

ФИЗИКА

УДК 621.382.2

Член-корреспондент АН Армянской ССР Г. М. Авакьянц, И. Р. Альтман, Ц. Р. Альтман

К природе отрицательного сопротивления в кремниевых диодах

(Представлено 12/XII 1966)

В работе ⁽¹⁾ отмечено, что вольтамперная характеристика кремниевых диодов не описывается существующей теорией Ламперта ⁽²⁾. Это относится в основном к области „вертикали“ — области вольтамперной характеристики, в которой напряжение не зависит от величины протекающего через диод тока. Механизм прохождения тока на этом участке характеристики обсуждался в работе Г. М. Авакьянца ⁽³⁾. Было отмечено, что предлагаемый в работе ⁽³⁾ механизм формирования S-образной характеристики за счет увеличения времени жизни неосновных носителей не имеет места в случае кремниевых диодов.

Необходимо отметить, что расчет вольтамперной характеристики, проведенный в работе ⁽³⁾, основан на равномерном токораспределении в любом участке характеристики, что, по-видимому, не имеет места в случае кремниевых диодов ⁽⁴⁾.

Нами в работе экспериментально исследуется вопрос об изменении времени жизни неосновных носителей при переходе к участку „вертикали“ и проводится статистическое исследование зависимостей порогового напряжения „пробоя“ $V_{\text{порог}}$ ($V_{\text{порог}}$ — напряжение, соответствующее точке срыва на участок отрицательного сопротивления „О.С.“) и напряжения, соответствующего „вертикали“, от параметров материала базы — d , N_{Au} , $(N_{\text{Au}} - N_g)$,

где d — ширина базы диода;

N_{Au} — концентрация глубокой примеси;

$N_{\text{Au}} - N_g$ — концентрация заполненных дырками в условиях термического равновесия глубоких центров.

Согласно ⁽³⁾ V_{min} — напряжение, соответствующее вертикальному участку характеристики, равно

$$V_{\text{min}} = \frac{d^2}{2\mu_p\tau_p},$$

где τ_p — малосигнальное время жизни неосновных носителей, а $V_{\text{порог}} \sim d^2 (N_{\text{Au}} - N_g)^{1/2}$ в случае, когда за механизм появления

участка О.С. ответственен объемный заряд в базе диода и $V_{\text{порог}} \sim d^2 (N_{\text{Au}} - N_g)$ при условии, что определяющую роль играют центры прилипания. Незаполненные электронами в условиях термического равновесия глубокие центры также играют роль центров прилипания. Предсказываемые зависимости в работе (3) сопоставляются с данными эксперимента.

Для исследования было изготовлено 50 диодов. Диоды изготавливались из компенсированного золотом кремния p -типа. Исходный кремний марки КЭФ имел концентрацию мелких доноров $N_g = 2,5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Диод изготавливался методом сплавления. P^+ область создавалась вплавлением Al, тыловой контакт из сплава Au с 0,1% сурьмы. Анализ вольтамперных характеристик полученных диодов показал, что все они обладали плавными характеристиками (5). $V_{\text{порог}}$ варьировало от единиц до 50 вольт, V_{min} — от единиц до 15 вольт.

До участка срыва на О.С. большинство диодов имели характеристику $j \sim V^n$, где n менялось от 1 до 4. На рис. 1 показана зависимость $\lg j$ от $\lg V$, из которой видно какого типа закономерности имели место.

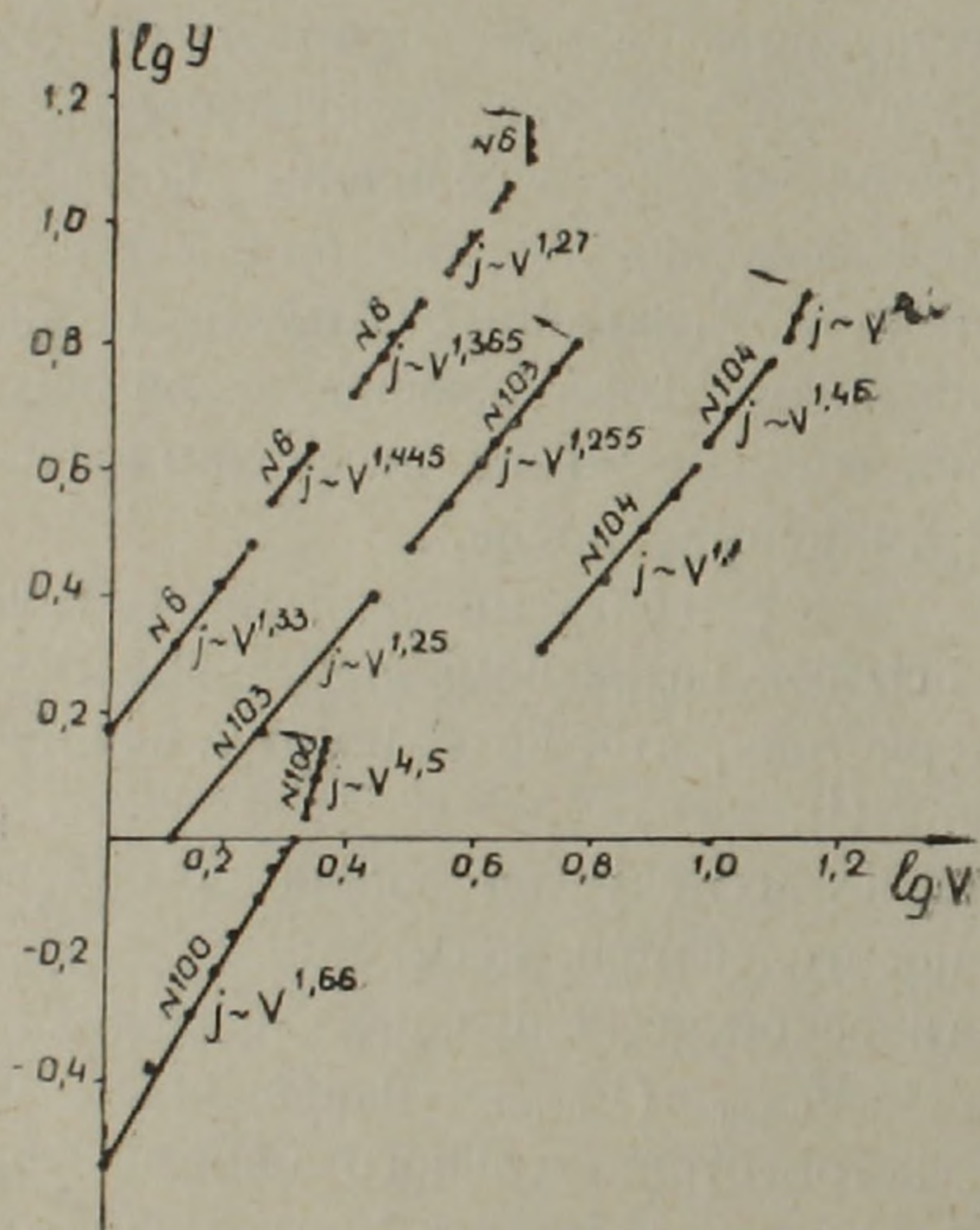


Рис. 1. Вольтамперные характеристики диодов.

Измерение вольтамперных характеристик производилось по точкам на постоянном токе. Для диодов с большим $V_{\text{порог}}$ (более 20 в) значения V_{min} и $V_{\text{порог}}$ определялись осциллографически. Это было сделано для того, чтобы исключить возможный разогрев диода. Поскольку по условиям компенсации $\rho_{\text{комп}} \gg \rho_{\text{исх}}$, то можно ожидать выполнения следующего неравенства

$$(N_{\text{Au}} - N_g) \ll N_{\text{Au}}, N_g. \quad (1)$$

В том, что (1) выполнено, мы убеждались расчетами положения уровня Ферми, исходя

из значения омности материала после компенсации ($\rho_{\text{комп}} \geq 10^4 \text{ ом см.}$) и энергетического положения акцепторного уровня Au (0,54 эв).

Концентрацию активных атомов золота в решетке кремния можно было находить, зная уровень Ферми, но поскольку технологически нам не удалось получить равномерно легированный золотом кремний, то оценки эти были бы очень ориентировочны. Для определения

концентрации ($N_{Au} - N_g$) непосредственно в диодах мы пользовались измерениями времени жизни основных носителей. Поскольку

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_n} \frac{1}{(N_{Au} - N_g)}, \quad (2)$$

то измеряя τ_n , можно вычислить ($N_{Au} - N_g$). Измерения были проведены нами при достаточно малых прямых токах диода на участке характеристики до срыва на О.С. Малые токи необходимы для того, чтобы избежать значительной декомпенсации—опустошения глубоких центров от электронов под действием инжектированных в базу дырок. Непосредственное измерение ширины базы производилось на диодных шлифах с точностью $\pm 5 \text{ мк}$. Выбранные для измерения шлифы имели плоский фронт сплавления и отчетливые границы кремния с металлом. Данные о подвижности в компенсированном золотом кремнии были взяты нами из работы (6), поскольку большой разброс по удельному сопротивлению в компенсированном кремнии затруднял интерпретацию данных ЭДС Холла. В работе (6) приводятся такие данные:

$$\mu_p = 300 \frac{\text{см}^2}{\text{в сек}} \quad \text{и} \quad \mu_n = 1200 \frac{\text{см}^2}{\text{в сек}}.$$

Непосредственная оценка малосигнального времени жизни неосновных носителей для избранного материала ($N_g = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) может быть произведена согласно (1). Действительно, τ_p определяется выражением:

$$\tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_p N_{Au-}}, \quad (3)$$

где N_{Au-} — концентрация отрицательно заряженных центров золота.

Исходя из (1), $N_{Au-} = N_g$. Поэтому (3) переписывается в виде:

$$\tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_p N_g}. \quad (3')$$

Согласно данным работы (7) сечение захвата дырок в п-типе кремния с золотом равно 10^{-15} см^2 , а $\sigma_n = 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

Пользуясь этими данными, можно оценить значения величины τ_p . Расчет дает для τ_p значение $\sim 50 \text{ нсек}$. Для контроля этих расчетов нами были произведены экспериментальные оценки величины τ_p . Расчет τ_p был проведен по данным измерений релаксации объемного заряда дырок, накопленных в базе диода при токе $\sim 20 \text{ ма}$. При длительности токового импульса 100 нсек диод не переходил на вертикальный участок характеристики, в чем мы убеждались, увеличивая длительность импульса и прослеживая момент срыва.

Эти измерения дали для τ_p значения $\sim 47 \text{ нсек}$ в исследуемых диодах. Для того, чтобы решить принципиальный вопрос об изменении времени жизни неосновных носителей при переходе к „вертикали“, нами исследовалась зависимость τ_p от прямого тока на вертикаль-

ном участке вольтамперной характеристики. Как отмечено в (4), на этом участке характеристики наблюдается расширяющийся токовый канал. Поэтому, во-первых, можно ожидать значительной декомпенсации в области протекания тока, а во-вторых, нельзя применять методику измерения, основанную на наблюдении посленжекционных процессов в базе диода. Это связано с тем, что при токовом канале база диода расслаивается на участки с разными τ_p за счет неравномерного по сечению распределения инжектируемых дырок.

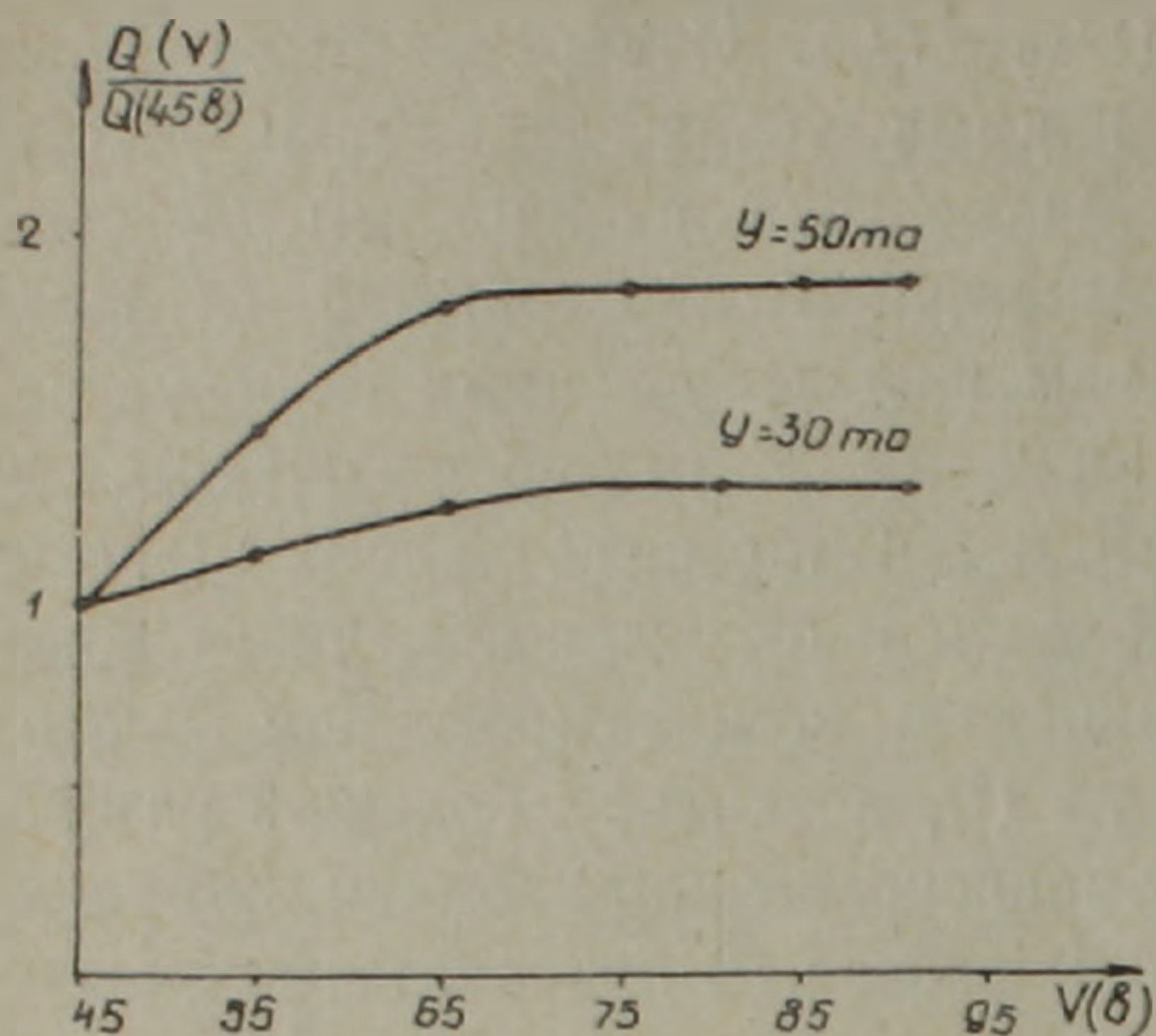


Рис. 2. Зависимость накопленного заряда от амплитуды обратного напряжения.

Для нахождения τ_p в этом случае нами использовалась методика определения полного дырочного заряда, накопленного в базе диода при протекании стационарного тока J , относящегося к участку „вертикали“.

Перед измерениями была экспериментально исследована зависимость $Q_p(V)$, где V — амплитуда импульса обратного напряжения, используемого для экстракции накопленного заряда. На рис. 2 представлена такая зависимость для двух токов:

$I = 30 \text{ mA}$, $I = 50 \text{ mA}$. Графики построены в относительных единицах $\frac{Q(V)}{Q(45 \text{ в})}$. За единицу принят заряд, соответствующий обратному напряжению 45 в. При экстракции было выполнено условие

$$\tau_{\text{экстр}} < \tau_p,$$

где $\tau_{\text{экстр}}$ — время, за которое экстрагировался практически весь заряд (95%).

В наших экспериментах $\tau_{\text{экстр}} = 10 \div 12 \text{ нсек}$, так что можно было пренебречь потерями в базе на рекомбинацию за время рассасывания накопленного заряда.

Из рис. 2 ясно видно, что начиная примерно с 65 в амплитуды обратного напряжения, величина экстрагируемого заряда переставала зависеть от $V_{\text{обр}}$. Для измерений зависимости τ_p от прямого тока было выбрано значение $V_{\text{обр}} = 80 \text{ в}$. Результаты измерений для одного из исследуемых диодов представлены на рис. 3. Аналогичные результаты были получены на трех исследуемых диодах. Из наклона прямой, отражающей зависимость $Q_p(I)$ можно было найти значение τ_p , которое оказалось равным $60 \div 65 \text{ нсек}$.

Исходя из найденных экспериментально значений d , $(N_{\text{Au}} - N_g)$, τ_p , $V_{\text{порог}}$ и $V_{\text{мин}}$, были проведены статистические сопоставления

экспериментальных результатов с выводами теории (³). Такого типа исследования имели и самостоятельный интерес, поскольку неоднородности материала базы, неучитываемые теорией, могли бы значительно изменить количественное соотношение и вообще поставить под сомнение количественный подход в решении проблемы. В связи с этим была построена теоретическая зависимость $V_{\min}$ от d^2 по известным значениям τ_p , μ_p и $V_{\min}$ (рис. 4). На этом же рисунке дана зависимость $V_{\min}$ от d^2 , построенная по экспериментально найденным значениям d на 32-х диодных шлифах. Из рис. 4 ясно, что наклон теоретической и экспериментальной зависимостей сильно разнится. Это соответствует тому положению, что измеренные значения d — почти на всех диодах были вдвое меньше, чем теоретические. По известным $d = (N_{Au} - N_g)$, $V_{\text{порог}}$ были рассчитаны отношения вида:

$$\frac{V_{\text{порог}}}{d^n (N_{Au} - N_g)^m} \quad (1 \leq n \leq 5; 0 \leq m \leq 1)$$

для всех 50 диодов. Для каждого отношения (n и m фиксированы) по этим данным подсчитывалось число диодов, для которых разброс в отношении составлял 200÷250%. Эти данные представлены в

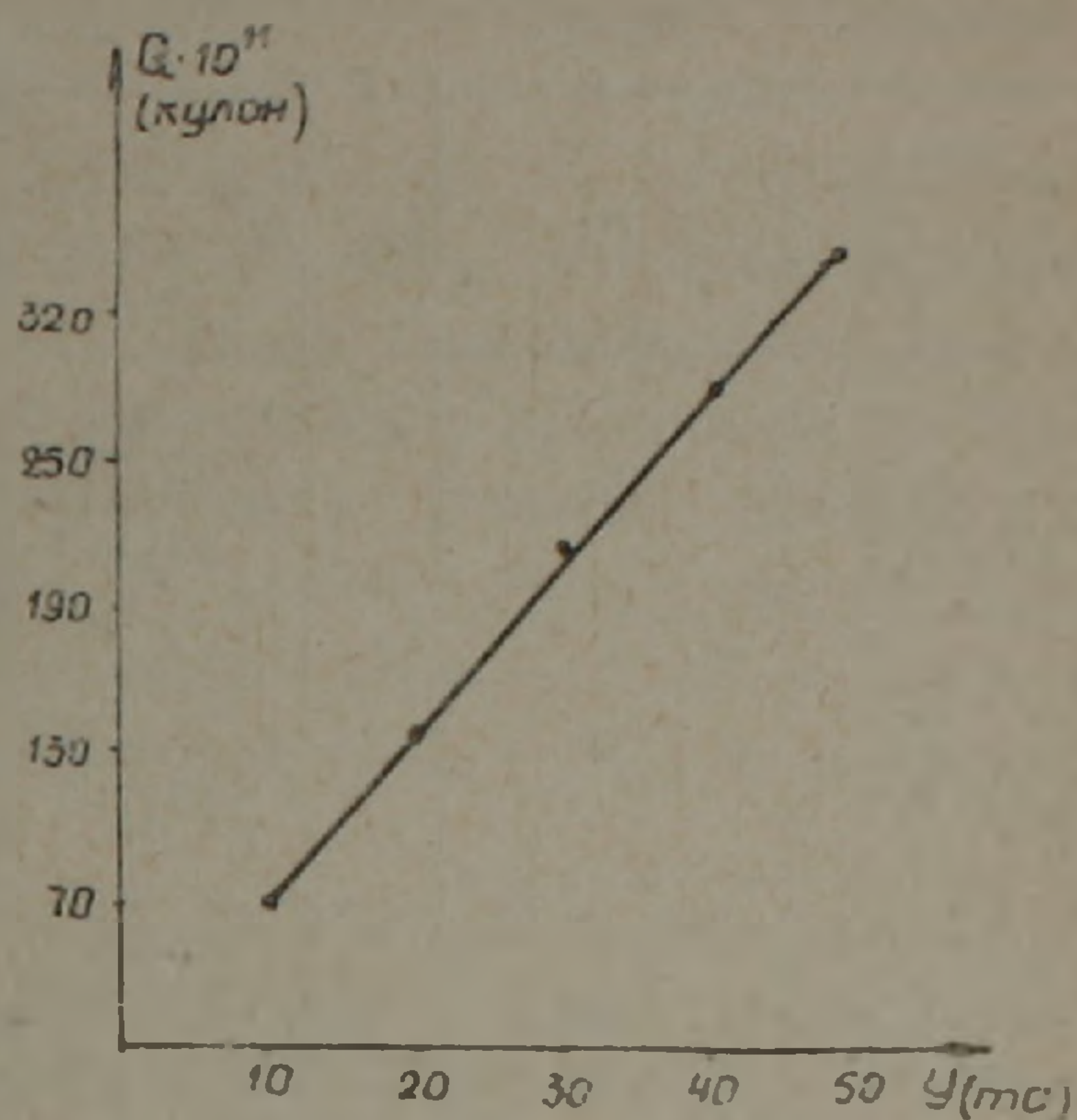


Рис. 3. Зависимость величины накопленного заряда от величины тока.

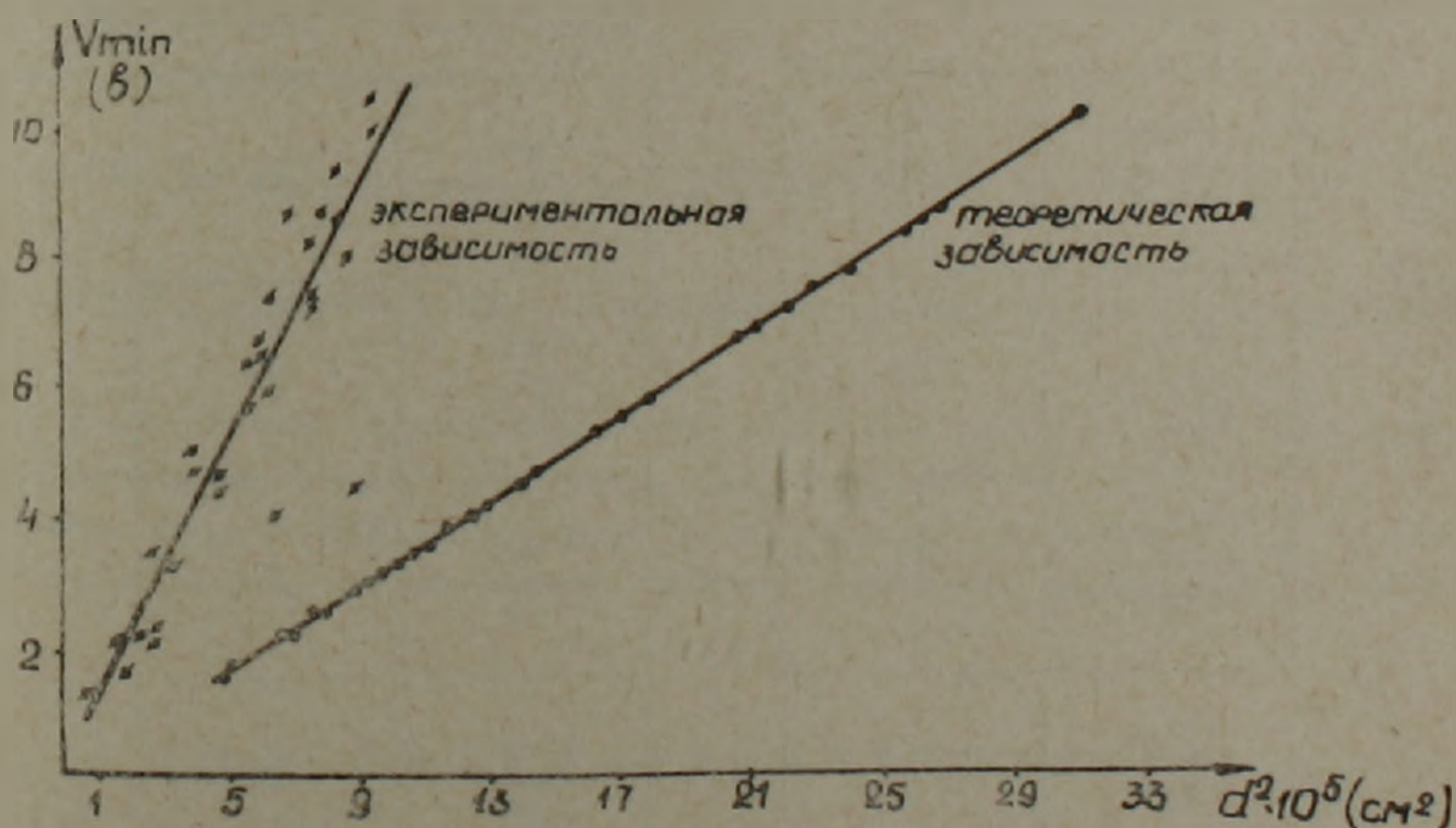


Рис. 4. Экспериментальная и теоретическая зависимости $V_{\min}$ от d^2 .

табл. 1. Из таблицы ясно следует, что наибольшее число диодов (~75%) удовлетворяет зависимости $V_{\text{порог}} \sim d^n$ ($2 \leq n \leq 3$). Отметим, что разброс в величине $(N_{Au} - N_g)$, найденной из измерений ве-

Статистическая закономерность поведения ВАХ

Вид отношения	Количество диодов	Вид отношения	Количество диодов	Вид отношения	Количество диодов
$\frac{V_{\max}}{d \cdot \Delta N^{\frac{1}{4}}}$	16	$\frac{V_{\max}}{d \Delta N^{\frac{1}{3}}}$	18	$\frac{V_{\max}}{d \Delta N^{\frac{1}{2}}}$	22
$\frac{V_{\max}}{d^2 \cdot \Delta N^{\frac{1}{4}}}$	35	$\frac{V_{\max}}{d^2 \Delta N^{\frac{1}{3}}}$	34	$\frac{V_{\max}}{d^2 \cdot \Delta N^{\frac{1}{2}}}$	33
$\frac{V_{\max}}{d^{2,5} \Delta N^{\frac{1}{4}}}$	37	$\frac{V_{\max}}{d^{2,5} \Delta N^{\frac{1}{3}}}$	36	$\frac{V_{\max}}{d^{2,5} \Delta N^{\frac{1}{2}}}$	34
$\frac{V_{\max}}{d^3 \Delta N^{\frac{1}{4}}}$	35	$\frac{V_{\max}}{d^3 \Delta N^{\frac{1}{3}}}$	35	$\frac{V_{\max}}{d^3 \Delta N^{\frac{1}{2}}}$	34
$\frac{V_{\max}}{d^4 \Delta N^{\frac{1}{4}}}$	21	$\frac{V_{\max}}{d^4 \Delta N^{\frac{1}{3}}}$	22	$\frac{V_{\max}}{d^4 \Delta N^{\frac{1}{2}}}$	24
$\frac{V_{\max}}{d^5 \Delta N^{\frac{1}{4}}}$	17	$\frac{V_{\max}}{d^5 \Delta N^{\frac{1}{3}}}$	18	$\frac{V_{\max}}{d^5 \Delta N^{\frac{1}{2}}}$	20

Вид отношения	Количество диодов	Вид отношения	Количество диодов
$\frac{V_{\max}}{d \cdot \Delta N}$	22	$\frac{V_{\max}}{d}$	16
$\frac{V_{\max}}{d^2 \Delta N}$	21	$\frac{V_{\max}}{d^2}$	34
$\frac{V_{\max}}{d^{2,5} \Delta N}$	23	$\frac{V_{\max}}{d^{2,5}}$	37
$\frac{V_{\max}}{d^3 \Delta N}$	21	$\frac{V_{\max}}{d^3}$	37
$\frac{V_{\max}}{d^4 \Delta N}$	—	$\frac{V_{\max}}{d^4}$	20
$\frac{V_{\max}}{d^5 \Delta N}$	—	$\frac{V_{\max}}{d^5}$	17

$$\Delta N = N_{\text{Au}}^0 - N_g$$

личины τ_n , составлял $250 \div 300\%$, так что дробные значения показателя — n — приводили к нивелированию этого разброса и приближали зависимость $V_{\text{порог}} \sim d^n (N_{\text{Au}} - N_g)^m$ ($m < 1$) к закону $V_{\text{порог}} \sim d^n$.

Из таблицы ясно, что для значений $m = 1/2; 1/3; 1/4$ число диодов в соответствующих графах возрастает по мере уменьшения — m — для значений $n = 2; 2,5; 3$.

Из полученных данных (рис. 4, табл. 1) ясно, что предсказываемая теорией ⁽³⁾ зависимость $V_{\text{min}} \sim d^2$ хорошо выполняется на опыте, тогда как количественное совпадение расчетных и измеренных значений — d — не наблюдается. Предсказываемая теорией зависимость $V_{\text{порог}} \sim d^n (N_{\text{Au}} - N_g)^m$ с $n = 2$ и $m < 1$ также имеет место, хотя из наших данных не совсем ясна роль члена $(N_{\text{Au}} - N_g)^m$ в этой зависимости из-за малого разброса в величине $(N_{\text{Au}} - N_g)$ в исследуемых нами диодах.

Что касается вопроса о полученной экспериментально зависимости τ_p от тока, то ясно, что изменение времени жизни неосновных носителей на вертикали не превосходят $20 \div 30\%$ от своего малосигнального значения. Сама методика измерений дает в данном случае значение τ_p вблизи $p-i$ -перехода, поскольку в этой области сосредоточен почти весь дырочный заряд. Нет никаких оснований считать, что в толще базы имеют место такие же изменения в τ_p .

Таким образом, в результате сопоставления данных эксперимента с выводами теории ⁽³⁾ было показано, что предсказываемая теорией зависимость $V_{\text{min}} \sim d^2$ и $V_{\text{порог}} \sim d^n (N_{\text{Au}} - N_g)^m$ ($n > 1; m < 1$) на самом деле имеет место в кремниевых диодах.

Измерениями $\tau_p(I)$ показано, что изменение τ_p не превосходит 25% от малосигнального значения. Это, по-видимому, имеет место только в области, примыкающей к $p-i$ переходу.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Армянской ССР

Հայկական ՍՍՀ ԴԱ րդրակից-անդամ Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՅ, Ի. Բ. ԱՆՏՄԱՆ, Յ. Մ. ԱՆՏՄԱՆ

Կրեմնիումային դիոդների մեջ բացասական դիմադրության բնույթի մասին

Բերված է փորձնական արդյունքների համեմատությունը սիլիցիում-ոսկու շրջագծած կենտրոնների ազդեցությունը S -տիպի բնութագրի ձևավորման գործում:

Զափումները ցույց են տվել, որ հոսանքակիրների կյանքի տևողությունը՝ τ_p -ն, բնութագրի ուղղաձիգ մասում իր փոքր ազդանշանային արժեքից չեղվում է ոչ ավելի, քան $20-30\%$:

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

- ¹ Holonjak, PIRE, 1962, 50, 12, 2443. ² R. Lampert, Phys. Rev., 125, 1, 126 (1962).
³ Г. М. Авакьянц и др. „Радиотехника и электроника“, 10, № 10, 1880 (1965). ⁴ T. Fukami, K. Nomma, „Japanese journal of appylyed physics“, v. 2, № 9, 535 (1963).
⁵ Г. М. Авакьянц и др. „Радиотехника и электроника“, 10, № 11, 1965. ⁶ Б. И. Болтакс, ФТТ, 2, 2 (1960). ⁷ Bemski, Phys. Rev., 15, 195 (1958).