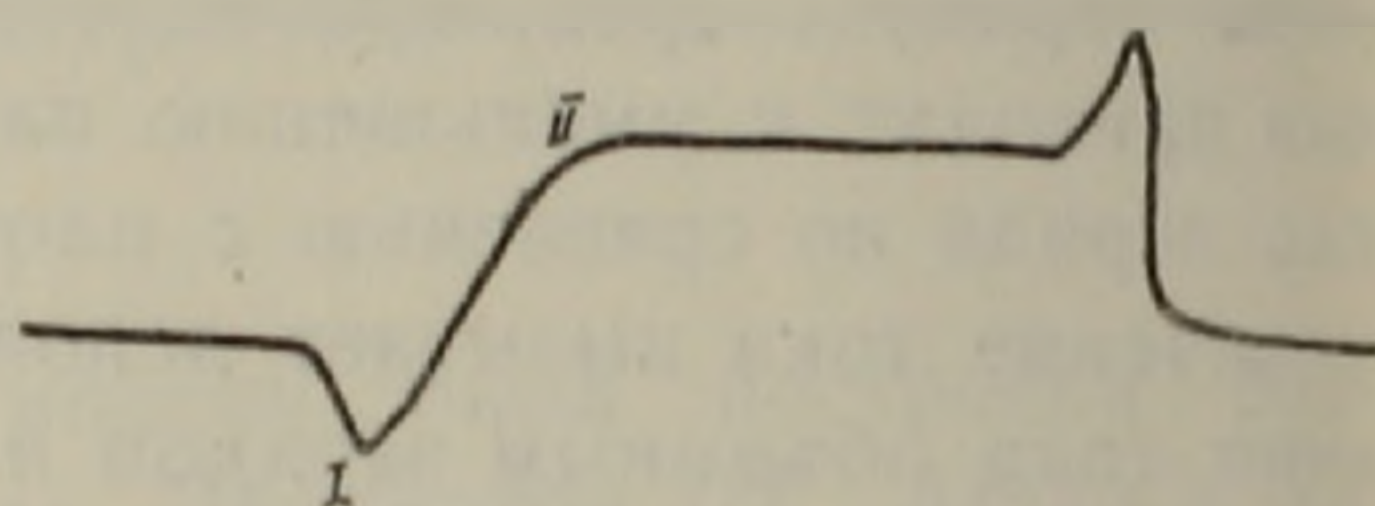
Два из исследуемых нами диодов имели следующие параметры при комнатной температуре: диод № 14 — $\tau_p = 16$ нсек, $\tau_n = 0,8$ мксек, диод № 78 — $\tau_p = 11$ нсек, $\tau_n = 0,4$ мксек.

Времена жизни дырок измерялись по методу затухания обратной проводимости диода после инжекции импульса прямого тока. Время жизни электронов измерялось по переходной характеристике диодов до участка отрицательного сопротивления. При температуре жидкого азота, применяя ту же методику, τ_p измерить не удалось ввиду очень малого его значения (< 3 нсек). Поскольку на участке вольт-амперной характеристики после отрицательного сопротивления $\tau_p = \tau_n$ согласно (2), то можно было бы ожидать при азотной температуре значения τ_p и τ_n порядка 20–30 нсек (5) для избранных диодов.

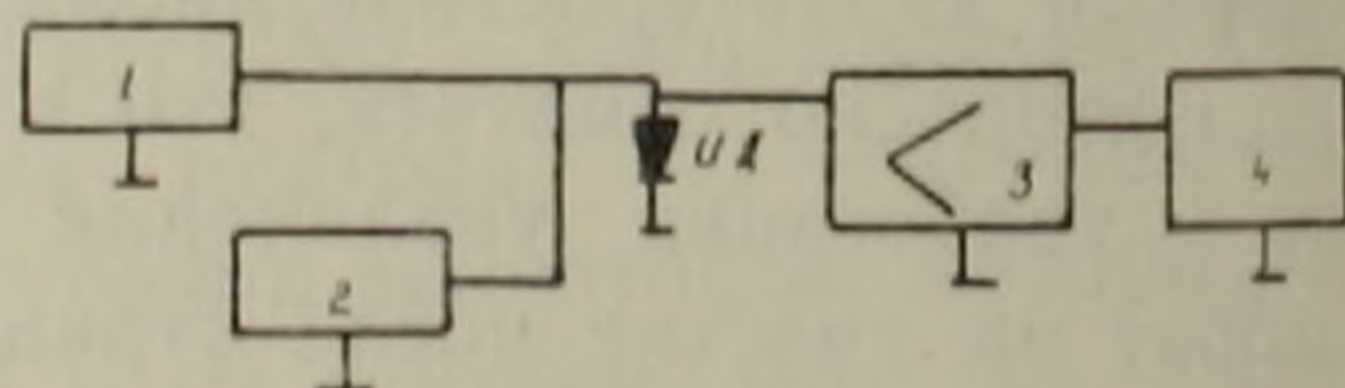
В качестве методики исследования нами был применен метод измерения времени восстановления прямой проводимости диода на участке отрицательного сопротивления, близком к вертикали. Сущность его состоит в следующем: задается стационарная точка А на вольт-амперной характеристике (фиг. 2) и прослеживается изменение



Фиг. 2. Положение точек А и В на вольт-амперной характеристике.



Фиг. 3. Переходная характеристика диода.



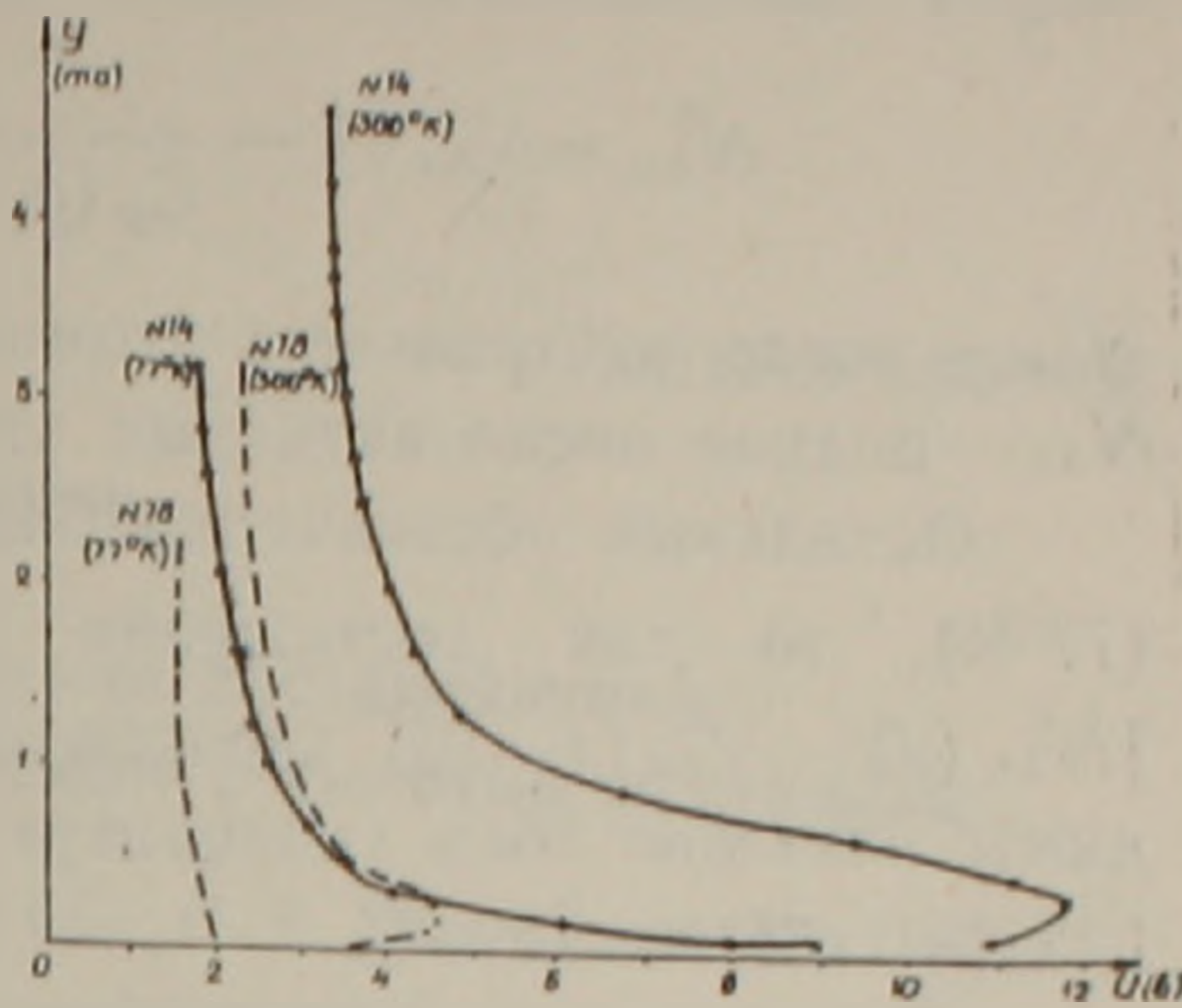
Фиг. 4. Принципиальная схема измерения переходной характеристики.

1 — генератор тока, задающий режим в точке А; 2 — генератор тока, задающий режим в точке В; ИД — испытуемый диод; 3 — усилитель; 4 — осциллограф.

во времени напряжения на диоде при переключении его в точку В, расположенную вблизи точки А. Осциллограмма наблюдаемого напряжения показана на фиг. 3. Под временем восстановления понимается промежуток времени между точками 1 и 2 на фиг. 3. Естественно принять, что восстановление прямой проводимости при таком рассмотрении связано с релаксацией тех носителей, время жизни которых наибольшее. Исходя из оценок (5), надо было бы ожидать, что процессы релаксации завершатся за время в несколько десятков нсек. Блок-схема экспериментальной установки показана на фиг. 4, где 1 и 2 — генераторы тока, собранные на двух тетродах лампы ГИ-30.

Для сравнения были проведены измерения вольт-амперных характеристик и времен восстановления прямой проводимости при комнатной температуре и температуре жидкого азота (фиг. 5, табл. 1) вблизи вертикального участка характеристики. Для случая азотной температуры для диода № 78 показан только участок вольт-амперной характеристики вблизи выхода на вертикаль.

Из графиков фиг. 5 следует, что срыв на отрицательное сопротивление при азотной температуре происходит при меньших токах, чем в случае комнатной, и вертикальный участок характеристики лежит левее ($V_{min} 77^{\circ}K < V_{min} 300^{\circ}K$).



Фиг. 5. Температурная зависимость вольт-амперных характеристик.

Зависимость времени переключения диода от положения точек А и В на VaX и температуры

Таблица 1

№ 14						№ 78						
$T^{\circ}K$	ma J_1-J_2	$нсек$ τ	$T^{\circ}K$	ma J_1-J_2	$нсек$ τ	$T^{\circ}K$	ma J_1-J_2	$нсек$ τ	$T^{\circ}K$	ma J_1-J_2	$нсек$ τ	
77	0,6—1,2	>500	300	0,2—1,8	>500	77	0,1—0,8 0,5—1,1	200 120	300	0,15—1,1	300	
	1,2—1,8	350		1,8—2,5	>500					0,9—1,4	250	
	1,8—2,5	150		2,5—3	350					2,1—2,7	150	
				3—3,5	300					2,7—3,2	100	
				3,5—3,9	250							
			4—4,5	150—200								

Измеренные времена восстановления, представленные в табл. 1, показывают, что время восстановления прямой проводимости падает с ростом прямого тока и достижение одинаковых времен восстановления происходит для больших токов смещения в случае комнатной температуры по сравнению с азотной.

Прямым измерением времени жизни дырок с уровнем инжекции на вертикали при комнатной температуре по методу определения зависимости полного дырочного заряда, накопленного в базе диода, от прямого тока, было показано, что τ_p меняется на 10—20% (по партии диодов), так что измерения времен восстановления при комнатной температуре однозначно могут быть интерпретированы в пользу квазимонополярности тока на участке вертикали (преобладание электронной составляющей).

Нам кажется, что согласно оценкам ⁽⁵⁾ результаты измерения в азоте могут быть интерпретированы аналогично. Наблюдаемые экспериментально меньшие токи, необходимые для достижения данного τ_n при температуре 77°K, можно объяснить тем, что уве-

личение модуляции базы происходит за счет более интенсивной декомпенсации базового материала при данной температуре. Действительно, декомпенсация описывается выражением:

$$N_{Au}^0 = N_{Au} \left(1 - \frac{C_p p_1 + C_n n}{C_p (p_1 + p) + C_n (n + n_1)} \right), \quad (6)$$

N_{Au}^0 — число нейтральных атомов золота на уровне 0,54 эв,
 N_{Au} — полное число активных атомов золота в 1 см^3 .

Остальные обозначения общепринятые. Поскольку в (6) $C_n < C_p$ (77°K), то для достижения одного и того же N_{Au}^0 (величина $|N_{Au}^0(J) - N_{Au}^0(J=0)|$ характеризует степень декомпенсации) необходимы меньшие токи (концентрации), чем в случае комнатной температуры, когда $C_p \approx C_n$.

В ы в о д ы. Таким образом, условие $\sigma_p \gg \sigma_n$ не приводит к существенной модуляции времени жизни дырок — τ_p , хотя и является важным моментом в формировании вольт-амперной характеристики, поскольку при этом условии декомпенсация идет гораздо интенсивнее по сравнению со случаем $\sigma_p \approx \sigma_n$. Поэтому наши результаты, как нам кажется, отвергают возможность объяснения механизма формирования отрицательного сопротивления по модели Ламперта в случае кремниевых диодов с золотом даже при выполнении условия (1).

Институт радиофизики и электроники
 Академии наук Армянской ССР

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Հայկական ՍՍՀ ԳԱ ԲԵՐԿԵՐ-ԱՆՊԻՐ, Ի. Բ. ԱՆՏԻՄԱՆ և Յ. Մ. ԱՆՏԻՄԱՆ

Կրեմնիումային դիոդների մեջ բացասական դիմադրության մասին

Հետազոտված է ոսկի-սիլիցիումային ուղղիչների վոլտ-ամպերային բնութագրի վարքագիծը ազդեցության չեղման պայմաններում: Ցույց է տրված, որ $\sigma_p \gg \sigma_n$ պայմանը չի բերում ոչ հիմնական հոսանքակիրների կյանքի տևողության էական մոդուլացիայի, բայց կարևոր պայման է հանդիսանում, քանի որ մոդուլացիան այդ պայմանի առկայությամբ դնում է ավելի ինտենսիվ, քան $\sigma_p \approx \sigma_n$ պայմանի դեպքում:

Л И Т Е Р А Т У Р А — Գ Ր Ա Կ Ա Ն Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

- ¹ В. И. Стафеев, ЖТФ, 3, 1502, 1959. ² Ламперт, Phys. Rev., 1962, 125, 126.
³ К. Л. Ашли и А. Г. Милнес, J. Appl. Phys., 35, 369, 1964. ⁴ Г. М. Авакьянц и др. «Радиотехн. и электроника», X, 11, 2037 1965. ⁵ Г. Бемски, Proc. IRE, 46, 7, 990, 1958.