

Z Katedry Fizyki Ogólnej Wydziału Mat.-fiz.-Chem. UMCS
Kierownik: prof. dr Armin Teske

Jadwiga SKIERCZYŃSKA

**Powolne procesy relaksacyjne na powierzchni Ge wywołane
działaniem pola elektrycznego i światła**

**Длинновременные релаксационные явления на поверхности Ge
вызванные действием электрического поля и света**

**Slow Relaxation Processes on the Surface of Ge Caused
by the Action of an Electric Field and Light**

Powierzchnia półprzewodnika jest ostatnio tematem wielu prac naukowych. To szczególne zainteresowanie powierzchnią przypisać należy przede wszystkim temu, że własności powierzchni — jak wykazały doświadczenia — w sposób bardzo istotny wpływają na pracę różnych półprzewodnikowych przyrządów [1].

Tematem niniejszej pracy jest badanie powolnych procesów relaksacyjnych, które obserwuje się przy efekcie pola¹ i oświetleniu. Włączenie pola elektrycznego skierowanego prostopadle do silnie utlenionej powierzchni półprzewodnika (czyli przyłożenie napięcia do okładek kondensatora, z których jedna jest badanym półprzewodnikiem) wywołuje gwałtowną zmianę przewodnictwa w płytce półprzewodnikowej. Zjawisko to nosi nazwę efektu pola (field effect). Po zaburzeniu przewodnictwo powoli zmieniając się wraca do pierwotnej wartości². Wyłączenie pola wywołuje efekt podobny, znak zmian przewodnictwa jest jednak w tym wypadku przeciwny. Zjawisko powolnej relaksacji obserwuje się również po włączeniu i wyłączeniu oświetlenia.

¹ Efekt pola związany z istnieniem stanów powierzchniowych pierwi zaobserwowali Shockley i Pearson [2].

² Rozważa się próbkę o dużej koncentracji stanów powierzchniowych.

Jakim procesom należy przypisać relaksacje obserwowane przy efekcie pola i oświetleniu, tego dotychczas nie rozstrzygnięto. W kilku publikacjach radzieckich [3, 4] wyrażany jest pogląd, że najbardziej istotnym czynnikiem w procesach relaksacyjnych, obserwowanych przy efekcie pola, jest adsorpcja jonów. Po przyłożeniu pola elektrycznego na skutek emisji elektronów z powierzchni półprzewodnika (lub metalu) następuje jonizacja drobin gazowych. Jony osiadają na płytkach kondensatora i stopniowo ekranują próbkę półprzewodnika od wpływu zewnętrznego pola elektrycznego. Przewodnictwo wraca do pierwotnej wartości. Cytowani w spisie literatury autorzy amerykańscy [5, 6] przypisują natomiast powolne relaksacje wyłącznie przejściu elektronów na stany powierzchniowe [7—16]. Ładunek zaindukowany polem przechodzi na istniejące na powierzchni poziomy energetyczne — wytworzone prawdopodobnie przez nieodwracalnie zaadsorbowane jony tlenu — i ekranuje próbkę przed działaniem pola. A więc pole — ich zdaniem, wywołuje tylko zmianę koncentracji ładunku zajmującego w stanie równowagi poziomy powierzchniowe.

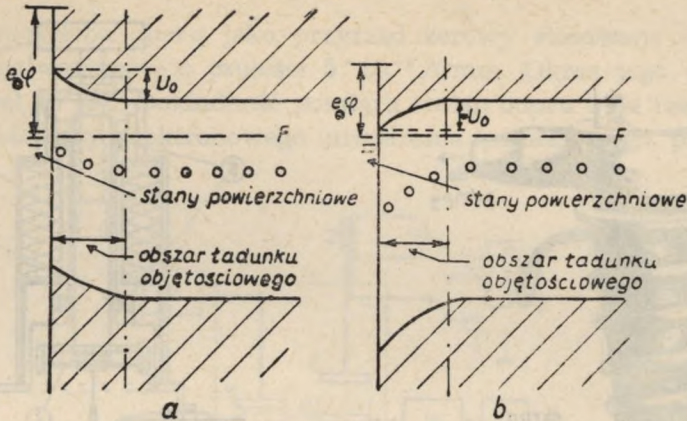
Również światło, podobnie jak pole, narusza równowagę koncentracji stanów powierzchniowych [5, 6, 17]; na czym jednak polega to naruszenie równowagi — jest to wciąż jeszcze zagadnienie otwarte.

Dotychczas — jak to podkreśla się w wielu pracach [np. 5, 18] — za mało jest danych eksperymentalnych, ażeby rozstrzygnąć, jaki jest mechanizm procesów obserwowanych przy efekcie pola i oświetleniu oraz, z jakimi cząsteczkami czy defektami związane jest istnienie stanów powierzchniowych, którym przypisuje się te procesy.

Dane dotyczące powolnych stanów powierzchniowych mają duże znaczenie między innymi w związku z występowaniem w wielu półprzewodnikowych przyrządach szumów typu $1/f$. Za główną przyczynę tych szumów uważa się fluktuację koncentracji ładunków na powolnych stanach powierzchniowych [15, 19, 20].

Istnieje więc cały szereg okoliczności przemawiających za zbadaniem procesów relaksacyjnych. Badania przeprowadzone w niniejszej pracy polegały na pomiarach dla płytek Ge zmian kontaktowej różnicy potencjałów (V_k) metodą Kelvina [21] i oporu elektrycznego (R).

Pomiary zmian V_k pozwalają wnioskować o zmianach pracy wyjścia Ge; na podstawie zmian oporu — korzystając z teoretycznych zależności [22, 23] — można określać zmiany powierzchniowej bariery U (ryc. 1).



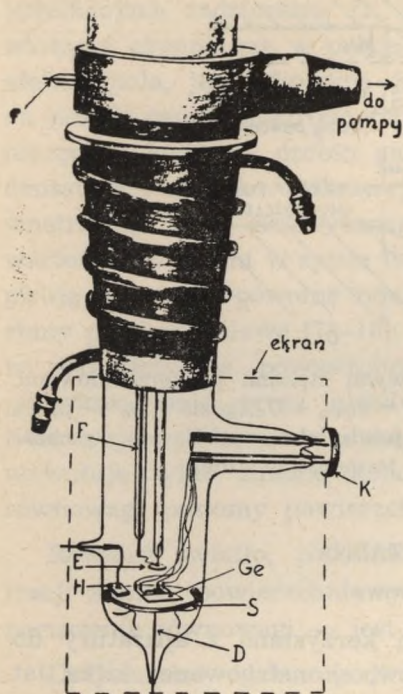
Ryc. 1. Półprzewodnik typu n ; a) z akceptorowymi stanami powierzchniowymi, b) z donorowymi stanami powierzchniowymi, $e_0\varphi = e_0\varphi_0 + U_0$, gdzie $e_0\varphi_0$ — praca wyjścia w przypadku, gdy nie istnieją stany powierzchniowe, U_0 — wysokość bariery U w stanie równowagi termodynamicznej

CZEŚĆ EKSPERYMENTALNA

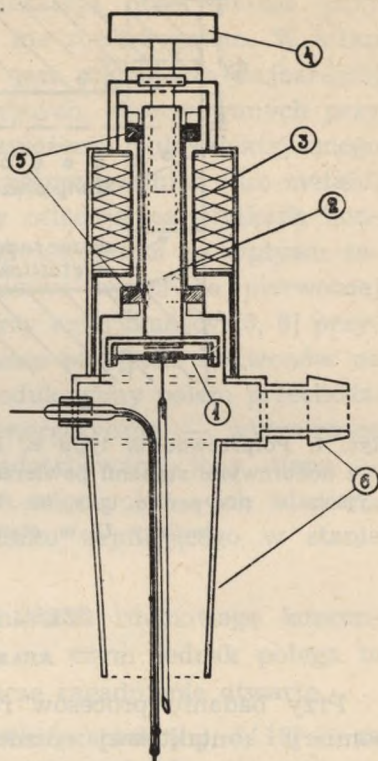
APARATURA POMIAROWA

Przy badaniu procesów relaksacyjnych korzystano z aparatury do pomiaru kontaktowej różnicy potencjałów, skonstruowanej kilka lat temu z moim udziałem [opis aparatury zob. 24].

W celu wykonania niżej opisanych pomiarów w aparaturze tej zmieniono tylko głowicę pomiarową. Nowa głowica (ryc. 2, 3) pozwalała dokładniej regulować odległość między badaną próbką i elektrodą wzorcową przy pomiarze kontaktowej różnicy potencjałów, umożliwiała poza tym równoległe wykonywanie pomiarów kontaktowej różnicy potencjałów i oporu elektrycznego. Głowica ta składała się z dwu części połączonych metalowym szlifem. Szklany dół o średnicy 4 cm i wysokości 9 cm przyklejony był do szlifu aralditem; podczas pomiarów część szklaną osłaniano metalowym ekranem. Badaną próbkę Ge umieszczano na szklanym stoliku S , który można było obracać elektromagnesem. Cztery przewody idące od próbki do gniazdka K łączyły ją z układem służącym do mierzenia oporności (metodą kompensacji). Przy pomiarze kontaktowej różnicy potencjałów odłączano próbkę od tego układu przez wyjęcie wtyczki z gniazdka K i gniazdko K ekranowano. V_k mierzono między germanem i złotą elektrodą E , która podczas pomiarów znajdowała się w odległości 0,1 mm od powierzchni Ge lub mniejszej i pobudzana była do wibracji z częstotliwością 100 Hz za pomocą membrany poruszanej elektromagnesem (ryc. 3). Wytwarzające się przy tym w Ge impulsy



Ryc. 2. Głowica pomiarowa (część dolna); Ge — badana próbka; S — szklany stolik; E — wibrująca złota elektroda; H — elektroda z mika; F, D — odprowadzenia służące do pomiaru V_k ; K — gniazdko z przewodami do pomiaru oporu

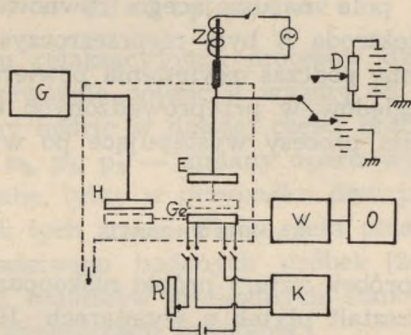


Ryc. 3. Schemat górnej części głowicy; 1 — membrana; 2 — rdzeń; 3 — cewka; 4 — pokrętło do regulacji położenia wibrującej elektrody; 5 — gumowe uszczelki; 6 — szlify

odprowadzane były przewodem D do układu wzmacniającego i następnie na oscylograf. Napięcie kompensujące podawano za wibrującą złotą płytkę przewodem F. Napięcie to było miarą V_k ; miało ono taką samą wartość bezwzględną, jak V_k , lecz przeciwny znak.

Dokładność pomiaru V_k przy zbliżeniu złotej elektrody do powierzchni germanu na odległość mniejszą niż 0,1 mm wynosiła 1 mV, co stanowiło 0,1—1% mierzonej wielkości. (W obawie przed zetknięciem powierzchni Ge ze złotą elektrodą, które mogło nastąpić przy pośpiesznym zbliżaniu tej elektrody, podczas pomiarów ustawiano ją przeważnie w odległości $\approx 0,1$ mm od płytki germanu. Przy takim ustawieniu dokładność pomiaru wynosiła ≈ 5 mV).

Przy mierzeniu oporu jako przyrząd zerowy stosowany był zwierciadłowy galwanometr o czułości $5 \cdot 10^{-9}$ A/mm. Okres jego wahań nie przewyższał 15 sek. Dokładność pomiaru zmian oporu była rzędu 0,01%. Schemat blokowy elektronowego urządzenia pomiarowego przedstawia ryc. 4.



Ryc. 4. Blokowy schemat aparatury pomiarowej;

- Ge — badana próbka; E — wibrująca elektroda; Z — cewka;
 W — układ wzmacniający; O — oscylograf; R — zmienny opór;
 K — kompensator; D — potencjometr; H — metalowa elektroda;
 G — generator wysokiego napięcia

Zakłócenie stanu równowagi w badanej próbce wywoływano bądź oświetleniem, bądź też prostopadle skierowanym do powierzchni polem elektrycznym. Jako źródło światła stosowano lampę kwarcową o mocy 300 W. Powierzchnia oświetlana była długościami fal przenikającymi przez szkło.

Przy badaniu procesów relaksacyjnych wywołanych polem elektrycznym różnicę potencjałów wytwarzano bądź między płytką Ge i boczną elektrodą H, do której w celu zwiększenia pojemności przyklejona była warstewka miki, bądź też — co stale stosowano przy równoległych pomiarach R i V_k — między płytką Ge i elektrodą E. Przy tych pomiarach elektroda E miała kształt i rozmiar płytki Ge. Napięcie przykładane do elektrody H znajdującej się w odległości ~ 1 mm od przysuniętej pod nią płytki Ge pobierano z generatora wysokich napięć, przy stosowaniu elektrody E, która mogła być dowolnie zbliżona do Ge, źródło napięcia stanowiła bateria anodowa. Natężenie pola elektrycznego wynosiło w obu przypadkach $\sim 17\,000$ V/cm.

Przedstawiona na ryc. 2, 3 głowica pomiarowa połączona była z układem próżniowym [zob. opis w pracy 24], toteż można było wytwarzać w niej próżnię rzędu 10^{-4} mm Hg, ewentualnie napełniać ją gazami.

Opisane niżej pomiary wykonywano w powietrzu przy ciśnieniu atmosferycznym i 10^{-3} — 10^{-4} mm Hg oraz w wodorze bądź tlenie. Tlen

pobierany był z butli, wodór wytwarzany w przyrządzie Kippa i przepłukiwany przez szereg filtrów (wata szklana, stężone roztwory KOH, K Mn O₄, H₂S O₄ oraz P₂O₅).

Ponieważ stosowana metoda pomiaru V_k wymaga, aby natężenie pola elektrycznego między płytką Ge i E było równe zeru, można ją stosować tylko po wyłączeniu pola naruszającego równowagę powierzchni; ze względu na to, że elektroda E była nieprzezroczysta, pomiary V_k nie mogły być wykonywane podczas oświetlenia powierzchni Ge.

Z powyższych względów w przeprowadzonych eksperymentach badano przede wszystkim procesy występujące po wyłączeniu pola i po zgaszeniu światła.

BADANE PRÓBK I

Przebadano sześć próbek :cztery próbki niskooporowe i dwie wysokooporowe; miały one kształt płytek o wymiarach: 10 x 5 x (0,3—0,5) mm. Elektrody przylutowywano do próbek na cynę (próżniowe wtopienia cyny w german wykonane zostały przez pracowników Zakładu Elektroniki I. P. P. T.).

Przed pomiarami płytki germanu trawiono we wrzącym perhydrofluorowodorze i następnie przepłukiwano w wodzie destylowanej. Wszystkie próbki utleniały w powietrzu: niskooporowe przez kilka tygodni w temperaturze pokojowej, wysokooporowe przez kilkanaście godzin w temperaturze kilkuset stopni C (skład chemiczny i krystaliczna struktura

Tab. 1. Parametry badanych próbek germanu

L.p.	Oznaczenie próbki	Typ przewodnictwa	Opór właściwy Ω cm	Czas i temperatura utleniania
1	n_1	elektronowe	1	2 tyg.; temp. pokojowa
2	n_2	elektronowe	2	6 tyg.; temp. pokojowa
3	p_1	elektronowe	4	3 tyg.; temp. pokojowa
4	p_2	dziurkowe	4	2,5 tyg.; temp. pokojowa
5	n_{3a} n_{3b}	dziurkowe	54	17 godz., temp. $\approx 380^\circ\text{C}$ 17 godz., temp. $\approx 380^\circ\text{C}$ + 12 godz., temp. 210°C
6	n_4	elektronowe	54	17 godz., temp. $\approx 380^\circ\text{C}$ + 3 tyg., temp. pokojowa

warstewek tlenku są dosyć skomplikowane i dotychczas mało zbadane [25]).

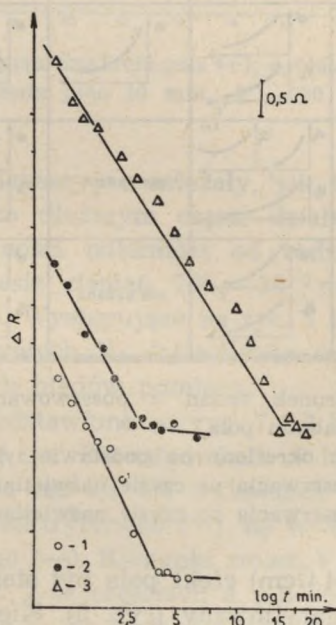
Stosowane w niniejszej pracy oznaczenia próbek oraz ich parametry podano w tab. 1.

WYNIKI DOŚWIADCZEŃ

Efekty polowe

Przy wzbudzaniu relaksacyjnych procesów działaniem pola płytki metalowa miała przeważnie potencjał wyższy od płytki Ge. Taki kierunek pola określany będzie w dalszej części pracy jako pole (+).

W próbkach n_1 , n_2 , p_1 , p_2 — zmiany oporu wywołane przyłożeniem pola były bardzo słabe, tylko w przypadku dwu próbek — n_2 i p_1 dało się określić kierunek tych zmian. Słaby efekt pola był wynikiem małej wartości oporu właściwego badanych próbek [26]: wywołana polem zmiana koncentracji ładunków swobodnych stanowiła bardzo znikomy procent całkowitej koncentracji nośników.



Ryc. 5. Zależność $R(t)$ od czasu działania pola (+); próbka n_{3a} ; powietrze osuszone wymrażarką z CO_2 , 1, 2 — czas działania pola (+) 10 min.; 3 — 30 min.

Uwaga: $\Delta V_k = V_k(t) - V_{k0}(t)$; $\Delta R = R(t) - R_0(t)$; $\Delta \sigma = \sigma(t) - \sigma_0(t)$;

$V_{k0}(t)$; $R_0(t)$ $\sigma_0(t)$; — wartości $V_k(t)$ $R(t)$ $\sigma(t)$ w stanie równowagi w ciemności.

Wykresy, przy których nie podano wielkości ciśnienia (p), dotyczą pomiarów wykonywanych przy $p \approx 760$ mm Hg.

Tab. 2. Kierunki zmian σ i V_k

L. p.	Badana próbka	Działanie światła		Działanie pola	
		Zapalono	Zgaszono	Włączono pole(++)	Wyłączono pole(+)
1	n_1 $\rho = 1 \Omega \cdot \text{cm}$			efekt bardzo słaby	
2	n_2 $\rho = 2 \Omega \cdot \text{cm}$				
3	P_1 $\rho = 4 \Omega \cdot \text{cm}$				
4	P_2 $\rho = 4 \Omega \cdot \text{cm}$			efekt bardzo słaby	
5	n_{3a} $\rho = 54 \Omega \cdot \text{cm}$				
6	n_{3b} $\rho = 54 \Omega \cdot \text{cm}$	nie badano		nie badano	
7	n_4 $\rho = 54 \Omega \cdot \text{cm}$	nie badano		nie badano	

Oznaczenia: * — σ_2 — kierunek zmian σ obserwowany po uprzednim długim działaniu pola,

** — kierunek określony na podstawie tylko jednej obserwacji

*** — σ_1 — obserwacja po czasie naświetlania $t_1 = 15$ min.

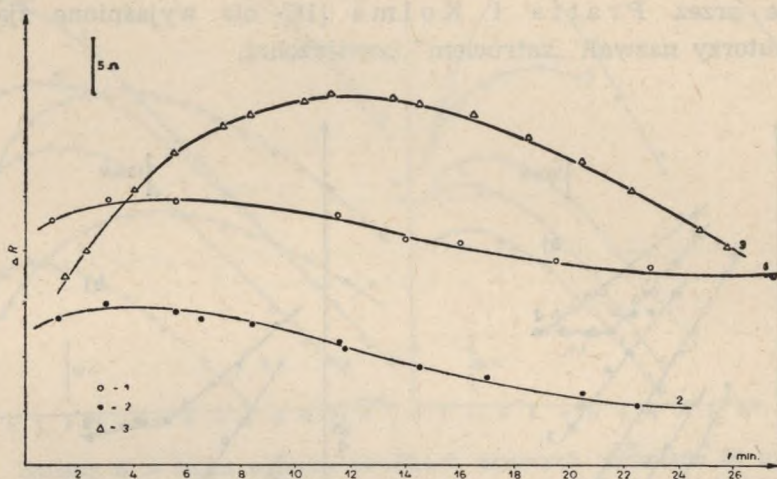
— σ_2 — obserwacja po czasie naświetlania $t_2 = 15$ min.

W próbce n_{3a} ($\rho = 54 \Omega \cdot \text{cm}$) efekt pola był stosunkowo silny. Krzywe $R(t)$ miały przebieg logarytmiczny (ryc. 5). Kierunek zmian przewodnictwa był zgodny z kierunkami zmian obserwowanymi w płytce n_2 .

Ze względów technicznych przy badaniu wszystkich wyżej wymienionych próbek pomiary V_k przy procesach relaksacyjnych wywołanych działaniem pola nie były wykonywane.

Tabela 2 przedstawia kierunki zmian przewodnictwa (σ) wyznaczone na podstawie obserwowanych zmian oporu próbek.

W próbkach wysokooporowych silnie utlenionych n_{3b} i n_4 krzywe $R(t)$ posiadały maksimum (czyli występowało minimum przewodnictwa); zależność $V_k(t)$ była logarytmiczna (ryc. 6, 7, 8).



Ryc. 6. Zależności $R(t)$ od czasu działania pola (+); próbka n_{3b} ; powietrze, 1, 2 — czas działania pola 10 min.; 3 — 30 min.

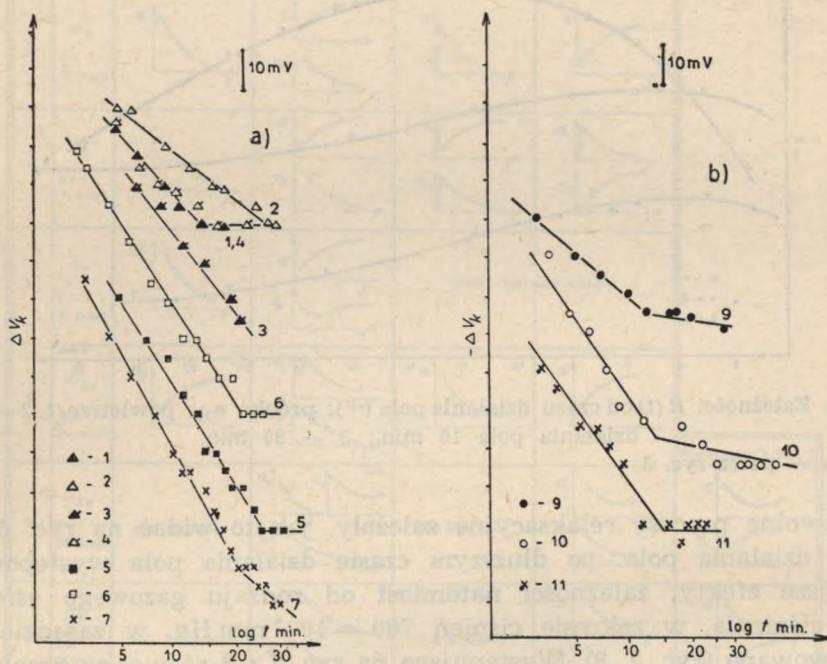
Uwaga — patrz ryc. 5

Powolne procesy relaksacyjne zależały, jak to widać na ryc. 6, od czasu działania pola: po dłuższym czasie działania pola występowały silniejsze efekty; zależności natomiast od rodzaju gazowego ośrodka i od ciśnienia, w zakresie ciśnień $760-10^{-3}$ mm Hg, w zasadzie nie obserwowano (ryc. 7, 8). Występujące na ryc. 7 i 8 różnice w przebiegu krzywych $R(t)$ i krzywych $V_k(t)$ zawarte są — jak to wykazuje dyskusja — w granicach błędów pomiaru.

Pomiary R i V_k przedstawione na ryc. 7 i 8 były wykonywane równolegle. Każdej krzywej ryc. 8-a odpowiada w identyczny sposób oznaczona krzywa na ryc. 7a lub 7b. Na wykresach 7a zmiany V_k odnoszą się do przypadku pola elektrycznego (+), na wykresach 7-b — do przypadku pola elektrycznego (—). Kierunki zmian V przy polach (+) i (—) były przeciwne (na ryc. 7 w częściach a i b różne znaki przy ΔV_k). Powolne zmniejszanie się V_k po wyłączeniu pola (+) wykazuje, że w badanych procesach relaksacyjnych po wyłączeniu pola (+) bariera powierzchniowa ulegała obniżeniu, przeciwny kierunek zmian V_k po wyłączeniu pola (—) wskazuje na wzrost w tych procesach bariery.

Na uwagę zasługuje interpretowany w dalszej części pracy fakt występowania minimum przewodnictwa niezależnie od kierunku działającego pola (ryc. 8).

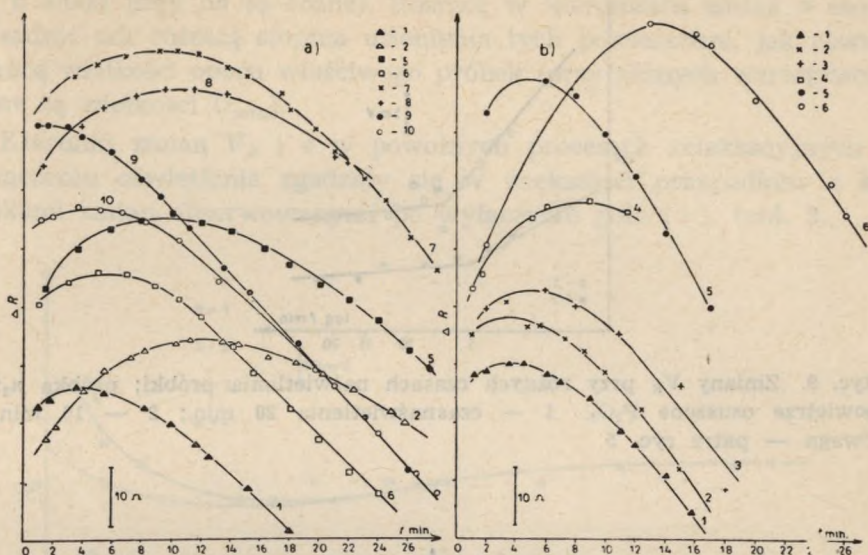
Ryc. 8b przedstawia krzywe $R(t)$ wykreślone dla próbki n_4 . Krzywe $V_k(t)$ nie zostały wykreślone dla tej próbki, ponieważ były bardzo nieregularne i zupełnie niepowtarzalne. Być może występowało tu obserwowane przez Pratta i Kolma [16] nie wyjaśnione zjawisko, które autorzy nazwali „zatruciem” powierzchni.



Ryc. 7. Zmiany V_k w kilku różnych ośrodkach gazowych wywołane 30 min. działaniem pola; próbka n_{3b} , a) pole (+); 1, 2 — powietrze; 3, 4 — powietrze z wymrażarką z CO_2 ; 5 — tlen; 6 — wodór; 7 — powietrze $p = 10^{-3}$ mm Hg (przy 5, 6, 7 — stosowano wymrażarkę z $\text{CO}_2 + \text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$); b) pole (-); 9, 10 — powietrze 11 — powietrze $p = 10^{-3}$ mm Hg (wymrażarka z $\text{CO}_2 + \text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$). Poszczególnym krzywym tej ryciny odpowiadają w identyczny sposób oznaczone równoległe pomiary $R(t)$ z ryc. 8a

Uwaga — patrz ryc. 5

Należy zauważyć, że większość pomiarów V_k i R przy procesach relaksacyjnych wzbudzanych tak działaniem pola, jak i oświetlenia przeprowadzano w tej pracy na tle słabych, powolnych zmian V_k i R , wywoływanych prawdopodobnie uprzednim działaniem na próbkę Ge światła, toteż stanowi równowagi często nie odpowiada na wykresach dokładnie poziomy odcinek funkcji $V_k(t)$ i $R(t)$.



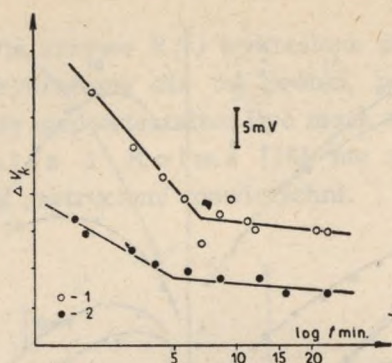
Ryc. 8. Zmiany R w kilku różnych ośrodkach gazowych wywołane 30 min. działaniem pola; a) próbka n_{3b} (pomiarzy R wykonywano równoległe z przedstawionymi na ryc. 7 pomiarami V_k), 1—8 — pole (+); 1, 2 — powietrze; 5 — tlen (wymrażarka); 6 — wodór (wymrażarka); 7, 8 — powietrze $p = 10^{-3}$ mm Hg (wymrażarka); 9, 10 — pole (—); powietrze; b) — próbka n_4 ; pomiary z wymrażarką; 1—4 — pole (+); 1 — powietrze; 2, 3 — powietrze $p = 10^{-4}$ mm Hg; 4 — wodór, 5, 6 — pole (—); 5 — powietrze; 6 — powietrze $p = 10^{-3}$ mm Hg

Uwaga — patrz ryc. 5

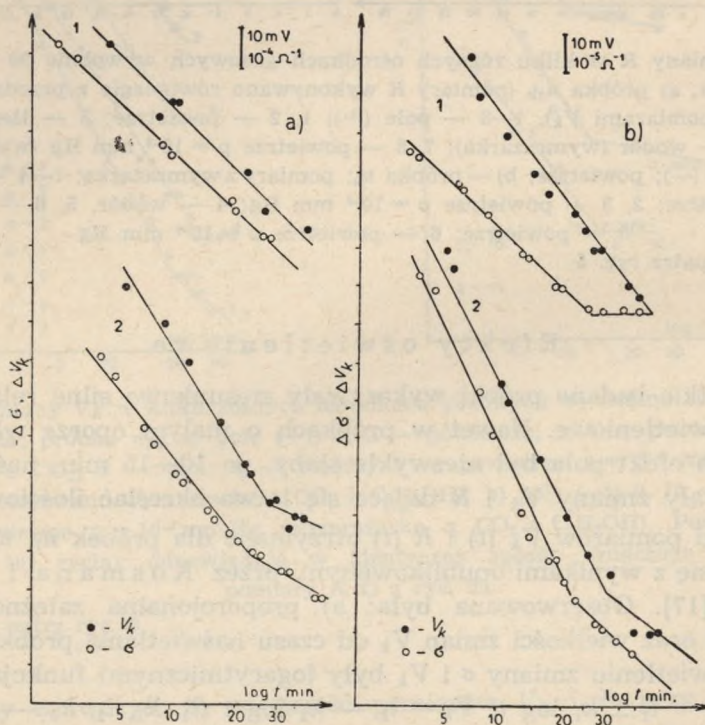
Efekty oświetleniowe

Wszystkie badane próbki wykazywały stosunkowo silne relaksacyjne efekty oświetleniowe. Nawet w próbkach o małym oporze właściwym, w których efekt pola był niezwykle słaby, po 10—15 min. naświetleniu występowały zmiany V_k i R dające się łatwo określać ilościowo.

Wyniki pomiarów $V_k(t)$ i $R(t)$ otrzymane dla próbek n_1 , n_2 , p_1 i n_{3a} zgadzają się z wynikami opublikowanymi przez Kosmana i Abkiewicza [17]. Obserwowana była: a) proporcjonalna zależność czasu relaksacji oraz wielkości zmian V_k od czasu naświetlania próbki (ryc. 9), b) po naświetleniu zmiany σ i V_k były logarytmicznymi funkcjami czasu kształtu $\sigma = l_1 \pm k_1 \log t$; $V_k = l_2 - k_2 \log t$ (l_1 , k_1 , l_2 , k_2 — wielkości stałe), ryc. 10. Mimo iż w poszczególnych procesach uwidocznionych na ryc. 10 zmiany σ były proporcjonalne do zmian V_k , współczynnik proporcjonalności był różny dla różnych próbek; w próbce wysokooporowej zmiany σ były dziesięciokrotnie większe niż w niskooporowej, miały ponadto przeciwny kierunek (na ryc. 10 na osiach rzędnych w częściach



Ryc. 9. Zmiany V_k przy różnych czasach naświetlania próbki; próbka n_2 : powietrze osuszone P_2O_5 , 1 — czasnaświetlania 20 min.; 2 — 10 min. Uwaga — patrz ryc. 5

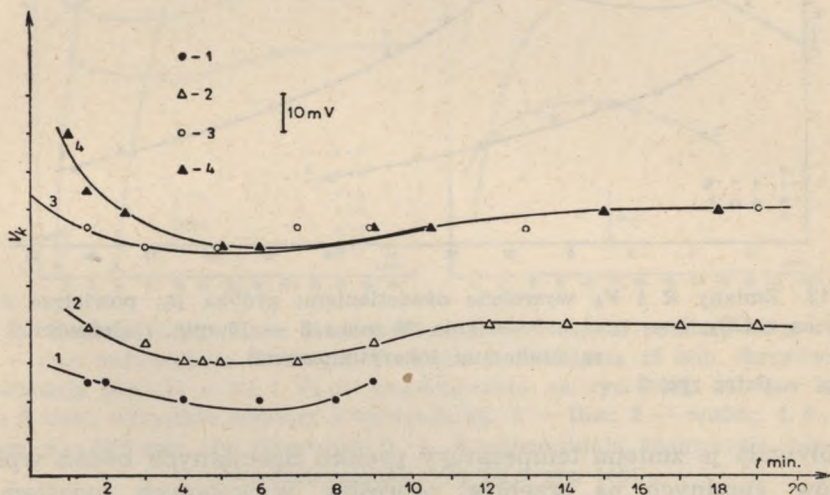


Ryc. 10. Porównanie zmian σ i V_k wywołanych 10 min. naświetlaniem próbek; a) próbka p; 1 — powietrze osuszone P_2O_5 ; 2 — powietrze 100% względnej wilgotności; b) próbka n_{3a} ; 1 — powietrze z wymrażarką z CO_2 ; 2 — powietrze z suszką z P_2O_5

Uwaga — patrz ryc. 5

a i b znaki przy $\Delta\sigma$ są różne). Różnicę w kierunkach zmian σ można uzasadnić tak różnicą stopnia utlenienia tych powierzchni, jak również różnicą wielkości oporu właściwego próbek (przy różnych wartościach ρ różne są wielkości U_{\min}).

Kierunki zmian V_k i σ w powolnych procesach relaksacyjnych po wyłączeniu oświetlenia zgadzały się w większości przypadków z kierunkami zmian obserwowanymi po wyłączeniu pola (+), tabl. 2.

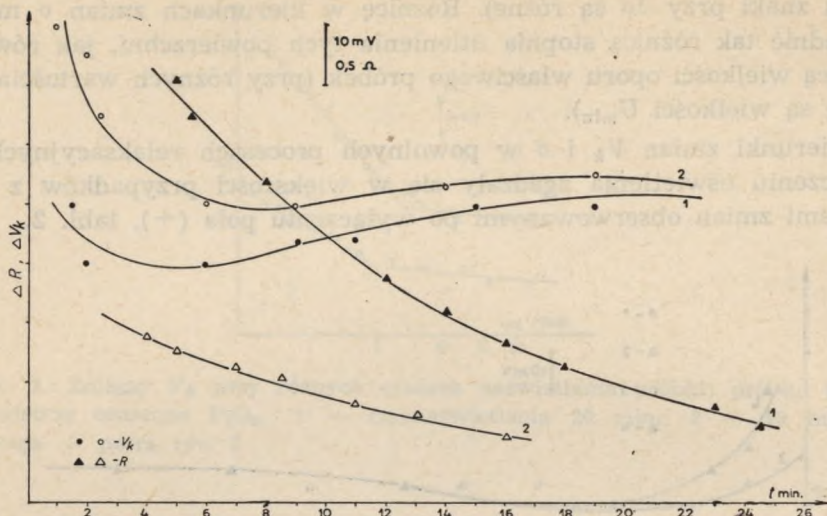


Ryc. 11. Zmiany V_k wywołane oświetleniem; próbka p_2 ; powietrze z wymrażarką z CO_2 ; 1, 2, 3 — czas naświetlania 20 min.; 4 — czas naświetlania 10 min. (krzywe 3 i 4 dla przejrzystości ryciny przesunięto w górę, w rzeczywistości przebiegały one na wysokości krzywej 2)

Wyniki doświadczeń przedstawione na ryc. 10 wykazują, że przebieg badanych procesów zależał od stopnia wilgotności atmosfery: obecność H_2O skracała czas relaksacji. Zależność ta była jednak znacznie słabsza od obserwowanej przez Lassera, Wysockiego i Bernstejnę [8], co jest przypuszczalnie związane z inną obróbką badanej powierzchni. Autorzy ci badali próbki trawione w $\text{HF} + \text{HNO}_3$ i utleniane przez ogrzewanie w czystym tlenie.

Pomiary zmian kontaktowej różnicy potencjałów w próbce p_2 wykazały istnienie minimum $V_k(t)$, ryc. 11, natomiast krzywa zmian oporu miała przebieg monotonicznie malejący (ryc. 12).

Należy zauważyć, że w momencie włączenia i wyłączenia światła obserwowano niewielkie gwałtowne zmiany przewodnictwa poprzedzające późniejsze jego powolne zmiany (zaznaczono je dla próbek n_1, n_2, p_1 w tab. 2). Zjawisko to nie było dokładniej badane, być może



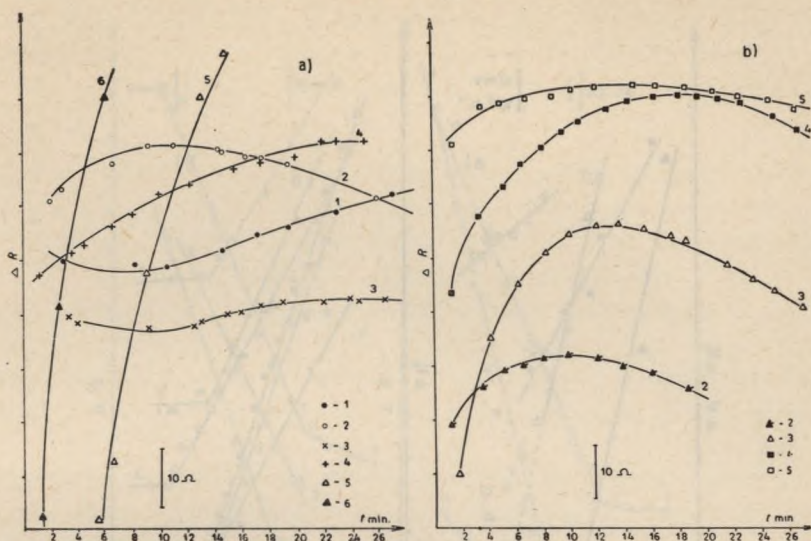
Ryc. 12. Zmiany R i V_k wywołane oświetleniem; próbka p_2 ; powietrze z wymrażarką z CO_2 ; 1 — czas naświetlania 30 min.; 2 — 10 min. (zależności R od t są funkcjami logarytmicznymi),

Uwaga — patrz ryc. 5

wywoływała je zmiana temperatury próbki. Specjalnych badań wpływu efektów cieplnych na przebieg procesów wywołanych światłem nie przeprowadzono. Ponieważ stosowano sposób oświetlenia próbek Ge podobny do opisanego w pracy Kosmana i Abkiewicza [17] przyjęto — zgodnie z przeprowadzonymi przez nich dodatkowymi eksperymentami sprawdzającymi, — że efekty cieplne w porównaniu z badanymi efektami świetlnymi przy takim oświetleniu są bardzo małe.

W próbkach n_{3b} i n_4 efekty oświetleniowe badano po 5 min. naświetlaniu powierzchni. Po takim czasie naświetlania wielkość zmian V_k i R oraz czas relaksacji były mniej więcej takie same, jak po wyłączeniu pola o natężeniu 17 000 V/cm działającego przez 30 min. Na ryc. 13, 14, 15 wykreślono funkcje $V_k(t)$ i $R(t)$ dla procesów wywołanych oświetleniem próbek n_{3b} i n_4 : ryc. 13 i 14 przedstawiają pomiary wykonane dla płytki n_{3b} , ryc. 15 dla płytki n_4 (dla tej próbki przy niektórych procesach po oświetleniu krzywe $V_k(t)$ przebiegały dość regularnie, czego nie obserwowano przy efektach polowych, toteż kilka z nich naniesiono na ryc. 15a).

W przypadku próbki n_{3b} zależność $V_k(t)$ miała stale przebieg logarytmiczny (ryc. 14), natomiast przebieg zależności $R(t)$ ulegał zmianie: przy dłuższym czasie naświetlania ($t = 15$ min.) zależność była zbliżona do logarytmicznej (ryc. 13a, 14a), natomiast po skróceniu czasu na-



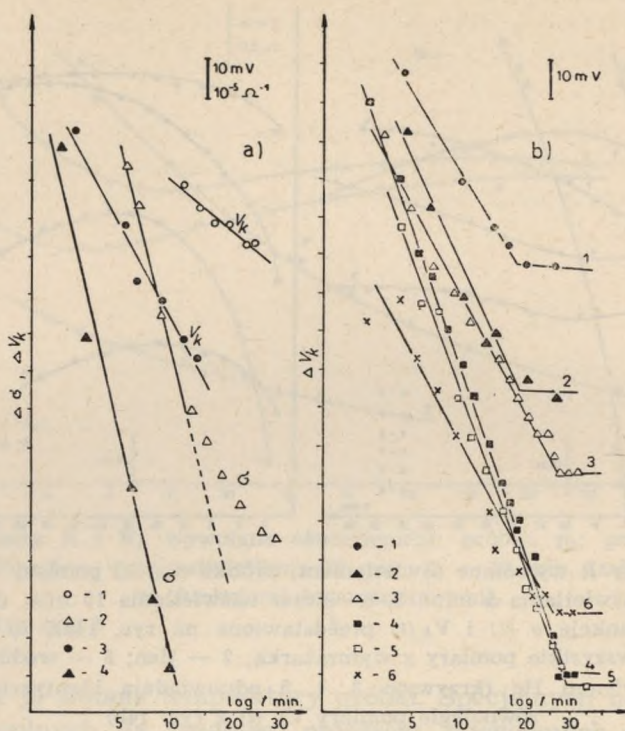
Ryc. 13. Zmiany R wywołane oświetleniem; próbka n_{3b} ; a) pomiary w powietrzu; 1—4 — czas naświetlania 5 min.; 5, 6 — czas naświetlania 15 min. (krzywym 5, 6 odpowiadają funkcje $\sigma(t)$ i $V_k(t)$ przedstawione na ryc. 14a); b) czas naświetlania 5 min.; wszystkie pomiary z wymrażarką; 2 — tlen; 3 — wodór; 4, 5 — powietrze $p = 10^{-3}$ mm Hg (krzywym 3, 4, 5 odpowiadają identycznie oznaczone równoległe pomiary $V_k(t)$ z ryc. 14b)

Uwaga — patrz ryc. 5

światlania ($t = 5$ min.) krzywe $R(t)$ miały przy pierwszych kilku pomiarach niepowtarzalne kształty (ryc. 13a), przy następnych (ryc. 13b — pomiary w wodrze, tlenie i przy zmniejszonym ciśnieniu) na wszystkich krzywych wystąpiło maksimum; krzywe okazały się bardzo podobne do obserwowanych po wyłączeniu pola elektrycznego.

O ile mi wiadomo występowanie minimum funkcji $\sigma(t)$ obserwowano dotychczas bądź przy powolnych procesach relaksacyjnych wzbudzanych wyładowaniem [27], bądź przy zmianach przewodnictwa wywołanych zmianą ośrodka gazowego [17, 28]. Natomiast w powolnych procesach relaksacyjnych wzbudzanych polem elektrycznym i oświetleniem przejścia $\sigma(t)$ przez minimum nie obserwowano.

Uzyskiwane wielokrotnie przy efekcie pola minimum funkcji $\sigma(n)$, gdzie n — ładunek zaindukowany polem [1, 6], pozwala po wykonaniu odpowiednich teoretycznych wyliczeń określić koncentrację i energie poziomów powierzchniowych, nie daje jednak możliwości określenia zmian ładunku powierzchniowego w czasie, a zatem i wyciągnięcia wniosków dotyczących mechanizmu procesów powierzchniowych.



Ryc. 14. Zmiany V_k i σ wywołane oświetleniem; próbka n_{3b} ; a) czas naświetlania 15 min.; powietrze; 1 i 2, 3 i 4 — pomiary wykonane równolegle; b) czas naświetlania 5 min.; 1 — powietrze; 2 — powietrze z wymrażarką; 3 — wodór (wymrażarka); 4—6 — powietrze $p = 10^{-3}$ mm Hg (wymrażarka)

Uwaga — patrz ryc. 5

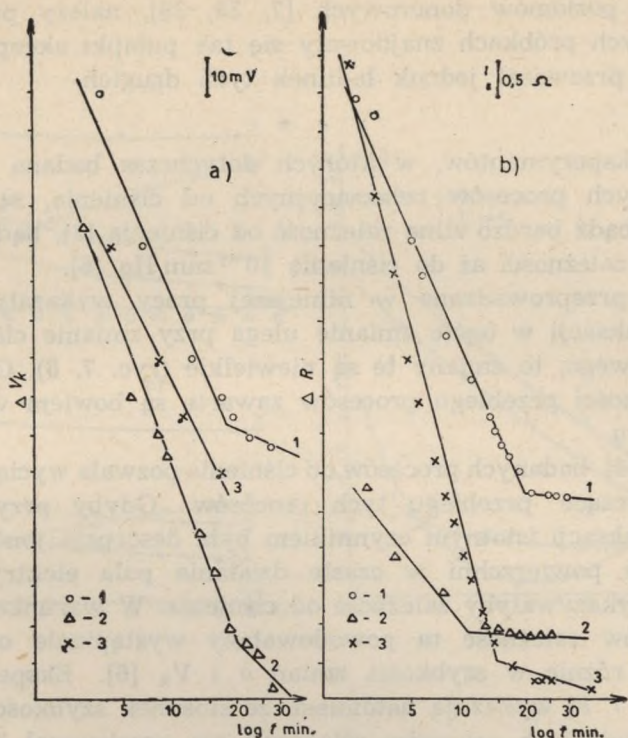
Obserwacja minimum $\sigma(t)$ pozwala natomiast przedstawić zmianę koncentracji ładunku powierzchniowego jako funkcji czasu i dzięki temu umożliwia przeprowadzenie analizy badanych powierzchniowych procesów.

DYSKUSJA WYNIKÓW

EFEKTY POŁOWE

Obserwacje kierunku zmian σ po wyłączeniu pola pozwalają określić znak ładunku zajmującego w stanie równowagi poziomy powierzchniowe; występowanie minimum σ daje możliwość wyliczenia — na podstawie odpowiednich teoretycznych wzorów — koncentracji tego ładunku [22, 23, 29, 8, 30].

Analiza zmian σ wykazała, że we wszystkich próbkach Ge badanych



Ryc. 15. Zmiany V_k i R wywołane oświetleniem. Próbkę n_4 ; pomiary z wymrażarką; a) $V_k(t)$; 1 — powietrze (czas naświetlania 10 min.); 2 — powietrze $p = 10^{-3}$ mm Hg (czas naświetlania 5 min.); 3 — powietrze (czas naświetlania 5 min.); b) $R(t)$; 1, 2 — jak wyżej, 3 — powietrze — $p = 10^{-3}$ (czas naświetlania 10 min.); 1a i 1b; 2a i 2b — pomiary wykonane równolegle

Uwaga — patrz ryc. 5

w niniejszej pracy stany powierzchniowe zajęte były przez ładunek dodatni; koncentracja tego ładunku wynosiła $10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Znak ładunku zajmującego stany powierzchniowe, a także jego koncentracja zgadzają się z wynikami otrzymanymi przez innych autorów [np. 13, 32]. Stwierdzona w niniejszej pracy niezależność rodzaju pułapek powierzchniowych od typu przewodnictwa w objętości również pokrywa się z wynikami dotychczasowych prac doświadczalnych [12, 28, 33].

Ponieważ drobiny tlenu wytwarzają na germanie poziomy akceptorowe [7, 34, 35]⁴, natomiast adsorpcja cząsteczek wody wiąże się z po-

⁴ W pewnych warunkach adsorpcja drobin tlenu może wywoływać inny skutek: ostatnio wyniki badań czystej powierzchni Ge wykazują, że adsorpcja tlenu powoduje zmniejszanie się ilości poziomów akceptorowych (36, 37).

wstawaniem poziomów donorowych [7, 38, 39], należy przypuszczać, że na badanych próbkach znajdowały się tak pułapki akceptorowe, jak i donorowe, przeważał jednak ładunek tych drugich.

* * *

Wyniki eksperymentów, w których dotychczas badana była zależność powolnych procesów relaksacyjnych od ciśnienia, są sprzeczne: stwierdzano bądź bardzo silną zależność od ciśnienia [3], bądź całkowity niemal brak zależności aż do ciśnienia 10^{-7} mm Hg [6].

Pomiary przeprowadzone w niniejszej pracy wykazały, że jeżeli szybkość relaksacji w ogóle zmianie ulega przy zmianie ciśnienia albo ośrodka gazowego, to zmiany te są niewielkie (ryc. 7, 8). Obserwowane różnice szybkości przebiegu procesów zawarte są bowiem w granicach błędu pomiaru.

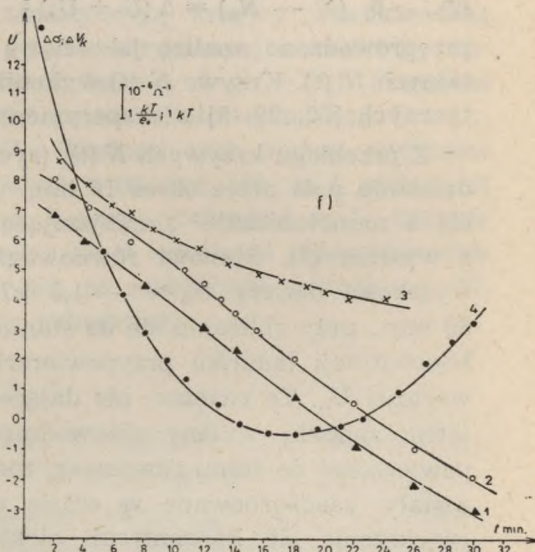
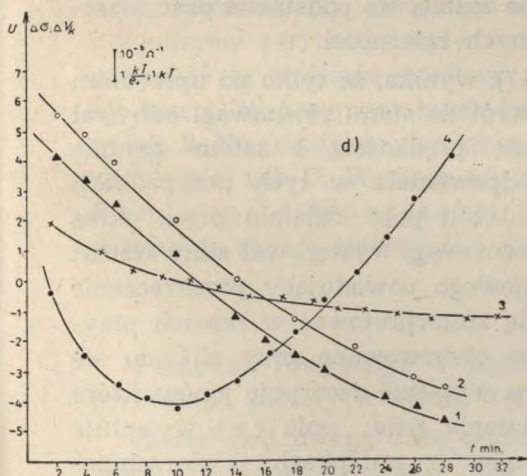
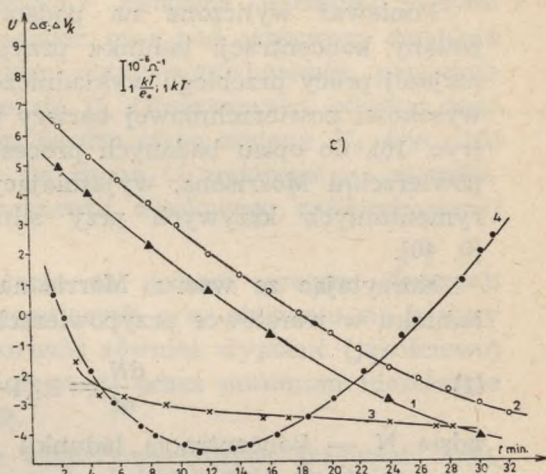
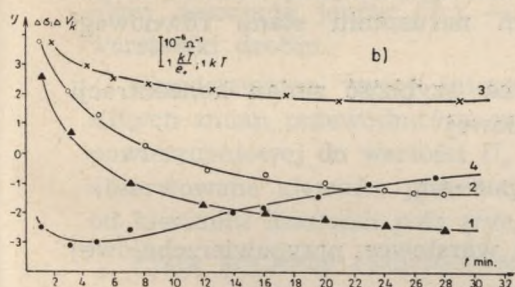
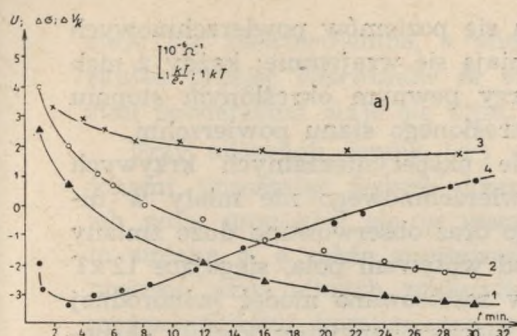
Niezależność badanych procesów od ciśnienia pozwala wyciągnąć pewne wnioski dotyczące przebiegu tych procesów. Gdyby przy procesach powolnej relaksacji istotnym czynnikiem była desorpcja jonów zaadsorbowanych na powierzchni w czasie działania pola elektrycznego, to procesy te wykazywałyby zależność od ciśnienia. W warunkach naszych eksperymentów zależność ta powodowałaby wystąpienie co najmniej 30-krotnych różnic w szybkości zmian σ i V_k [6]. Eksperymentalne krzywe (ryc. 7, 8) wykazują natomiast, że stosunek szybkości badanych przy tych ciśnieniach procesów relaksacji nie przekraczał 3, co wskazuje na to, że desorpcja jonów nie jest istotnym czynnikiem wywołującym powolne zmiany pracy wyjścia i przewodnictwa.

Obserwowane relaksacje są przypuszczalnie związane z przechodzeniem elektronów na poziomy energetyczne, które istniały już uprzednio na powierzchni. Taka interpretacja relaksacyjnych procesów pozwala w bardzo prosty sposób wyjaśnić przebieg zmian przewodnictwa po włączeniu i wyłączeniu pola: gwałtowną zmianę σ , a następnie powolny powrót do wartości pierwotnej (tab. 2).

Choć desorpcja jonów nie może być uważana — jak wykazano wyżej — za podstawowy czynnik obserwowanych procesów, to przypuszczalnie jednak odgrywa ona pewną rolę w procesach relaksacyjnych. Proces desorpcji tłumaczy pewne anomalie obserwowane w przebiegu krzywych relaksacji po długim działaniu pola elektrycznego (istnienie prądu jonowego przy działającym polu wykazali Laszenko i Czornaja [3] i adsorpcji tych jonów przypisywali procesy relaksacyjne obserwowane przy włączonym polu).

* * *

Istnieje kilka teoretycznych modeli wyjaśniających mechanizm przechodzenia ładunków z objętości na stany powierzchniowe. Modele te



Ryc. 16. Zmiany wysokości bariery powierzchniowej U , wyliczone dla kilku procesów relaksacyjnych; 1 — $U(t)$ — przybliżenie Ge samoistny; 2 — $U(t)$ — przybliżenie Ge domieszkowy ($n_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), 3 — $V_k(t)$; 4 — $\sigma(t)$; a), b) pole działało przez 10 min.; c) pole działało przez 30 min. powietrze; d) — pole działało przez 30 min. tlen; f) — próbkę naświetlano przez 30 min.; powietrze $p = 10^{-3} \text{ mm Hg}$. Uwaga — patrz ryc. 5

są niezależne od sposobu wytwarzania się poziomów powierzchniowych i jak wykazuje ich analiza [5] uzupełniają się wzajemnie; każdy z nich dobrze opisuje procesy zachodzące przy pewnym określonym stopniu zakłócenia równowagi dla pewnego określonego stanu powierzchni.

Ponieważ wyliczone na podstawie eksperymentalnych krzywych zmiany koncentracji ładunku przypowierzchniowego nie miały w niniejszej pracy przebiegu wykładniczego oraz obserwowano duże zmiany wysokości powierzchniowej bariery pod wpływem pola, sięgające $12 kT$ (ryc. 16), do opisu badanych procesów zastosowano model jednorodnej powierzchni Morrisona, wyjaśniający nieeksponencjalny kształt eksperymentalnych krzywych przy silnym naruszeniu stanu równowagi [5, 40].

Korzystając ze wzoru Morrisona na szybkość zmian koncentracji ładunku w warstewce przypowierzchniowej

$$(1) \quad \frac{dN}{dt} = B_1(1 - e^{\beta_1(N - N_0)})$$

gdzie N — koncentracja ładunku w warstewce przypowierzchniowej w stanie równowagi

B_1, β_1 — wielkości stałe

$$(2) \dots \beta_1 (N - N_0) = \Delta (U + U_t)^5$$

przeprowadzono analizę jakościową i ilościową krzywych eksperymentalnych $N(t)$. Krzywe $N(t)$ wykreślone zostały na podstawie prac teoretycznych [22, 29, 8] z eksperymentalnych zależności.

Z przebiegu krzywych $N(t)$, (ryc. 17), wynika, że tylko po uprzednim działaniu pola przez okres 10 min. powrót do stanu równowagi odbywał się z monotonicznie zmniejszającą się prędkością, a zatem zgodnie z wzorem (1). Stanowi równowagi odpowiadała w tych przypadkach wysokości bariery $U_0 \approx -1,5 kT$. Jeżeli pole działało przez okres 30 min., przy zbliżaniu się do stanu równowagi występował silny wzrost koncentracji ładunku przypowierzchniowego powodujący przekraczanie wartości U_0 . Te znaczne, nie dające się zinterpretować w ramach przyjętego modelu, zmiany przewodnictwa obserwowane przy zlizaniu się powierzchni do stanu równowagi można wyjaśnić desorpcją jonów, które zostały zaadsorbowane w czasie działania pola; pole (+) wywołuje zwiększenie się koncentracji elektronów w pułapkach powierzchniowych. Na silnie elektroujemnej powierzchni adsorbują dodatnie jony; wychytując elektrony przekształcają się one na cząsteczki elektrycznie obojętne. Jony te desorbują dopiero wtedy, kiedy powierzchnia prze-

⁵ $\Delta (U + U_t) = (U + U_t) - (U_0 + U_{t_0})$; U — bariera na warstewce ładunku przypowierzchniowego; U_t — bariera na warstewce tlenku.

staje być elektryczna, a więc wtedy, gdy po wyłączeniu pola na skutek przejść elektronów ze stanów powierzchniowych⁶ do objętości stan powierzchni staje się bliski stanu równowagi.

Przy adsorpcji jonów (+) elektrony związane uprzednio z tymi jonami, pozostając jeszcze przez pewien czas pod wpływem działania ich pola, gromadzą się w warstewce przypowierzchniowej; powoduje to zmianę σ , a także zmniejszanie się U . Obserwowane podczas tego procesu przy silnych zmianach σ , bardzo słabe zmiany V_k (ryc. 16) można wyjaśnić kompensowaniem się zmian U zmianami — wywołanymi desorpcją jonów (+) — momentu dipolowego zaadsorbowanej warstewki drobin.

Przedstawiona wyżej interpretacja za pomocą procesu desorpcji silnych zmian przewodnictwa występujących przy zbliżaniu się bariery powierzchniowej do wartości U_0 pozwala również wyjaśnić (jakościowo) obserwowane zjawisko przechodzenia $\sigma(t)$ przez minimum niezależnie od kierunku działania pola (ryc. 8).

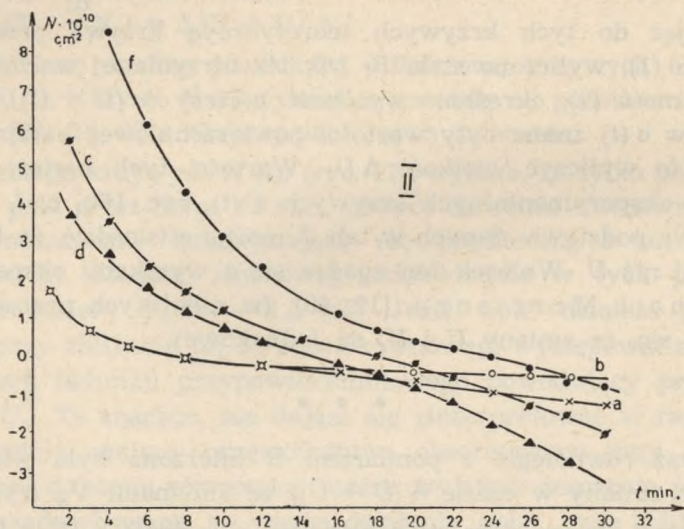
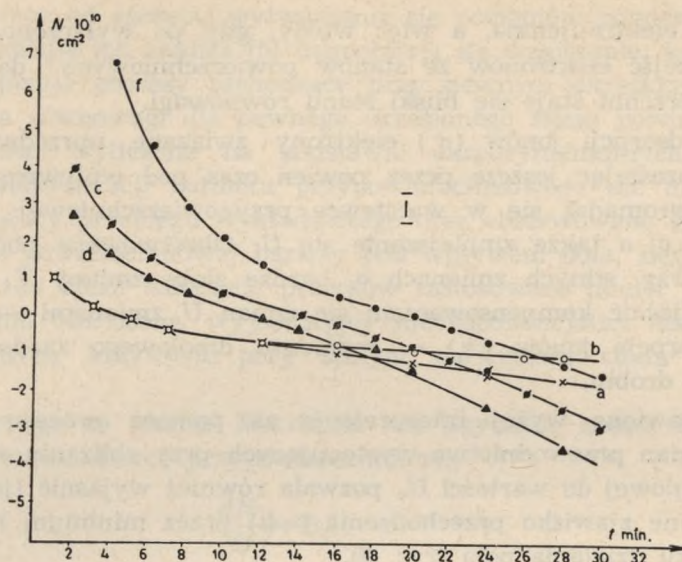
Przez graficzne różniczkowanie eksperymentalnych krzywych $N(t)$, (ryc. 17), otrzymano krzywe przedstawiające zależność $\frac{dN}{dt}$ od N (ryc. 18). Dopasowując do tych krzywych teoretyczną krzywą przedstawioną równaniem (1), wyliczono stałe B_1 i β_1 i z otrzymanej wartości β_1 , stosując zależność (2), określono wysokość bariery $\Delta(U + U_t)$. Ponieważ z pomiarów $\sigma(t)$ znane były wartości powierzchniowej bariery U i U_0 , pozwoliło to wyliczyć wielkość ΔU_t . Wartości tych barier, wyliczone dla trzech eksperymentalnych krzywych $\sigma(t)$, ryc. 16b, c, f, podane są w tab. 3. Na podstawie danych w tab. 3 można stwierdzić, że U_t zmienia się wolniej niż U . Wniosek ten zgadza się z wynikami eksperymentów Bardeena i Morrisona [12, 40], (w niektórych pracach, np. 27, przyjmuje się, że zmiany U i U_t są jednakowe).

* * *

Ponieważ równoległe z pomiarami R mierzona była wielkość V_k , porównano zmiany w czasie $\Delta(U + U_t)$ ze zmianami V_k (ryc. 19).

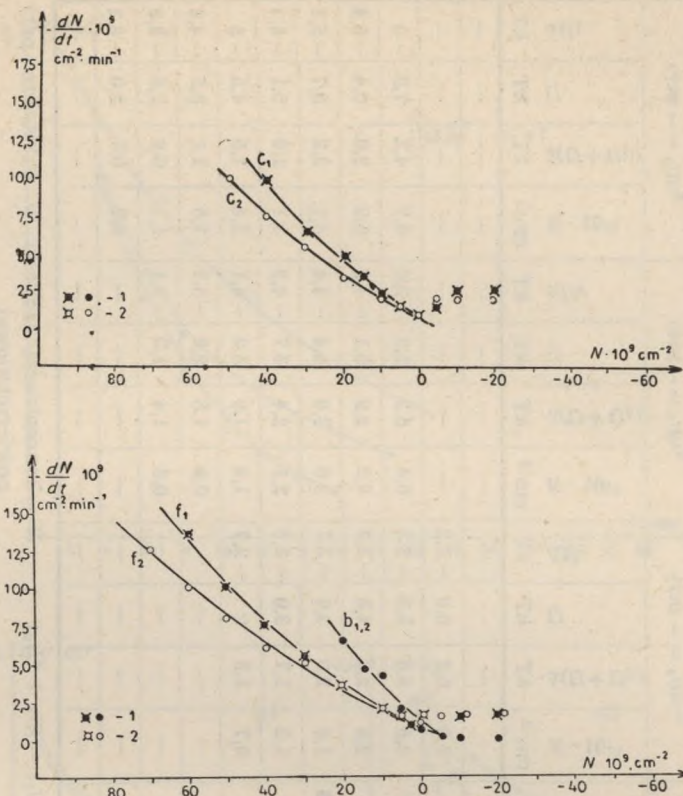
Biorąc pod uwagę dużą niedokładność określenia $\Delta(U + U_t)$, należy uznać, że przebieg zmian tych wielkości jest podobny. Porównujące jednak krzywe przedstawione na ryc. 19 trudno jest wnioskować o identyczności, przy procesach wywołanych polem, zmian $\Delta(U + U_t)$ i pracy

⁶ Ze stanów powierzchniowych wytworzonych przez nieodwracalnie zaadsorbowane drobiny, czyli drobiny, które nie ulegają desorpcji przy powrocie elektronów do objętości.



Ryc. 17. Krzywe $N(t)$; I — przybliżenie Ge samoistny; II — przybliżenie $n_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$; a, b, c, d, f — krzywe wykreślone dla procesów z ryc. 16.

wyjścia Ge, tym bardziej, że w niniejszej pracy brak danych określających pracę wyjścia Au, a dane na ten temat w literaturze są bardzo rozbieżne [6, 17].



Ryc. 18. Zależność $\frac{dN}{dt}$ od N ; 1 — przybliżenie Ge samoistny; 2 — przybliżenie $n_{\bar{e}} = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$; b, c, f — krzywe dla procesów z ryc. 16 (linie ciągłe oznaczają krzywe teoretyczne).

EFEKTY OŚWIETLENIOWE

Analizę procesów wywołanych oświetleniem przeprowadzono w sposób pozwalający porównać te procesy z procesami zachodzącymi po wyłączeniu pola. Zasadnicze (dyskutowane niżej) wyniki obserwacji można sformułować następująco:

- Kierunek zmian V_k po zgaszeniu światła był zgodny z kierunkiem zmian V_k po wyłączeniu pola (+).
- Kierunki zmian σ po włączeniu i wyłączeniu oświetlenia były przeciwne.
- Stacjonarna wielkość σ przy oświetleniu była inna niż stacjonarna wielkość σ w ciemności.
- Oświetlenie powierzchni wywoływało zmniejszanie się w czasie oświetlenia przewodnictwa próbek niskooporowych.

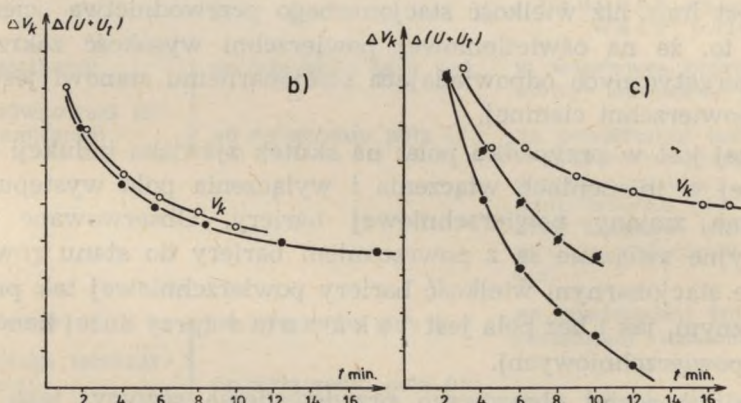
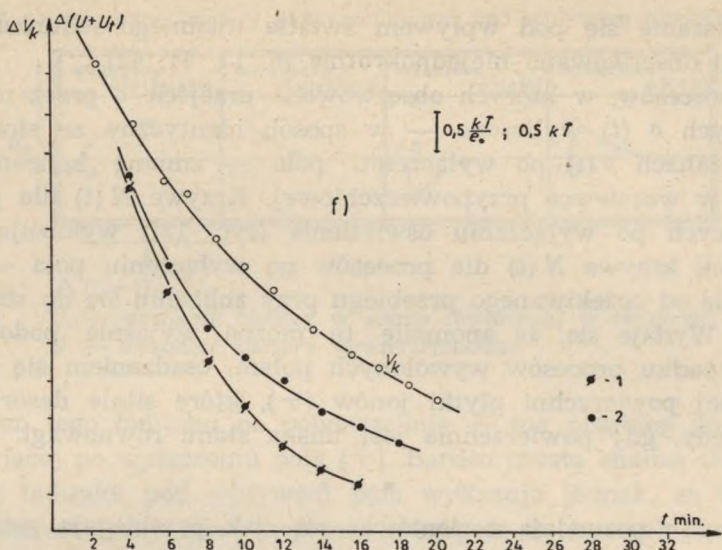
Tab. 3. Zmiany wysokości barier powierzchniowych

Oznaczn. krzywej z ryc. 16	$b(U_0 = -1,5kT)$			$C_1(U_0 = -3kT)$			$C_2(U_0 = -2kT)$			$f_1(U_0 = -3kT)$			$f_2(U_0 = -2kT)$		
	$10^{10} \cdot N$ cm ⁻²	U kT	$\Delta(U+U_t)$ kT	$10^{10} \cdot N$ cm ⁻²	U kT	$\Delta(U+U_t)$ kT	$10^{10} \cdot N$ cm ⁻²	U kT	$\Delta(U+U_t)$ kT	$10^{10} \cdot N$ cm ⁻²	U kT	$\Delta(U+U_t)$ kT	$10^{10} \cdot N$ cm ⁻²	U kT	$\Delta(U+U_t)$ kT
1	1,7	2,3	3,8	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2	1,1	1,7	2,9	3,9	4,9	4	5,6	5,1	6,3	—	—	—	—	—	—
4	0,5	1,1	1,5	2,5	2,9	4	3,5	3,5	5,3	3,8	3,8	6,4	5,3	5,9	7,2
6	0,25	0,8	0,8	1,6	2,2	4	2,4	2,6	4,5	3,9	4,2	4,3	3,9	5,1	6,4
8	0,1	0,6	0,2	0,9	1,7	3,2	1,6	2,0	3,7	3,7	3,7	3,0	3,0	4,4	5,7
10	-0,1	0,4	-0,3	0,6	1,5	3	1,2	1,7	3,0	3,3	3,3	2,1	2,4	3,7	5,1
12	—	—	—	—	—	—	0,7	1,3	2	2,7	2,7	1,4	1,9	3,0	4,5
14	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,9	1,6	2,3	3,5
16	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,6	1,4	1,5	2,8
18	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	2,0
20	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Oznaczenia: $\Delta(U+U_t) = (U+U_t) - (U_0+U_{t0})$ N — koncentracja ładunku w warstewce przy powierzchniowej

U — wysokość bariery na warstewce ładunku przypowierzchniowego U_t — wysokość bariery na warstewce tlenku

U_0 — wartość U w stanie równowagi U_{t0} — wartość U_t w stanie równowagi



Ryc. 19. Porównanie zmian V_k i $(U + U_t)$; 1 — przybliżenie Ge samoistny; 2 — przybliżenie $n_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$; b, c, f — krzywe dla procesów z ryc. 16. Uwaga — patrz ryc. 5

e) Zależność badanych procesów od ciśnienia i ośrodka gazowego, jeśli w ogóle istniała, to była niewielka.

* * *

Ze zgodności kierunków zmian V_k wynika, że światło — podobnie jak i pole (+) — powoduje wytwarzanie się na powierzchni ładunku ujemnego, który po wyłączeniu oświetlenia ulega powolnemu zmniejszaniu się.

Zwiększanie się pod wpływem światła ujemnego ładunku na powierzchni obserwowano niejednokrotnie [6, 17, 41, 42].

Dla procesów, w których obserwowano przejście σ przez minimum, z krzywych $\sigma(t)$ wyliczono — w sposób identyczny ze stosowanym przy zmianach $\sigma(t)$ po wyłączeniu pola — zmianę koncentracji N ładunku w warstewce przypowierzchniowej. Krzywe $N(t)$ dla procesów zachodzących po wyłączeniu oświetlenia (ryc. 18f) wykazują — podobnie jak krzywe $N(t)$ dla procesów po wyłączeniu pola — pewne odchylenie od oczekiwanego przebiegu przy zbliżaniu się do stanu równowagi. Wydaje się, że anomalie tę można wyjaśnić podobnie jak i w przypadku procesów wywołanych polem, osadzaniem się na elektroujemnej powierzchni płytki jonów (+), które silnie desorbują dopiero wtedy, gdy powierzchnia jest bliska stanu równowagi.

* * *

Zmiany σ pozwalają zorientować się, jak przebiegają zmiany powierzchniowej bariery. Obserwacje zmian σ po włączeniu i wyłączeniu oświetlenia wykazują, że wielkość stacjonarnego przewodnictwa „jasnego” jest inna niż wielkość stacjonarnego przewodnictwa „ciemnego”; oznacza to, że na oświetleniowej powierzchni wysokość zakrzywienia pasm energetycznych odpowiadająca stacjonarnemu stanowi jest inna niż na powierzchni ciemnej,

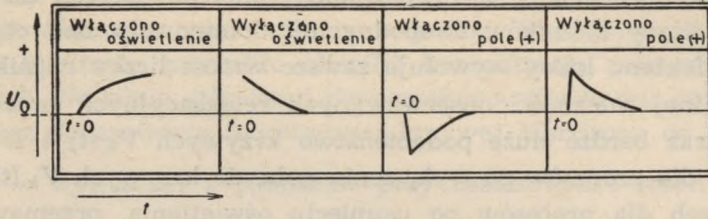
Inaczej jest w przypadku pola; na skutek zjawiska indukcji elektrostatycznej w momentach włączenia i wyłączenia pola występują silne gwałtowne zmiany powierzchniowej bariery. Obserwowane procesy relaksacyjne związane są z powracaniem bariery do stanu równowagi. W stanie stacjonarnym wielkość bariery powierzchniowej tak przy polu elektrycznym, jak i bez pola jest t a k a s a m a (przy dużej koncentracji stanów powierzchniowych).

W celu bardziej obrazowego przedstawienia różnicy, jaka istnieje między pozorną zgodnością kierunków zmian bariery powierzchniowej pod wpływem pola i światła, sporządzono tab. 4⁷.

Jak wynika z literatury dotyczącej powolnych procesów relaksacyjnych, zauważono podobieństwo krzywych $\sigma(t)$ wykreślonych dla procesów po wyłączeniu oświetlenia i włączenia pola (—), [42]. Zgadza się to z wynikami otrzymanymi w tej pracy, ponieważ zmiana wysokości bariery powierzchniowej po włączeniu pola (—) — wywołana zaindukowaniem w półprzewodniku ładunku dodatniego i następnie

⁷ Tabelę opracowano na podstawie modelu procesów zachodzących na powierzchni i obserwacji zmian R i V_k (tę ostatnią wielkość można było mierzyć tylko dla kolumny 2 i 4 tab. 4).

Tab. 4. Kierunki zmian bariery powierzchniowej pod wpływem oświetlenia i pola



Oznaczenia: $\Delta U = U - U_0$

U_0 — wysokość bariery w stanie równowagi w ciemności

U — wysokość bariery powierzchniowej

przejściem tego ładunku na powierzchnię — ma przebieg podobny do występującej po wyłączeniu pola (+). Bardzo prosta analiza zmian koncentracji ładunku pod wpływem pola wykazuje jednak, że tak stany powierzchniowe jak i stany końcowe różnią się w obu tych przypadkach rozkładem koncentracji ładunku na powierzchni.

Ładunek zaindukowany polem

Stan początkowy (brak równowagi termodynamicznej)	{	po włączeniu pola (—) w warstewce przypowierzchniowej ładunek (+) po wyłączeniu pola (+) na powierzchni ładunek (—), w warstewce przypowierzchniowej ekranujący jego działanie ładunek (+) (taki rozkład ładunku istnieje również po wyłączeniu oświetlenia).
Stan końcowy (równowaga termodynamiczna)	{	po włączeniu pola (—) na powierzchni ładunek (+), ekranujący działanie pola. — po wyłączeniu pola (+) (tak jak i po wyłączeniu oświetlenia).

Jak z tego widać, porównanie procesów występujących po naświetleniu z procesami obserwowanymi po wyłączeniu pola (+) jest bardziej uzasadnione.

* * *

Przy oświetleniu płytek niskooporowych obserwowano zmniejszanie się przewodnictwa (tab. 2), a zatem wielkość stacjonarnego przewodnictwa „jasnego” tych płytek była mniejsza od stacjonarnego przewodnictwa „ciemnego” (w płytkach wysokooporowych zmiany przewodnictwa przy oświetleniu nie były systematycznie badane).

Efekt ten świadczy, że zachodzące pod wpływem światła procesy powierzchniowe prowadziły w przypadkach badanych próbek do zmniejszenia się liczby ładunków swobodnych i dominowały nad objętościowym fotoefektem, który wywołuje zawsze wzrost liczby nośników.

Brak silnej zależności obserwowanych relaksacyjnych procesów od ciśnienia oraz bardzo duże podobieństwo krzywych $V_k(t)$ i $R(t)$, wykreślonych dla procesów po wyłączeniu pola, do krzywych $V_k(t)$ i $R(t)$, wykreślonych dla procesów po usunięciu oświetlenia, przemawiają za tym, że w obu przypadkach mamy do czynienia z podobnymi procesami, w których adsorpcja i desorpcja nie odgrywają decydującej roli.

Wszystkie obserwowane w niniejszej pracy efekty, m. in. takie „anomalie”, jak zmiany kierunku przebiegu $V_k(t)$ przy monotonicznym przebiegu $R(t)$, ryc. 12, oraz niezwykle gwałtowne zmiany σ przy zbliżaniu się powierzchni do stanu równowagi (ryc. 16) dają się jakościowo zinterpretować przy założeniu, że powolne zmiany $R(t)$ i $V_k(t)$ powstają w wyniku dwu równoległe zachodzących na powierzchni fizyko-chemicznych procesów.

A. Proces zasadniczy — przechodzenie elektronów na istniejące na powierzchni poziomy akceptorowe: w przypadku pola — na skutek bezpośredniego działania tego pola; w przypadku światła — na skutek zachwiania równowagi powierzchniowej w wyniku pewnych efektów wywołujących przekształcanie się powierzchniowych jonów (+) w drobiny.

B. Proces o znaczeniu drugorzędym — adsorpcja na elektroujemnej powierzchni jonów dodatnich, które po wychwycie elektronów tworzą z siecią wiązanie chemiczne „słabe” [43] i wykazują polaryzację.

PODSUMOWANIE WYNIKÓW

Wyniki pracy dotyczącej badania powolnych procesów relaksacyjnych na powierzchni germanu można przedstawić w następujących punktach.

1. Skonstruowano „głowicę pomiarową”, która pozwalała mierzyć równoległe powolne zmiany kontaktowej różnicy potencjałów (V_k) i oporu elektrycznego (R), wywołane działaniem pola elektrycznego i oświetlenia, w różnych ośrodkach gazowych oraz ciśnieniach w zakresie 760 — 10^{-4} mm Hg.

2. Na podstawie pomiarów $V_k(t)$ i $R(t)$ wykonanych w kilku różnych gazach pod różnymi ciśnieniami wykazano, że adsorpcja i desorpcja, zachodzące w czasie procesów powolnej relaksacji, nie odgrywają decydującej roli w tych procesach.

3. Stwierdzono istnienie na powierzchniach płytek utlenianych w powietrzu ładunku dodatniego; zaobserwowano zmniejszenie się tego ładunku po dłuższym czasie utleniania próbki. Występowanie na krzywej $\sigma(t)$ minimum pozwoliło określić koncentrację zajętych pułapek donorowych. Na silnie utlenionej powierzchni wynosiła ona $\sim 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

4. Przez dopasowanie teoretycznej krzywej Morrisona do zależności $\frac{dN}{dt}$ od N — wyliczonej z pomiarów przy zastosowaniu teorii Garretta i Brattaina — określono zmiany bariery zachodzące podczas procesów powolnej relaksacji w warstewce tlenku. Zmiany te okazały się znacznie mniejsze od zmian bariery na warstewce ładunku przypowierzchniowego.

5. Przeprowadzono szczegółową analizę porównawczą efektów powierzchniowych wywołanych polem i światłem. Wykaza ona, że powolne zmiany V_k i R obserwowane po wyłączeniu pola (+) i oświetlenia dają się zinterpretować jako skutek identycznych procesów powierzchniowych.

Praca niniejsza została zakończona w roku 1961. Wyniki pomiarów referowane były na zjeździe Polskiego Towarzystwa Fizycznego 17—21 września 1961 r. w Gdańsku.

PIŚMIENNICTWO

1. Primaczenko W. E. i współprac.: Ukr. Fiz., **Ž.**, 5, 344 (1959).
2. Shockley W., Pearson G. L.: Phys. Rev., **74**, 232 (1948).
3. Laszenko W. I., Czornaja N. S.: Fiz. Tw. Tiała, **1**, 1006 (1959).
4. Laszenko W. I., Litwinow R. O.: Ukr. Fiz., **Ž.**, 1, 143 (1956).
5. Morrison S. R.: Semiconductor Surface Physics, s. 169, (tłum. Fizika powierzchni półprzewodników (1959), s. 186).
6. Pratt G. W., Kolm H. H.: Semiconductor Surface Physics, s. 297 (tłum. Fizika powierzchni półprzewodników (1959), s. 217).
7. Skierczyńska J.: Postępy Fizyki, **12**, 291 (1961).
8. Schrieffer J. R.: Phys. Rev., **97**, 641 (1955).
9. Brattain W. H. Barden J.: Bell. Syst. Techn. Journ., **32**, 1 (1953), (tłum. Problemy fizyki półprzewodników (1957), s. 237).
10. Montgomery H. C.: Phys. Rev. **106**, 441 (1957) (tłum. Fizika powierzchni półprzewodników (1959), s. 171).
11. Litowczenko W. G., Laszenko W. I.: Fiz. Tw. Tiała, **3**, 61, 73, (1961).
12. Bardeen J., Morrison S. R.: Physica, **20**, 873 (1954).
13. Lasser M., Wysocki C., Bernstein B.: Phys. Rev., **105**, 491 (1957) (tłum. Fizika powierzchni półprzewodników (1959), s. 247).
14. Laszenko W. I., Litowczenko W. G.: **Ž. Tiechn. Fiz.**, **28**, 447, 454 (1958).

15. Kingston R. H.: *J. Appl. Phys.*, **27**, 101 (1956).
 16. Bardeen J.: *Phys. Rev.*, **71**, 717 (1947).
 17. Kosman M. S., Abkiewicz I. I.: *Fiz. Tw. Tiała*, **1**, 378 (1959).
 18. Lax M.: *J. Phys. Chem. Solids*, **14**, 484 (1960).
 19. Kingston R. H., Mc Whorter A. L.: *Phys. Rev.*, **103**, 534 (1956).
 20. Mac Rac A. U., Lewinsein H.: *Phys. Rev.*, **119**, 62 (1960).
 21. Skierczyńska J.: *Postępy Fizyki*, **10**, 569 (1959).
 22. Garrett C. G. B., Brattain W. H.: *Phys. Rev.*, **99**, 376 (1955), (tłum. Problemy fiziki półprzewodników (1957), s. 345).
 23. Kingston R., Neustadter S. F.: *J. Appl. Phys.* **26**, 718 (1955).
 24. Klamut B., Skierczyńska J., Skierczyński J.: *Ann. Univ. Mariae Curie-Skłodowska, sectio AA*, **XII**, 129 (1960).
 25. Ellis S. G.: *J. Appl. Phys.*, **28**, 1262 (1957), (tłum. Fizyka powierzchni półprzewodników (1959), s. 103).
 26. Shockley W.: *Elektrony i dziury w półprzewodnikach*. Warszawa 1956, s. 44.
 27. Sochański J.: *Physica Status Solidi*, **1**, 317 (1961).
 28. Rzanow A. W., Nieizwiestnyj I. G., Roślakow W. W.: *Ż. Tiechn. Fiz.*, **26**, 2142 (1956).
 29. Pikus G. E. [red.] *Fizyka powierzchni półprzewodników*. Moskwa 1959, s. 359.
 30. Greene R. F., Frankl D. R., Zemel Jay: *Phys. Rev.*, **118**, 967 (1960).
 31. Prince M. B.: *Phys. Rev.*, **92**, 681 (1953).
 32. Christensen H.: *Proc. I R E*, **42**, 1371 (1954), (tłum. Problemy fiziki półprzewodników (1957), s. 274).
 33. Enikeev E. Kh., Roginsky C. Z., Rufov J. H.: *Proceed. Internat. Conf. Semiconductor. Phys. Prague 1960*, s. 560.
 34. Clarke E.: *Ann. of the New York Acad. Sci.*, **58**, 937 (1954), (tłum. Problemy fiziki półprzewodników (1957), s. 279).
 35. Clarke E. N.: *Phys. Rev.*, **91**, 756 (1953), (tłum. Problemy fiziki półprzewodników (1957), s. 269).
 36. Palmer D. R., Morrison S. R., Dauenbaugh C. E.: *J. Phys. Chem. Solids*, **14**, 27 (1960).
 37. Forman R.: *Phys. Rev.*, **117**, 698 (1960).
 38. Dorda G.: *Czechosł. Fiz., Ž.*, **10**, 820 (1960).
 39. Kingston R. H.: *Phys. Rev.*, **98**, 1766 (1955), (tłum. Problemy fiziki półprzewodników (1957), s. 329).
 40. Morrison S. R.: *Phys. Rev.*, **102**, 1297 (1956).
 41. Morrison S. R.: *Phys. Rev.*, **99**, 1655 A, (1955).
 42. Abkiewicz I. I.: *Fiz. Tw. Tiała* **1**, 1676 (1959).
 43. Wolkenstejn F. F.: *Elektronnaja tieoria kataliza na półprzewodnikach*. Moskwa 1960.
-

РЕЗЮМЕ

Исследовались длинновременные релаксационные явления на поверхности Ge, покрытой толстым слоем окисла. Эти явления вызывались действием электрического поля и света. Измерительная установка позволяла измерять параллельно контактную разность потенциалов V_k и сопротивление R в различных газовых средах и при пониженном давлении.

При измерениях сопротивления наблюдался максимум $R(t)$. Результаты измерений показали, между прочим, что за наблюдаемые релаксационные явления прежде всего ответственны молекулы, адсорбированные на поверхности во время ее окисления.

SUMMARY

Slow relaxation processes were examined on strongly oxygenated surfaces of Ge. The processes were caused by the action of an electric field and light. The measuring apparatus allowed us to carry out parallel measurements of the contact difference of potentials V_k and resistance R in various gases and at a lowered pressure.

When measuring resistance, we observed the occurrence of maximum $R(t)$. The analysis of the results of our experiments showed, *inter alia*, that, in the processes under examination, the essential rôle was played by the molecules absorbed on the surface during its oxygenation.

