

УДК 621.382.2

ФИЗИКА

Член-корреспондент АН Армянской ССР Г. М. Авакьянц,
 С. Г. Долмазян

Эффекты памяти, обусловленные остаточной проводимостью

(Представлено 9/VII 1974)

Электрофизические и оптические свойства кремния с примесью серебра относительно мало изучены. Имеющиеся данные (¹⁻⁴) не объясняют наблюдаемых на эксперименте явлений, таких, как температурная зависимость времени спада фотопроводимости, эффекты памяти и разного рода переключений, осуществляемых с помощью сдвоенных импульсов на p^+-n-n^+ структурах, изготовленных из компенсированного серебром электронного кремния.

Авторами (³) предпринята попытка объяснить закономерности спада фотопроводимости в образцах $n-Si$, компенсированного серебром. Согласно (³) время восстановления исходной проводимости не должно зависеть от температуры образцов, а с увеличением концентрации компенсирующей примеси время восстановления должно уменьшаться. Оценка времени спада по формулам, приведенным в

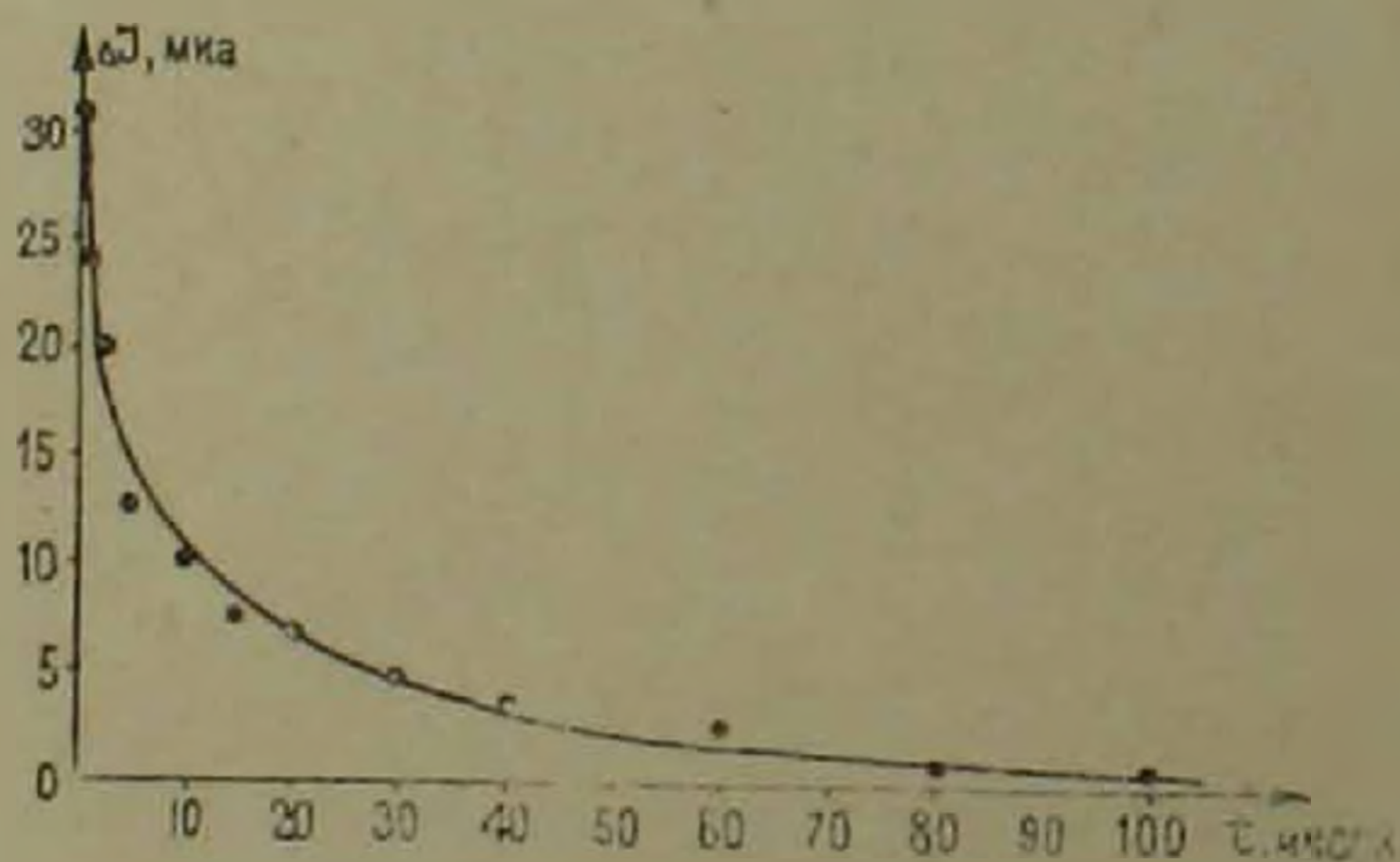


Рис. 1. Кривая спада фотопроводимости

(²), в нашем случае дает значения порядка 0,1 мксек, что на несколько порядков меньше наблюдаемых на опыте величин. Такое несоответствие результатов теории развитой в (¹) с наблюдаемыми на опыте явлениями побудило провести новые расчеты.

Авторы (³) наблюдали на кривой спада фотопроводимости два участка, аналогичные участки на кривой спада наблюдались и в случае проведенных нами экспериментов (рис. 1). Протяженность первого участка, как в случае описанном в (³) так и в нашем, порядка 1 мксек, который сменяется более продолжительным участком. Протяженность первого участка, по времени, не зависела от температуры. В случае наблюдаемом авторами (³), продолжительность второго участка слабо увеличивалась с понижением температуры, тогда как в нашем случае полное время восстановления изменялось на несколько порядков. В качестве примера можно привести значения постоянной времени при $T = 300\text{ K}$ и $T = 160\text{ K}$, здесь происходит увеличение τ от 4 до 6×10^3 мксек соответственно.

Как показали расчеты, небольшое увеличение $\tau_{\text{полн}}$ при понижении температуры возможно в случае малых концентраций компенсирующей примеси, как это имело место в случае реализованном авторами (³).

Рассматриваемая ниже модель, объясняющая наблюдаемые явления, качественно отличается от модели, использованной в (³). В случае (³) физическая ситуация представляется авторами следующим образом. В момент времени $t = 0$, когда возбуждающее действие света прекращено, часть неравновесных дырок валентной зоны рекомбинирует с электронами, находящимися на примесных уровнях серебра (первый, резкий участок на кривой спада фотопроводимости). В последующие моменты времени неравновесные электроны зоны проводимости совершают переходы на акцепторный уровень серебра и восстанавливают исходную концентрацию на этом уровне. Предполагается, что этот

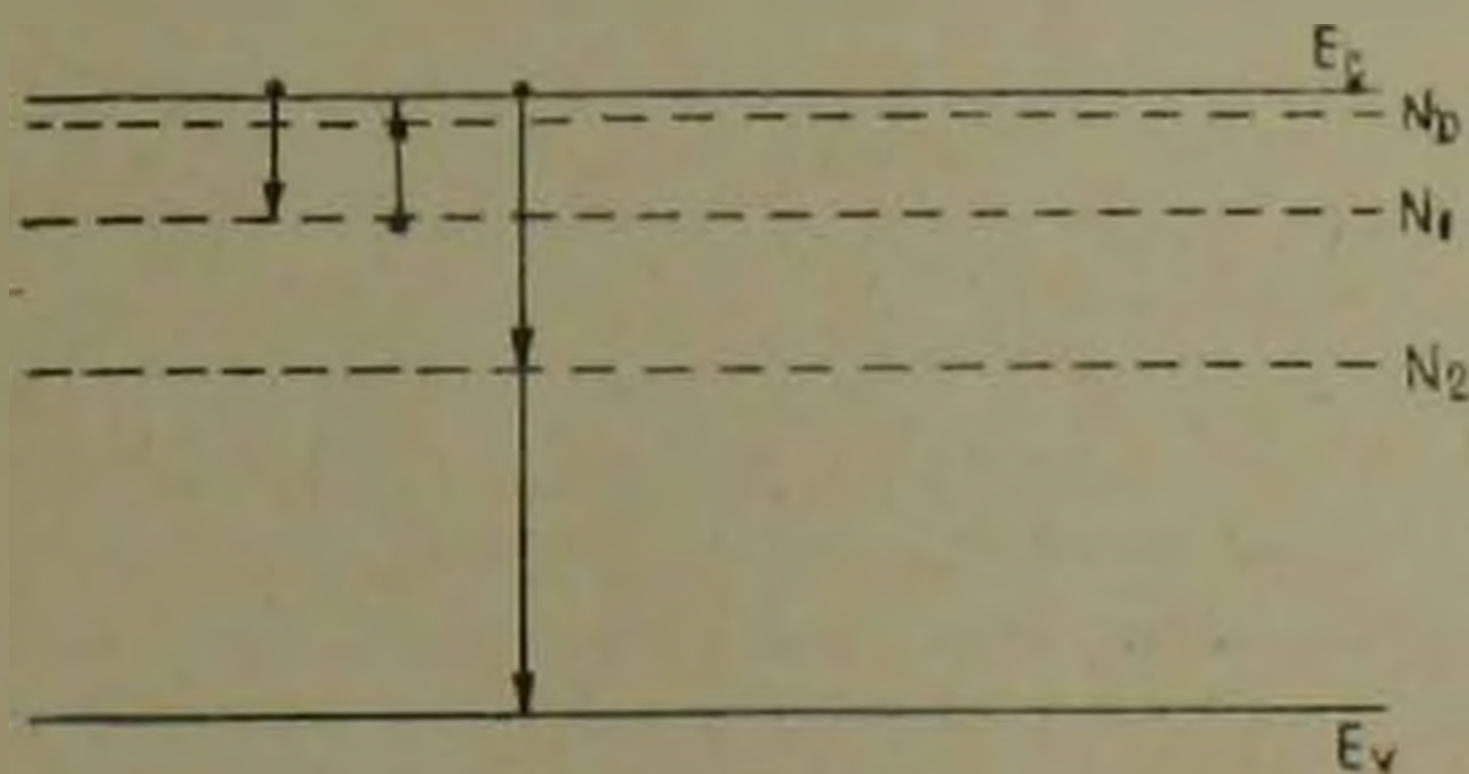


Рис. 2 Зонная модель

процесс продолжается достаточно долго и обуславливает второй участок на кривой спада. В запрещенной зоне предполагается наличие еще одного глубокого акцепторного уровня, образованного дефектами структуры. Однако рекомбинация электронов зоны проводимости

через этот уровень начинается позже чем прекратится переход электронов с уровня серебра в валентную зону.

В случае рассматриваемой нами модели, в запрещенной зоне полупроводника так же содержится уровень, созданный несовершенствами структуры, а процесс спада представляется следующим образом. В момент времени $t=0$, неравномерные электроны из зоны проводимости переходят на акцепторный уровень серебра (первый участок на кривой спада фотопроводимости). Со временем, захваченные электроны генерируются в зону проводимости, после чего рекомбинируют через второй акцепторный уровень (рис. 2) с дырками в валентной зоне. Термическая генерация электронов, вообще говоря, медленный процесс и поэтому мы считаем, что второй участок на кривой спада обусловлен этим переходом.

В случае предложенной зонной модели, уравнения, описывающие изложенную кинетику, запишутся в виде:

$$\frac{dN_1^-}{dt} = \beta_1 n (N_1 - N_1^-) - \alpha_1 N_1^- - \beta_{p1} p N_1^- \quad (1)$$

$$\frac{dN_2^-}{dt} = \beta_2 n (N_2 - N_2^-) - \alpha_2 N_2^- - \beta_{p2} p N_2^- \quad (2)$$

$$\frac{dn}{dt} = \alpha_1 N_1^- + \alpha_2 N_2^- - \beta_1 n (N_1 - N_1^-) - \beta_2 n (N_2 - N_2^-) \quad (3)$$

В случае квазинейтральности общее число электронов равно:

$$n = p + N_D - N_1^- - N_2^- \quad (4)$$

В уравнениях (1—4) использованы следующие обозначения: N_1 и N_2 — концентрации акцепторных уровней серебра и образованного дефектами структуры; N_1^- и N_2^- — концентрация электронов на этих уровнях соответственно; α_1 и α_2 — коэффициенты, характеризующие тепловой выброс электронов этих уровней в E_c ; β_1 и β_2 — коэффициенты определяющие захват электронов зоны проводимости на N_1 и N_2 ; β_{p1} и β_{p2} — определяют захват дырок валентной зоны на акцепторные уровни.

Предполагаем, что $N_1 > N_1^- \sim N_D$. Это оправдано тем обстоятельством, что, согласно (1), в случае диффузии при 1350°C, концентрация введенных атомов серебра $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а N_D — исходного кремния $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, (N_D — концентрация атомов фосфора в исходном Si.) Считая, что $N_1 > N_2^-$ и α_2 малым и допуская, что рекомбинация электронов с N_1 маловероятна, систему уравнений (1—3) можно переписать так:

$$\frac{dN_1^-}{dt} = \beta_1 n N_1 - \alpha_1 N_1^- \quad (1')$$

$$\frac{dN_2^-}{dt} = \beta_2 n N_2 - \beta_{p2} p N_2^- \quad (2')$$

$$\frac{dn}{dt} = -\beta_1 n N_1 + \alpha_1 N_1^- - \beta_2 n N_2 \quad (3')$$

Поскольку переменные n и N_1^- не зависят от координат, то система уравнений (1—3) записана в полных дифференциалах.

Для определения зависимости числа электронов от времени воспользуемся выражениями (1') и (3'), так как в них учтены переходы носителей, ответственные за наблюдаемые участки на кривой спада фотопроводимости. В этом случае будем иметь следующее дифференциальное уравнение второго порядка:

$$\frac{d^2 n}{dt^2} + (\alpha_1 + k) \frac{dn}{dt} + \alpha_1 \beta_2 N_2 n = 0, \quad (5)$$

где $k = \beta_1 N_1 + \beta_2 N_2$. (5')

Решение (5) ищем в виде:

$$n(t) = C_1 e^{\gamma_1 t} + C_2 e^{\gamma_2 t}. \quad (6)$$

Для γ_1 и γ_2 находим:

$$\gamma_1 = -(\alpha_1 + k) \text{ и } \gamma_2 = -\frac{\alpha_1 \beta_2 N_2}{\alpha_1 + k}, \quad (7)$$

так как в момент времени $t=0$ мы прием, что $n=n(0)$, а $N_1^- = N_1^-(0) \sim N_D$, тогда для коэффициентов в (6) получим:

$$C_1 = \frac{\gamma_2 n(0) + k n(0) - \alpha_1 N_1^-(0)}{\alpha_1 + k + \gamma_2} \quad \text{и} \quad C_2 = \frac{\alpha_1 n(0) + \alpha_1 N_1^-(0)}{\alpha_1 + k + \gamma_2} \quad (8)$$

Нетрудно заметить, что показатель степени первой экспоненты $\gamma_1 = -(\alpha_1 + k)$ не зависит от температуры и обеспечивает первый участок на кривой спада. Это легко показать, считая $k \gg \alpha_1$, что действительно выполняется, так как согласно (5') $k \sim \beta_1 N_1 = 10^{10} \text{ сек}^{-1}$. Показатель второй экспоненты γ_2 при $k \gg \alpha_1 \sim \alpha_1 \frac{\beta_2 N_2}{k}$ и уже существенно зависит от температуры, так как $\alpha_1 \sim \exp[-\Delta E/kT]$, что обуславливает зависимость от температуры хвоста спада фотопроводимости.

Исследования температурной зависимости постоянной времени спада фотопроводимости осуществлялись в режиме малого нагрузочного сопротивления. Возбуждение неравновесной фотопроводимости осуществлялось с помощью GaAs светодиодов с $\lambda = 0.92 \text{ мкм}$. Инжекционный светодиод питался прямоугольными импульсами с генератора Г5—7А, где имелась возможность изменять не только частоту следования, но и длительность электрических импульсов. Спад фотопроводимости наблюдался на экране осциллографа С1—54. Образцы компенсированного кремния, изготовленные по технологии, описанной в (2), резались на полоски размерами $3 \times 8 \times 0.5 \text{ мм}^3$, на торцы которых наносились омические контакты¹.

В процессе проведенных исследований было выявлено, что постоянная времени спада τ существенно увеличивается с понижением температуры. За исходную величину фототока принималось его зна-

¹ Авторы выражают благодарность Л. М. Капитановой за помощь в приготовлении образцов.

чение, соответствующее началу второго участка на кривой спада. Такой выбор величины Δt_0 обусловлен тем, что протяженность первого участка по току не зависела от температуры и была постоянной при фиксированном значении мощности излучения светодиода. Нам удалось наблюдать увеличение τ от 1 до $6.5 \cdot 10^3$ мксек. (рис. 3).

Из наклона кривой (взятой в полулогарифмическом масштабе) зависимости τ от обратной температуры была определена энергия активации акцепторного уровня.

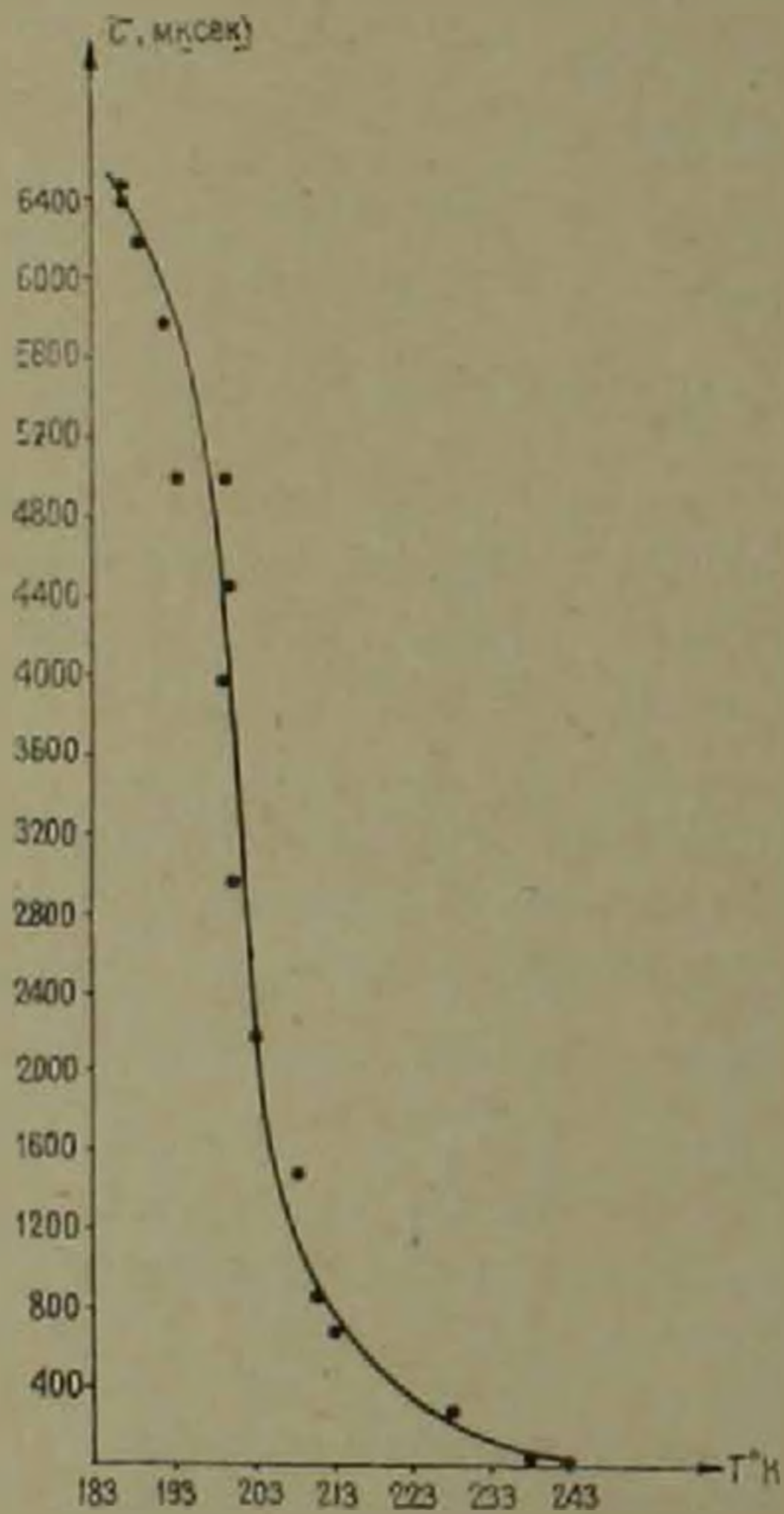


Рис. 3. Зависимость постоянной времени спада фотопроводимости от температуры

Полученное значение 0.31 находится в хорошем согласии с результатами работ (2-5).

Явление остаточной проводимости проявлялось на ряде наблюдаемых нами эффектов. В частности, при относительно низких температурах в импульсном режиме на p - и n -диодах (5) был обнаружен эффект памяти. Сущность этого эффекта заключалась в том, что при временах τ между импульсами, меньшими $t_{\text{акст}}$, происходило увеличение напряжения срыва. На диоды, при $\tau < t_{\text{акст}}$ подавался

сигнал амплитуды $V_0 \geq V_{ср}$ и диоды переключались в открытое состояние. При последующем уменьшении амплитуды подаваемого электрического импульса до $V_1 < V_0$ диоды все еще продолжали оставаться в открытом состоянии, сохраняя информацию, полученную предшествующим импульсом.

При комнатных температурах с помощью двоянных импульсов наблюдались на p^+n диодах эффекты переключения.

На диоды с некоторой задержкой τ подавались двоянные прямоугольные импульсы (рис. 4). Амплитуда первого импульса (назовем его предсигналом) в начальный момент времени была равной нулю (рис. 4,а). В тот же момент на диод подавался второй импульс (основной сигнал) с амплитудой V достаточной, чтобы с некоторой задержкой переключить диод из закрытого состояния в открытое. На протяжении всего эксперимента амплитуда основного сигнала сохранялась постоянной.

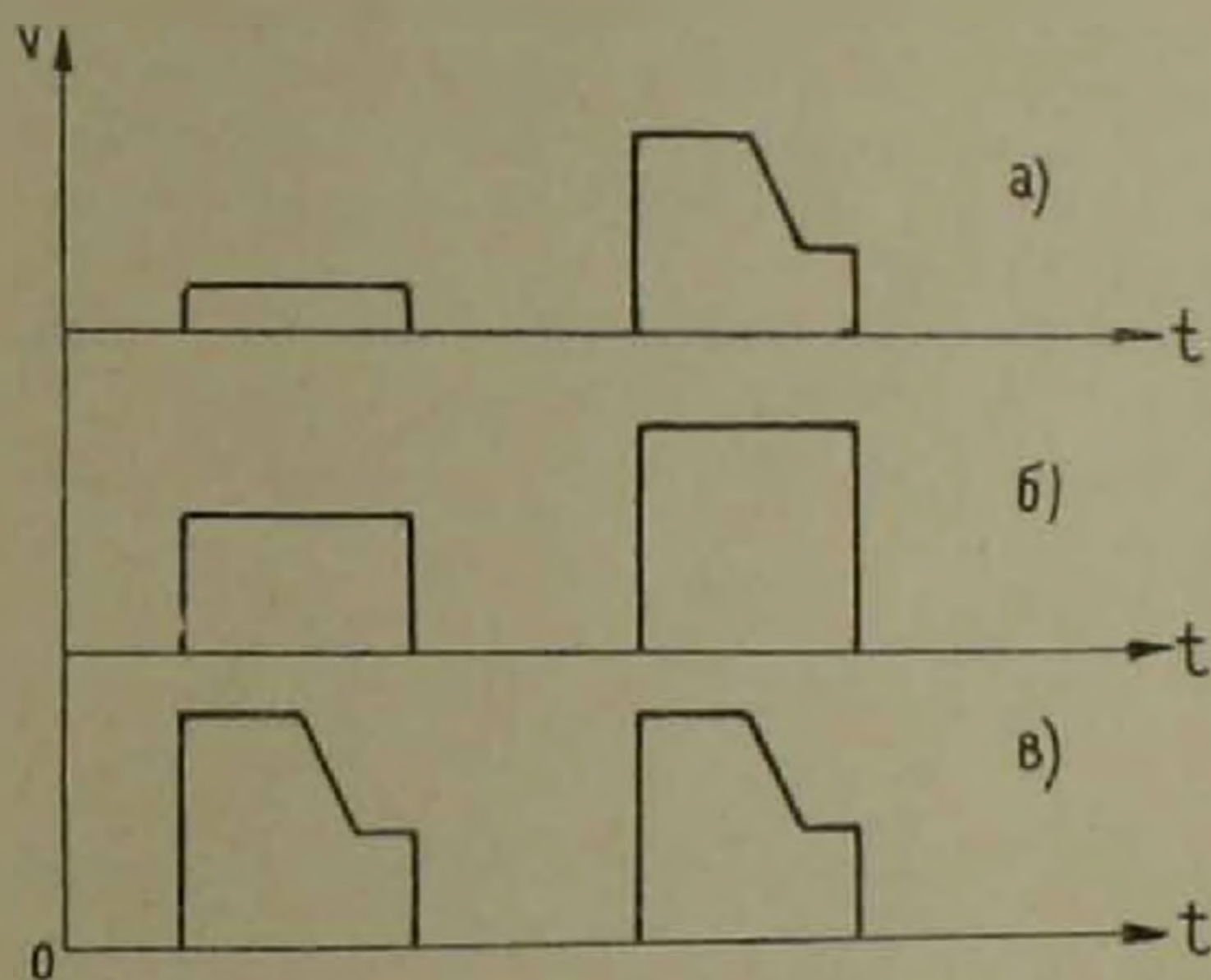


Рис. 4 Диаграмма, иллюстрирующая переключения двоянными импульсами

В последующие моменты времени амплитуда предсигнала плавно увеличивалась. При достижении некоторого значения $V_1 < V_{ср}$ диод, который был переведен в открытое состояние основным сигналом, переключался в закрытое состояние (рис. 4,б). При последующем увеличении V_1 до значений больших величины напряжения срыва, диод этим сигналом переключался в открытое состояние. В этот момент времени, диод, смещенный до срыва основным импульсом, возвращался в исходное открытое состояние (рис. 4,в). Следует отметить, что диод все время между событиями, изображенными на рис. 4, б и в, находился в закрытом состоянии.

В случае, когда $\tau > t_{восст}$, описанные эффекты переключения и памяти исчезали.

Описанные эффекты, как нам кажется, согласуются с предложенной моделью, объясняющей остаточную проводимость. Действительно, в случае эффектов переключений, предполагается, что диоды основным сигналом переводятся в открытое состояние, в этот момент времени концентрация электронов на N_1 мала, так как считаем, что за формирование ОС ответственна раскомпенсация акценторного уровня серебра. Тогда инжектированные предимпульсом носители частично заполняют уровень N_1 , что приводит к тому, что N_1 уже не раскомпенсирован, а такому состоянию N_1 соответствует закрытое состояние диода и приборы переключаются в высокоомное состояние. При величинах амплитуды предсигнала, достаточных, чтобы осуществить переключения в открытое состояние ($V_1 > V_{cp}$), ситуация в базовой области изменяется. В этом случае материал раскомпенсирован и число электронов на N_1 мало, последнее приводит к тому, что диод основным сигналом переключается в исходное (открытое) состояние.

Аналогичная ситуация возникает и в случае эффекта памяти. Здесь поскольку $\tau < t_{восст.}$, происходит накопление электронов на N_1 , что затрудняет раскомпенсацию и влечет к увеличению величины V_{cp} . После того как диод переключился время восстановления уменьшается и уже больше $t_{восст.}$. Это ведет к возможности уменьшения амплитуды переключающего сигнала.

В заключении авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность А. А. Лебедеву за оказанную помощь в проведении экспериментов и полезные дискуссии.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Армянской ССР

Հայկական ՍՍՀ ԴԱ րդրակից-անդամ Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, ՈՒ Դ. ԿՈՒՄԱԶՅԱՆ

Մենացուցիային հաղորդակցությունը պայմանավորված է իշխողության
էֆեկտներ

Աշխատանքում բերվում են արժաթի խառնուրդ պարունակող սխիզիումի նմուշների համար ֆոտոհոսանքի անկման ժամանակի հաստատունի չերմաստիճանային կախվածության հետազոտությունների արդյունքները:

Նշվում է, որ ֆոտոհոսանքի անկման կորի վրա նկատվում է երկու տեղամաս. էնդ որում, առաջին տեղամասի ձգվածությունը կախված չէ չերմաստիճանից, մինչդեռ երկրորդ տեղամասի տեղություններ կապեն որոշվում է նմուշների չերմաստիճանով:

Նշված հետազոտություններից բացի աշխատանքում նկարագրվում են նաև մի քանի անոմալ էֆեկտներ, որոնք նկատվում են դիողային կառուցվածքներն իմպուլսային ուժիմում հետազոտելու ժամանակ, նկատված է:

հեկտոների և ֆոտոհոսանքի անկման օրինաչափությունների բացատրման
 համար առաջարկվում է տեսական մոդել: Ստացված տեսական արդյունքները
 համընկնում են ապրիս բացատրելու փորձով դիտված էրևույթները, որոնք պայմա-
 նավորված են մնացորդային հաղորդականությամբ:

ЛИТЕРАТУРА — ԴՐԱՎԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Б. И. Болтакс, Сюн-шун-инь. ФТТ 2, 2, 383(1961) 2. F. L. Thiel, S. K. Ghoshal, Appl. Phys. 41, 254 (1970). 3. P. S. Smith, A. C. Milnes Inter. J. of Electronics 3, 30, 24 (1971). 4. А. А. Лебедев, А. Т. Мамадалимов, Ш. Махкамов, ФТТ, 6, №11, 1972. 5. Г. М. Азизянц, С. Г. Дюмазян, Э. А. Хазарджян, ДАН Арм. ССР, т. LVII, №1 (1973.)