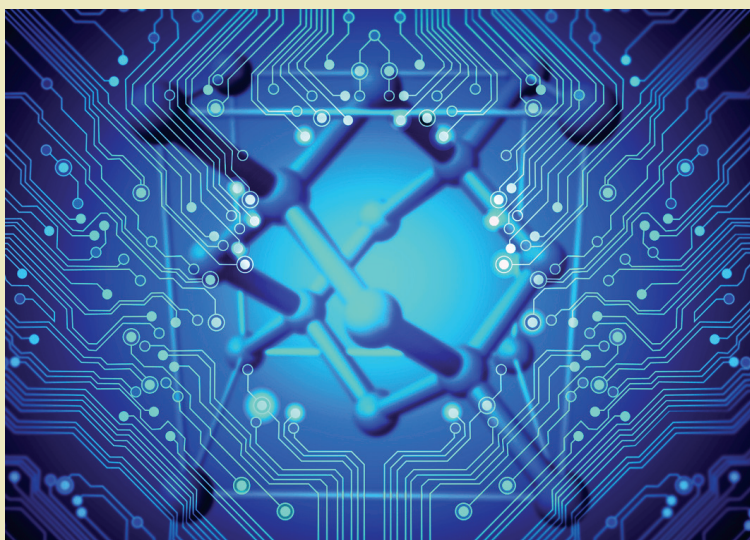




Paweł Węgierek

Przewodnictwo elektryczne w silnie zdefektowanych półprzewodnikach modyfikowanych technikami jonowymi



Lublin 2013

MONOGRAFIE

Przewodnictwo elektryczne w silnie
zdefektowanych półprzewodnikach
modyfikowanych technikami jonowymi

Monografie – Politechnika Lubelska



Politechnika Lubelska
Wydział Elektrotechniki i Informatyki
ul. Nadbystrzycka 38A
20-618 Lublin

Paweł Węgierek

Przewodnictwo elektryczne w silnie zdefektowanych półprzewodnikach modyfikowanych technikami jonowymi



Politechnika Lubelska
Lublin 2013

Recenzenci:

prof. dr hab. Aleksy Patryn, Politechnika Koszalińska
dr hab. Paweł Zhukowski, prof. Politechniki Lubelskiej

Skład i redakcja: Paweł Węgierek

Publikacja wydana za zgodą Rektora Politechniki Lubelskiej

© Copyright by Politechnika Lubelska 2013

ISBN: 978-83-63569-33-4

Wydawca: Politechnika Lubelska

ul. Nadbystrzycka 38D, 20-618 Lublin

Realizacja: Biblioteka Politechniki Lubelskiej

Ośrodek ds. Wydawnictw i Biblioteki Cyfrowej

ul. Nadbystrzycka 36A, 20-618 Lublin

tel. (81) 538-46-59, email: wydawca@pollub.pl

www.biblioteka.pollub.pl

Druk: TOP Agencja Reklamowa Agnieszka Łuczak

www.agencjatom.pl

Elektroniczna wersja książki dostępna w Bibliotece Cyfrowej PL www.bc.pollub.pl

Nakład: 100 egz.

Spis treści

Wykaz ważniejszych oznaczeń i skrótów	8
1. Wstęp	9
2. Stan wiedzy w zakresie modyfikacji właściwości półprzewodników technikami jonowymi	17
2.1 Defekty radiacyjne w naświetlonych półprzewodnikach	17
2.2 Modyfikacja właściwości krzemu	19
2.3 Modyfikacja właściwości arsenku galu	27
3. Metodyka pomiarów	37
3.1 Materiał badawczy	37
3.2 Rodzaje i sposób przeprowadzania pomiarów	38
3.3 Budowa stanowiska i sposób wykonywania pomiarów	40
4. Skokowa wymiana ładunków w silnie zdefektowanym krzemie	47
4.1 Generacyjno-rekombinacyjny mechanizm skokowej wymiany ładunków pomiędzy głębokimi defektami amfoterycznymi w silnie zdefektowanych półprzewodnikach	47
4.2 Temperaturowa zależność stopnia kompensacji i szerokości pasma głębokich poziomów w silnie zdefektowanym krzemie	52
4.3 Eksperymentalne potwierdzenie opracowanego modelu	55
4.4 Podsumowanie	62
5. Wysokotemperaturowa skokowa przewodność w implantowanym jonowo krzemie	63
5.1 Model skokowego przenoszenia ładunków w silnie zdefektowanych półprzewodnikach na prądzie zmiennym	64
5.2 Badania mechanizmów przewodnictwa elektrycznego w implantowanym jonowo krzemie	71
5.3 Zmiennoprądowe przewodnictwo elektryczne w silnie zdefektowanym krzemie	75
5.4 Badania temperaturowe energii aktywacji defektów radiacyjnych	79
5.5 Podsumowanie	94

6. Zastosowanie implantacji jonowej do wytwarzania obszarów izolacyjnych w krzemie	97
6.1 Sposób wytwarzania izolacji pionowej w układach scalonych	97
6.2 Podsumowanie.....	103
7. Modyfikacja właściwości dielektrycznych GaAs spowodowana naświetlaniem neutronami.....	105
7.1. Wpływ wygrzewania izochronicznego na właściwości dielektryczne GaAs naświetlanego neutronami.....	105
7.2 Podsumowanie.....	114
8. Właściwości elektryczne arsenku galu poddanego polienergetycznej implantacji jonów wodoru	115
8.1 Badane próbki.....	116
8.2 Wpływ temperatury wygrzewania na parametry elektryczne implantowanego GaAs	120
8.3 Stabilność temperaturowa warstw izolacyjnych GaAs otrzymanych w wyniku polienergetycznej implantacji jonowej	123
8.4 Mechanizm przewodnictwa elektrycznego w implantowanym jonowo GaAs	126
8.5 Skokowe przenoszenie ładunku elektrycznego w GaAs poddanym polienergetycznej implantacji	131
8.6 Wpływ temperatury na czas przeskoku	137
8.7 Defekty radiacyjne powstające w GaAs w wyniku polienergetycznej implantacji jonowej	141
8.8 Badania prawdopodobieństwa skokowej wymiany ładunków w GaAs napromieniowanym jonami H^+	148
8.9 Podsumowanie.....	153
9. Zastosowanie polienergetycznej implantacji jonowej do wytwarzania izolacji pionowej w GaAs	155
9.1 Sposób wytwarzania obszarów izolacyjnych w GaAs	155
9.2 Podsumowanie.....	158
Literatura	159
Wykaz rysunków.....	171
Wykaz tabel	179

Wykaz ważniejszych oznaczeń i skrótów

DLTS	– niestacjonarna spektroskopia pojemnościowa (<i>Deep-Level Transient Spectroscopy</i>)
EPR	– elektronowy rezonans parametryczny (<i>Electron Paramagnetic Resonance</i>)
LNT	– temperatura ciekłego azotu (<i>Liquid Nitrogen Temperature</i>)
RBS	– spektroskopia Rutherforda (<i>Rutherford Backscattering Spectrometry</i>)
RT	– temperatura pokojowa (<i>Room Temperature</i>)
RTA	– wygrzewani impulsowe (<i>Rapid Thermal Annealing</i>)
SEM	– skaningowa mikroskopia elektronowa (<i>Scanning Electron Microscopy</i>)
TEM	– transmisyjna mikroskopia elektronowa (<i>Transmission Electron Microscopy</i>)
TWR	– temperaturowy współczynnik rezystancji
A	– stała zależna od koncentracji dipoli
B	– fluktuacje potencjału elektrostatycznego
C	– stopień kompensacji defektów
C	– pojemność, F
C_p	– pojemność w układzie zastępczym równoległym, F
d	– średnia odległość, na którą przeskakuje elektron, nm
D	– dawka implantacji, cm^{-2}
e	– ładunek elektryczny elektronu ($1,6 \cdot 10^{-19}$ C)
E	– energia implantowanych jonów, eV
E	– natężenie pola elektrycznego, V/m
E_g	– szerokość energetyczna pasma wzbronionego, eV
E_0	– amplituda natężenia pola elektrycznego, V/m
ΔE	– energia aktywacji skokowej wymiany ładunków
$F_g(\tau)$	– rozkład Gaussa
$F_L(\tau)$	– rozkład Landaua
F	– częstotliwość, Hz
f_{BH}	– częstotliwości przejścia od przewodności pasmowej do skokowej, Hz
f_H	– obszar wysokich częstotliwości, Hz
f_L	– obszar niskich częstotliwości, Hz
f_M	– obszar przejściowych częstotliwości f_M ($f_L < f_M < f_H$), Hz
$f_{\max}$	– częstotliwość przy maksymalnej wartości częstotliwościowego współczynnika $\alpha_{\max}$, Hz
h	– stała Plancka ($4,14 \cdot 10^{-15}$ eV·s)

j_0, j_+, j_-	– składowe gęstości prądu, A/m ²
j_a	– składowa aktywna gęstości prądu, A/m ²
j_r	– składowa bierna gęstości prądu, A/m ²
K_{PD}	– stopień kompensacji półprzewodnika
k	– stała Boltzmanna ($8,617 \cdot 10^{-5}$ eV/K)
$n(\tau)$	– rozkład koncentracji defektów w funkcji czasu życia dipoli powstających w wyniku skokowej wymiany ładunków
N_a	– koncentracja akceptorów, cm ⁻³
N_d	– koncentracja donorów, cm ⁻³
N_A	– koncentracja domieszki, cm ⁻³
N_D	– koncentracja defektów, cm ⁻³
N_{PD}	– koncentracja płytkich domieszek, cm ⁻³
N_w	– koncentracja diwakansów, cm ⁻³
p	– prawdopodobieństwo przeskoku elektronu
$P(T)$	– prawdopodobieństwo skokowej wymiany ładunków w jednostce czasu przy temperaturze T , s ⁻¹
R	– średnia odległość pomiędzy defektami
R	– rezystancja badanych próbek, wyznaczona dla równoległego schematu zastępczego, Ω
R_p	– rezystancja w układzie zastępczym równoległym, Ω
T	– temperatura, K
T_a	– temperatura wygrzewania, K
T_{impl}	– temperatura implantacji, K
T_p	– temperatura pomiarów, K
t_w	– czas wygrzewania poimplantacyjnego próbki, minuty
$tg\delta$	– tangens kąta strat dielektrycznych
α	– częstotliwościowy współczynnik konduktywności
α_{max}	– maksymalna wartość częstotliwościowego współczynnika konduktywności α
ΔE	– energia aktywacji, eV
ϵ_0	– przenikalność elektryczna próżni ($8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m)
ϵ_r	– przenikalność dielektryczna względna
ρ	– rezystywność, $\Omega \cdot \text{cm}$
σ	– konduktywność, $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$
σ_H	– konduktywność w obszarze wysokich częstotliwości, $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$
σ_L	– konduktywność w obszarze niskich częstotliwości, $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$
σ_M	– konduktywność w obszarze częstotliwości przejściowych, $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$
τ	– czas relaksacji (pozostania elektronu w studni potencjału), s
ω	– pulsacja, s ⁻¹
χ	– współczynnik korelacji
χ_p	– statyczna podatność dielektryczna wywołana skokową wymianą elektronów między neutralnymi amfoterycznymi defektami

1. Wstęp

Pod koniec lat sześćdziesiątych ubiegłego stulecia rozwój idei wykorzystania układów jonowiązkowych w celu separacji izotopów oraz prowadzenia badań materiałowych osiągnął poziom, na którym teoretyczne podstawy wiedzy w dziedzinach takich, jak formowanie i transport wiązki jonów oraz fizyka oddziaływań molekularnych w ciałach stałych, umożliwiły praktyczne zastosowanie implantacji jonowej, jako sposobu modyfikacji właściwości przypowierzchniowych warstw ciał stałych. Możliwe wówczas do osiągnięcia prądy i energie wiązki spowodowały, że technika ta okazała się szczególnie kompatybilna z wymaganiami stawianymi w procesie domieszkowania wytwarzanych w tamtym okresie struktur półprzewodnikowych [11, 100]. Jednakże, przeniesienie założeń nowopowstałej koncepcji laboratoryjnej w realia seryjnej produkcji przemysłowej wymagało daleko idącej intensyfikacji prac naukowo – badawczych prowadzonych w tym zakresie, jak również praktycznej weryfikacji osiągniętych rezultatów [33, 39, 57, 58, 60, 62, 69, 70, 95, 102, 139].

Od samego początku, podstawowym kierunkiem badań modyfikowanych technikami jonowymi półprzewodników było poszukiwanie sposobów na zmniejszenie ilości defektów radiacyjnych powstających podczas implantacji, w celu polepszenia parametrów przyrządów i układów produkowanych na ich bazie. Jednym z najczęstszych zastosowań implantacji jonowej w technologii półprzewodnikowej, jest jej wykorzystanie do formowania złącz p – n . Należy jednak pamiętać, że implantowany jon wnikając w strukturę półprzewodnika powoduje na swej drodze powstawanie dużej ilości defektów sieci krystalicznej (średnio ponad 100). W związku z tym parametry warstwy implantowanej nie są określone wyłącznie właściwościami implantowanych jonów, lecz zależą również od koncentracji i rodzaju powstających defektów, stabilnych w temperaturze implantacji. Dla oczyszczenia warstw implantowanych z defektów wykorzystuje się zazwyczaj wysokotemperaturową obróbkę (wygrzewanie w temperaturze około 1 300 K). W trakcie tego procesu między defektami zachodzą reakcje, w wyniku których powstają pętle dyslokacyjne i inne defekty złożone, często znacząco pogarszające parametry eksploatacyjne wytwarzanych przyrządów półprzewodnikowych. Jedną z metod przeciwdziałania takim sytuacjom, jest odkryte w połowie lat 90-tych minionego stulecia, zjawisko samoodtwarzania się struktury warstw implantowanych [143, 144]. Polega ono na występowaniu takiego obszaru temperatur implantacji, zależnego od typu półprzewodnika, masy i energii jonów oraz gęstości prądu jonowego, w którym zamiast zwykłego wzrostu koncentracji defektów wraz ze zwiększeniem dawki jonów, następuje ich zmniejszenie.

O znaczeniu tego kierunku badań może świadczyć fakt, że poczynając od wczesnych lat siedemdziesiątych rynek produkcji struktur półprzewodnikowych odgrywa dominującą rolę w gospodarce światowej, praktycznie nieprzerwanie zyskując na znaczeniu, osiągając w roku 2007 wartość 250 miliardów dolarów amerykańskich [119]. Przyczyną takiego stanu rzeczy jest najprawdopodobniej fakt, że zmiany w strukturze wewnętrznej badanych materiałów, polegające na wprowadzaniu domieszek innych pierwiastków do sieci krystalicznej półprzewodników przy wykorzystaniu technik jonowych, pozwalają nie tylko na formowanie złącz $p-n$, o czym wspomniano wcześniej, ale dają możliwość praktycznie nieograniczonej modyfikacji podstawowych właściwości materiałów półprzewodzących (elektrycznych, optycznych i strukturalnych) [2, 118], w tym na przykład przenikalności dielektrycznej, rezystywności [23, 24, 90, 140] czy przewodności elektrycznej [10].

Dlatego też drugim kierunkiem badań, podjętym m.in. przez autora niniejszej monografii jeszcze na etapie prac związanych z przygotowaniem rozprawy doktorskiej, było poszukiwanie nowych właściwości kompensowanych warstw półprzewodników implantowanych jonowo. W tym przypadku, nastąpiła całkowita zmiana filozofii badań, czyli zamiast koncentrowania się na sposobach usuwania defektów radiacyjnych, uwaga została skierowana na ich praktyczne wykorzystanie. Podstawą tego kierunku stało się odkrycie zjawiska polegającego na wzroście przenikalności dielektrycznej krzemu napromienionego dużymi dawkami neutronów [149], nawet o 1000 razy w zależności od dawki neutronów.

Powyższe zjawisko związane jest z samoorganizacją w podsystemie elektronów w silnie zdefektowanym kryształ. Wraz ze wzrostem koncentracji defektów, wzrasta prawdopodobieństwo skokowej wymiany ładunków między sąsiednimi defektami. Jeżeli wymiana zachodzi między defektami o neutralnym stanie naładowania, to powstanie dipol. Pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego wymiana ładunków odbywa się przeważnie w kierunku określonym przez pole, co powoduje wzrost koncentracji nieskompensowanych dipoli, czyli w konsekwencji prowadzi do wzrostu przenikalności dielektrycznej.

Defekty radiacyjne w krzemie można podzielić na dwie podstawowe grupy: defekty własne, do których należą wakanse i międzywęzłowe atomy krzemu (wakanse, dwuwakanse, trzy- i czterowakansowe kompleksy, atomy międzywęzłowe i inne) oraz defekty domieszek – defekty w skład których oprócz wakansów i atomów międzywęzłowych wchodzi również atomy domieszek (np. bor, fosfor) lub zanieczyszczeń (tlen, węgiel, żelazo i inne). Maksymalna koncentracja defektów domieszek jest ograniczona ilością samych domieszek, natomiast w przypadku defektów własnych na chwilę obecną nie są znane ograniczenia w zakresie ich koncentracji, co powoduje, że przy dużych dawkach implantacji są one dominujące. Fakt ten powoduje, że właściwości półprzewodników zależne od ilości defektów własnych, mogą być zmieniane

w dosyć dużym zakresie, czego przykładem jest wspomniane powyżej zjawisko wzrostu przenikalności dielektrycznej. Problematyce badania rodzaju i struktury defektów radiacyjnych powstających w wyniku implantacji jonowej oraz zmian zachodzących pod wpływem temperatury i sposobu wygrzewania poświęcono wiele uwagi w światowej literaturze. W przypadku krzemu rezultaty badań zawierają m.in. prace [22, 37, 59, 61, 141], natomiast wyniki badań arsenku galu omówiono w artykułach [43, 54, 65, 79, 101, 117, 169].

Przeprowadzone jeszcze w latach siedemdziesiątych badania implantowanych warstw krzemu wykazały, że lekkie jony ($M < 28$ a.j.m) generują takie same defekty własne, jak wysokoenergetyczne cząsteczki (neutrony i inne) [15, 108, 113]. Na tej podstawie stwierdzono, że implantacja jonowa pozwala na modelowanie procesów analogicznych do tych zachodzących w półprzewodnikach przy bombardowaniu ich neutronami [92], ponieważ podstawą są jednakowe procesy powstawania defektów zachodzące przy obydwu typach naświetlania półprzewodników. Dopiero to spostrzeżenie dało możliwość praktycznego wykorzystania odkrytego zjawiska wzrostu przenikalności dielektrycznej w silnie zdefektowanych półprzewodnikach [149], ponieważ przy implantacji, czas potrzebny do osiągnięcia takiej samej koncentracji defektów jak przy naświetlaniu neutronami, jest o kilka rzędów mniejszy, a ponadto nie występują niebezpieczne zjawiska towarzyszące bombardowaniu neutronami, np. promieniowane wtórne naświetlonych próbek.

Problematyka określenia wpływu rodzaju i koncentracji domieszki półprzewodnika, parametrów implantacji, tj. rodzaju, dawki i energii jonów, oraz sposobu, czasu i temperatury wygrzewania poimplantacyjnego na przenikalność dielektryczną krzemu, była przedmiotem badań prowadzonych przez autora niniejszej monografii na etapie doktoratu. W większości prac z tego okresu, poświęconych badaniom elektrofizycznych właściwości naświetlonego neutronami lub jonami krzemu, główna uwaga była skoncentrowana na właściwościach dielektrycznych.

W pracy [149] po raz pierwszy przedstawiono badania aktywowanej termicznie dodatkowej polaryzacji występującej w naświetlonym neutronami krzemie. Teoretyczne wyjaśnienie tego zjawiska oparto na tym, że w wyniku skokowej wymiany elektronów między neutralnymi amfoterycznymi defektami powstają dipole [145]. Wzrost koncentracji dipoli przy zwiększaniu temperatury, który odpowiada zwiększaniu prawdopodobieństwa przeskoków elektronów, prowadzi do dodatkowej aktywowanej termicznie polaryzacji.

Następnie zjawisko to zostało zaobserwowane w warstwach krzemu implantowanych jonowo. Badania zostały przeprowadzone w szerokim zakresie częstotliwości prądu przemiennego dla próbek krzemu domieszkowanych borem, fosforem, arsenem i antymonem, o rezystywnościach z zakresu $(0,007 \div 20) \Omega \cdot \text{cm}$, naświetlonych jonami Ne^+ , Ar^+ , Kr^+ , B^+ , P^+ i N^+ o dawkach od 10^{11}cm^{-2} do 10^{16}cm^{-2} i energiach od 30 keV do 600 keV [137, 154, 155, 161].

W ramach prowadzonych badań, określono wpływ wygrzewania izotermicznego, izochronicznego oraz impulsowego RTA (*Rapid Thermal Annealing*) na właściwości dielektryczne implantowanych jonowo warstw krzemu [82]. Zjawisko termicznie aktywowanego wzrostu przenikalności dielektrycznej było również przedmiotem badań półmagnetycznych związków półprzewodnikowych A^2B^6 z metalami przejściowymi: $Cd_{1-x}Fe_xTe$ [159], $Cd_{1-x}Fe_xSe$ [164]. W przypadku związków $Cd_{1-x}Mn_xTe$, $Cd_{1-x}Fe_xTe$, $Cd_{1-x}Fe_xSe$ oraz $Zn_{1-x}Fe_xTe$ i $Zn_{1-x}Fe_xSe$ przeprowadzono również badania dotyczące ich właściwości magnetycznych oraz optycznych, których wyniki zaprezentowano w pracach [81, 83, 160].

Wyniki opisanych powyżej badań w zakresie dotyczącym przenikalności dielektrycznej implantowanego jonowo krzemu były prezentowane między innymi w pracach [153, 154, 155, 161] oraz [134, 156], a kompleksowe omówienie rezultatów zawarto w pracy [137]. Należy podkreślić fakt, że wyniki przeprowadzonych badań pozwoliły na opracowanie sposobów wytwarzania kondensatorów o zwiększonej pojemności w układach scalonych, które stały się przedmiotem trzech patentów [152, 162, 163].

Po ukończeniu i obronie doktoratu, autor niniejszej monografii podjął nowy kierunek badań, dotyczący właściwości izolacyjnych modyfikowanych technikami jonowymi krzemu i arsenku galu ze szczególnym uwzględnieniem stabilności temperaturowej parametrów je charakteryzujących. Uzyskane wyniki analizowano głównie pod kątem mechanizmów przewodnictwa elektrycznego występujących w silnie zdefektowanych półprzewodnikach w celu opracowania ich modelu. Pozwoliło to rozszerzyć model polaryzacji przy skokowej wymianie elektronów między neutralnymi defektami na obszar zmiennego pola elektromagnetycznego [156], opracować generacyjno – rekombinacyjny mechanizm skokowego przenoszenia ładunków pomiędzy głębokimi defektami amfoterycznymi w silnie zdefektowanych półprzewodnikach [157]. Uzyskane wyniki stały się również podstawą dla opracowania modelu temperaturowej zależności stopnia kompensacji i szerokości pasma głębokich poziomów w silnie zdefektowanym implantacją jonową krzemie wraz z jego eksperymentalnym potwierdzeniem [84].

Jednak najważniejszym efektem przeprowadzonych prac badawczych, podjętym i rozwijanym w ramach badań wchodzących w zakres niniejszej monografii jest wykorzystanie implantacji jonowej do wytwarzania warstw izolacyjnych w przyrządach i układach mikroelektronicznych wykonywanych na bazie krzemu i arsenku galu. W obu przypadkach wykonane badania doprowadziły do opracowania sposobów, których istotą w odróżnieniu od dotychczas stosowanych metod, jest wytwarzanie izolacji już po operacjach technologicznych związanych z wykonywaniem poszczególnych elementów układów scalonych.

W przypadku podłoża z arsenku galu zastosowano polienergetyczną implantację lekkich jonów wodoru H^+ , o dawkach rzędu $(10^{12} \div 10^{15}) \text{ cm}^{-2}$ i energiach z zakresu $(50 \div 400) \text{ keV}$, do płytek poddanych wcześniej wszystkim operacjom technologicznym wymagany dla wykonania układu scalonego. W kolejnej fazie przeprowadzono izotermiczne wygrzewanie stabilizujące w temperaturze 523 K, w czasie 15 minut. W wyniku powyższego sposobu uzyskano obszar izolacji pionowej o rezystywności na poziomie $(10^5 \div 10^6) \Omega \cdot \text{cm}$, stabilnej w zakresie temperatur od 230 K do 350 K [168].

Natomiast wytwarzanie obszarów izolacji w krzemowych strukturach półprzewodnikowych wymaga zastosowania monoenergetycznej implantacji w podwyższonej temperaturze. W tym przypadku należy wykonać implantację jonów neonu Ne^+ o dawkach z zakresu $(10^{14} \div 10^{16}) \text{ cm}^{-2}$, najlepiej $1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ i energii na poziomie 600 keV, do płytki podłożowej z krzemu o temperaturze 523 K, poddanej wcześniej wszystkim operacjom technologicznym wymagany dla wykonania układu mikroelektronicznego. Następnie przeprowadza się izotermiczne wygrzewanie stabilizujące w temperaturze 823 K, w czasie 15 minut. W ten sposób uzyskano obszar izolacyjny o rezystywności na poziomie $10^8 \Omega \cdot \text{cm}$, stabilnej w zakresie temperatur pracy układu scalonego i przy częstotliwości z zakresu od 50 Hz do 1 MHz [167].

Opracowane sposoby wytwarzania izolacji pionowej w układach scalonych stały się podstawą dwóch zgłoszeń patentowych, z których jedno już uzyskało ochronę patentową [168], a drugie oczekuje na nią [167].

Mając na uwadze dynamiczny rozwój mikro- i nanotechnologii oraz powszechne dążenie do miniaturyzacji urządzeń elektronicznych i elektrycznych, przedstawione powyżej rozwiązania mają realną szansę na ich wdrożenie do procesu wytwarzania złożonych układów i struktur półprzewodnikowych, a tym samym poprawę ich parametrów i podwyższenie poziomu technologicznego.

Dzięki odpowiednim modyfikacjom sieci krystalicznej półprzewodników, możliwe jest znaczne podwyższenie parametrów znamionowych różnych urządzeń elektrycznych wykorzystujących układy mikroelektroniczne, co na chwilę obecną jest standardem. O istotnym znaczeniu tego problemu świadczy fakt, że materiały takie jak krzem oraz arsenek galu są powszechnie stosowane w większości nowoczesnych układów i urządzeń sterowniczych, sygnalizacyjnych oraz kontrolno – pomiarowych przeznaczonych do zastosowania na wszystkich poziomach napięć znamionowych. Tego rodzaju aparatura stanowi integralną część zarówno infrastruktury technicznej obiektów energetyki zawodowej i przemysłowej, jak również instalacji elektrycznych obiektów użyteczności publicznej oraz budynków mieszkalnych. W skład opisaną infrastruktury energetycznej wchodzi także obiekty i urządzenia wytwarzające energię ze źródeł odnawialnych.

Na obecnym poziomie zaawansowania technologicznego, jednym z problemów dotyczących powyższych rozwiązań jest kwestia stabilności temperaturowej ich parametrów, czego potwierdzeniem jest fakt, że większość urządzeń elektronicznych nie może być eksploatowana w temperaturach roboczych przekraczających 333 K, właśnie ze względu na zjawisko pogarszania się ich parametrów technicznych wraz ze wzrostem temperatury. Przykładem mogą być powszechnie stosowane zasilacze impulsowe kluczowane po stronie pierwotnej, które po przekroczeniu temperatury pracy 333 K automatycznie ograniczają moc wyjściową o 2,5% na 1 K powyżej dopuszczalnej wartości [47]. Fakt ten bezpośrednio przekłada się na obniżenie dyspozycyjności przemysłowych systemów sterowania, a zatem również ma negatywny wpływ na ciągłość realizacji planowych procesów produkcyjnych. Dla podkreślenia znaczenia problemu, należy zauważyć, że nawet w normalnych warunkach pracy temperatura wewnątrz rozdzielnic sterowniczych najczęściej znacznie przekracza 333 K. Pociąga to za sobą konieczność instalowania energochłonnych układów chłodzenia aktywnego lub zwiększania gabarytów obudów oraz odstępów pomiędzy urządzeniami, w celu zapewnienia pasywnego chłodzenia konwekcyjnego. Niestety każde z tych rozwiązań w znaczący sposób zwiększa koszty zarówno wykonania rozdzielnic, jak i pracy całego zakładu.

Szczególnie narażone na wpływ temperatury są urządzenia pracujące na zewnątrz budynków, np. elektroniczne systemy sterowania sygnalizacją świetlną oraz układy pomiarowo – rozliczeniowe energii elektrycznej, w przypadku których temperatura pracy zmienia się w bardzo szerokim zakresie, niejednokrotnie powodując awarie elementów elektronicznych. Dodatkowo w tym przypadku istotny jest fakt, że najczęściej pracują one w warunkach zasilania napięciem zmiennym.

W związku z powyższym należy stwierdzić, że istnieje realna potrzeba przeprowadzenia kompleksowych prac badawczych, zorientowanych na opracowanie sposobu wytwarzania materiałów półprzewodnikowych o właściwościach elektrycznych stabilnych termicznie w szerokim zakresie temperatur z jednoczesnym uwzględnieniem wpływu częstotliwości na charakteryzujące je parametry.

Wyniki badań wraz z ich interpretacją, zawarte między innymi w pracach [53, 84, 131, 132, 133, 135, 136, 138, 151, 158, 166, 167, 168] zostały w usystematyzowany sposób przedstawione w niniejszej monografii przez co dają obraz aktualnego stanu wiedzy w tym zakresie oraz wyników uzyskanych przez autora. Zważywszy na podejmowaną tematykę, niniejsza praca stanowi istotne uzupełnienie literatury światowej w zakresie sposobów modyfikacji właściwości elektrycznych krzemu oraz arsenku galu, ukierunkowanych na wykorzystanie defektów radiacyjnych powstających podczas procesu implantacji jonowej, w przeciwieństwie do tradycyjnych kierunków badawczych, koncentrujących się na metodach usuwania tych defektów z sieci krystalicznej.

Istotnym aspektem prezentowanych badań jest zakres temperaturowy przeprowadzonych pomiarów parametrów elektrycznych silnie zdefektowanych półprzewodników, od temperatury ciekłego azotu (LNT) do wartości 373 K. Taki zakres zmian temperatury pomiarowej, pozwolił na dogłębną analizę stabilności temperaturowej wytwarzanych warstw izolacyjnych w badanych półprzewodnikach.

Innowacyjne podejście do przeprowadzonych prac badawczych polegało na wykorzystaniu prądu zmiennego w zakresie częstotliwości od 50 Hz do 5 MHz, w odróżnieniu od większości dostępnych w literaturze światowej wyników, które uzyskano przy wymuszeniach stałoprądowych.

Zastosowana metodyka badań pozwoliła na uzyskanie wyników na bazie których opracowano model zmiennoprądowego przewodnictwa elektrycznego w silnie zdefektowanych technikami jonowymi półprzewodnikach. Jego podstawą jest zjawisko aktywowanej termicznie przewodności skokowej, polegającej na przenoszeniu ładunków elektrycznych między neutralnymi studniami potencjałów. Zaproponowany model matematyczny umożliwia analizę warunków procesu implantacji i wybór optymalnych parametrów, kątem uzyskania określonych właściwości modyfikowanego materiału. Ponadto, wykorzystując opracowany model możliwe jest ustalenie wartości poszczególnych wielkości fizycznych, charakteryzujących kompensowane implantacją jonową i naświetlaniem neutronami warstwy półprzewodnika, po poddaniu go stosowanym w warunkach przemysłowych procesom technologicznym, przede wszystkim wygrzewania termicznego, które z założenia służy usuwaniu defektów. Natomiast w tym przypadku ma za zadanie ustabilizować strukturę tych defektów, w celu uzyskania maksymalnych wartości rezystywności.

Reasumując, poprzez poruszaną problematykę, niniejsza monografia wpisuje się w ogólnościowy nurt badawczy, którego kierunki rozwoju wyznaczane są przez trendy technologiczne w globalnym przemyśle wytwarzania struktur izolacyjnych w układach mikroelektronicznych. Jednocześnie, stawiane tezy oraz proponowane rozwiązania stanowią podstawę do dalszej dyskusji naukowej, w zakresie modyfikacji właściwości elektrycznych półprzewodników, mających na celu poprawę parametrów technicznych elementów mikroelektronicznych wykorzystywanych w urządzeniach elektronicznych, energoelektronicznych oraz w układach sterowania i automatyki.

2. Stan wiedzy w zakresie modyfikacji właściwości półprzewodników technikami jonowymi

2.1 Defekty radiacyjne w naświetlonych półprzewodnikach

Podczas implantacji jony lub inne cząsteczki wysokoenergetyczne, zderzając się z atomami krzemu przekazują im energię wielokrotnie wyższą od energii wiązania atomu w sieci krystalicznej ($E \approx 10$ eV). Wybite atomy zderzają się z kolejnymi atomami sieci krystalicznej, przekazując im energię również wystarczającą do wybicia następnych atomów. Jeden wysokoenergetyczny jon w zależności od jego energii może spowodować wybicie z pozycji węzłowych nawet do kilku tysięcy atomów półprzewodnika. W ten sposób tworzy się silnie zdefektowany obszar kaskady wybiciowej o rozmiarach od kilku do kilkudziesięciu nanometrów i koncentracji defektów rzędu $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ i większej [26]. Wybite atomy Si spowolnione do energii termicznej znajdują się natomiast w innej komórce podstawowej sieci krystalicznej, tworząc w ten sposób defekty międzywęzłowe.

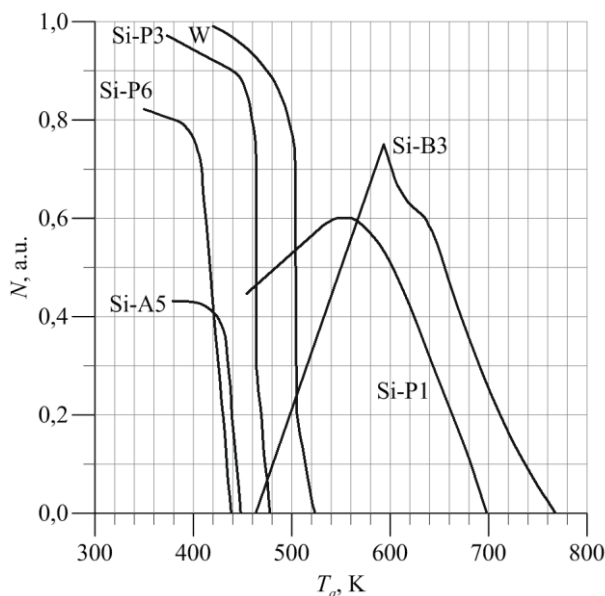
Problematyce oddziaływania implantowanych jonów z atomami modyfikowanego półprzewodnika, ich dyfuzji podczas wygrzewania [1, 93], identyfikacji defektów radiacyjnych powstających w wyniku naświetlania w zależności od rodzaju, dawki i energii jonów oraz badania i symulacji zmian struktury defektów sieci krystalicznej zachodzących w wyniku procesu wygrzewania poimplantacyjnego, poświęcono wiele prac naukowych. Podstawą ich opracowania były wyniki uzyskane z wykorzystaniem kilka podstawowych metod badawczych.

Identyfikacji większości defektów radiacyjnych oraz określenia ich struktury i właściwości dokonano za pomocą metody elektronowego rezonansu paramagnetycznego (EPR) [16], [56], [108], dyfrakcji rentgenowskiej [8, 41], niestacjonarnej spektroskopii głębokich poziomów energetycznych (DLTS) [34], obserwacji zjawiska Halla oraz spektroskopii Ramana [20, 63] i Rutherforda [9]. Natomiast symulację zmian zachodzących w strukturze defektów radiacyjnych występujących w krzemie implantowanym jonami Si^+ o energii 5 keV przedstawiono w pracy [71].

Najprostszym defektem wakansowym jest pojedynczy wakans. W zależności od dawki radiacji i typu półprzewodnika (p lub n) wakans może posiadać cztery stany naładowania: 2^- , 1^- , 0 i 1^+ [29]. Temperatura wygrzewania wakansów zależy od ich stanu naładowania. Wakanse neutralne wygrzewają się w $T \approx (150 \div 180) \text{ K}$ z energią aktywacji $E = (0,33 \pm 0,03) \text{ eV}$. Temperatura wygrzewania wakansów podwójnie naładowanych jest jeszcze niższa, wynosi $(60 \div 80) \text{ K}$, energia aktywacji $E = (0,18 \pm 0,02) \text{ eV}$ [165].

Bardziej złożonym defektem jest diwakans. W pracach [29, 30, 128] wykazano, że diwakansy powstają jako defekty pierwotne, to znaczy wskutek wybicia dwóch atomów z sąsiednich węzłów sieci krystalicznej, a nie wskutek łączenia się wakansów migrujących podczas wygrzewania. Badania EPR wykazały, że diwakans posiada, tak samo jak wakans, cztery możliwe stany naładowania. Niezależnie od stanu naładowania diwakanse wygrzewają się w temperaturze $T \approx (450 \div 570)$ K [165].

Kolejnymi pod względem złożoności defektami są czterowakans i pięciowakans. Czterowakanse, tzw. centra Si-P3, charakteryzują się właściwościami paramagnetycznymi w neutralnym stanie naładowania [42]. Podczas wygrzewania w temperaturach $T \geq 450$ K pojawia się widmo EPR związane z defektami pięciowakansowymi tzw. centra Si-P1 [55].



Rys. 2.1 Wykres koncentracji defektów radiacyjnych w krzemie w funkcji temperatury wygrzewania [165]

Atomy krzemu wybite z węzłów sieci krystalicznej tworzą cały szereg defektów międzywęzłowych. Badania przeprowadzone jeszcze w latach sześćdziesiątych [130] wykazały, że pojedyncze atomy międzywęzłowe wygrzewają się już w bardzo niskich temperaturach $T = 1,5$ K. Późniejsze badania metodą EPR wykazały istnienie pojedynczych defektów międzywęzłowych stabilnych do temperatury $T \approx 150 \div 180$ K (tzw. centra Si-G25) [129]. Kolejne badania [56] wykryły istnienie podwójnych międzywęzł (tzw. kompleks Si-P6) wygrzewających się w temperaturze $T \approx 400$ K

przy energii aktywacji $E = (0,6 \pm 0,2)$ eV. Defektem wygrzewającym się w jeszcze wyższej temperaturze ($T \approx 750$ K) jest tzw. kompleks Si–B3, będący rozszczepionym lub podwójnym międzywęzłem o osi równoległej do osi krystalicznej $\langle 001 \rangle$ [28].

Wyżej opisane defekty odkryto w krzemie naświetlanym neutronami i elektronami. Późniejsze badania wykazały istnienie w krzemie implantowanym jonowo takich samych defektów tj. diwakansów [112], kompleksów czterowakansowych i pięciowakansowych [15] oraz podwójnych międzywęzli [111]. Krzywe wygrzewania defektów w krzemie, stabilnych w temperaturach wyższych od pokojowej przedstawiono na rysunku 2.1 [165].

Defekty radiacyjne w krzemie wprowadzają po kilka poziomów do pasma zabronionego, stając się centrami pułapowania nośników prądu. Dla diwakansu w stanie neutralnym, będącego jednym z częściej występujących defektów, wprowadzony przez niego poziom energetyczny leży 0,4 eV poniżej dna pasma przewodnictwa [19].

2.2 Modyfikacja właściwości krzemu

Mechanizmy powstawania zmian w strukturze wewnętrznej krzemu, pod wpływem oddziaływania wiązki jonów w warstwie przypowierzchniowej, były przedmiotem dyskusji już w latach sześćdziesiątych XX wieku. Prowadzone wówczas prace naukowo – badawcze zorientowane były przede wszystkim na scharakteryzowanie procesu powstawania defektów radiacyjnych w krzemie, w zależności od warunków przygotowywania materiału badanego oraz czynników zewnętrznych, których działaniu poddano próbki krzemu przed przebadaniem. Jednocześnie równoległy kierunek badawczy wyznaczały prace, których celem była identyfikacja poszczególnych defektów radiacyjnych, przeprowadzana najczęściej metodą elektronowego rezonansu paramagnetycznego (EPR) lub absorpcji promieniowania podczerwonego, a następnie określenie właściwości i struktury zidentyfikowanych defektów.

W 1965 roku opublikowano artykuł [29], prezentujący wyniki pomiarów sprawności wytwarzania wakansów i diwakansów, powstałych w krzemie w wyniku napromieniowania wiązką wysokoenergetycznych elektronów, w zależności od energii padających cząstek. Przedstawiono również dane dotyczące charakteru zależności sprawności wytwarzania defektów od orientacji krystalograficznej, z uwzględnieniem kierunku padania wiązki elektronów oraz omówiono zjawisko występowania anizotropii w orientacji diwakansów w sieci krystalicznej. W toku prowadzonych badań działaniu wiązki elektronów, o energiach z zakresu $(0,7 \div 56)$ MeV, poddano krzem typu *p* (domieszkowany borem, koncentracja domieszki $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) oraz typu *n* (domieszkowany fosforem, koncentracja domieszki $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ oraz $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), napromieniając materiał badawczy wzdłuż kierunków krystalograficznych $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ oraz $\langle 111 \rangle$. Następnie, w celu przebadania struktury powstałych defektów,

wykonano spektroskopię elektronowego rezonansu paramagnetycznego. Do monitorowania stanu diwakansów metodą EPR wykorzystano widmo Si-G6, związane z defektem o ładunku dodatnim. Natomiast do przeanalizowania procesu tworzenia się pojedynczych wakansów użyto widma Si-B1, związanego z parą wakans – atom domieszki. Przeprowadzona analiza wykazała, że w wąskim przedziale energii padających elektronów ($0,7 \div 1,5$) MeV następuje siedmiokrotny wzrost sprawności wytwarzania diwakansów, przy czym jej wartość oraz tempo wzrostu uzależnione są od krystalograficznego kierunku padania wiązki elektronów. Zaobserwowano, że dla kierunku $\langle 100 \rangle$ sprawność wytwarzania diwakansów jest największa i rośnie najszybciej wraz ze wzrostem energii w rozpatrywanym przedziale. Coraz niższe wartości osiągnięto odpowiednio dla kierunków $\langle 111 \rangle$ i $\langle 110 \rangle$. Taką samą anizotropię rozkładu defektów w odniesieniu do kierunku wiązki zaobserwowano dla widma Si-G7. Fakt ten zinterpretowano jako istotne potwierdzenie tezy, że widmo Si-G7 związane jest z innym stanem naładowania tego samego diwakansu, z którym powiązано analizowane widmo Si-G6.

Otrzymane wyniki badań przeciwstawiono результатам pomiarów opisanych w pracy [87], której autorzy stwierdzili, że największymi wartościami sprawności wytwarzania defektów charakteryzuje się kierunek $\langle 111 \rangle$, a dopiero później odpowiednio kierunki $\langle 110 \rangle$ i $\langle 100 \rangle$. Prawdopodobną przyczyną tej różnicy jest fakt, że w pracy [29] analizie poddano wyłącznie diwakanse, natomiast wyniki badań opisanych w artykule [125] uwzględniają także powstawanie innych defektów, a zatem mogą stanowić superpozycję wpływu diwakansów jako defektów pierwotnych oraz defektów złożonych, powstałych z połączenia pojedynczych wakansów. Rozpatrując wyższe wartości energii wiązki elektronów, autorzy pracy [29] wykazali, że powyżej energii 1,5 MeV sprawność wytwarzania defektów rośnie znacznie wolniej. Po przeanalizowaniu podobnych zależności dla par wakans – atom domieszki stwierdzono, że wartość sprawności wytwarzania pojedynczych wakansów jest o rząd wielkości większa w stosunku do diwakansów i rośnie stopniowo wraz ze wzrostem energii, w całym zakresie mierzonych wartości. Natomiast w przedziale energii ($0,7 \div 1,5$) MeV zaobserwowana została istotna różnica w charakterze zależności energetycznych dla poszczególnych rodzajów defektów. Współczynnik wzrostu sprawności powstawania par wakans – atom domieszki przyjął wartość 1,5 podczas, gdy dla diwakansów był równy 7. Stwierdzone różnice były najprawdopodobniej spowodowane wyższymi niż dla pojedynczych wakansów wartościami progowymi energii, wymaganej do wytworzenia diwakansów w formie pierwotnych defektów sieci krystalicznej.

Zarysowana powyżej problematyka analizy zmian struktury molekularnej krzemu, powstających pod wpływem promieniowania, była podejmowana również w kolejnej dekadzie XX wieku. W pracach naukowych publikowanych w tym okresie opisywano rezultaty pomiarów uwzględniające coraz większy

zakres możliwych konfiguracji materiału badawczego. Postęp w dziedzinie technik implantacyjnych umożliwił znaczne zróżnicowanie rodzajowe jonów, wykorzystywanych do modyfikacji sieci krystalicznej krzemu, przy jednoczesnym zachowaniu dotychczas stosowanych parametrów implantacji, takich jak dawki oraz energie jonów. Ponadto, proces poimplantacyjnego wygrzewania termicznego badanych próbek nabrał istotnego znaczenia, ze względu na potencjalne możliwości identyfikacji oraz przebadania struktury bardziej złożonych defektów radiacyjnych.

W opublikowanej w 1970 roku pracy [15] zaprezentowano wyniki badań potwierdzające tezę, że zastosowanie odpowiedniej procedury wygrzewania wysokotemperaturowego, w celu eliminacji wybranych uszkodzeń sieci krystalicznej, umożliwia badanie złożonych defektów radiacyjnych metodą EPR. Materiał badawczy stanowiły trzy próbki wysokorezystywnego krzemu typu p , o rezystywnościach z zakresu $(1200 \div 1500) \Omega\cdot\text{cm}$, implantowane jonami arsenu As^{75} oraz antymonu Sb^{121} i Sb^{123} o energii 400 keV. Badane próbki napromieniowano w temperaturze pokojowej, osiągając dawki jonów odpowiednio: $1,13 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ dla arsenu oraz $9,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ dla antymonu. Pomiar spektroskopowy metodą EPR wykonano przed wygrzaniem próbek, a następnie po każdej serii wygrzewań izochronicznych. Ze względu na fakt, że niektóre uszkodzenia sieci krystalicznej, powstające w obrębie implantowanego obszaru posiadają właściwości paramagnetyczne, obserwację zachowania defektów radiacyjnych w miarę postępowania procedury wygrzewania termicznego przeprowadzono poprzez porównanie intensywności odpowiednich widm EPR. Analiza wykazała istnienie wyraźnych różnic pomiędzy charakterystykami widmowymi wszystkich próbek, w zależności od temperatury wygrzewania. W przypadku obu rodzajów implantowanych jonów, tj. arsenu i antymonu, zarejestrowano obecność centrów Si-P3 oraz Si-P1. Przebieg wygrzewania tych defektów jest podobny do zaobserwowanego dla krzemu implantowanego jonami O^+ , jednakże w przypadku jonów As i Sb koncentracja czterowakansu Si-P3 rośnie wraz ze wzrostem temperatury wygrzewania do około 473 K. Jednocześnie dla temperatur wygrzewania przekraczających 723 K zarejestrowano widmo skorelowane z pięciowakansowymi kompleksami Si-P1. Stwierdzono także obecność niezidentyfikowanych centrów o właściwościach paramagnetycznych, które ulegają wygrzaniu w temperaturze około 823 K. Natomiast po przekroczeniu tej wartości koncentracja uszkodzeń sieci krystalicznej jest bardzo mała.

Ponadto, autorzy pracy [15] zinterpretowali wzrost koncentracji centrów Si-P3 wraz z temperaturą wygrzewania jako potwierdzenie tezy, że diamagnetyczne centra Si-P3 zmieniają swoją strukturę tworząc centra paramagnetyczne na skutek przesunięcia poziomu energii Fermiego, po rozpoczęciu wygrzewania defektów.

Kontynuowane w latach siedemdziesiątych XX wieku badania temperaturowych zależności defektów radiacyjnych w krzemie umożliwiły identyfikację kolejnych kompleksów uszkodzeń sieci krystalicznej, stabilnych w różnych przedziałach temperaturowych. Analiza widm otrzymanych metodą spektroskopii EPR, przedstawiona w pracy [129], wykazała istnienie centrów Si–G25 stabilnych w temperaturze wygrzewania nieprzekraczającej 453 K. Ustalono również, że centra te mają formę pojedynczych defektów międzywęzłowych. Na podstawie opublikowanej rok później pracy [56] potwierdzono istnienie centrów Si–P6 w formie podwójnych międzywęzli, które ulegają wygrzaniu w temperaturze około 403 K. Autorzy pracy [28] wykazali, że kompleks Si–B3, który także jest podwójnym lub rozszczepionym defektem międzywęzłowym, o osi równoległej do osi krystalicznej $\langle 001 \rangle$, wygrzewa się w temperaturze zbliżonej do 753 K.

Omówione powyżej trendy naukowo – badawcze były ściśle związane ze wzrostem znaczenia technologii opartych na krzemie w latach osiemdziesiątych XX wieku. Szczegółowe przeanalizowanie struktury wewnętrznej krzemu modyfikowanego technikami jonowymi oraz poznanie zależności pomiędzy jego fizyczno – chemicznymi właściwościami umożliwiło dynamiczny rozwój branży elektronicznej. Dotychczas stosowane w produkcji urządzeń elektronicznych półprzewodniki, takie jak german, były sukcesywnie wypierane na korzyść krzemu, doprowadzając do jego absolutnej dominacji w przemyśle. Dlatego też w latach 1980 ÷ 1989 aktywne urządzenia produkowane w oparciu o krzem były przedmiotem zintensyfikowanych badań naukowych, których wyniki zostały opisane między innymi w pracach [45, 66, 67, 77]. Głównym, teoretycznym punktem wyjścia tych prac były zjawiska zbadane i opisane w dwóch wcześniejszych dziesięcioleciach, a ich kierunek wyznaczała narzucona przez przemysł konieczność wytwarzania urządzeń o coraz większym stopniu złożoności, mniejszych wymiarach geometrycznych oraz lepszych parametrach znamionowych. Ograniczenia technologiczne oraz wynikające z nich wady urządzeń produkowanych na bazie krzemu, jak również sposoby ich poprawy były często dyskutowane w literaturze naukowej pochodzącej z tego okresu. W pracy [48] wykazano, że ze względu na znaczną liczbę uszkodzeń na granicy ziaren, polikrystaliczny krzem odznaczał się niższą ruchliwością nośników oraz wyższą rezystancją szeregową w porównaniu z krzemem monokrystalicznym, co miało negatywny wpływ na sprawność produkowanych urządzeń. Ponadto pułapki na granicy ziaren w polikrystalicznym krzemie silnie hamowały modulację przewodności polowej w tranzystorach MOSFET, co skutkowało wzrostem napięcia progowego.

W związku z tym zmniejszenie liczby pułapek na granicy ziaren było istotnym problemem z punktu widzenia zwiększenia sprawności urządzeń elektronicznych. W celu poprawy elektrycznych charakterystyk polikrystalicznego krzemu zaproponowano wówczas wygrzewanie plazmowe w atmosferze

wodoru oraz wykazano, że w wyniku przyłączenia wodoru następuje pasywacja pułapek na granicy ziaren. Badania przeprowadzone w celu weryfikacji skuteczności tej metody opisano w artykułach [21, 96], opublikowanych na początku lat osiemdziesiątych. Stwierdzono w nich, że po wykonaniu pasywacji następuje spadek rezystywności oraz bardzo duża poprawa charakterystyk MOSFET. Co więcej, w roku 1983 autorzy pracy [105] przedstawili alternatywną technikę pasywacji poprzez uwodornienie metodą nisko-energetycznej implantacji jonowej, uzyskując zbliżony stopień poprawy charakterystyk MOSFET. Z czasem metoda implantacyjna zyskała uznanie w wielu aplikacjach przemysłowych, ze względu na możliwość łatwiejszego sterowania procesem pasywacji, a także stała się tematem wielu badań oraz dyskusji naukowych.

W 1985 roku opublikowano artykuł [25] w którym przedstawiono wyniki badań wpływu implantacji jonów wodoru na rezystywność cienkich warstw polikrystalicznego krzemu. W procesie przygotowania materiału badawczego na monokrystalicznym podłożu wytworzono warstwę SiO_2 , a następnie naniesiono warstwę krzemu polikrystalicznego metodą osadzania chemicznego z fazy gazowej pod niskim ciśnieniem (LPCVD). Po wprowadzeniu kolejnej warstwy SiO_2 próbki zostały domieszkowane jonami boru o energii 100 keV, a następnie poddane wygrzewaniu w temperaturze 1373 K przez 87 minut w atmosferze azotu. Ostatecznie uzyskane koncentracje jonów boru zawierały się w przedziale $(5 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{19}) \text{ cm}^{-3}$. Przed rozpoczęciem uwodorniania górna warstwa SiO_2 została usunięta z połowy powierzchni każdej próbki. Implantacja jonów wodoru została przeprowadzona przy dawce $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ i energii 25 keV. Dla tej wartości energii prawie wszystkie jony wodoru zostały umieszczone w warstwie krzemu polikrystalicznego, niezależnie od obecności górnej warstwy SiO_2 . Autorzy pracy [25] zwracali szczególną uwagę na znaczenie temperatury wygrzewania poimplantacyjnego w procesie pasywacji metodą implantacji wodoru. W artykule wykazano, że wygrzewanie jest niezbędne do usunięcia uszkodzeń poimplantacyjnych oraz zapewnienia równomiernego rozkładu jonów, jednakże stosowanie zbyt wysokich temperatur wygrzewania powoduje wsteczną dyfuzję wodoru.

W celu zbadania wpływu temperatury wygrzewania na rezystywność polikrystalicznego krzemu implantowanego wodorem, próbki poddawano wygrzewaniu w coraz wyższych temperaturach w czasie jednej godziny, wykonując każdorazowo pomiary rezystywności oraz koncentracji domieszek. Analiza danych zebranych dla próbek pokrytych warstwą SiO_2 podczas implantacji wykazała, że przed przeprowadzeniem uwodornienia rezystywność polikrystalicznego krzemu szybko maleje wraz ze wzrostem koncentracji boru. Natomiast, gdy koncentracja domieszki osiągnie wartość $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ wówczas tempo zmniejszania się rezystywności jest znacznie wolniejsze. Po przeprowadzeniu implantacji wodoru zaobserwowano odmienne tendencje zarówno dla niskich, jak również wysokich wartości koncentracji boru.

Rozważając obszar niskich wartości koncentracji domieszki ($N_A < 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) zwracano uwagę na fakt, że wygrzewanie poimplantacyjne umożliwia dyfuzję atomów wodoru w obszar granicy ziaren i pasywację wiązań swobodnych. Skutkiem tego było zmniejszenie gęstości pułapek, a zatem również zmniejszenie wysokości bariery potencjału na granicy ziaren.

W związku z tym, że bariera ograniczała transport nośników ładunku elektrycznego w obszarze domieszki nastąpił spadek rezystywności. Po zwiększeniu temperatury wygrzewania z 473 K do 573 K zaobserwowano jeszcze większy spadek wartości rezystywności. Dla koncentracji boru na poziomie $2,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ zarejestrowano spadek rezystywności o około trzy rzędy wielkości. Konkludując rozważania stwierdzono, że w rozpatrywanym obszarze stopień redukcji rezystywności jest zbliżony do tendencji zaobserwowanych dla wygrzewania plazmowego. Ponadto wykazano, że dla wyższych poziomów domieszek ($N_A > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) po wykonaniu implantacji rezystywność wzrasta w stosunku do materiału nieimplantowanego. Następnie na skutek wygrzewania izochronicznego jej wartość maleje, jednakże po wygrzaniu w temperaturze 573 K wartość rezystywności ponownie wzrasta i wciąż pozostaje wyższa niż wartość początkowa. Przypuszczano, że w tym przypadku transport nośników został ograniczony przez rozpraszanie na jonach, efekt ten został dodatkowo wzmocniony przez uszkodzenia poimplantacyjne.

Analizując wyższe temperatury wygrzewania opracowano porównanie rezystywności obszarów chronionych oraz nieposiadających ochrony w postaci warstwy tlenku w trakcie implantacji wodoru. Zgodnie z oczekiwaniami, obszar pozbawiony warstwy ochronnej SiO_2 posiadał wyższą rezystywność ze względu na większe uszkodzenia poimplantacyjne struktury próbki. Pomimo tego, że wraz ze wzrostem temperatury wygrzewania następowało sukcesywne zmniejszanie się odnotowanej różnicy w rezystywności, to jednak tendencja wyższej wartości dla próbki bez warstwy SiO_2 została zachowana, nawet po wygrzewaniu w temperaturze 773 K. Autorzy badań zwrócili także uwagę na fakt, że w temperaturze 773 K zaobserwowano wzrost rezystywności dla niższych koncentracji boru. Jednocześnie w pracy [25] podkreślano, że dla wyższych koncentracji rezystywność ulega bardzo niewielkim zmianom, ponieważ jej wartość nie jest uzależniona od gęstości pułapek.

W ostatniej dekadzie XX wieku stan wiedzy w zakresie właściwości elektrycznych krzemu i innych półprzewodników zakładał dużą różnorodność ich potencjalnych zastosowań, zwłaszcza w produkcji urządzeń emitujących oraz wykrywających światło, ogniw słonecznych, detektorów promieniowania rentgenowskiego oraz γ , itp. We wszystkich tych aplikacjach kluczowym wymogiem było osiągnięcie dobrej stałoprądowej przewodności elektrycznej, a co za tym idzie uzyskanie wydajnego domieszkowania zarówno półprzewodników typu *n* oraz typu *p*. Niemniej jednak, przeprowadzenie sprawnego domieszkowania sprawiało wiele trudności ze względu na fakt, że niektóre zjawiska zachodzące w krzemie o zmodyfikowanej strukturze

wewnętrznej nie były wówczas w pełni wyjaśnione. Dlatego też celem wielu prac naukowych w tamtym okresie było przeanalizowanie działania mechanizmów ograniczających domieszkowanie, takich, jak samoczynna kompensacja poprzez powstawanie defektów własnych, amfoteryczne właściwości kilku domieszek, relaksacja sieci krystalicznej wokół niektórych atomów domieszek oraz niewystarczająca rozpuszczalność innych. Wśród proponowanych rozwiązań problemów związanych z domieszkowaniem, techniki implantacyjne były przedmiotem wielu prac naukowo – badawczych.

W opublikowanej w 1994 roku pracy [64] badaniom poddano proces tworzenia się warstw typu p oraz n w wyniku implantacji i dyfuzji boru, fosforu i arsenu w półizolacyjnym polikrystalicznym krzemie. Materiał badawczy podzielono na trzy grupy. Pierwszą z nich stanowiły próbki implantowane borem o energii 80 keV i dawkach z przedziału $(5 \cdot 10^{13} \div 7 \cdot 10^{15}) \text{ cm}^{-2}$. Drugą i trzecią grupę próbek implantowano fosforem i arsenem o energiach odpowiednio 200 keV i 330 keV oraz dawkach zawierających się w przedziale $(1 \cdot 10^{14} \div 1 \cdot 10^{16}) \text{ cm}^{-2}$. Po przeprowadzeniu implantacji, próbki wygrzewano w atmosferze azotu w temperaturach 1 273 K i 1 473 K przez odpowiednio 300 s i 200 s. Stwierdzono, że dla obu typów domieszek (p oraz n) w temperaturze pokojowej rezystywność materiału zmienia się o ponad sześć rzędów wielkości. Bardzo duży spadek rezystywności zaobserwowano dla koncentracji domieszek powyżej poziomu granicznego, który odpowiada całkowitemu wypełnieniu pułapek na granicy ziaren. Naładowane elektrycznie pułapki tworzą warstwy zubożone oraz bariery potencjału na granicy ziaren, które ograniczają ruch wolnych nośników ładunku pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego. Powyżej granicznej wartości koncentracji wysokość bariery potencjału zmniejsza się od wartości około 0,5 eV niemalże do 0 eV wraz ze wzrostem koncentracji aktywnej domieszki, w związku z czym następuje spadek rezystywności.

Autorzy pracy [64] założyli, że zjawiska emisji termoelektrycznej oraz tunelowania nośników przez bariery potencjału między ziarnami stanowią główne mechanizmy przewodnictwa elektrycznego, a stopień udziału obu mechanizmów w całkowitym przewodnictwie zależy od temperatury oraz koncentracji i rodzaju domieszek. Założenia te zostały w pełni potwierdzone przez charakter temperaturowej zależności rezystywności. Istotnie, dla wysokich temperatur zależność ta jest silna, zaś poniżej progowej wartości koncentracji energia aktywacji zmniejszyła się z 0,56 eV do 0,1 eV. Zarejestrowane wyniki zinterpretowano jako odpowiadające mechanizmowi termoemisji nośników ładunku elektrycznego nad barierami na granicach ziaren. Natomiast dla niskich temperatur oraz bardzo dużych poziomów koncentracji domieszek zaobserwowano tunelowanie nośników ładunku elektrycznego przez bariery potencjału. Również w tym przypadku rezystywność jest aktywowana termicznie, jednakże energie aktywacji odpowiadają poziomom jonizacji domieszek.

Teoretyczne oraz eksperymentalne badania właściwości silnie domieszkowanych półprzewodników dotyczyły przede wszystkim domieszek pierwiastków takich jak fosfor, arsen, antymon, bor oraz ich kombinacje. Uzupełnieniem dotychczas zebranych danych były wyniki pomiarów rezystywności krzemu implantowanego bizmutem, opisane w pracy [31] z 1996 roku.

W dziedzinie zaawansowanych technik krzemowych początek XXI wieku oznaczał intensywny rozwój tych kierunków badawczych, które we wcześniejszych dziesięcioleciach znajdowały się na marginesie dyskusji środowisk naukowych lub wcale nie były podejmowane. Należy do nich m.in. badanie wpływu częstotliwości sygnału roboczego na przebieg i charakter zjawisk zachodzących w strukturze krzemu modyfikowanego technikami jonowymi. Wiele z nich zawiera częstotliwościowe zależności oraz modele procesów, które dotychczas nie były rozpatrywane w dziedzinie częstotliwości.

W opublikowanej w 2005 roku pracy [44] przedstawiono wyniki zastosowania szeregu różnych metod pomiarowych, w celu scharakteryzowania właściwości amorficznych warstw krzemu oraz zbadania wpływu zmiennego pola elektromagnetycznego na strukturę oraz właściwości elektryczne tych warstw. W szczególności, opisano wyniki pomiaru konduktywności na prądzie zmiennym. Pomiary częstotliwościowych zależności przeprowadzono w zakresie $1 \text{ Hz} \div 100 \text{ kHz}$.

Wyniki badań uwzględniające szerszy zakres częstotliwości pomiarowych, tzn. $20 \text{ Hz} \div 1 \text{ MHz}$, opublikowano w roku 2008. W pracy [87] prześledzono zmiany właściwości elektrycznych diod ze złączem $p + n$, wyprodukowanych na bazie monokrystalicznego krzemu typu n , o rezystywności $90 \Omega \cdot \text{cm}$, domieszkowanego fosforem. Materiał badawczy napromieniowano ciężkimi jonami $^{197}\text{Au}^{+26}$ (energia 350 MeV , dawki 10^7 cm^{-2} i 10^8 cm^{-2}) oraz elektronami (energia $3,5 \text{ MeV}$, dawki 10^{15} cm^{-2} , $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ oraz 10^{16} cm^{-2}). W wyniku badań zaobserwowano zależność impedancji od rodzaju naświetlania i dawki jonów ciężkich. Spośród wielu rozważanych przyczyn zarejestrowanego charakteru częstotliwościowych zależności impedancji, autorzy pracy [87] jako najbardziej prawdopodobną uznali powstanie w badanym materiale warstwy o dużej zawartości defektów radiacyjnych. Podsumowując przeprowadzone badania zwracano uwagę na fakt, że implantacja ciężkich jonów skutkuje znacznie wyraźniejszymi zmianami zależności częstotliwościowych niż naświetlanie elektronami lub wprowadzanie domieszek metodą dyfuzji termicznej.

Biorąc pod uwagę opisane powyżej kierunki badawcze struktur półprzewodnikowych opartych na krzemie oraz dostrzegając problemy teoretyczne i praktyczne związane z dynamiką i charakterem prac nad zmianami właściwości elektrycznych krzemu implantowanego jonowo w aspekcie możliwości poprawy parametrów urządzeń zbudowanych na jego bazie, podjęto przez autora monografii badania mechanizmów przewodnictwa elektrycznego

modyfikowanego technikami jonowymi krzemu ze szczególnym uwzględnieniem sygnałów zmiennoprądowych. Z opracowanego i przedstawionego powyżej przeglądu literatury wynika jednoznacznie, że istnieje uzasadniona konieczność zweryfikowania mechanizmów przebiegu niektórych zjawisk, np. sposobów przenoszenia ładunków, dotychczas opisywanych w literaturze bez uwzględniania wpływu zmiennej częstotliwości oraz dokonanie ewentualnej korekty istniejących lub opracowanie nowych modeli, odpowiadających zjawiskom związanym z termiczną aktywacją defektów radiacyjnych, transportem ładunku elektrycznego w silnie zdefektowanych warstwach półprzewodzących oraz stabilnością termiczną właściwości warstw modyfikowanych technikami jonowymi. Na szczególną uwagę zasługuje fakt, że większość prac badawczych z dziedziny modyfikacji właściwości półprzewodników technikami jonowymi, koncentruje się na wykorzystaniu implantacji jonowej i związanych z nią procesów obróbki termicznej w celu zmniejszenia rezystywności półprzewodników, natomiast istotą prac autora monografii, jest poszukiwanie metod jej zwiększenia, do wartości odpowiadających materiałom izolacyjnym, tak żeby istniała możliwość wytwarzania izolacji pionowej w strukturach układów scalonych o stabilnych parametrach w szerokim zakresie częstotliwości i temperatury pracy.

2.3 Modyfikacja właściwości arsenku galu

Prace naukowo – badawcze, dotyczące sposobów modyfikacji właściwości elektrycznych domieszkowanego arsenku galu oraz zastosowań przemysłowych GaAs o zmienionej strukturze sięgają lat siedemdziesiątych dwudziestego wieku. Jedną z pierwszych publikacji, odnoszących się do metod wytwarzania warstw izolacyjnych na podłożu domieszkowanego GaAs była praca [109]. Opisano w niej produkcję oraz charakterystykę półprzewodnikowych diod mikrofalowych IMPATT, funkcjonujących w oparciu o barierę potencjału Schottkiego oraz płaskie połączenie dyfuzyjne izolowane wykonane bombardowaniem protonami, wytworzone w strukturze arsenku galu. Przedmiotem opisanych badań były próbki GaAs typu *n* oraz typu *p*, napromieniowanego protonami o energii 5 MeV. Po przeanalizowaniu otrzymanych wyników stwierdzono, że rezystywność uformowanej warstwy skompensowanej rosła, wraz ze wzrostem dawki protonów, dopóki nie osiągnięto dawki rzędu $D \approx 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Dla tej wartości dawki promieniowania uzyskano maksimum rezystywności na poziomie $(10^8 \div 10^9) \Omega \cdot \text{cm}$. Dalszy wzrost dawki protonów powodował spadek rezystywności dla wszystkich przebadanych próbek. Analizie poddano również wykresy Arrheniusa, na podstawie których zaobserwowano wzrost energii aktywacji konduktywności, niezależny od rodzaju badanego materiału, spowodowany wzrostem dawki protonów. W warunkach temperatury pokojowej energia aktywacji rosła do około $(0,6 \div 0,7) \text{ eV}$, dla dawki $D \approx 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, natomiast dla wyższych dawek

promieniowania jej wartość malała do około 0,1 eV. Konkludując przeprowadzone doświadczenia, autorzy zwracali uwagę na fakt, że nie istniało wówczas dokładne wyjaśnienie tendencji do zmniejszania się wartości rezystancji przy wzroście dawki promieniowania.

Prawdopodobną przyczynę zjawiska opisanego w pracy [109] zasugerowano w roku 1980, w artykule [18], poświęconym mechanizmom przenoszenia ładunku elektrycznego w arsenku galu napromieniowanym jonami wodoru. W publikacji tej prześledzono charakter zmian rezystywności GaAs, w zależności od dawki jonów H^+ oraz temperatury implantacji. W przeprowadzonych badaniach wykorzystano próbki arsenku galu typu n i typu p , poddanego napromieniowaniu wiązką protonów o energii 5 MeV o różnych dawkach. W rezultacie wykonanych pomiarów potwierdzono obserwacje autorów pracy [109], tzn. początkowy wzrost rezystywności badanych próbek w miarę zwiększania dawki protonów do wartości maksymalnej rzędu $10^9 \Omega \cdot \text{cm}$, osiąganej przy dawce $D \approx 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ oraz następujący po nim spadek wartości rezystywności do $10^2 \Omega \cdot \text{cm}$, dla dawki $D \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Powołano się również na wyniki pomiarów siły termoelektrycznej, zgodnie z którymi wszystkie próbki GaAs silnie napromieniowanego jonami H^+ w temperaturze 300 K wykazywały przewodnictwo typu p . Jako wniosek z wykonanych pomiarów zaproponowano hipotezę, według której w warstwach GaAs, silnie zdefektowanych wiązką protonów w niskich temperaturach, ujawnia się mechanizm skokowego przenoszenia ładunku elektrycznego, którego charakter jest zmienny w szerokim zakresie. Autorzy publikacji [18] powiązali wówczas występowanie mechanizmu przewodnictwa skokowego z powstawianiem głębokich poziomów donorowych i akceptorowych w paśmie zabronionym, na skutek przesunięcia poziomu Fermiego bliżej środka pasma zabronionego.

Nieustannie wzrastająca częstotliwość pracy urządzeń mikroelektronicznych oraz ich ciągła miniaturyzacja narzuciła konieczność optymalizacji procesu wytwarzania warstw izolacyjnych, w celu opracowania metod produkcji struktur o coraz mniejszych rozmiarach i większej rezystywności. Pod koniec lat osiemdziesiątych ubiegłego wieku prowadzono badania zmierzające do wypracowania warunków implantacji jonowej, optymalnych dla uzyskania obszarów o wysokiej rezystywności w tranzystorach heterozłączowych GaAs–AlGaAs. Na początku roku 1990 opublikowano artykuł [91], w którym opisano proces tworzenia wysokorezystywnych obszarów w heterozłączach GaAs–AlGaAs z zastosowaniem polienergetycznej implantacji jonów tlenu i wodoru. Autorzy pracy [91] przebadali strukturę odpowiadającą typowemu tranzystorowi HBT. W celu zapewnienia równomiernego poziomu zdefektowania badanego materiału, przeprowadzono implantację jonów tlenu o energiach wzrastających od 40 keV do 400 keV i dawkach z zakresu $(6 \div 8) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, a następnie implantację jonów wodoru o energiach

(100 ÷ 200) keV i dawce 10^{15} cm^{-2} . Implantowany materiał poddano również wygrzewaniu w temperaturach z zakresu (673 ÷ 973) K. Po wykonaniu pomiarów właściwości elektrycznych zmodyfikowanej w ten sposób struktury stwierdzono, że jej rezystancja powierzchniowa zwiększała się o kilka rzędów wielkości wraz ze wzrostem temperatury wygrzewania, na skutek tworzenia się głębokich poziomów pułapkujących zarówno swobodne elektrony w arsenku galu typu *n*, jak również dziury w półprzewodniku typu *p*. Pomiary wykazały również, że skompensowany w ten sposób materiał odznaczał się bardzo niską ruchliwością nośników ładunku elektrycznego, w odniesieniu do struktur niepoddanych implantacji. Stwierdzono także, że zależność temperaturowa, jaką charakteryzowała się przewodność badanego materiału, jest typowa dla skokowego mechanizmu przenoszenia ładunku elektrycznego, w związku z czym rezystywność w tych warunkach jest również aktywowana termicznie. Po wygrzaniu materiału w celu maksymalizacji rezystywności implantowanej struktury, energia aktywacji wzrosła, osiągając wartości w zakresie (0,72 ÷ 0,78) eV. Maksimum rezystancji powierzchniowej osiągnięto po wygrzewaniu w temperaturach z przedziału (843 ÷ 923) K, w zależności od wartości dawek jonów.

Autorzy artykułu [91] uzasadniali otrzymane wyniki faktem, że w punkcie maksimum rezystancji koncentracja defektów wzrosła znacznie powyżej poziomu koncentracji nośników ładunku elektrycznego, w wyniku czego wróciły one do swoich pasm energetycznych. Zaobserwowano, że dla wyższych temperatur wygrzewania rezystancja szybko malała do wartości sprzed implantacji. Ponadto, przeprowadzone badania wykazały, że dla niskich (< 773 K) temperatur wygrzewania rezystancja implantowanej struktury była wyższa dla niższych dawek jonów, co odpowiadało mniejszemu udziałowi przewodności skokowej. Natomiast wartości temperatur, dla których rezystancja osiągała maksimum rosły wraz ze wzrostem dawki promieniowania. To ostatnie zjawisko było przewidywane przez autorów badań, ponieważ dla osiągnięcia maksimum rezystancji przy wyższych dawkach jonów należało wygrzać więcej defektów radiacyjnych powstałych w materiale. W związku z powyższym stwierdzono, że kompensacja silnie zdefektowanych warstw GaAs poprzez wygrzewanie defektów struktury krystalicznej jest bardziej stabilna temperaturowo.

Jako uzupełnienie opublikowanych w pracy [91] wyników, ten sam zespół badawczy przeprowadził pomiary, z których wynika, że bardzo podobne rezultaty można uzyskać zastępując jony wodoru, jonami tlenu implantowanymi z energiami w zakresie (1 ÷ 2) MeV, w zależności od grubości heterostruktury. Analizując wyniki dodatkowych pomiarów zaobserwowano, że zależność rezystancji powierzchniowej od temperatury poimplantacyjnego wygrzewania ma taki sam charakter w przypadku implantacji jonami H^+ i O^+ , jak w przypadku odpowiednio sparаметryzowanej implantacji z wykorzystaniem wyłącznie jonów O^+ .

Na początku lat dziewięćdziesiątych prace naukowo – badawcze w zakresie modyfikacji właściwości elektrycznych GaAs ukierunkowane były, podobnie jak w przypadku badań opisanych w artykule [91], na wykorzystanie wysokoenergetycznej implantacji do izolowania struktur o niewielkiej grubości. W pracy [85], opublikowanej w 1993 roku, dokonano przeglądu zastosowań implantowanych jonowo związków półprzewodnikowych z grup III – V w produkcji urządzeń elektronicznych. Omówiono podstawowe mechanizmy zatrzymywania nośników ładunku elektrycznego w głębokich defektach radiacyjnych, powstałych podczas implantacji, w wyniku działania których zmodyfikowany materiał (m.in. GaAs) przechodzi w stan izolacyjny. Autor opracowania zwrócił uwagę na stale rosnące zainteresowanie zastosowaniem implantacji jonów, o energiach rzędu MeV, w celu wytwarzania nietypowych profili domieszek półprzewodników oraz warstw izolacyjnych w strukturach o mniejszej niż dotychczas grubości takich, jak tranzystory heterozłączowe lub lasery kwantowe.

Wyniki badań półprzewodników implantowanych jonami o energiach rzędu MeV opublikowano w 2001 roku w pracy [4]. Analizie poddano wówczas zmiany rezystywności warstw GaAs typu *n*, implantowanych mono-energetycznie w różnych warunkach temperaturowych borem $^{11}\text{B}^+$, w zależności od temperatury wygrzewania poimplantacyjnego. Materiał badawczy został uprzednio domieszkowany polienenergetycznymi jonami krzemu $^{29}\text{Si}^+$. Warstwę izolacyjną w badanych próbkach wytworzono w warunkach temperatury pokojowej oraz w temperaturach 373 K i 473 K, wykorzystując jony boru o energii 1,5 MeV i dawce $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Rezystywność próbek została zmierzona metodą Van der Pauw'a, w temperaturze pokojowej przed i po przeprowadzeniu wygrzewania w czasie 60 sekund, w temperaturach 623 K, 773 K, 923 K i 1073 K. Po przeanalizowaniu wyników pomiarów stwierdzono, że maksymalne wartości rezystywności otrzymano po wygrzaniu wszystkich zestawów badanych próbek w temperaturze 773 K. Natomiast wygrzewanie w wyższych temperaturach powodowało powrót wartości rezystywności do poziomu zbliżonego do rezystywności materiału wyjściowego. Zaobserwowany proces spadku rezystywności dla wyższych temperatur wygrzewania przebiegał szybciej w przypadku próbek implantowanych w temperaturze pokojowej. Autorzy pracy [4] podkreślali, że różnice w charakterze zależności rezystywności od temperatury wygrzewania, występujące pomiędzy próbkami implantowanymi w temperaturze pokojowej oraz w temperaturach 373 K i 473 K, wynikają najprawdopodobniej z faktu tworzenia się defektów radiacyjnych stabilnych termicznie w wyższych temperaturach implantacji.

Z zaprezentowanych powyżej prac naukowych wynika, że ich autorzy w swoich badaniach koncentrowali się przede wszystkim na doborze rodzaju modyfikowanego materiału, jak również określeniu parametrów implantacji optymalnych pod kątem uzyskania jak największej rezystywności warstwy izolacyjnej, powstałej w wyniku oddziaływania wiązki jonów. Równoległy

kierunek badawczy stanowiły prace zorientowane na otrzymanie równomiernego rozkładu koncentracji defektów radiacyjnych na całej głębokości formowanej warstwy, wskutek dążenia do optymalizowania parametrów implantacji jonowej takich jak energia oraz dawka jonów, w celu wytworzenia warstwy o jak najlepszych właściwościach izolacyjnych. W 2001 roku ukazała się publikacja [52], której autorzy zaproponowali teoretyczny model matematyczny oraz procedurę numeryczną, pozwalającą na wyznaczenie zestawów energii i dawek jonów, optymalnych do przeprowadzenia polienergetycznej implantacji jonowej, w celu wytworzenia zdefektowanych struktur o ściśle określonych profilach głębokościowych defektów radiacyjnych. W celu potwierdzenia poprawności sformułowanego modelu, w ramach pracy [52] przeprowadzono eksperymentalne badania układu fotodetektorów, opartych na GaAs typu n domieszkowanym krzemem, izolowanych warstwą wytworzoną w procesie polienergetycznej implantacji jonowej. Materiał badawczy przygotowano w formie kwadratowych wysp o wymiarach $20\text{ }\mu\text{m} \times 20\text{ }\mu\text{m}$ oddalonych od siebie o $6\text{ }\mu\text{m}$, $8\text{ }\mu\text{m}$, $10\text{ }\mu\text{m}$ oraz $12\text{ }\mu\text{m}$ i otoczonych barierą izolacyjną, o szerokości nie mniejszej niż $12\text{ }\mu\text{m}$. Wybrane obszary próbki poddano implantacji jonów H^+ w temperaturze 298 K , a następnie wygrzano w temperaturze 573 K , w czasie 30 minut. Pomiarzy przeprowadzone na trzydziestu losowo wybranych strukturach próbnych wykazały, że koncentracja defektów radiacyjnych, powstałych w wyniku pięciostopniowej implantacji, kształtuje się na poziomie $2,5 \cdot 10^{19}\text{ cm}^{-3}$ nad całą warstwą epitaksjalną. Po zmierzeniu prądu upływu oraz napięcia przebicia próbek stwierdzono, że wytworzona warstwa charakteryzuje się dobrymi właściwościami izolacyjnymi oraz spełnia wymagania przemysłowe w tym zakresie. Wykazano ponadto że, zmierzone parametry izolacyjne badanych warstw są niemalże niezależne od temperatury w przedziale $(293 \div 673)\text{ K}$, a zatem wytworzona struktura jest stabilna termicznie. Początek degradacji właściwości izolacyjnych zaobserwowano dopiero w temperaturze przekraczającej 673 K , niemniej jednak we wszystkich przypadkach rezystywność powierzchniowa wytworzonych obszarów izolacyjnych przekraczała $10^5\text{ }\Omega\cdot\text{cm}$. Podsumowując wykonane badania autorzy podkreślali, że koncentracja defektów, uzyskana w wyniku implantacji o parametrach obliczonych za pomocą zaproponowanej metody, jest odpowiednia do zapewnienia wysokiej jakości izolacji w GaAs.

W pierwszej dekadzie dwudziestego pierwszego wieku, podobnie jak we wcześniejszych okresach, tendencje badawczo – rozwojowe w zakresie właściwości GaAs były ściśle skorelowane z przyspieszającym postępem technologicznym w branży urządzeń elektronicznych. Stale wzrastający potencjał obliczeniowy oraz znacznie większy niż w latach ubiegłych poziom integracji układów scalonych spowodował, że problematyka wpływu temperatury pracy na właściwości elektryczne elementów urządzeń mikroelektronicznych nabrała istotnego znaczenia. Ze względu na

charakterystykę procesu produkcji, jak również warunki dalszej eksploatacji tych urządzeń, zaistniała konieczność przeprowadzenia szczegółowych analiz wpływu oddziaływania temperatury na parametry elektryczne struktur opartych na GaAs. W związku z tym, prowadzone prace badawcze coraz częściej koncentrowały się na optymalizacji warunków implantacji jonowej, pod kątem wytworzenia jednorodnych, silnie zdefektowanych obszarów izolacyjnych, o dużej koncentracji defektów stabilnych termicznie.

W pracy [3], opublikowanej w 2002 roku, przeanalizowano charakter zależności rezystywności powierzchniowej od temperatury wygrzewania poimplantacyjnego. Badaniom poddano różne konfiguracje warstw izolacyjnych, wytworzonych w wyniku domieszkowania krzemem próbek GaAs typu n , a następnie implantacji protonów oraz jonów boru i tlenu. Materiał badawczy został podzielony na dwie grupy, w zależności od zastosowanych serii dawek i energii domieszkowanych jonów krzemu $^{29}\text{Si}^+$. Próbkę pochodzącą z grupy pierwszej wykorzystano do przeanalizowania zmian właściwości izolacyjnych GaAs typu n , spowodowanych przez protony oraz jony boru, natomiast jonami tlenu implantowano próbki z grupy drugiej. Proces implantacji protonów H_2^+ (dawka: $1,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, energia: 0,5 MeV) oraz jonów boru $^{11}\text{B}^+$ (dawka: $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, energia: 1,5 MeV) i tlenu $^{16}\text{O}^+$ (dawka: $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, energia: 2 MeV) przeprowadzono w temperaturze pokojowej oraz w temperaturach 373 K i 473 K. Parametry zastosowanej implantacji pozwoliły na wytworzenie warstw zdefektowanych o porównywalnych grubościach dla różnych rodzajów jonów. Pomiary względnej lokalizacji defektów, związanych z implantacją protonów oraz jonów boru i tlenu wykazały, że zasięg wnikania wszystkich rodzajów jonów w badany materiał kształtuje się na poziomie około 2 μm , co znacznie przekracza grubość warstwy domieszkowanej (0,7 μm). Napromieniowane próbki wygrzewano w temperaturach z zakresu (373 ÷ 1123) K, w cyklach trwających 5 s, 10 s oraz 60 s. Po przeprowadzeniu wygrzewania wykonano pomiary rezystywności metodą Van der Pauw'a oraz pomiary koncentracji i ruchliwości nośników ładunku elektrycznego. Dla każdego z rozpatrywanych rodzajów jonów, przedmiotem analizy był wpływ temperatury implantacji na stabilność termiczną izolacji oraz sprawność zastosowanego procesu jej wytwarzania. Po przeanalizowaniu wyników pomiarów stwierdzono, że zależność stabilności termicznej warstwy izolacyjnej od temperatury implantacji jest najsilniejsza dla próbek implantowanych protonami. W tym przypadku rezystywność badanych próbek osiągała maksimum dla temperatury wygrzewania równej 623 K, niezależnie od temperatury implantacji, przy czym relatywnie największą wartość rezystywności otrzymano dla temperatury implantacji równej 473 K.

W miarę postępującego wzrostu temperatury wygrzewania rezystywność malała, osiągając poziom sprzed implantacji po 60-sekundowym wygrzewaniu w temperaturach 723 K, 823 K i 1123 K, odpowiednio dla próbek

implantowanych w temperaturze pokojowej oraz 373 K i 473 K. Ponadto, wygrzewanie w przedziale temperatur ($723 \div 873$) K próbki implantowanej w 473 K spowodowało stosunkowo niewielki spadek jej rezystywności (z $3,2 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ do $4 \cdot 10^6 \Omega \cdot \text{cm}$). Autorzy pracy [3] zwrócili szczególną uwagę na fakt, że w wyniku implantacji w temperaturze 373 K lub 473 K otrzymano próbki o rezystywności o dwa rzędy wielkości wyższej, w porównaniu z materiałem poddanym implantacji (o tej samej dawce i energii) w temperaturze pokojowej oraz późniejszemu wygrzewaniu w temperaturze odpowiednio 373 K lub 473 K. Zależności otrzymane dla implantacji jonów boru okazały się zbieżne z wynikami badań opublikowanych rok wcześniej w pracy [4]. W toku prowadzonych prac zaobserwowano również, że stabilność termiczna warstw izolacyjnych wytworzonych w wyniku implantacji jonów tlenu jest niewielka i nie zależy od temperatury implantacji.

Podsumowując pomiary rezystywności dla wszystkich rodzajów jonów stwierdzono, że największą wartość rezystywności otrzymano w wyniku implantacji protonów ($8,1 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$), a następnie jonów boru ($4 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$) oraz tlenu ($1 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$).

W kolejnych latach badania wpływu temperatury implantacji na stabilność termiczną warstw izolacyjnych w GaAs typu *n* były konsekwentnie kontynuowane. W 2003 roku, ze względu na pozytywnie rokujące wyniki badań opisanych w pracy [3], opublikowano kolejny artykuł [5] poruszający problematykę temperaturowych zależności rezystywności warstw modyfikowanego jonowo GaAs. Praca ta uzupełniła wyniki przeprowadzonych wcześniej badań eksperymentalnych [3] o dodatkowe rodzaje implantowanych jonów, dla których podobne zależności nie były wcześniej analizowane. Podobnie jak w pracach opisywanych powyżej, do badań wykorzystano GaAs typu *n*, domieszkowany krzemem. Jednakże, w odróżnieniu od wcześniejszych eksperymentów, w procesie wytwarzania warstwy izolacyjnej metodą implantacji oprócz jonów wodoru (dawka: $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, energia: 250 keV), boru (dawka: $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, energia: 1,5 MeV) i tlenu (dawka: $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, energia: 2 MeV) zastosowano również jony azotu (dawka: $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, energia: 2 MeV) i helu (dawka: $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, energia: 600 keV). Jednocześnie, zarówno sposób przygotowania materiału badawczego, jak również metodyka prowadzonych pomiarów pozostała niezmienna, tzn. rezystancję, koncentrację i ruchliwość nośników ładunku elektrycznego zmierzono metodą Van der Pauw'a. Obserwacje dokonane w przypadku jonów wodoru, boru i tlenu są zbieżne z wynikami zawartymi w przytoczonych wcześniej pracach [3, 4]. Ponadto, w pracy [5] wykazano, że dla jonów o najmniejszych masach, jak np. wodór i hel, istnieje silna zależność stabilności temperaturowej warstwy implantowanej od temperatury implantacji. Analizując temperaturowe zależności rezystywności dla tych jonów autorzy pracy [5] podkreślali, że wraz ze wzrostem temperatury implantacji wartość krytycznej temperatury wygrzewania również wzrasta,

skutkiem czego rezystywność utrzymuje się na wysokim poziomie w szerszym zakresie temperatur wygrzewania. Natomiast wzrost temperatury implantacji w przypadku jonów azotu nie ma istotnego wpływu na stabilność termiczną izolacji. Niemniej jednak przypuszcza się, że wyższe dawki implantowanych jonów, jak również wyższe temperatury implantacji mogą skutkować wytworzeniem struktur pułapkujących, które są bardziej stabilne w wyższych temperaturach wygrzewania. Konkludując wyniki badań zaprezentowane w pracy [5] stwierdzono, że przy założeniu stałej rezystywności powstałej w wyniku implantacji warstwy izolacyjnej, dawka jonów niezbędna do wytworzenia takiej warstwy zmniejsza się przy jednoczesnym wzroście masy jonów stosowanych podczas implantacji.

W przedstawionych powyżej pracach autorzy koncentrowali się przede wszystkim na określeniu wpływu defektów radiacyjnych, powstających w wyniku implantacji jonowej, na domieszkowany obszar półprzewodnika poddanego implantacji. Problematyka zmian właściwości izolacyjnych obszarów niedomieszkowanych półprzewodników została podjęta w pracy [6]. Założeniem autorów artykułu było zbadanie występowania w warstwie półizolacyjnej GaAs niepożądanych zjawisk, pogarszających parametry dielektryczne półprzewodnika, zachodzących przy udziale defektów radiacyjnych. Jako materiał badawczy wybrano GaAs o rezystywności $3,5 \cdot 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$, poddany monoenergetycznej implantacji protonami o energii 250 keV i dawce zmieniającej się w zakresie $(1 \cdot 10^{12} \div 1 \cdot 10^{16}) \text{ cm}^{-2}$. Implantację przeprowadzono w temperaturze pokojowej oraz w 473 K. Po czym badane próbki poddano 60-sekundowemu wygrzewaniu w temperaturach 473 K i 623 K. Otrzymane wyniki badań spełniały dotychczas znane zależności, prezentowane we wcześniejszych pracach. Analogicznie jak w obszarze domieszkowanym zaobserwowano wzrost wartości rezystywności dla wyższych temperatur implantacji. Przeanalizowano także charakter zmian rezystywności w zależności od dawki jonów dla różnych wartości temperatury implantacji i wygrzewania. Na tej podstawie stwierdzono, że w zakresie zastosowanych dawek rezystywność badanych próbek zmienia się nieznacznie. Przeprowadzone badania podsumowano wnioskiem, że defekty powstałe w półizolacyjnym podłożu GaAs nie wpływają na właściwości elektryczne izolacji obszarów aktywnych.

Autor pracy [99], opublikowanej na przełomie lat 2003 i 2004 wykazał, że zmiany rezystywności GaAs mają charakter wykładniczy. Zależności temperaturowe, opracowane dla zmieniającej się temperatury pomiaru ujawniły istnienie 9 różnych poziomów energii aktywacji o wartościach z przedziału $(0,14 \div 0,72) \text{ eV}$. Poszczególne poziomy energii aktywacji rejestrowano w różnych warunkach modyfikacji materiału badawczego. W przypadku implantacji prowadzonej w temperaturze pokojowej poziom energii aktywacji 0,14 eV zaobserwowano tylko dla wysokich wartości dawek jonów. Natomiast

po wygrzaniu próbki w temperaturze 623 K ujawniły się wyłącznie wysokie wartości energii aktywacji, tzn. 0,6 eV, 0,67 eV oraz 0,71 eV, występujące dla znacznych wartości rezystywności. Na tej podstawie sformułowano tezę, że do wytworzenia warstwy izolacyjnej o wysokiej rezystywności niezbędne jest wyeliminowanie płytkich poziomów energetycznych, wprowadzonych przez niektóre defekty radiacyjne.

Próbie skorelowania stabilności temperaturowej izolacyjnych obszarów GaAs z rodzajami defektów radiacyjnych, powstałych w wyniku tworzenia tych obszarów podjęto również w pracy [12]. Autorzy badań, stosując metodę DLTS, określili szereg wartości energii aktywacji konduktywności, powiązanych z określonymi defektami. Badaniom poddano wówczas próbki GaAs typu *p* oraz typu *n*, wygrzewane w różnych temperaturach. Wykryte wartości ΔE energii aktywacji przewodzenia zawierały się w przedziale $(0,30 \div 0,82)$ eV dla próbek GaAs typu *n* oraz $(0,29 \div 0,64)$ eV dla próbek GaAs typu *p*. Wykazano, że defekty złożone stanowią większość defektów odpowiedzialnych za zjawisko pułapkowania podczas implantacji jonowej.

Zdecydowana większość publikacji naukowych, podejmujących tematykę modyfikacji właściwości elektrycznych domieszkowanego GaAs opiera się o metodykę prowadzenia badań, w której za podstawę przyjęto pomiary rezystancji izolacji w obwodzie probierczym prądu stałego. Jednakże kierunki rozwojowe urządzeń półprzewodnikowych, obowiązujące obecnie, wskazują na układ prądu przemiennego jako podstawowy sposób pracy urządzeń opartych na GaAs i innych półprzewodnikach. W związku z tym niezbędne było zdaniem autora monografii wykonanie kompleksowych prac naukowo – badawczych, uwzględniających sposoby i charakter zmian właściwości dielektrycznych półprzewodników modyfikowanych technikami jonowymi przy założeniu, że materiały te są podstawowymi elementami budowy urządzeń pracujących w obwodach prądu przemiennego. Dostosowana do bieżącego poziomu technologicznego metodyka badań umożliwi także pomiar wielu nierejestrowanych do tej pory wielkości, a w konsekwencji przeanalizowanie mechanizmów i zjawisk, których dokładne opisanie nie było dotychczas możliwe na drodze pomiarów przeprowadzanych przy stałym napięciu probierczym.

3. Metodyka pomiarów

3.1 Materiał badawczy

W celu uzyskania danych empirycznych o zjawiskach występujących w kompensowanych półprzewodnikach badaniom poddano dwa podstawowe rodzaje półprzewodników, powszechnie wykorzystywane w mikroelektronice, czyli krzem i arsenek galu. Dążąc do uzyskania jak najbardziej uniwersalnych rezultatów, dających możliwość opracowania i weryfikacji modelu przewodnictwa elektrycznego w modyfikowanych technikami jonowymi oraz naświetlaniem neutronami i protonami półprzewodnikach, a także ich praktycznego zastosowania w urządzeniach mikroelektronicznych, do badań wykorzystano próbki o zróżnicowanych parametrach.

W przypadku krzemu, były to próbki domieszkowane borem i fosforem o rezystywnościach z zakresu $(0,007 \div 10) \Omega\cdot\text{cm}$, naświetlane neutronami oraz jonami Ne^+ . Jony neonu wybrano na podstawie wcześniej przeprowadzonych badań mając na uwadze następujące powody. Po pierwsze, nie zwiększają one, w odróżnieniu od jonów B^+ , P^+ i Sb^+ przewodności warstwy implantowanej. Po drugie jony Ne^+ generują przeważnie defekty punktowe. Energia jonów wynosiła od 30 keV do 600 keV, gęstość prądu jonowego zawierała się w przedziale od $0,3 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ do $1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$, a dawki pokrywały równomiernie obszar od $1,5 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$ do $2 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}$, w przypadku neutronów 10^{19}cm^{-2} . Implantacje wykonano w temperaturze pokojowej oraz do płytek podłożowych o temperaturach podwyższonych do wartości: 423 K, 473 K i 523 K, wykorzystując implantator ze źródłem jonów opisanym w pracach [120, 121, 122, 123, 147].

Tak szerokie zakresy poszczególnych parametrów próbki oraz procesu naświetlania pozwoliły na ustalenie ich optymalnych wartości z punktu widzenia możliwości uzyskania warstw krzemu o najlepszych właściwościach izolacyjnych z uwzględnieniem stabilności temperaturowej w zakresie temperatur od ciekłego azotu (LNT) tj. 77 K do 373 K.

W przypadku arsenku galu, jako domieszkę wykorzystano tellur, rezystywność próbek to $(0,55 \pm 0,05) \Omega\cdot\text{cm}$, koncentracja nośników $(2,7 \pm 0,4) \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$, ruchliwość nośników $4180 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, orientacja $\langle 100 \rangle$. Warstwę skompensowaną wytwarzano za pomocą implantacji mono- i polienergetycznej wykonywanej w temperaturze pokojowej. W celu wytworzenia warstwy skompensowanej, zawierającej defekty radiacyjne półprzewodnik naświetlany był neutronami ($\rho = 0,1 \Omega\cdot\text{cm}$, $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-2}$), protonami H^+ (implantacja polienergetyczna) oraz jonami neonu Ne^{++} ($\rho = 0,04 \Omega\cdot\text{cm}$, $E = 600 \text{keV}$, $D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}$).

W przypadku implantacji polienergetycznej, w celu wytworzenia przypowierzchniowej warstwy zdefektowanej o możliwie jak najbardziej jednorodnej charakterystyce głębokościowego rozkładu defektów o grubości około $3,7\ \mu\text{m}$, wykorzystano jony wodoru H^+ o następujących energiach i odpowiadających im dawkach: $65\ \text{keV} - 10^{14}\ \text{cm}^{-2}$, $130\ \text{keV} - 1,1 \cdot 10^{14}\ \text{cm}^{-2}$, $220\ \text{keV} - 1,2 \cdot 10^{14}\ \text{cm}^{-2}$, $300\ \text{keV} - 1,5 \cdot 10^{14}\ \text{cm}^{-2}$, $400\ \text{keV} - 2 \cdot 10^{14}\ \text{cm}^{-2}$. Implantację przeprowadzono w temperaturze pokojowej za pomocą akceleratora Van der Graaff'a o maksymalnej energii 1 MeV.

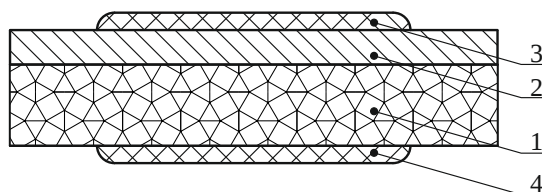
Z uwagi na ilość i zróżnicowanie materiału badawczego w niniejszej monografii przedstawiono tylko wybrane rezultaty badań, oddające istotę zjawiska bądź efekt końcowy większego cyklu pomiarowego.

3.2 Rodzaje i sposób przeprowadzania pomiarów

Badania właściwości elektrycznych półprzewodników silnie zdefektowanych podczas implantacji jonowej lub napromieniowania neutronami prowadzono w oparciu o pomiar takich parametrów jak: pojemność, rezystancja i tangens kąta strat dielektrycznych $\text{tg}\delta$ kondensatorów wykorzystujących w charakterze dielektryka zdefektowane warstwy półprzewodników.

Przed przystąpieniem do pomiarów, materiał wyjściowy, implantowane płytki krzemu i arsenku galu opisane szczegółowo w rozdziale 3.1, o grubościach z zakresu od 0,4 do 1 mm, został pocięty na próbki o wymiarach liniowych (8 x 8) mm oraz odtłuszczony alkoholem metylowym. Odtłuszczenie ma na celu wyeliminowanie z powierzchni materiału warstw zanieczyszczeń, które mogłyby w istotny sposób wpłynąć na wyniki pomiarów. Następnie na powierzchnię próbki naniesiono, po obu jej stronach, warstwę srebrnej pasty przewodzącej stosowanej w przemyśle elektronicznym, w kształcie koła, o powierzchni $20\ \text{mm}^2$. W efekcie otrzymano kondensator (rys. 3.1), w którym dielektrykiem (2) jest silnie zdefektowana w wyniku implantacji jonowej warstwa krzemu lub arsenku galu. Ponieważ na skutek implantacji jonowej zmodyfikowana zostaje jedynie przypowierzchniowa cienka warstwa półprzewodnika, dlatego też pozostała warstwa materiału, w której nie występują defekty poimplantacyjne, można rozpatrywać jako jedną z okładzin kondensatora (1). Jedynie w przypadku napromieniowania neutronami cała objętość półprzewodnika stanowiła dielektryk. Drugą okładziną jest warstwa pasty srebrnej, znajdująca się na zdefektowanej powierzchni próbki (3). Dodatkowo, dla uzyskania lepszego kontaktu z okładziną z nieimplantowaną warstwą półprzewodnika, także na nią nanosi się pastę srebrną (4). Podczas nanoszenia pasty, szczególnie ważne jest jej symetryczne umieszczenie po obu stronach płytki krzemowej, gdyż ma to istotny wpływ na ewentualne błędy pomiarowe.

Większego znaczenia nie ma natomiast grubość warstwy pasty srebrnej. Substancja ta bezpośrednio po nałożeniu jest zawiesiną, która w kontakcie z powietrzem oraz po wystawieniu na działanie temperatury ulega utwardzeniu, na skutek wyparowania zawartych w niej rozpuszczalników.



Rys. 3.1 Schemat kondensatora z dielektrykiem w postaci silnie zdeformowanego półprzewodnika: 1 – płytka półprzewodnika; 2 – warstwa silnie zdeformowana; 3 – okładzina z pasty srebrnej; 4 – elektroda z pasty srebrnej

Opisane powyżej kondensatory, poddano obróbce termicznej. Podczas wygrzewania zachodzą istotne zmiany w systemie defektów wytwarzanych podczas implantacji. Po pierwsze, wraz ze wzrostem temperatury następuje częściowe wygrzewanie defektów radiacyjnych powodujące spadek ich ogólnej koncentracji. Po drugie, mogą przy tym również zachodzić reakcje pomiędzy defektami co doprowadza do zmiany ich struktury i właściwości [17, 27, 40, 97, 104, 116].

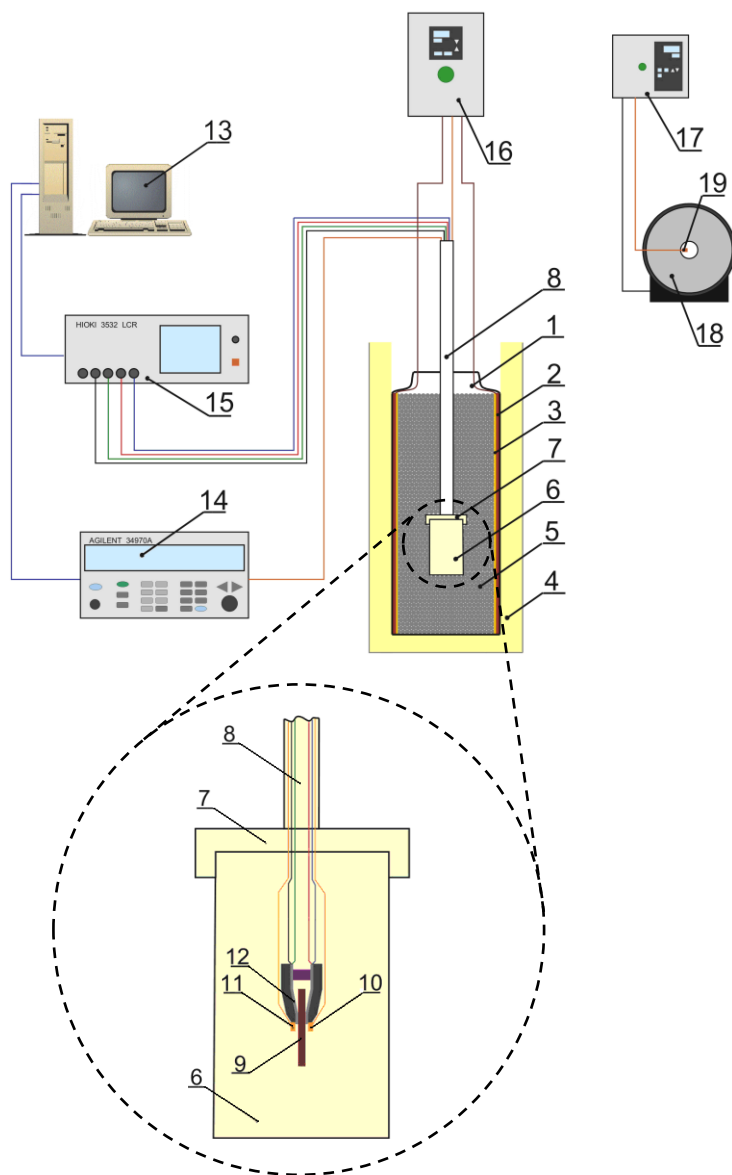
W celu zbadania wpływu wygrzewania defektów i ewentualnych zmian ich struktury na rezystywność oraz jej stabilność temperaturową dla naświetlonego krzemu i arsenku galu, opisane powyżej kondensatory poddano wygrzewaniu. Zastosowano wygrzewanie izochroniczne – skokowe zwiększanie temperatury z 15-to minutowym wygrzewaniem przy każdej wartości z zakresu od 293 K do 873 K ze skokiem $(20 \div 40)$ K. Obróbkę termiczną prowadzono w rezystancyjnym piecu rurowym sterowanym elektronicznie o dokładności podtrzymania temperatury ± 2 K. Wybrano 15-minutowy czas wygrzewania ze względu na to, że szereg operacji technologicznych mających miejsce podczas produkcji układów scalonych, na przykład metalizacja, powodujących wzrost temperatury, trwa znacznie dłużej niż na przykład zastosowane w pracach [14] i [56] wygrzewanie 60-sekundowe.

Pomiary właściwości elektrycznych badanych próbek przeprowadzono z wykorzystaniem opisanego w następnym rozdziale stanowiska (rys. 3.2) oraz specjalnie w tym celu opracowanego programu komputerowego SemiTermo 2.0, w zakresie temperatur od 77 K (LNT) do 373 K, zarówno przy prądzie stałym, jak i zmiennym w zakresie częstotliwości od 50 Hz do 5 MHz.

3.3 Budowa stanowiska i sposób wykonywania pomiarów

Stanowisko laboratoryjne, na którym przeprowadzono pomiary właściwości elektrycznych implantowanych próbek, opisanych w podrozdziałach 3.1 i 3.2, zawierało szereg przyrządów i układów, pozwalających na prowadzenie badań w sposób zautomatyzowany z zachowaniem powtarzalności procedur. Było to możliwe głównie poprzez kontrolowanie warunków, w których znajdował się badany materiał, a w szczególności chwilowej temperatury próbki. Zasadniczym elementem stanowiska była aluminiowa sonda, zamykana szczelnie mosiężną pokrywą. Wewnątrz sondy znajdowała się próbka badanego półprzewodnika, umocowana w szczypcach Kelwina, do których końców przyłączono po dwa przewody, odpowiadające torowi prądowemu oraz napięciowemu obwodu probierczego. Na końcach uchwytu, w bezpośrednim sąsiedztwie próbki umieszczono także dwa czujniki temperatury typu Pt-100. Wszystkie przewody sygnałowe posiadały izolację odporną na zmiany temperatury w zakresie prowadzonych badań i wyprowadzone zostały z sondy poprzez osłonę ze stali nierdzewnej. W celu odstrojenia układu od wpływu zewnętrznych warunków, w szczególności pary wodnej skraplającej się na próbce i trzymającym ją uchwycie, zamknięcie sondy zabezpieczono uszczelką teflonową.

Cały opisany powyżej układ znajdował się w naczyniu kriostatu. Podstawową jego częścią było naczynie, wypełnione metalowymi kulkami, izolowane z zewnątrz wełną mineralną oraz folią aluminiową zapewniającą wyrównanie gradientów temperatury. Ilość metalowych kulek o odpowiednio dużej pojemności cieplnej, dobrano tak, żeby temperatura rosła w bardzo wolnym tempie, co sprawiało, że w danym punkcie pomiarowym temperatura pozostawała praktycznie stała od początku do końca pomiaru. Opisany układ termiczny zaprojektowano tak, żeby wykazywał pojemność cieplną, wystarczającą dla zapewnienia odpowiednio dużej stałej czasowej zmiany temperatury. Naczynie napełniano ciekłym azotem, który zapewniał wychłodzenie układu do temperatury LNT. W związku z tym, że metoda badań wymagała również podgrzewania próbki, pomiędzy izolacją zewnętrzną a pojemnikiem z kulkami umieszczono elastyczny element grzejny, zabezpieczony mosiężną osłoną, połączony z mikroprocesorowym układem automatycznej regulacji. Zadaniem regulatora, opartego na sterowniku firmy Watlow, było utrzymywanie chwilowej temperatury próbki na odpowiednim poziomie, przyjmując sygnał z jednego z umieszczonych w sondzie czujników Pt-100, jako sygnał odniesienia. W zależności od różnicy pomiędzy zadaną temperaturą pomiaru a chwilową temperaturą próbki, sondę podgrzewano, załączając obwód z elementem grzejnym lub chłodzono poprzez wlewanie odpowiedniej ilości ciekłego azotu.



Rys. 3.2 Schemat stanowiska pomiarowego do badania właściwości elektrycznych półprzewodników implantowanych jonowo: 1 – naczynie kriostatu, 2 – elastyczny element grzejny, 3 – mosiężna osłona elementu grzejnego, 4 – izolacja z wełny mineralnej, 5 – kulki metalowe, 6 – sonda, 7 – mosiężne zamknięcie sondy z uszczelką teflonową, 8 – osłona przewodów wychodzących z sondy, 9 – badana próbka, 10 – czujnik temperatury połączony z regulatorem Watlow, 11 – czujnik temperatury połączony z rejestratorem Agilent, 12 – szczyptce Kelwina, 13 – komputer, 14 – rejestrator Agilent 34970A, 15 – mostek RLC HIOKI 3532 LCR HiTESTER, 16 – regulator temperatury kriostatu, 17 – regulator temperatury pieca rezystancyjnego, 18 – piec rezystancyjny, 19 – termopara mierząca temperaturę w piecu rezystancyjnym

Główny obwód probierczy składał się z kondensatora, w postaci badanej próbki, umieszczonej w sondzie oraz stacjonarnego mostka RLC typu 3532 LCR HiTESTER firmy HIOKI. Miernik ten skonfigurowano w sposób umożliwiający pomiar w układzie równoległym wartości takich wielkości, jak: kąt przesunięcia fazowego θ , pojemność C_p , współczynnik stratności dielektrycznej $\text{tg}\delta$ oraz rezystancja R_p , przy zmiennym prądzie probierczym, o częstotliwości zmienianej w zakresie $50 \text{ Hz} \div 5 \text{ MHz}$.

Pomiar chwilowej temperatury próbki realizowany był w obwodzie pomocniczym, złożonym z rejestratora danych Agilent 34970A, połączonego z drugim z umieszczonych w sondzie czujników temperatury Pt-100. Oba przyrządy pomiarowe połączono z komputerem, za pośrednictwem interfejsów RS232 oraz USB. Wykorzystanie odpowiednio przygotowanego oprogramowania umożliwiło rejestratorom pracę synchroniczną, w sposób zapewniający pomiar temperatury chwilowej próbki w momencie rejestracji mierzonych wielkości elektrycznych.

Integralną częścią stanowiska pomiarowego był także piec rezystancyjny, w którym badaną próbkę poddawano obróbce termicznej. Utrzymanie odpowiedniej temperatury wygrzewania zapewniał, sterujący zasilaniem pieca, stycznikowy układ regulacji, oparty na sterowniku typu TROL 8120 firmy Introl. Do pomiaru temperatury wewnątrz pieca wykorzystano termoparę. Schemat poglądowy opisanego powyżej stanowiska przedstawia rys. 3.2.

Do rejestracji wyników pomiarów wykorzystano program SemiTermo 2.0, zaprojektowany na potrzeby badań i napisany w języku Visual Basic. Dzięki tej aplikacji możliwe było synchroniczne odczytywanie wartości mierzonych przez przyrządy pomiarowe i zapisywanie ich w formacie RTF, na dysku twardym komputera, w celu dalszego przetwarzania. Opisane stanowisko pomiarowe przeznaczono nie tylko do badania właściwości półprzewodników implantowanych jonowo, ale także materiałów o innych właściwościach, w związku z czym program umożliwiał zmianę odstępu czasowego pomiędzy poszczególnymi seriami pomiarów w przedziale od 1,25 s do 10 s.

W celu wyeliminowania wpływu na wyniki pomiarów impedancji przewodów, łączących główny obwód probierczy, tj. badany kondensator i mostek RLC, każdorazowo, przed rozpoczęciem cyklu pomiarów przeprowadzano kompensację układu. Procedurę wykonywano zarówno dla zwartych, jak i rozwartych szczypiec Kelwina. W obu przypadkach czynność ta sprowadzała się do odpowiedniego ustawienia szczypiec oraz uruchomienia stosownej funkcji w oprogramowaniu miernika HIOKI. Dalsza część kompensacji odbywała się automatycznie, bez konieczności zewnętrznej ingerencji, a po jej zakończeniu stosowne poprawki, względem wartości mierzonych, są zapisywane w pamięci miernika. Od tego momentu, dla zachowania jednakowych warunków pomiarów, obwód probierczy, ani żadne inne obwody nie powinien być rozłączany, aż do chwili zakończenia badań, przy czym za rozłączenie obwodu nie uznaje się wyjęcia badanej próbki z sondy.

Bezpośrednio przed rozpoczęciem serii pomiarowej, przygotowaną uprzednio próbkę umieszczano w uchwycie sondy, w ten sposób, aby styki szczypiec Kelwina miały kontakt wyłącznie z okładzinami ze srebrnej pasty przewodzącej. Po szczelnym zamknięciu sondy, umieszczeniu jej w naczyniu pełniącym funkcję kriostatu oraz włączeniu przyrządów rejestrujących, temperaturę próbki stopniowo obniżano poprzez cykliczne wlewanie ciekłego azotu do układu kriostatycznego. Ze względu na niedoskonałość tego układu przyjęto, że zadaną temperaturę pomiaru uważać się będzie za osiągniętą, jeśli różnica pomiędzy rzeczywistą temperaturą próbki a wartością zadaną nie będzie większa niż $\pm 0,5$ K.

Pierwszy pomiar w danej serii wykonywano po ochłodzeniu badanej próbki do temperatury 77 K (LNT). W tym celu, z poziomu zainstalowanego na komputerze programu SemiTermo 2.0 uruchamiano funkcję wyzwalającą mostek RLC. W momencie startu, miernik HIOKI wymuszał w obwodzie probierczym sygnał elektryczny, o napięciu przemiennym 0,4 V i częstotliwości z zakresu $50 \text{ Hz} \div 5 \text{ MHz}$. Wymuszanie sygnału odbywało się cyklicznie, co 1,25 s, począwszy od częstotliwości najwyższej, tj. 5 MHz, do najniższej, tj. 50 Hz. Dla każdej z 51 różnych wartości częstotliwości, program automatycznie rejestrował i sekwencyjnie wyświetlał wskazania przyrządów pomiarowych. W efekcie, po zakończeniu procedury rejestracji, otrzymywano plik tekstowy, w którym każdy wiersz reprezentował jedną częstotliwość sygnału probierczego. Z kolei w każdym wierszu wartości zapisywane były w tej samej, ściśle określonej kolejności: liczba porządkowa pomiaru, częstotliwość, temperatura chwilowa próbki, kąt przesunięcia fazowego θ , pojemność w układzie równoległym C_p , współczynnik stratności dielektrycznej $\text{tg}\delta$ oraz rezystancja w układzie równoległym R_p . Wartości w wierszach oddzielane były określonymi separatorami. Tak przygotowany plik stanowił zapis cyklu pomiarowego dla jednej zadanej wartości temperatury. Kolejne cykle realizowano według tej samej procedury, wraz ze wzrostem rzeczywistej temperatury próbki, wywołanej ogrzewaniem się układu kriostatycznego. Rejestrację parametrów badanego materiału prowadzono przy każdorazowym wzroście temperatury o 5 K, w stosunku do temperatury, dla której poprzednio wykonano rejestrację. Serię pomiarową kończono po zarejestrowaniu wyników dla temperatury zadanej 373 K. Wyjątek stanowiła zawsze pierwsza seria wykonywana dla niewygrzewanej próbki. Z tego powodu, kończono ją na temperaturze 298 K, aby nie wprowadzać efektu dodatkowego wygrzewania poprzez podgrzewanie próbki w sondzie.

Po zakończeniu serii pomiarowej, sondę wyjmowano z układu kriostatycznego, jednakże próbka pozostawała wewnątrz sondy, do momentu ustabilizowania się jej temperatury na poziomie temperatury pokojowej. Dopiero wówczas otwierano sondę i wyjmowano próbkę, którą następnie poddawano wygrzewaniu w piecu rezystancyjnym, uprzednio rozgrzanym do określonej

temperatury. Temperatura w piecu utrzymywana była z dokładnością do ± 2 K, a sam proces w przypadku wygrzewania izochronicznego trwał 15 minut. Po wystygnięciu próbka była gotowa do następnej serii pomiarowej. W miarę postępowania badań temperatura wygrzewania była stopniowo podnoszona. Ostatecznie, kompletne przebadanie jednej próbki obejmowało wykonanie serii pomiarów dla materiału niewygrzanego, a następnie piętnastu coraz wyższych temperatur wygrzewania, odpowiednio: 373 K, 423 K, 448 K, 473 K, 523 K, 548 K, 573 K, 598 K, 623 K, 648 K, 673 K, 723 K, 773 K, 823 K oraz 873 K.

Dla uzyskania odpowiedniej powtarzalności wykonywania pomiarów istotne było utrzymanie stosunkowo podobnego tempa wzrostu temperatury próbki zarówno pomiędzy poszczególnymi seriami pomiarowymi jak i pomiędzy pojedynczymi cyklami w każdej serii. W przypadku najniższych temperatur pomiarowych, tzn. od 77 K do 128 K, dynamika zmian temperatury próbki była stosunkowo duża, dlatego też często zachodziła konieczność stabilizowania układu kriostatycznego poprzez odpowiednie dozowanie ciekłego azotu. W zakresie temperatur (133 ÷ 153) K tempo wzrostu temperatury nie wymagało dodatkowej korekty, natomiast po przekroczeniu 153 K prowadzono dodatkowe podgrzewanie układu, w celu zapewnienia odpowiedniego wzrostu temperatury. Na początku czas podgrzewania wynosił (15 ÷ 30) s i był stopniowo wydłużany w miarę wzrostu temperatury. Podgrzewanie prowadzono praktycznie aż do osiągnięcia 373 K, jednakże na czas rejestracji wyników pomiarów obwód grzejny odłączano spod napięcia, w celu odstrojenia obwodu probierczego od ewentualnych zakłóceń generowanych przez elementy obwodu grzejnego.

Zastosowanie wspomagania komputerowego miało szczególne znaczenie z uwagi na ilość pomiarów i wynikającej z niej ilości wyników. Każda próbka była badana dla 16-tu różnych temperatur wygrzewania T_a , dla każdej z nich wykonano pomiary przy 60-ciu różnych temperaturach pomiarowych T_p , z kolei dla każdej temperatury pomiarowej rejestrowano wyniki będące średnią arytmetyczną 10-ciu odczytów, przy 51 różnych wartościach częstotliwości. Reasumując, badanie tylko jednego parametru. np. przewodności, wymagało rejestracji 48 960 wyników (16 wartości T_a x 60 wartości T_p x 51 wartości f), a badano najczęściej 4 parametry. Prezentowane w pracy rezultaty dotyczą kilkudziesięciu próbek, zróżnicowanych z uwagi na rodzaj półprzewodnika (krzem, arsenek galu), rodzaj domieszki (bor, fosfor, tellur), rodzaj pierwiastka lub cząstki naświetlającej (neutrony, jony wodoru H^+ , jony neonu Ne^{++}) oraz jej dawkę i energię, co w efekcie daje kilka milionów wyników w postaci konkretnych wartości liczbowych.

W celu przeprowadzenia analizy porównawczej zbadanych właściwości elektrycznych półprzewodników implantowanych jonowo, konieczne było obliczenie, na podstawie uzyskanych wyników pomiarów, dodatkowych wielkości, także będących przedmiotem analizy. Do pogłębionej analizy zjawisk, zachodzących w zmierzonym układzie równoległym, konieczne było

także obliczenie konduktywności σ_p , rezystywności ρ_p oraz współczynnika częstotliwościowego α . Wielkości te obliczono, korzystając z następujących zależności matematycznych:

$$\sigma_p = \frac{l}{R_p \cdot s} \quad (3.1)$$

$$\rho_p = \frac{1}{\sigma_p} = \frac{R_p \cdot s}{l} \quad (3.2)$$

gdzie: σ_p – konduktywność w układzie równoległym, ρ_p – rezystywność w układzie równoległym, R_p – rezystancja w układzie równoległym, l – grubość warstwy implantowanej, s – pole powierzchni próbki.

$$\alpha = \frac{\log \frac{\sigma_i}{\sigma_{i+1}}}{\log \frac{f_i}{f_{i+1}}} \quad (3.3)$$

gdzie: σ_i – konduktywność dla częstotliwości f_i , σ_{i+1} – konduktywność dla częstotliwości f_{i+1} .

Jako, że temperatura chwilowa próbki rejestrowana była w stopniach Celsjusza, konieczne było przeliczenie jej na skalę Kelwina w procesie porządkowania danych, aby stanowiła wartość użytkową, z punktu widzenia tworzenia zależności i wykresów. Ponadto, dla każdej chwilowej temperatury pomiaru należało obliczyć współczynnik $1000/T_p$, gdzie T_p oznaczało chwilową temperaturę pomiaru, wyrażoną w Kelwinach.

Po uwzględnieniu obliczonych wartości okazało się, że łączna liczba wszystkich unikalnych punktów pomiarowych zbliża się do miliona, a co za tym idzie, ręczne tworzenie struktur danych, w oparciu o wyniki badań, byłoby bardzo utrudnione. Ponadto, czas reorganizacji zarejestrowanych wartości, na potrzeby wielopłaszczyznowych analiz, wydłużył się do dziesiątek godzin. (dla jednej badanej próbki). Mając na względzie te oraz inne czynniki uniemożliwiające efektywne przetwarzanie wyników pomiarów i obliczeń, zaprojektowano, wykonano, przetestowano oraz zastosowano aplikację Data Analyzer. Jest to program, który po licznych usprawnieniach i modyfikacjach, w ostatecznej wersji 3.0 stanowi skuteczne, a zarazem nieskomplikowane narzędzie, pozwalające na automatyczne wykonywanie czynności, zajmujących wcześniej wiele czasu. Dzięki intuicyjnemu interfejsowi graficznemu, w który wyposażono aplikację, użytkownik nie musi znać zasady funkcjonowania algorytmu, a jedynie określić zakres oraz lokalizację danych pierwotnych, a także sprecyzować, w jaki sposób dane mają być przetwarzane.

Program Data Analyzer 3.0 został stworzony w języku makropoleczeń Visual Basic for Application, który jest integralną częścią programu Microsoft Excel 2007. Należy w tym momencie nadmienić, że przeprowadzono również, zakończone powodzeniem testy zgodności dla środowiska Microsoft Excel 2003. Jednakże w przypadku starszych wersji Excela aplikacja może działać niewłaściwie. Stworzone narzędzie można rozpatrywać na dwóch wzajemnie komplementarnych płaszczyznach.

Pierwsza z nich, chociaż widoczna dla użytkownika jedynie w niektórych momentach, stanowi podstawę działania programu. Jest to zbiór arkuszy kalkulacyjnych, o predefiniowanej strukturze, powiązanych ze sobą instrukcjami języka Visual Basic for Application, zapewniającymi sekwencyjne wykonywanie procedur, wywoływanych przez określone zdarzenia. Arkusze te nie są widoczne dla użytkownika, ponieważ ich zasadniczą funkcją jest przechowywanie dużych ilości danych pierwotnych oraz pewnych informacji pomocniczych, zorganizowanych optymalnie, z punktu widzenia wykonywania kodu źródłowego programu.

Drugą płaszczyzną, w obrębie której działa program, jest widoczny dla użytkownika interfejs graficzny. Za jego pośrednictwem, użytkownik dostarcza informacji, niezbędnych do poprawnego wykonania algorytmu, jak również wywołuje określone zdarzenia, co skutkuje uruchomieniem konkretnych funkcji programu. Do obszaru funkcjonowania interfejsu graficznego zaliczyć można również tworzone przez program, widoczne dla użytkownika arkusze wynikowe, zawierające żądane przez niego dane.

4. Skokowa wymiana ładunków w silnie zdefektowanym krzemie

4.1 Generacyjno-rekombinacyjny mechanizm skokowej wymiany ładunków pomiędzy głębokimi defektami amfoterycznymi w silnie zdefektowanych półprzewodnikach

Jednym z najbardziej znanych efektów skokowej wymiany ładunków jest skokowa przewodność na prądzie stałym między płytkami donorami w półprzewodnikach kompensowanych płytkami akceptorami [72]. Przewodność ta obserwowana jest w temperaturach ciekłego helu. Ze skokową wymianą związany jest jednak bardziej szeroki krąg zjawisk, część z których jest jeszcze niedostatecznie zbadana do chwili obecnej. Wiadomo, że w amorficznych Si i Ge a także w niektórych innych silnie zdefektowanych półprzewodnikach zachodzą procesy skokowej wymiany ładunku pomiędzy defektami. Zjawiska te mogą określać paramagnetyczne i strukturalne właściwości silnie zdefektowanego (amorficznego) krzemu [148], samoistne przywrócenie struktury implantowanych krzemowych warstw [143] i termicznie aktywowany wzrost przenikalności dielektrycznej w krzemie naświetlanym dużymi dawkami neutronów [149] i jonów [155]. Mechanizmy skokowej wymiany ładunków mogą być dwóch typów. Pierwszy - typowy dla domieszek (defektów) z dwoma stanami ładunków – neutralnym i dodatnim, kiedy przeskok elektronu zachodzi z domieszki będącej w stanie neutralnym na naładowaną dodatnio. Taki proces wywołuje znaną skokową przewodność w polu elektrycznym [72]. Inny typ skokowej wymiany ładunków jest charakterystyczny dla przypadku amfoterycznych defektów, które mogą znajdować się w stanach naładowania: neutralnym, dodatnim i ujemnym. Jeśli elektron przeskakuje z jednego neutralnego defektu na inny, to prowadzi to do powstania dipola elektrycznego, a w rezultacie do dodatkowej polaryzacji silnie zdefektowanych półprzewodników, na przykład naświetlanego neutronami [149] i implantowanego krzemu [155], kompensowanych związków A^2B^6 i potrójnych związków A^2B^6 z metalami przejściowymi [142]. Model fenomenologiczny takiej wymiany skokowej przedstawiono w pracach [142, 155]. Poniżej będzie przedstawiony mikroskopowy model procesu wymiany elektronu pomiędzy amfoterycznymi defektami, znajdującymi się w neutralnym stanie naładowania, opracowany w ramach pracy [151].

Podczas naświetlania samoistnego krzemu dużymi dawkami neutronów lub innych wysokoenergetycznych cząstek powstające w nim defekty znajdują się najczęściej w neutralnym stanie naładowania. Większość typów defektów jest amfoterycznymi, tj. mogą znajdować się, oprócz neutralnego, także w dodatnim i ujemnym stanie naładowania. Na przykład diwakansy mogą być w stanach «+», «0», «-» «2-», międzywęzłowe defekty – w stanach «+», «0» i «-» [19, 35].

Ponadto defekty te są jednocześnie centrami rekombinacji i w neutralnym stanie naładowania posiadają przekrój czynny na rekombinację około 10^{-14} cm^2 . Koncentracja nośników w samoistnych półprzewodnikach jest wielkością statystyczną, którą można znaleźć na podstawie położenia poziomu Fermiego [49]:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{(2\pi\hbar)^2} \right)^{3/2} \exp \frac{F - E_c}{kT} \quad (4.1)$$

Ponieważ poziom Fermiego w samoistnym półprzewodniku znajduje się w pobliżu środka pasma zabronionego to:

$$n \cong 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{(2\pi\hbar)^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_g}{2kT} \right) \quad (4.2)$$

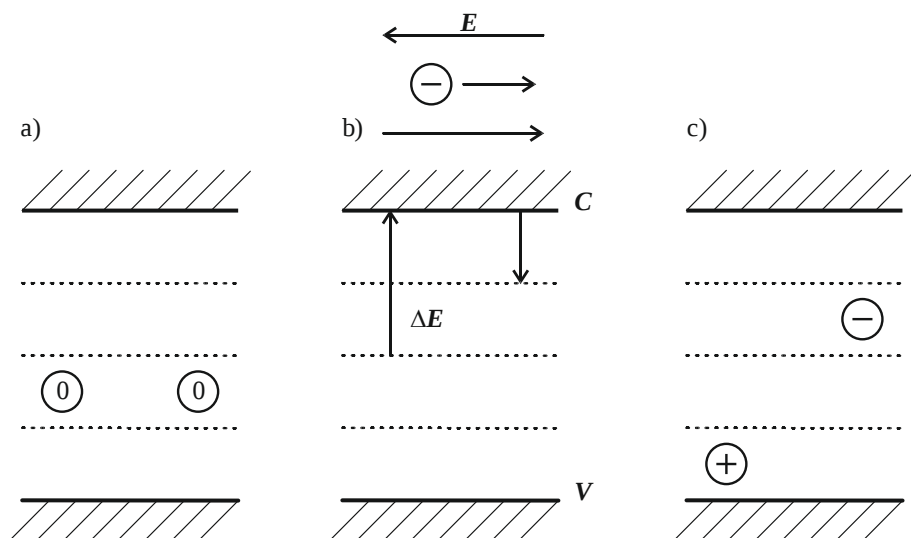
Z drugiej strony koncentracja elektronów w paśmie przewodnictwa określona jest procesami ich termicznej generacji z poziomów w paśmie zabronionym lub z pasma walencyjnego i zachodzącymi w przeciwnym kierunku procesami rekombinacji [94]. Oznacza to, że elektron przebywa w paśmie przewodnictwa nie stale (ciągle) jak ma to miejsce w metalach, a tylko w przeciągu czasu, określonego procesami rekombinacji. W tym czasie elektron bierze udział w ruchu cieplnym, a w obecności pola elektrycznego uczestniczy jeszcze w przewodzeniu prądu. Po upływie czasu życia elektron powraca do pierwotnego położenia, na przykład do pasma walencyjnego, a na jego miejsce generuje się nowy elektron. Dla czystego samoistnego krzemu czas życia wynosi około 10^{-3} s , czyli elektron od momentu generacji do rekombinacji doznaje około 10^{10} aktów rozproszenia ponieważ czas relaksacji wynosi około 10^{-13} s . Taki elektron można w pełni uważać za swobodny. Inaczej przebiegają procesy przewodnictwa w silnie zdefektowanym krzemie, na przykład dla koncentracji neutralnych diwakansów na poziomie $N_w = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, co jest wielkością charakterystyczną dla obszarów nieuporządkowania w krzemie. Ocena wielkości czasu życia przy temperaturze pokojowej na podstawie przekroju wychwyty neutralnymi diwakansami $S_w(0) = 10^{-14} \text{ cm}^2$ podanego w [7] wynosi:

$$\tau_w = \frac{1}{N_w S_w(0) v_e} \cong 10^{-13} \text{ s} \quad (4.3)$$

gdzie: v_e – prędkość elektronu.

W takim materiale elektron między momentami generacji i rekombinacji praktycznie nie doznaje rozproszenia ponieważ jego czas życia τ_w jest porównywalny z czasem relaksacji impulsu i jest znacznie mniejszy od czasu relaksacji energii [75]. W tym przypadku elektron, wzbudzony z neutralnego defektu do pasma przewodnictwa praktycznie nie doznając rozproszenia wychwytywany jest przez neutralny defekt.

W ten sposób w silnie zdefektowanych kryształach ma miejsce przejście od przewodnictwa pasmowego do przewodnictwa skokowego. Na rysunku 4.1 przedstawiono schemat wymiany elektronu pomiędzy dwoma neutralnymi defektami radiacyjnymi.



Rys. 4.1 Schemat wymiany elektronu między dwoma neutralnymi defektami radiacyjnymi w zewnętrznym polu elektrycznym: a) stan początkowy, b) przeskok elektronu – przewodność skokowa, c) stan końcowy – dipol

Z rysunku 4.1 widać, że koniecznym warunkiem skokowej wymiany ładunku, zgodnie z przedstawionym generacyjno – rekombinacyjnym mechanizmem, jest obecność defektów o trzech stanach naładowania «0», «+», i «-». Z rysunku 4.1b widać dlaczego w silnie zdefektowanych oraz amorficznych półprzewodnikach obserwuje się duże ($\Delta E \geq 0,1$ eV) energie aktywacji skokowej przewodności. Oprócz tego rysunek ilustruje jeszcze jeden ważny skutek rozpatrywanego modelu tj. powstanie ukierunkowanych przez pole dipoli, obecność których może doprowadzić do dodatkowej polaryzacji [142, 149]. Jak widać z rysunku 4.1 naładowane defekty, w konsekwencji energetycznych stanów ich poziomów powinny charakteryzować się własnościami jednokrotnych poziomów pułapkowania. Przy takim założeniu, czasy pułapkowania τ_p , τ_n będą znacznie większe niż czas życia ($\tau_n, \tau_p \gg \tau_w$), a półprzewodnik okaże się silnie kompensowanym.

Stopień kompensacji można w pierwszym przybliżeniu ocenić z wyrażenia:

$$C \approx 1 - \frac{\tau_w}{\min(\tau_n, \tau_p)} \quad (4.4)$$

Koncentracja naładowanych defektów w tym przypadku będzie wielokrotnie większa niż koncentracja elektronów w paśmie przewodnictwa:

$$N^+ \approx N^- \approx n \frac{\min(\tau_n, \tau_p)}{\tau_w} \quad (4.5)$$

Na przykład, dla czasu pułapkowania około 10^{-6} s przy temperaturze pokojowej w krzemie z $N_w = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ koncentracja dodatnio i ujemnie naładowanych defektów (dipoli) powinna być rzędu 10^{17} cm^{-3} . Przy temperaturze 400 K koncentracja dipoli zwiększa się do 10^{19} cm^{-3} , tj. około 20% defektów będzie znajdować się w stanach naładowanych. Znacznie dokładniej problem kompensacji w półprzewodnikach z dużymi koncentracjami amfoterycznych defektów został opisany w pracy [84].

Z warunków generacyjno – rekombinacyjnego mechanizmu wynika, że średnia długość przeskoku elektronu pomiędzy defektami wynosi:

$$\bar{l} = \frac{3}{2S_w(0)N_w} \quad (4.6)$$

Natomiast średnią odległość pomiędzy diwakansami można obliczyć ze wzoru:

$$\bar{R} \cong N_w^{-1/3} \quad (4.7)$$

Przy koncentracji defektów $N_D = [3/2S_e(0)]^{3/2}$ średnia długość przeskoku $\bar{l} = \bar{R} = N_w^{-1/3}$ równa jest średniej odległości pomiędzy defektami. Dla neutralnych diwakansów $N_D = 3,5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Jak wynika ze wzorów 4.6 i 4.7 średnia droga, jaką pokonuje elektron od chwili przejścia do pasma przewodnictwa do rekombinacji na defekcie maleje szybciej przy wzroście koncentracji defektów niż średnia odległość pomiędzy defektami. Wynika z tego, że po osiągnięciu pewnej granicznej koncentracji defektów N_D elektron nie będzie ulegał rozproszoniam, tylko w czasie pozostawania w paśmie przewodnictwa zdąży pokonać jedynie odległość do najbliższego defektu, na którym ulegnie rekombinacji.

Oznacza to, że przy pewnej granicznej koncentracji N_D procesy relaksacji w zdefektowanym półprzewodniku zostają zastąpione skokową wymianą ładunków pomiędzy sąsiednimi defektami. Stan taki przejawia się zjawiskiem przewodzenia skokowego.

Prawdopodobieństwo skokowej wymiany ładunków w jednostce czasu w przypadku generacyjno – rekombinacyjnego mechanizmu wymiany ładunków można określić wyrażeniem:

$$P(T) = \gamma_n(0)N_c \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (4.8)$$

gdzie: $\gamma_n(0) = S_e(0) \cdot v_e$ – współczynnik wychwytywania elektronów przez neutralne defekty; N_c – gęstość stanów; ΔE – energia konieczna do przeniesienia elektronu z neutralnego defektu do pasma przewodnictwa.

Parametry v_e i N_c występujące we wzorze (4.8), powinny mieć wielkości różniące się od przyjętych w klasycznej teorii rekombinacji. Ponieważ elektron nie podlega aktom rozproszenia, jego prędkość v_e , może nie być równa prędkości cieplnej. Gęstość stanów N_c , w związku z pojawieniem się w silnie zdefektowanych kryształach «ogonów» wnikaających do pasma zabronionego, różni się od wielkości, charakterystycznej dla niezdefektowanego półprzewodnika, wchodzącej do wyrażen (4.1) i (4.2). W związku z tym N_c jest funkcją koncentracji defektów i stopnia lokalizacji na nich elektronów.

Również i energia aktywacji ΔE nie jest głębokością położenia poziomu, związanego z defektami, ponieważ po pierwsze, przy dużych koncentracjach defektów powstaje pasmo głębokich poziomów [84], po drugie, odległość od tego pasma do pasma przewodnictwa zmniejsza się w rezultacie pojawienia się „ogonów” gęstości stanów.

Gęstość stanów w ogonach pasma przewodnictwa była analizowana przez wielu autorów i jej zależność od koncentracji naładowanych defektów można uwzględnić wykorzystując na przykład rezultaty [106]. Zależność szerokości pasma głębokich poziomów od koncentracji defektów i temperatury przedstawiliśmy w pracy [84].

W ten sposób, w przypadku zwiększenia koncentracji amfoterycznych defektów, na przykład przy zwiększeniu dawki naświetlania, półprzewodnik w rezultacie zmniejszenia w nim czasu życia w naturalny sposób przechodzi od przewodności pasmowej do przewodności skokowej. Kryterium przejścia jest zbliżenie do siebie wielkości czasu życia i czasu relaksacji. Przy naświetlaniu cząsteczkami wywołującymi obszary skupienia defektów (neutrony, jony itp.) skokowa wymiana może zachodzić w oddzielnych obszarach przy mikroskopowych koncentracjach defektów, znacznie mniejszych niż określone wyrażeniem (4.3). Jednym ze skutków generacyjno – rekombinacyjnego mechanizmu wymiany ładunków jest możliwość dodatkowej polaryzacji silnie zdefektowanych materiałów.

W pracy [145] wykazano, że w przypadku skokowej wymiany ładunków pomiędzy amfoterycznymi, neutralnymi defektami powstają pary dodatnio i ujemnie naładowanych defektów, a ich koncentracja wynosi:

$$N^+ = N^- = \frac{N_D P(T) \tau}{2P(T) \tau + 1} \quad (4.9)$$

Jak widać ze wzoru (4.9) koncentracja dodatnio i ujemnie naładowanych defektów radiacyjnych jest funkcją temperatury. Wpływ temperatury na mechanizm skokowej wymiany ładunków w silnie zdefektowanym półprzewodniku przeanalizowano w pracy [148].

4.2 Temperaturowa zależność stopnia kompensacji i szerokości pasma głębokich poziomów w silnie zdefektowanym krzemie

Charakterystyczną cechą półprzewodników z wysoką koncentracją płytkich domieszek jest powstawanie pasm domieszek. W półprzewodnikach, domieszkowanych płytkimi domieszkami jednego typu pasmo to prowadzi na początku do zmniejszenia energii jonizacji, a potem wraz ze zwiększeniem koncentracji domieszki do zdegenerowania. W kompensowanych półprzewodnikach w obszarze niskich temperatur pasmo domieszek podlega dodatkowemu poszerzeniu związanemu z fluktuacjami potencjału elektrostatycznego [106].

W krzemie naświetlonym dużymi dawkami szybkich neutronów i jonów [145] w wyniku jego kompensacji radiacyjnymi defektami pojawia się skokowa wymiana ładunków pomiędzy neutralnymi defektami, bliżej opisana w rozdziale 4.1. Większość radiacyjnych defektów w krzemie ma charakter amfoteryczny, a podstawowym stanem ich ładunku jest stan neutralny [26]. W związku z tym kompensacja takimi defektami zachodzi w inny sposób, niż w przypadku domieszkowania płytkimi donorami i akceptorami, dla których stopień kompensacji $K_{PD} = \frac{N_a}{N_d}$ (dla półprzewodnika n -typu, kiedy $N_d > N_a$).

Taka definicja stopnia kompensacji oznacza, że w domieszkowanym kompensowanym półprzewodniku n -typu przy niskich temperaturach koncentracja dodatnio naładowanych donorów jest równa koncentracji ujemnie naładowanych akceptorów, a $N_d - N_a$ donorów znajduje się w neutralnym stanie naładowania. Dla osiągnięcia silnej kompensacji koncentracje domieszek płytkich donorów i akceptorów powinny być bliskie.

W przypadku kompensacji amfoterycznymi głębokimi defektami przy dużych dawkach naświetlania neutronami zachodzi warunek:

$$N_D > N_{PD} \quad (4.10)$$

gdzie: N_D – koncentracja defektów amfoterycznych, N_{PD} – koncentracja płytkich domieszek.

Z nierówności (4.10) wynika, że przekompensowanie amfoterycznymi głębokimi domieszkami przy niskich temperaturach nie zachodzi. Przy $N_D > N_d$ wszystkie elektrony z donorów przechodzą na głębokie poziomy defektów, a dalsze zwiększenie koncentracji N_D prowadzi do wzrostu koncentracji defektów w stanie naładowania neutralnym.

W związku z tym krzem n -typu naświetlany dużymi dawkami radiacji ($N_D \gg N_d$), w którym nie ma skokowej wymiany ładunku, jest półprzewodnikiem słabo kompensowanym głębokimi amfoterycznymi defektami, ponieważ

$$\frac{N_d}{N_D} \ll 1 \quad (4.11)$$

Stopień kompensacji dodatkowo zmniejsza się w wyniku powstawania podczas naświetlania domieszkowo – defektowych kompleksów, na przykład fosfor – wakans, które będąc głębokimi centrami, zmniejszają koncentrację płytkich donorów. W tym przypadku stopień kompensacji krzemu, naświetlanego dużymi dawkami radiacji spełnia warunek:

$$K_{naś} < \frac{N_d}{N_D} \ll 1 \quad (4.12)$$

Nierówność (4.12) oznacza, że stopień kompensacji silnie zdefektowanego krzemu należy określić inaczej niż w postaci $\frac{N_d}{N_D}$.

W [142, 155] oraz rozdziale 4.1 pokazano, że w przypadku skokowej wymiany ładunku między neutralnymi amfoterycznymi defektami z głębokimi poziomami powstają pary dodatnio i ujemnie naładowanych defektów a ich koncentracja jest określona równaniem:

$$N^+ = N^- = \frac{N_D P(T) \tau}{2P(T) \tau + 1} \quad (4.13)$$

gdzie: $P(T)$ – prawdopodobieństwo skokowej wymiany ładunku w jednostce czasu, które można zapisać na przykład w postaci przedstawionej w [50], τ – czas istnienia defektu w stanie naładowanym.

Wtedy

$$K_{naś}(T) = \frac{N^+}{N_D} = \frac{P(T) \tau}{2P(T) \tau + 1} \quad (4.14)$$

W krzemie kompensowanym głębokimi amfoterycznymi defektami, stopień kompensacji jest funkcją temperatury, ponieważ $P(T)$ i τ zależą od temperatury. Szerokość pasma domieszkowego zależy zarówno od koncentracji domieszek jak i od stopnia kompensacji oraz fluktuacji potencjału elektrostatycznego [107]. Fluktuacje potencjału elektrostatycznego w półprzewodniku można opisać średniokwadratową amplitudą B . Zgodnie z [68]:

$$B \approx \frac{e^2 (N_a + N_d)^{2/3}}{\chi (N_a - N_d)^{1/3}}. \quad (4.15)$$

W naszym przypadku $N_a + N_d \cong N_D$; $N_a - N_d = N_0$ – liczba defektów w neutralnym stanie naładowania, przy czym zgodnie ze wzorem 4.9:

$$N_0 = N_a - N_d = \frac{N_D}{2P(T)\tau + 1} \quad (4.16)$$

stąd

$$B \cong \frac{e^2 N_D^{1/3} (2P(T)\tau + 1)^{1/3}}{\chi} \quad (4.17)$$

Rozkład głębokich poziomów w funkcji energii w powstającym paśmie domieszkowym ma postać [68]:

$$N(E) = \frac{N_D}{\sqrt{2\pi}B} \exp\left(\frac{-E^2}{2B^2}\right) \quad (4.18)$$

gdzie energia E odlicza się od środka pasma głębokich poziomów.

Podstawiając do (4.18) wyrażenie (4.17) otrzymamy:

$$N(E) = \frac{N_D^{2/3} \chi}{\sqrt{2\pi} e^2 (2P(T)\tau + 1)^{1/3}} \exp\left(-\frac{E^2}{2} \left(\frac{\chi}{e^2 N_D^{1/3} (2P(T)\tau + 1)^{1/3}}\right)^2\right) \quad (4.19)$$

Szerokość połówkowa pasma głębokich poziomów:

$$\Delta E(T) = \sqrt{8 \ln 2} B = \sqrt{8 \ln 2} \frac{e^2 N_D^{1/3} (2P(T)\tau + 1)^{1/3}}{\chi} \quad (4.20)$$

Bądź uwzględniając (4.14)

$$\Delta E(T) = \sqrt{8 \ln 2} \frac{e^2 N_D^{1/3}}{\chi (1 - 2K_{nas})^{1/3}} = \Delta E(0) (1 - 2K_{nas})^{-1/3} \quad (4.21)$$

gdzie: $\Delta E(0)$ – szerokość połówkowa pasma dla przypadku braku kompensacji i przy temperaturach bliskich 0 K.

Można uważać, że $\Delta E(0)$ jest własną szerokością pasma głębokich poziomów, wywołaną oddziaływaniem defektów jednego typu między sobą. Elektrostatyczne oddziaływanie defektów z płytkimi domieszkami, a także zmiana stanu naładowania defektów przy skokowej wymianie elektronów powinny doprowadzić, jak widać z (4.21) do dodatkowego poszerzenia pasma.

4.3 Eksperymentalne potwierdzenie opracowanego modelu

Jednym z dominujących amfoterycznych defektów w naświetlanym dużymi dawkami neutronów krzemie są diwakanse [73]. Ich współczynnik powstawania wynosi około 1 cm^{-1} [146], dlatego przy zastosowanej dawce naświetlania 10^{19} cm^{-2} koncentracja diwakansów znacznie przewyższa koncentrację kompleksów domieszka-defekt, mających w swoim składzie zarówno płytkie jak i pozostałe domieszki [124]. Z diwakansami znajdującymi się w stanie obojętnym związane jest pasmo pochłaniania w obszarze podczerwieni z maksimum około $1,8 \text{ }\mu\text{m}$.

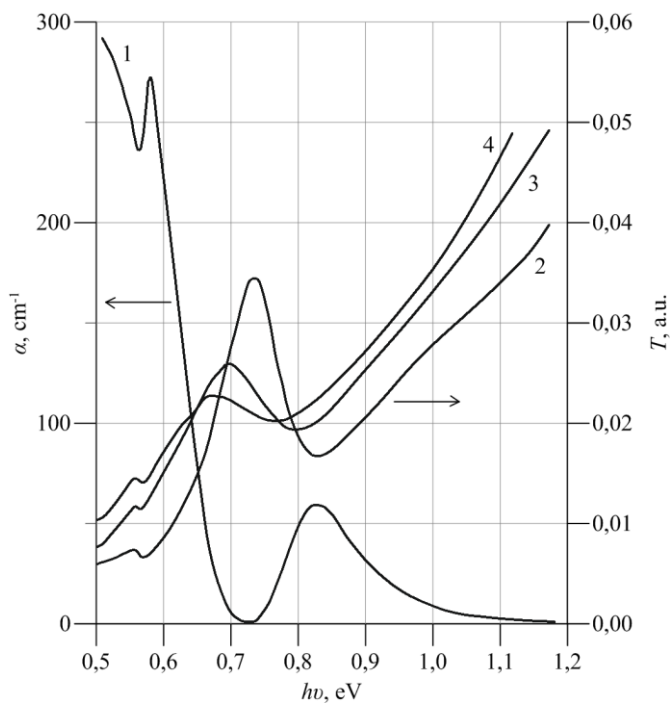
W celu weryfikacji zaproponowanego w rozdziałach 4.1 i 4.2 modelu skokowej wymiany ładunków i wynikających z niego wniosków dotyczących szerokości pasma głębokich poziomów w silnie zdefektowanych półprzewodnikach, przeprowadzono następujący eksperyment. Zmierzono widma transmisji i odbicia w podczerwieni dla krzemu naświetlonego dawką 10^{19} cm^{-2} neutronów z zawartością płytkich donorów fosforu w ilości około 10^{14} cm^{-3} . Widma były rejestrowane za pomocą dwustrumieniowego spektrometru komputerowego. Błąd określenia transmisji i odbicia nie przewyższał 0,03%. Pomiaru były prowadzone w zakresie temperatur ($77 \div 420$) K. Dokładność podtrzymywania temperatury próbki wynosiła ± 2 K. Na rysunku 4.2 przedstawiono przykładowe zależności transmisji i współczynnika pochłaniania od energii kwantów uzyskane przy różnych temperaturach pomiarowych.

Współczynniki pochłaniania α były wyliczone z wyrażenia podanego w [78] i uwzględniającego wielokrotne odbicia od obydwu powierzchni próbki:

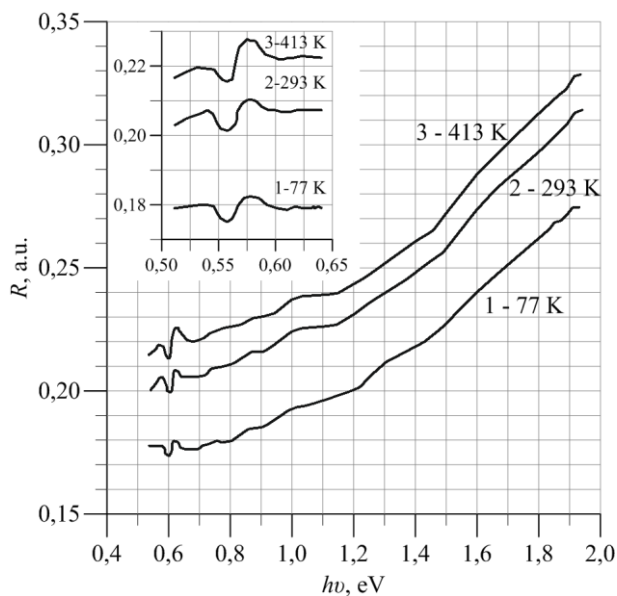
$$T = \frac{(1 - R)^2 \exp(-\alpha d)}{1 - R^2 \exp(-2\alpha d)}, \quad (4.22)$$

gdzie: d – grubość próbki, T – współczynnik transmisji, R – wsp. odbicia.

Zwykle podczas obliczeń $\alpha(E)$ wykorzystuje się stabeleryzowane dane współczynnika odbicia $R(E)$, które można znaleźć na przykład w [36]. Na wielkość $R(E)$ wpływa zarówno jakość obróbki powierzchni próbki jak i naświetlenie materiału. Dlatego przy obliczaniu współczynników pochłaniania wykorzystano eksperymentalnie określone spektralne zależności $R(E)$ dla analogicznie przygotowanej naświetlonej próbki o większej grubości (dla pomiarów widm transmisji $d_p = 0,3 \text{ mm}$, dla widm odbicia $d_o = 2,5 \text{ mm}$).



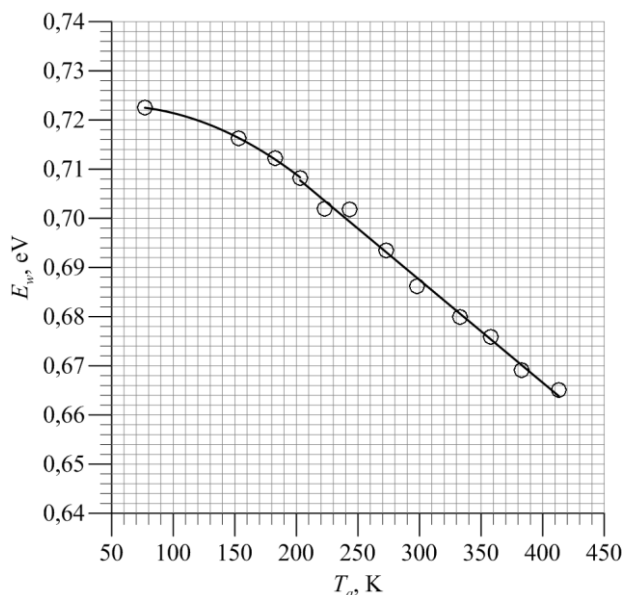
Rys. 4.2 Widma transmisji α – 1 i współczynnika pochłaniania T – 2–4 krzemu naświetlonego szybkimi neutronami $D = 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. Temperatury pomiarów: 1, 2 – 77K; 3 – 293K; 4 – 413K [78]



Rys. 4.3 Spektralne zależności współczynnika odbicia krzemu naświetlonego neutronami [36]

Przykłady widm odbicia, otrzymanych przy różnych temperaturach, przedstawiono na rysunku 4.3.

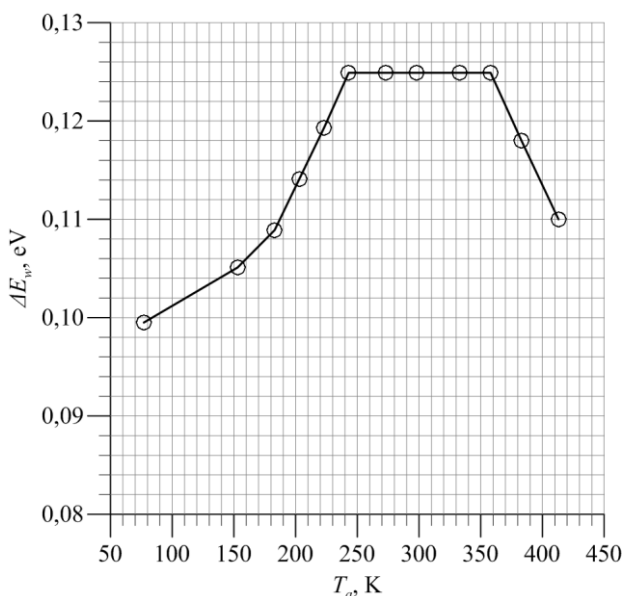
W badanym spektralnym zakresie obserwuje się dwie linie pochłaniania – szeroką z maksimum $\sim 0,7$ eV, związaną z pochłanianiem neutralnymi diwakansami i wąską, z maksimum $\sim 0,56$ eV i szerokością połówkową $\sim 0,02$ eV związaną z defektami międzywęzłowymi. W celu określenia podstawowych parametrów pasma pochłaniania diwakansów i energetycznego położenia maksimum E_w od spektralnej zależności $\alpha(E)$, odliczono wielkość współczynnika pochłaniania brzegowego, która może prowadzić do zmian E_w i ΔE_w . Określone w ten sposób wielkości zostały przedstawione na rysunkach 4.4 i 4.5.



Rys. 4.4 Temperaturowa zależność położenia maksimum pasma pochłaniania diwakansów w krzemie naświetlonym neutronami [84]

Jak widać z rys. 4.4 w zakresie temperatur $(77 \div 420)$ K wielkość E_w zmniejsza się początkowo wolniej niż liniowo (do $T_a \approx 200$ K), a dalej praktycznie liniowo. W przedziale $(200 \div 420)$ K temperaturowy współczynnik zmiany położenia maksimum pasma pochłaniania diwakansów wynosi $(-2,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-4} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$. Zmiany E_w zachodzą w podobny sposób jak i temperaturowe zmiany szerokości pasma zabronionego, które w obszarze temperatur do 220 K zmniejsza się nieliniowo, a przy $T_a > 220$ K – liniowo. Temperaturowy współczynnik zmian ΔE_g wynosi $-2,84 \cdot 10^{-4} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$ [32].

Uważa się, że pasmo pochłaniania około 0,7 eV jest związane z wewnątrzcentrowymi przejściami elektronowymi neutralnych diwakansów. Jeśli założyć, że pasmo pochłaniania około 0,7 eV jest związane z przejściami elektronów z poziomów podstawowych neutralnych diwakansów, to znaczna szerokość połówkowa pasma (około $(0,1 \div 0,12)$ eV – rysunek 4.5) związana jest z tym, że głębokie poziomy diwakansów tworzą pasmo. Jak widać z rysunku 4.5 szerokość połówkowa pasma pochłaniania diwakansami zaczyna się zwiększać przy $T_a > 100$ K, w obszarze $(250 \div 350)$ K pozostaje stała, natomiast przy $T_a > 350$ K zmniejsza się. W taki sposób i położenie maksimum i szerokość pasma głębokich poziomów diwakansów zależą od temperatury.



Rys. 4.5 Temperaturowa zależność szerokości pasma pochłaniania diwakansów [84]

Przy danej dawce naświetlania diwakanse są przeważającymi defektami. Dlatego skokowa wymiana elektronami zachodzi pomiędzy sąsiednimi neutralnymi diwakansami. Przy wystarczająco niskich temperaturach, kiedy prawdopodobieństwo skokowej wymiany jest małe, tj. $P(T)\tau \approx 0$ z wyrażenia (4.20) wynika, że własna szerokość pasma głębokich poziomów $\Delta E(0)$ zależy od koncentracji defektów N_D . Wstawiając do wyrażenia (4.20) $P(T)\tau = 0$ można znaleźć związek własnej szerokości pasma z koncentracją:

$$N_D = \left(\frac{\Delta E(0)\chi}{\sqrt{8\ln 2}e^2} \right)^3 \quad (4.23)$$

Wyrażenie (4.23) pozwala na podstawie rezultatów niskotemperaturowych pomiarów szerokości połówkowej linii pochłaniania $\Delta E(0)$ wyliczyć koncentrację defektów.

Jak widać z rysunku 4.5 dla neutralnych diwakansów przy $T = 77$ K $\Delta E(0) = 0,10$ eV. Temu zgodnie z wyrażeniem (4.23) odpowiada koncentracja diwakansów rzędu $4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, co jest zgodne z rezultatami badań spektroskopowych, zamieszczonymi w [146].

W pracy [19] otrzymano wyrażenie dające przybliżoną ocenę szerokości pasma domieszkowego:

$$\Delta E \approx \frac{2e^2}{\chi R}, \quad (4.24)$$

gdzie: $R \approx N_D^{-1/3}$ – średnia odległość pomiędzy domieszkami lub defektami.

Koncentracja diwakansów $4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, wyznaczona z wykorzystaniem wyrażenia (4.23) na podstawie eksperymentalnych danych odpowiada, zgodnie z wyrażeniem (4.24), szerokości pasma głębokich poziomów około 0,1 eV. W ten sposób zaprezentowany model dobrze zgadza się ze znanymi wcześniej danymi [19] dla obszaru niskich temperatur, gdzie $\Delta E = \text{const}$. Przeprowadzona w rozdziale 4.2 ocena wpływu stopnia kompensacji i temperatury wykazała, że powinno występować dodatkowe poszerzenie pasma domieszkowego – wyrażenie (4.21). Przy stopniu kompensacji bliskim 0,5, szerokość pasma może się zwiększyć kilka razy w porównaniu do przypadku braku kompensacji przy niskich temperaturach.

Diwakanse w zależności od stanu naładowania wnoszą w pasmo wzbronione cztery poziomy. Dodatniemu stanowi naładowania odpowiada poziom $E_v + 0,21$ eV ($E_c - 0,94$ eV) ujemnemu $E_c - 0,39$ eV, dwukrotnie ujemnemu $E_c - 0,22$ eV [19, 124]. Pasma poziomów, odpowiadających neutralnemu stanowi naładowania znajduje się pomiędzy poziomami dodatnich i ujemnych stanów i w zależności od temperatury jego maksimum ma miejsce od $E_c - 0,72$ eV przy $T = 77$ K do $E_c - 0,67$ eV przy $T = 400$ K (rys. 4.4).

Zwraca na siebie uwagę fakt, że szerokość połówkowa pasma poziomów neutralnych diwakansów (rys. 4.5) jest jedynie kilka razy mniejsza niż przedział energetyczny od maksimum pasma do poziomów dodatnich (dla $\Delta E(0/+) = 0,18$ eV) i ujemnych (dla $\Delta E(0/-) = 0,33$ eV) stanów naładowania. Oznacza to, że w przypadku gaussowskiego rozkładu poziomów neutralnych diwakansów w funkcji energii, zgodnie z zależnością 4.2, część z nich będzie się znajdować wyżej od poziomu ujemnych, a część niżej od poziomu dodatnich diwakansów. W ten sposób nawet przy niskich temperaturach, kiedy prawdopodobieństwo skokowej wymiany ładunku będzie równe 0, powstanie pasma poziomów neutralnych diwakansów prowadzić

będzie do tego, że niewielka ich część będzie znajdować się w dodatnim i ujemnym stanie naładowania. Koncentrację naładowanych diwakansów można określić w tym przypadku za pomocą wyrażenia:

$$N(\pm) = \sqrt{\frac{4\ln 2}{\pi}} \frac{N_D}{\Delta E(T)} \int_{-\infty}^{c(\pm)} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right) d\xi \quad (4.25)$$

gdzie:

$$c(+) = -\sqrt{8\ln 2} \frac{\Delta E(0/+)}{\Delta E(T)} \quad (4.26)$$

dla dodatnich diwakansów i

$$c(-) = -\sqrt{8\ln 2} \frac{\Delta E(0/-)}{\Delta E(T)} \quad (4.27)$$

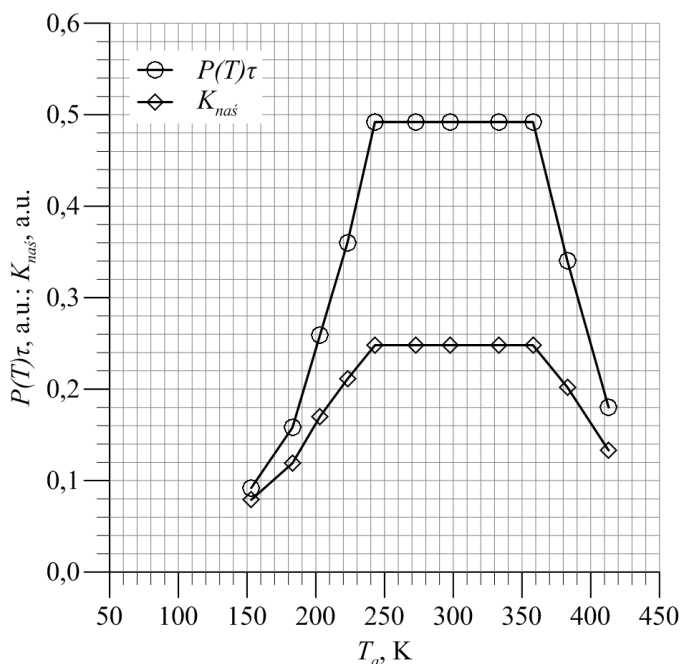
dla ujemnych.

Obliczenia na podstawie wyrażeń (4.25 ÷ 4.27) pokazały, że dla $N_D = 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, przy temperaturze ciekłego azotu i niższej $N(+)$ wynosi około 10^{15} cm^{-3} a przy temperaturze pokojowej około 10^{16} cm^{-3} . Koncentracja ujemnych diwakansów przy niskich temperaturach wynosi około $2,5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ i rośnie przy temperaturze pokojowej do około 10^{11} cm^{-3} . W ten sposób, w kryształach z obszarami akumulacji defektów, wytworzonych przez naświetlanie neutronami, już przy niskich temperaturach niewielka część diwakansów może przejść w dodatnie i ujemne stany naładowania. Stopień kompensacji wynosi przy tym około $2,5 \cdot 10^{-5}$. Przy temperaturach powyżej temperatury ciekłego azotu rozpoczyna się skokowa wymiana ładunków pomiędzy neutralnymi diwakansami, co prowadzi do dalszego zwiększenia szerokości pasma domieszkowego (rys. 4.5).

Przy różniącym się od zera stopniu kompensacji, co jest charakterystyczne dla wyższych temperatur, np. temperatury pokojowej, wyrażenie (4.20) pozwala określić iloczyn prawdopodobieństwa skokowej wymiany ładunku $P(T)$ i czasu istnienia diwakansów w stanie naładowanym τ .

$$P(T)\tau = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\Delta E(T)}{\Delta E(0)} \right)^3 - 1 \right] \quad (4.28)$$

Wyliczenia wielkości stopnia kompensacji $K_{\text{nas}}(T)$ i $P(T)\tau$ wykonane na podstawie eksperymentalnej zależności ΔE_w w funkcji temperatury za pomocą wyrażeń (4.14) i (4.28) przedstawiono na rysunku 4.6.



Rys. 4.6 Temperaturowe zależności $P(T)\tau$ (wzór 4.28) i stopnia kompensacji $K_{naś}$ (wzór 4.14) [84]

Jak widać z rysunku 4.6, przy $T_a = 250$ K stopień kompensacji osiąga wartość 0,23, tj. koncentracja defektów znajdujących się w stanach naładowanych, wynosi około $0,46 \cdot N_D$. Dalszy wzrost temperatury praktycznie nie zmienia szerokości połówkowej pasma pochłaniania i stopnia kompensacji aż do $T_a = 350$ K. Przy $T_a > 350$ K wartości $K_{naś}$ i $P(T)\tau$ zaczynają się zmniejszać.

Prawdopodobieństwo skokowej wymiany $P(T)$ powinno rosnąć wraz ze wzrostem temperatury. Zmniejszenie $P(T)\tau$ i $K_{naś}(T)$ przy $T_a > 350$ K związane jest z heterogenną strukturą naświetlanego neutronami krzemu.

Wiadomo [142], że w tym przypadku diwakansy powstają w kaskadach wybiciowych, w których ich koncentracja może osiągnąć wartość ok. 10^{20} cm^{-3} . Pozostała część krzemu zawiera znacznie mniejszą koncentrację diwakansów. W związku z tym skokowa wymiana początkowo ma miejsce w kaskadach. Kiedy w nich praktycznie wszystkie defekty będą posiadały ładunek elektryczny, neutralne diwakansy pozostaną tylko w przestrzeni pomiędzy kaskadami. Jednak ze względu na to, że w mniej zdefektowanych obszarach koncentracja diwakansów jest znacznie mniejsza, w tym zakresie temperatur szerokość połówkowa pasma pochłaniania przez neutralne diwakanse, zgodnie ze wzorami (4.19) i (4.20) powinna się zmniejszyć.

Wyrażenie $P(T)\tau$ wchodzi w formułę na statyczną podatność dielektryczną wywołaną skokową wymianą elektronów między neutralnymi amfoterycznymi defektami [143]:

$$\chi_p = \frac{N_D P(T) \pi^2 R^2}{\varepsilon_0 kT} \quad (4.29)$$

Na podstawie pomiarów optycznej szerokości linii pochłaniania na neutralnych diwakansach, przedstawionej na rysunku 4.2, można wykorzystując wzór (4.28) określić wielkość $P(T)\tau$, która wchodzi do wzoru (4.29) opisującego temperaturową zależność dodatkowej polaryzacji silnie zdefektowanych półprzewodników. Przeprowadzone bezpośrednie pomiary przenikalności dielektrycznej dla próbki krzemu analogicznego do wykorzystywanego w optycznych pomiarach opisanych wyżej, przy temperaturze pokojowej i częstotliwości pomiarowej $f = 100$ Hz dały wielkość $\chi_p \approx 50$. Podstawiając do wzoru (4.29) wartości N_D - wzór (4.23) i $P(T)\tau$ - wzór (4.28) wyliczone z widm pochłaniania dla $T_a = 300$ K (rys. 4.3) otrzymamy $\chi_p \approx 70$, co pozostaje w zgodności z wartością otrzymaną z bezpośrednich pomiarów.

4.4 Podsumowanie

Opracowano generacyjno – rekombinacyjny model skokowej wymiany ładunków w półprzewodnikach, zawierających duże koncentracje defektów amfoterycznych. Z modelu wynika, że przy zwiększeniu koncentracji defektów zmniejsza się czas życia nośników i gdy osiągnie on wartość zbliżoną do czasu relaksacji, półprzewodnik w sposób naturalny przechodzi od przewodności pasmowej do przewodności skokowej.

Na podstawie modelu, uwzględniając fluktuacje potencjału wywołane pojawieniem się dodatnio i ujemnie naładowanych defektów, obliczono stopień kompensacji i jego zależność od koncentracji defektów i temperatury. Po raz pierwszy wykazano, że szerokość pasma poziomów defektów, powstającego przy dużych ich zawartościach, zależy nie tylko od ich koncentracji, ale i od temperatury.

Weryfikacja doświadczalna modelu, przeprowadzona na podstawie pomiarów temperaturowej zależności pasma pochłaniania neutralnych diwakansów pokazała jego dużą zgodność z wynikami doświadczalnymi.

5. Wysokotemperaturowa skokowa przewodność w implantowanym jonowo krzemie

Przy naświetlaniu krzemu wysokoenergetycznymi cząsteczkami (neutrony, α – cząsteczki, jony) powstają w nim defekty radiacyjne kompensujące domieszki płytkie. Można przyjąć za regułę, że stosując odpowiednie dawki napromieniowania powstaje stan w którym poziom Fermiego znajduje się w pobliżu środka pasma zabronionego, a krzem staje się praktycznie półizolacyjnym z powodu dużych koncentracji defektów radiacyjnych, wnoszących głębokie poziomy w paśmie zabronionym. Większość powstałych defektów, okazują się amfoterycznymi, tzn. takimi, które mogą występować jako donory, akceptory a także, w niskich temperaturach i przy dużych dawkach naświetlenia pozostają neutralnymi.

Ze wzrostem temperatury pojawia się możliwość skokowej wymiany elektronów między sąsiednimi neutralnymi defektami. W pracach [150, 152] po raz pierwszy zaprezentowano model skokowej przewodności na zmiennym prądzie w silnie zdefektowanych półprzewodnikach.

Z modelu wynika, że skokowa wymiana ładunków między studniami potencjałów neutralnych defektów powoduje silną zależność częstotliwościową przewodności elektrycznej półprzewodników kompensowanych naświetlaniem. Podstawowymi parametrami modelu okazuje się czas życia dipola τ (czas do kolejnego przeskoku elektronu) i prawdopodobieństwo p drugiego przeskoku w kierunku przeciwnym do kierunku zewnętrznego pola elektrycznego oraz prawdopodobieństwo powrotu elektronu do studni potencjału z której wykonał przeskok $(1 - p)$.

W cyklu opublikowanych prac dotyczących powyższej tematyki, wykazano, że skokowa wymiana ładunków jest zjawiskiem znacznie bardziej złożonym niż tradycyjna skokowa przewodność przy prądzie stałym [80, 150, 165].

Przeskakujący elektron uczestniczy w przepływie prądu elektrycznego – skokowej przewodności. W eksperymentach przeprowadzonych na prądzie zmiennym, była mierzona pojemność, rezystancja i tangens kąta strat dielektrycznych w równoległym schemacie zastępczym. Należy zwrócić uwagę na fakt, że do momentu opracowania modelu skokowej przewodności, opartego na określeniu prawdopodobieństwa przeskoków (prąd stały) i wpływu częstotliwości prądu przemiennego, analiza dodatkowej składowej przewodności na prądzie zmiennym nie miała podstaw teoretycznych.

5.1 Model skokowego przenoszenia ładunków w silnie zdeformowanych półprzewodnikach na prądzie zmiennym

W pracy [133] przedstawiono fizyczne podstawy modelu skokowego przenoszenia ładunków na prądzie zmiennym. W pracy [151] oraz w rozdziale 4.1 niniejszej monografii zamieszczono matematyczne formuły, opisujące fizyczne procesy uwzględnione w modelu. Z wielu różnych powodów w powyższych opracowaniach nie było możliwości określenia w sposób analityczny składowych - aktywnej i biernej przewodności. Dlatego były prowadzone prace wykorzystujące metody ilościowe [132, 151]. Rezultaty komputerowego modelowania okazały się zbieżne z wynikami uzyskanymi w sposób eksperymentalny dla częstotliwościowych zależności przewodności arsenku galu naświetlonego jonami H^+ [151], implantowanego Si [132] z rozdziału 4 oraz nanomateriałów $(Co_{0,45}Fe_{0,45}Zr)_x+(Al_2O_3)_{1-x}$ [150].

W modelu zakłada się, że w półprzewodniku występują studnie potencjałów w których są zlokalizowane ładunki, a przenoszenie ładunków odbywa się poprzez przeskoki z jednej do drugiej studni. W takiej sytuacji nie interesuje nas charakter studni potencjałów. Mogą to na przykład być studnie potencjałów domieszek płytkich przy temperaturach helowych, studnie potencjałów głębokich domieszek lub defektów, studnie potencjałów spowodowane fluktuacjami potencjału, studnie punktów kwantowych i inne. Pomijamy również mechanizm przejścia ładunku pomiędzy studniami – tunelowanie, termicznie aktywowany skok nad barierą potencjału i inne.

Zakładamy, że zewnętrzne pole elektryczne jest na tyle słabe, że nie zmienia częstości przeskoków z jednej obojętnej studni do drugiej, a jedynie doprowadza do ich asymetrii, czyli prowadzi do pojawienia się przepływu prądu stałego lub zmiennego o niskiej częstotliwości, zgodnego fazowo z wymuszającym polem elektrycznym.

Jeśli przyjmiemy, że pole elektryczne jest zmienne i opisane funkcją:

$$E = E_0 \sin \alpha t \quad (5.1)$$

to przeskoki doprowadzą do pojawienia się składowej zmiennej prądu (rys. 5.1 b), której gęstość określamy zależnością:

$$j_o = \sigma E_0 \sin \alpha t \quad (5.2)$$

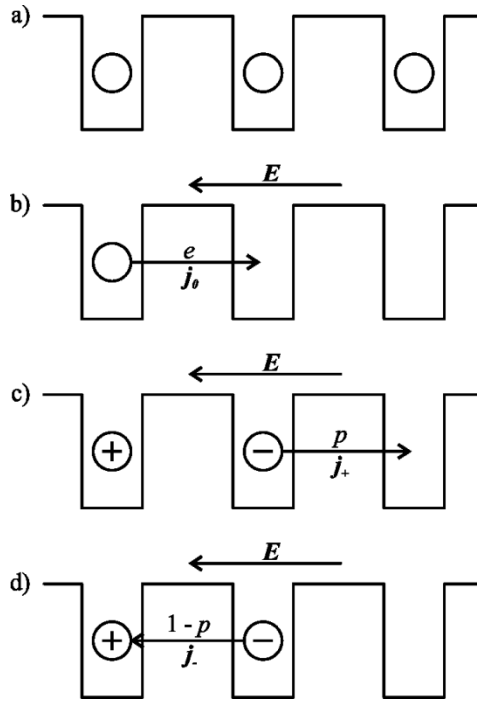
Po przeskoku powstaje dipol (rys. 5.1c) a elektron pozostaje w studni potencjału przez czas τ , po czym pojawiają się dwa możliwe warianty następnego przeskoku:

- kolejny przeskok następuje w kierunku określonym zewnętrznym polem elektrycznym, prawdopodobieństwo takiego przeskoku oznaczamy p . Taka sytuacja powoduje pojawienie się drugiej składowej prądu o gęstości (rys. 5.1c):

$$j_+ = p\sigma E_o \sin[\omega(t - \tau)] \quad (5.3)$$

- elektron po upływie czasu τ , wraca do studni potencjału z której nastąpił przeskoczek. Prawdopodobieństwo wystąpienia takiej sytuacji jest równe $(1 - p)$ i powoduje ona pojawienie się trzeciej składowej prądu o gęstości (rys. 5.1d):

$$j_- = -(1 - p)\sigma E_o \sin[\omega(t - \tau)] \quad (5.4)$$



Rys. 5.1 Schemat przeskoków elektronu pomiędzy studniami potencjałów

Ostatecznie gęstość prądu będzie równa:

$$j = j_o + j_+ + j_- \quad (5.5)$$

czyli

$$j = \sigma E_o \{ \sin \omega t + p \sin[\omega(t - \tau)] - (1 - p) \sin[\omega(t - \tau)] \} \quad (5.6)$$

Jak wynika ze wzorów 5.1 i 5.6 wypadkowa gęstość prądu ma dwie składowe – aktywną (rzeczywistą) i bierną (urojoną), przesuniętą fazowo w stosunku do zewnętrznego pola elektrycznego, odpowiednio opisane zależnościami:

- składowa aktywna

$$j_a = \sigma E_o \cdot (1 - \cos \omega \tau + 2p \cos \omega \tau) \cdot \sin \omega t \quad (5.7)$$

- składowa bierna

$$j_r = \sigma E_o \cdot (\sin \omega \tau - 2p \sin \omega \tau) \cdot \cos \omega t \quad (5.8)$$

Analiza składowej aktywnej, przy założeniu, że $\omega \rightarrow 0$, czyli w obszarze niskich częstotliwości, pozwala zastosować uproszczenie według którego:

$$j_a \cong 2\sigma E_o p \quad (5.9)$$

Wraz ze wzrostem częstotliwości prądu zmiennego, składowa aktywna zmienia się, jako funkcja częstotliwości, tj.:

$$j_a \sim \omega^\alpha \quad (5.10)$$

przy czym α zależy od prawdopodobieństwa przeskoku p . Dla $p \ll 1$ wykładnik $\alpha \cong 2$. Wraz ze wzrostem prawdopodobieństwa przeskoku elektronu α maleje, i przy $p = 0,5$ osiąga $\alpha = 0$.

Reasumując:

$$0 \leq \alpha(p) \leq 2 \quad (5.11)$$

Należy zwrócić uwagę, że powyższe rozważania są prawdziwe w zakresie temperatur $T < 500$ K, gdy wartość $P(T) \cdot \tau \ll 1$, co odpowiada sytuacji w której tylko niewielka część studni potencjałów pozostaje w stanie naładowanym.

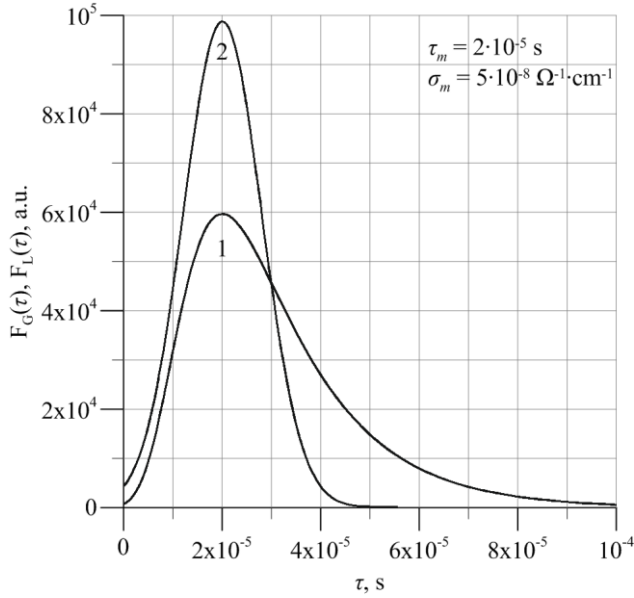
W pracy [157] wykazano, że wzajemne oddziaływanie sąsiednich studni potencjałów prowadzi do tego, że czas τ , podczas którego elektron pozostaje w studni potencjału, przestaje być wartością stałą. W pracy [157] i następnych opracowaniach [132, 151] zakładano, że rozkład czasu τ jest zbliżony do normalnego i określony jest formułą:

$$F_g(\tau) = \frac{1}{\sigma_m \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\tau - \tau_m)^2}{2\sigma_m^2}\right), \quad (5.12)$$

a składową aktywną gęstości prądu opisuje zależność:

$$j_a(\omega) = \sigma E_o \sin \omega t \int_{\tau_m \cdot 10^{-2}}^{\infty} F_g(\tau) [1 - (1 - 2p) \cos \omega \tau] d\tau \quad (5.13)$$

Jak widać z rysunku 5.2, rozkład normalny jest symetryczny względem wyznaczonej wartości τ_m w przedziale od $-\infty$ do $+\infty$.



Rys. 5.2 Rozkład Landaua (1) wyznaczony wg formuły (5.12) i normalny (2) dla $\tau_m = 2 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ i $\sigma_m = 5 \cdot 10^{-8} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$

Dlatego czas τ może przyjmować dowolnie małe wartości, a nawet ujemne wartości, co jest trudne do wyjaśnienia w sposób fizyczny. Analiza przebiegu składowej aktywnej prądu (rys. 5.3), uzyskanej za pomocą symulacji komputerowej na podstawie formuły (5.7) dla rozkładu Gaussa (5.11), wykazała, że powstaje pozorne maksimum w postaci oscylacji w obszarze wartości od 0,3 do 0,8 iloczynu częstotliwości f i czasu τ (rys. 5.3). Jest to związane z występowaniem w rozkładzie Gaussa ujemnych oraz bliskich zeru wartości τ . Ujemne wartości czasów oznaczają, że elektron powraca ze studni drugiej do pierwszej, jeszcze przed skokiem z pierwszej do drugiej, co jest fizycznie niemożliwe.

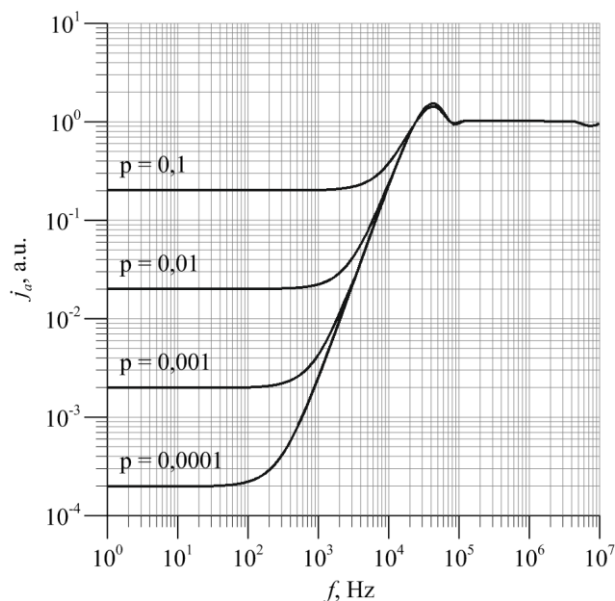
W związku z powyższym dla tego rodzaju przebiegu konieczne jest odrzucenie wartości $\tau < \tau_m \cdot 10^{-2}$, co przekłada się na pewien błąd w wyznaczeniu wartości gęstości prądu.

Fizycznie uzasadnionym wydaje się wybór rozkładu czasów τ , dla którego różne od zera wartości gęstości prawdopodobieństwa uzyskuje się dla $\tau > \tau_0$. Na tej podstawie można na przykład zastosować rozkład ekstremalnych wartości [110] lub rozkład Landaua w przybliżeniu Moyala [74]:

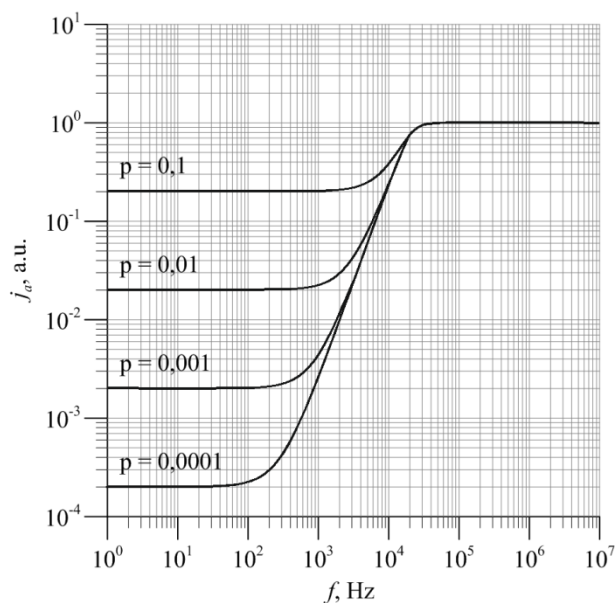
$$F_L(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_m} \exp\left(-\frac{\tau - \tau_m}{2\sigma_m} - \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\tau - \tau_m}{\sigma_m}\right)\right) \quad (5.14)$$

Na rysunku 5.2 przedstawiono rozkład normalny i rozkład Landaua, wyznaczone dla takich samych wartości τ_m i σ_m . Widać, że dla rozkładu Landaua wartości prawdopodobieństwa w obszarze czasów $\tau > \tau_0$ są wiele mniejsze niż dla rozkładu Gaussa. W sensie fizycznym, minimalna wartość czasu τ_0 odpowiada przypadkowi, kiedy dwie studnie potencjałów znajdują się na minimalnej z możliwych odległości, tzn. kiedy jeszcze nie połączyły się w jedną. Przy czym wielkość bariery potencjałów między nimi nie zmniejszyła się na tyle, żeby elektron swobodnie mógł przejść z jednej do drugiej studni. Dla studni potencjałów defektów wnoszących głębokie poziomy w paśmie zabronionym oznacza to, że jeszcze nie nastąpiło połączenie dwóch defektów, na przykład dwóch diwakansów w jeden bardziej złożony – czterowakans. Dlatego też, w dalszych rozważaniach teoretycznych i symulacjach komputerowych będzie wykorzystywany rozkład Landaua opisany formułą (5.14).

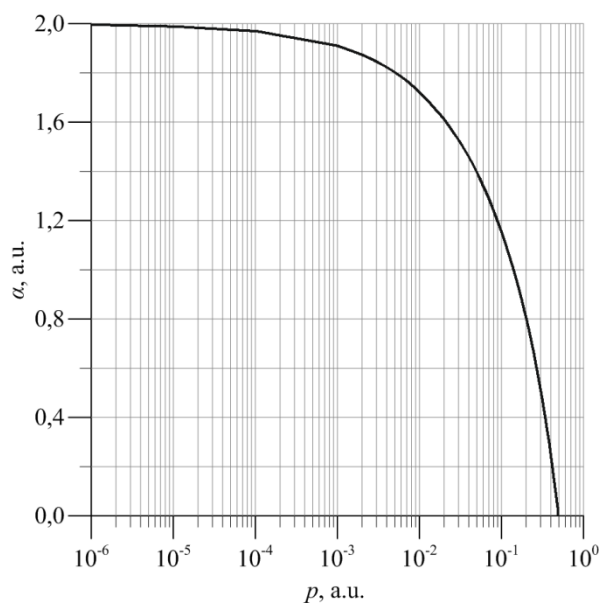
Częstotliwościowe zależności gęstości składowej aktywnej prądu, zostały wyznaczone metodą symulacji komputerowej dla wartości prawdopodobieństwa p z zakresu od 0,5 do 10^{-6} . Jak widać na rysunku 5.3 w obszarze niskich częstotliwości ($f \ll 1/\tau_m$) gęstość składowej aktywnej prądu nie zależy od częstotliwości. Podobnie sytuacja wygląda w obszarze wysokich częstotliwości ($f > 1/\tau_m$). W obszarze przejściowym obserwuje się zależność od częstotliwości, odpowiadającą formule (5.10).



Rys. 5.3a Częstotliwościowe zależności gęstości składowej aktywnej prądu, wyznaczone z wykorzystaniem symulacji komputerowej w oparciu o formuły (5.12) i (5.13) dla rozkładu normalnego Gaussa



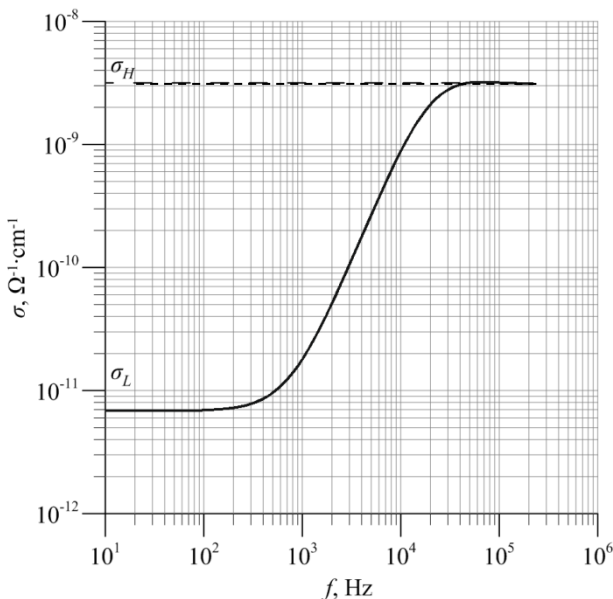
Rys. 5.3b Częstotliwościowe zależności gęstości składowej aktywnej prądu, wyznaczone z wykorzystaniem symulacji komputerowej w oparciu o formuły (5.14) i (5.13) dla rozkładu Landaua



Rys. 5.4 Zależność współczynnika częstotliwościowego α ze wzoru (5.10) od wartości prawdopodobieństwa przeskoków p

Zależność współczynnika częstotliwościowego α od wartości prawdopodobieństwa przeskoku p uzyskaną na drodze symulacji komputerowej przedstawia rysunek 5.4. Jak widać na nim, współczynnik α może zmieniać się w przedziale od około 2 dla $p \leq 10^{-4}$ do 0 dla $p = 0,5$. Duże wartości α dotyczą przypadków w których dochodzi do przeskoku między neutralnymi studniami potencjałów, w wyniku którego powstaje dipol. Lokalne pole dipola, szczególnie przy dużych wartościach przenikalności dielektrycznej (Si, GaAs, CdTe i inne) jest znacznie silniejsze od pola zewnętrznego i zmusza elektron do przeskoku powrotnego. Dlatego prawdopodobieństwo powrotu ładunku na swoje pierwotne miejsce i tym samym zaniku dipola $(1-p)$ powinno być bliskie jedności, a $p \ll 1$. Przeskoki ze studni neutralnej do naładowanej, na przykład w półprzewodnikach kompensowanych miękkimi domieszkami, powinny występować przy $p \sim 0,5$, czyli w sytuacji kiedy $\alpha \rightarrow 0$, co oznacza, że w tym przypadku częstotliwościowa zależność składowej aktywnej prądu jest słaba, albo w ogóle jej nie ma.

Zaproponowany model skokowej wymiany ładunków na prądzie zmiennym w silnie zdefektowanych półprzewodnikach, pozwala rozszerzyć znane już modele przewodności skokowej dla prądu stałego, w których określono wartości σ_L (konduktywność w obszarze niskich częstotliwości) (rys. 5.5) na obszar prądów zmiennych. W tym celu wystarczy uzupełnić powyższe modele o wartości p i τ występujące we wzorze (5.6).



Rys. 5.5 Częstotliwościowa zależność przewodności – rezultaty modelowania komputerowego według modelu

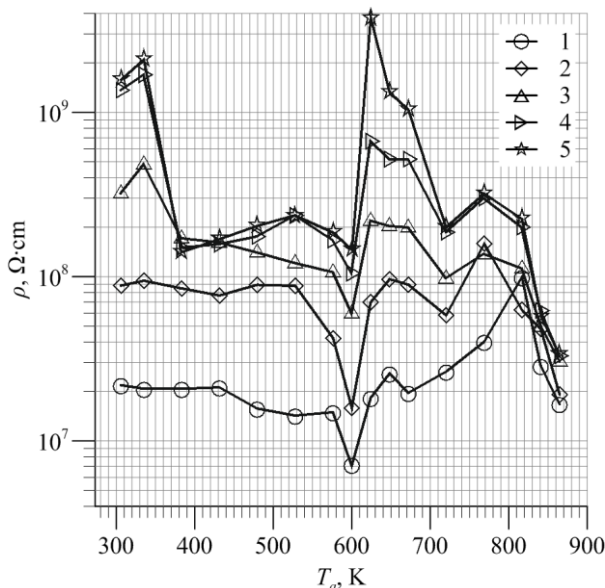
Wartości prawdopodobieństwa przeskoku p można określić z odpowiedniego przebiegu doświadczalnego $\sigma = f(f)$, pokazanego na przykład na rysunku 5.5. Z analizy wzoru 5.6 wynika, że p jest ilorazem wartości konduktywności w obszarze niskich σ_L oraz wysokich σ_H częstotliwości:

$$p = \frac{\sigma_L}{2\sigma_H} \quad (5.15)$$

5.2 Badania mechanizmów przewodnictwa elektrycznego w implantowanym jonowo krzemie

W celu weryfikacji doświadczalnej zaproponowanego modelu, przeprowadzono analizę rezystywności i przewodności krzemu domieszkowanego borem ($\rho = 0,04 \Omega \cdot \text{cm}$) implantowanego jonami Ne^{++} o energii 600 keV, dawką $1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ [136].

Na rysunku 5.6 przedstawiono zależności rezystywności implantowanej warstwy od temperatury 15-minutowego izochronicznego wygrzewania, zmierzone przy różnych częstotliwościach.



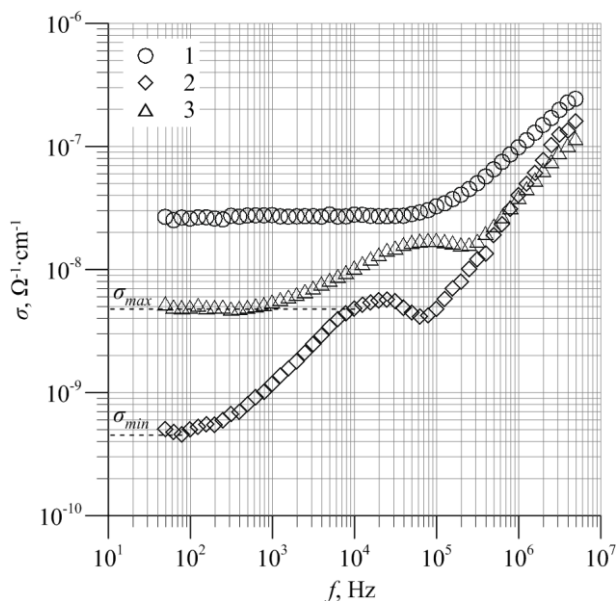
Rys. 5.6 Zależności rezystywności krzemu o $\rho = 0,04 \Omega \cdot \text{cm}$, implantowanego jonami Ne^{++} z $E = 600 \text{ keV}$, dawką $1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ od temperatury wygrzewania izochronicznego. Częstotliwości pomiarowe: 1 – 10^2 Hz , 2 – 10^3 Hz , 3 – 10^4 Hz , 4 – 10^5 Hz . Temperatura pomiarów – pokojowa

Jak widać na rysunku, w naświetlonym krzemie występują cztery stadia wygrzewania defektów powodujące zmniejszenie rezystywności: $T_1 > 350$ K, $T_2 > 550$ K, $T_3 > 630$ K i $T_4 > 820$ K oraz jedno stadium wzrostu rezystywności, dla $T_0 > 600$ K.

Stadium T_1 jest związane z wygrzewaniem międzywęzłowych centrów, widocznych na spektrach EPR jako Si-P6 [56]. Stadium T_2 może być związane z wygrzewaniem diwakansów [26, 73]. Stadium „odwrotnego” wygrzewania T_0 i stadium T_3 związane są, odpowiednio ze wzrostem (T_0) i zmniejszeniem (T_3) koncentracji międzywęzłowych defektów Si-B3 [16]. Stadium wygrzewania T_4 związane jest z wygrzewaniem międzywęzłowych defektów.

Wygrzewanie do temperatury 873 K nie spowodowało usunięcia wszystkich defektów z implantowanej warstwy. Potwierdzeniem tego jest wartość rezystywności jednostkowej, która zmniejszyła się od wartości $2 \cdot 10^9 \Omega \cdot \text{cm}$, bezpośrednio po naświetleniu, do około $2 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ po wygrzaniu próbki w temperaturze 873 K, w sytuacji gdy rezystywność próbki niezdefektowanej wynosiła $0,04 \Omega \cdot \text{cm}$ (rys. 5.6).

Na rysunku 5.7 przedstawiono przykłady częstotliwościowych zależności konduktywności, zmierzonej po różnych temperaturach wygrzewania. Na ich podstawie określono prawdopodobieństwo skokowej wymiany ładunków, korzystając ze wzoru (5.15) a z nachylenia krzywych – wartości $\alpha_{\max}$.



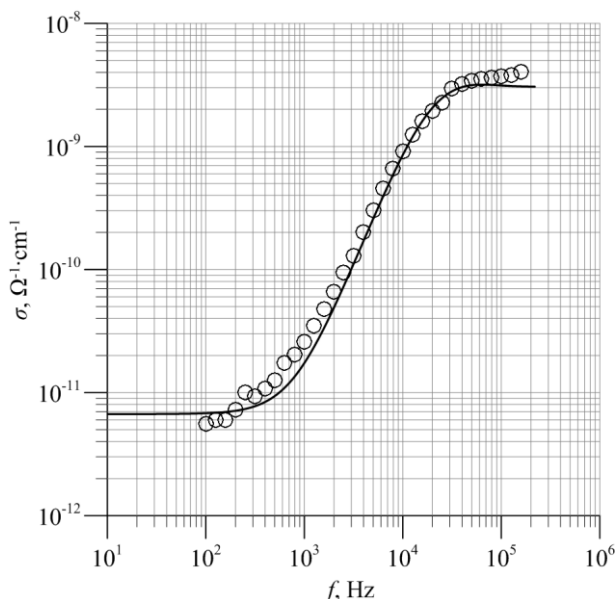
Rys. 5.7 Częstotliwościowe zależności konduktywności krzemu domieszkowanego borem ($\rho = 0,04 \Omega \cdot \text{cm}$), implantowanego jonami Ne^{++} z $E = 600$ keV, dawka $1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ zmierzone przy temperaturze pokojowej. Temperatury wygrzewania: 1 – 423 K, 2 – 648 K, 3 – 723 K

Jak widać z rysunku 5.7, częstotliwościowe zależności konduktywności krzemu implantowanego jonami neonu Ne^{++} , jakościowo są zgodne z wynikami symulacji komputerowej, przedstawionymi na rysunku 5.3.

Analizując przebiegi z rysunków 5.3 ÷ 5.7, można stwierdzić, że rezultaty komputerowego modelowania skokowej przewodności na prądzie zmiennym, przeprowadzonego w oparciu o zaproponowany model, zarówno pod względem jakościowym, jak i ilościowym, są zgodne z wynikami eksperymentalnymi uzyskanymi dla implantowanego jonowo krzemu.

Dla potwierdzenia uniwersalności zaproponowanego w rozdziale 5.1 modelu przewodnictwa elektrycznego w silnie zdefektowanych półprzewodnikach, badaniom poddano próbki krzemu domieszkowanego borem o tej samej rezystywności wyjściowych ($\rho = 0,04 \Omega\cdot\text{cm}$), implantowanego również jonami Ne^{++} , ale o innych parametrach implantacji, tj. o energii 100 keV i dawce $2,2\cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$.

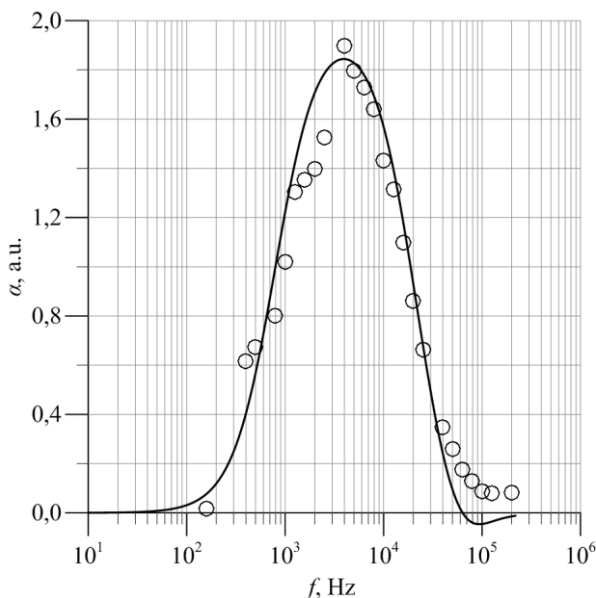
Na rysunku 5.8 przedstawiono zależność doświadczalną przewodności elektrycznej σ od częstotliwości pomiarowej f dla temperatury wygrzewania izochronicznego $T_a = 568 \text{ K}$ i przebieg uzyskany w wyniku symulacji komputerowej przeprowadzonej w oparciu o opracowany model przenoszenia ładunków.



Rys. 5.8 Częstotliwościowa zależność przewodności krzemu domieszkowanego borem ($\rho = 0,04 \Omega\cdot\text{cm}$), kompensowanego naświetlaniem jonów Ne^{++} , $E = 100 \text{ keV}$, dawka $2,2\cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, $T_a = 598 \text{ K}$, zmierzona przy temperaturze $T_p = 173 \text{ K}$ (okręgi – wyniki doświadczalne, linia ciągła – symulacja komputerowa)

Rysunek 5.9 przedstawia wyznaczone z eksperymentalnej zależności $\sigma(f)$ widocznej na rysunku 5.8, wartości częstotliwościowego współczynnika $\alpha(f)$ występującego w zależności:

$$\sigma \sim f^\alpha \quad (5.16)$$



Rys. 5.9 Zależność częstotliwościowego współczynnika α od częstotliwości pomiarowej wyznaczona dla krzemu domieszkowanego borem ($\rho = 0,04 \Omega\text{-cm}$), kompensowanego naświetlaniem jonów Ne^{++} , $E = 100 \text{ keV}$, dawka $2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, $T_a = 598 \text{ K}$, zmierzona przy temperaturze $T_p = 173 \text{ K}$ (okręgi – wyniki doświadczalne, linia ciągła – symulacja komputerowa)

Na rysunkach 5.8 i 5.9 linie ciągłe odpowiadają rezultatom symulacji komputerowej częstotliwościowych zależności przewodności i współczynnika α , przeprowadzonych w oparciu o model zjawiska skokowego przenoszenia ładunków szczegółowo omówiony w rozdziale 5.1, natomiast okręgi przedstawiają punkty pomiarowe. Jak widać, w obydwu przypadkach występuje dostatecznie dobra zgodność wyników pomiarów i symulacji komputerowej.

Obliczenia przeprowadzone na bazie uzyskanych wyników pomiarów, pozwoliły wyznaczyć czas życia dipola ($\tau = 4 \mu\text{s}$) i prawdopodobieństwo kolejnego przeskoku elektronu ($p \cong 0,0011$). Natomiast z temperaturowej zależności przewodności dla częstotliwości pomiarowej $f = 100 \text{ Hz}$ prezentowanej w następnym rozdziale (rys. 5.14) wyznaczono wartość energii aktywacji przeskoków z defektu, która wynosi $\Delta E_0 \cong 0,13 \text{ eV}$.

5.3 Zmiennoprądowe przewodnictwo elektryczne w silnie zdefektowanym krzemie

W zależności od stopnia krystalizacji krzemu jest on charakteryzowany dwoma różnymi formami przewodzenia prądu elektrycznego. Pierwszy, klasyczny przypadek to krzem monokrystaliczny, w którym zachodzi przewodzenie pasmowe. Zupełnie inaczej przedstawia się sytuacja w przypadku krzemu amorficznego wytwarzanego naparowywaniem próżniowym, w którym może występować przewodzenie skokowe (hoppingowe). Według N.F. Motta [72] przewodność odpowiadająca tej formie wymiany ładunków wykazuje silną zależność od częstotliwości, którą można opisać funkcją $\sigma = \sigma_H \cdot f^\varepsilon$. Natomiast przewodzenie pasmowe nie zależy od częstotliwości aż do 10^8 Hz.

Z uwagi na fakt, że monokrystaliczny krzem po poddaniu implantacji jonowej jest silnie zdefektowany, jego właściwości są dalekie od charakterystycznych dla krzemu krystalicznego, w związku z czym można z dużą dozą prawdopodobieństwa postawić tezę, że występują w nim obydwa mechanizmy przewodzenia prądu, czyli zarówno pasmowy jak i skokowy. W tym przypadku całkowita konduktywność jest superpozycją dwóch składowych, tj. pasmowej – σ_B i skokowej – $\sigma_H \cdot f^\alpha$, co wyraża zależność:

$$\sigma(f) = \sigma_B + \sigma_H \cdot f^\alpha \quad (5.17)$$

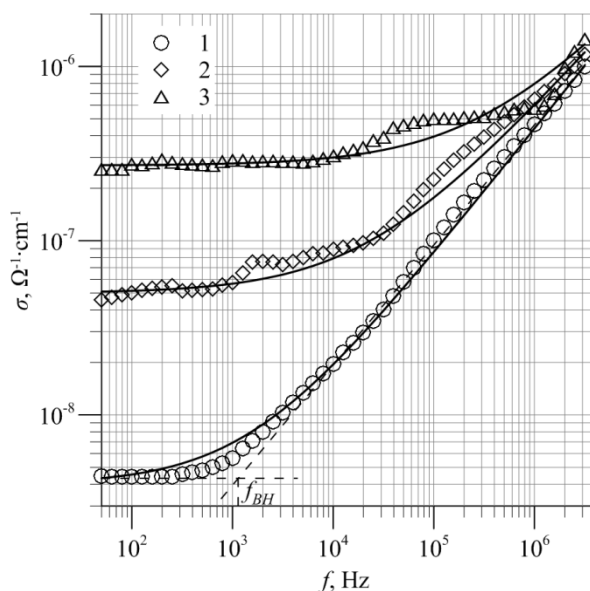
Zagadnienie skokowej wymiany ładunków w silnie zdefektowanych półprzewodnikach i związanego z nią przewodzenia zostało szeroko omówione w pracy [147]. Niniejszy rozdział zawiera wyniki eksperymentalne i ich analizę mającą na celu potwierdzenie poprawności postawionej tezy.

Badaniom poddano krzem domieszkowany borem o rezystywności wyjściowej $\rho = 0,04 \Omega \cdot \text{cm}$, implantowany jonami neonu Ne^{++} o energii $E = 600 \text{ keV}$, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, przy gęstości prądu $j = (0,025 \div 0,030) \mu\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$ w temperaturze pokojowej. Próbkę do badań przygotowano wykorzystując zaimplantowane uprzednio prostokątne płytki krzemowe o powierzchni około $0,4 \text{ cm}^2$, na które nałożono kontakty z pasty srebrnej. Jak ustalono w [110], takie kontakty nie powodują powstawania bariery potencjałów na granicy metal – półprzewodnik. Próbkę poddano wygrzewaniu izochronicznemu ($t = 15 \text{ min}$) w piecu oporowym przy temperaturach z zakresu od 323 K do 873 K ze skokiem od 25 K do 50 K . Wybrano 15-to minutowy czas wygrzewania z uwagi na fakt, że szereg operacji technologicznych podczas produkcji półprzewodnikowych układów mikroelektronicznych (np. metalizacja), powodujących wzrost temperatury, trwa znacznie dłużej niż na przykład zastosowane w pracach [3] i [4] wygrzewanie 60-cio sekundowe.

Całość badań przeprowadzono zgodnie z metodyką szczegółowo omówioną w rozdziale 3.

W celu określenia udziału poszczególnych składowych w całkowitej konduktywności badanych próbek, sporządzono wykresy doświadczalne $\sigma = f(f)$ dla różnych temperatur wygrzewania izochronicznego oraz dokonano ich aproksymacji z wykorzystaniem zależności (5.17). Uzyskane rezultaty dla wybranych temperatur wygrzewania przedstawiono na rysunku 5.10.

Uzyskane wyniki wskazują (rys. 5.10), że przewodzenie w krzemie implantowanym dużymi dawkami jonów jest superpozycją przewodzenia pasmowego i skokowego.



Rys. 5.10 Zależności konduktywności od częstotliwości pomiarowej dla krzemu domieszkowanego borem, o rezystywności $\rho = 0,04 \Omega\text{-cm}$, implantowanego w temperaturze pokojowej jonami neonu Ne^{++} o energii $E = 600 \text{ keV}$, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, wygrzewanego w temperaturach T_a : 1 - 323 K, 2 - 573 K i 3 - 873 K (przebiegi wykonane z wykorzystaniem symboli – dane pomiarowe, linie ciągłe – aproksymacja za pomocą funkcji $\sigma(f) = \sigma_B + \sigma_H f^\alpha$) [136]

Wartości konduktywności skokowej zależą od odległości między defektami, czyli od koncentracji defektów. O tym, że wygrzewanie poimplantacyjne zmienia wypadkową koncentrację defektów radiacyjnych świadczy fakt, że wraz ze wzrostem temperatury wygrzewania wzrasta częstotliwość, do której charakterystyka $\sigma(f)$ pozostaje płaską (rys. 5.10), a więc związaną z przewodzeniem pasmowym. Dyspersja konduktywności wynika z pojawienia się przewodzenia skokowego.

Z rysunku 5.10 wynika, że częstotliwość f_{BH} do której σ pozostaje niezmienna jest funkcją temperatury wygrzewania i przykładowo wynosi: 10^3 Hz dla $T_a = 323$ K; 10^4 Hz dla $T_a = 573$ K oraz $8 \cdot 10^4$ Hz dla $T_a = 873$ K. Sposób wyznaczenia f_{BH} przedstawiono na rysunku 5.10.

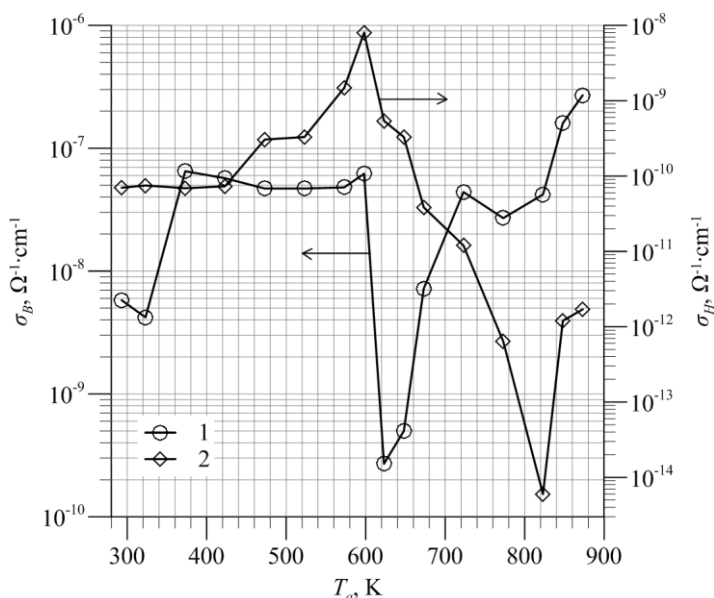
Na podstawie analizy aproksymacji krzywej pomiarowej $\sigma(f)$ dla próbki implantowanej w temperaturze pokojowej, wyznaczono wartość składowej pasmowej σ_B , składowej skokowej σ_H oraz współczynnika α , przy czym składową pasmową σ_B określono dla małych częstotliwości, rzędu kilkuset herców a składową skokową σ_H dla $f = 1$ MHz.

Przykładowo dla temperatury wygrzewania $T_a = 323$ K otrzymano następujące wartości:

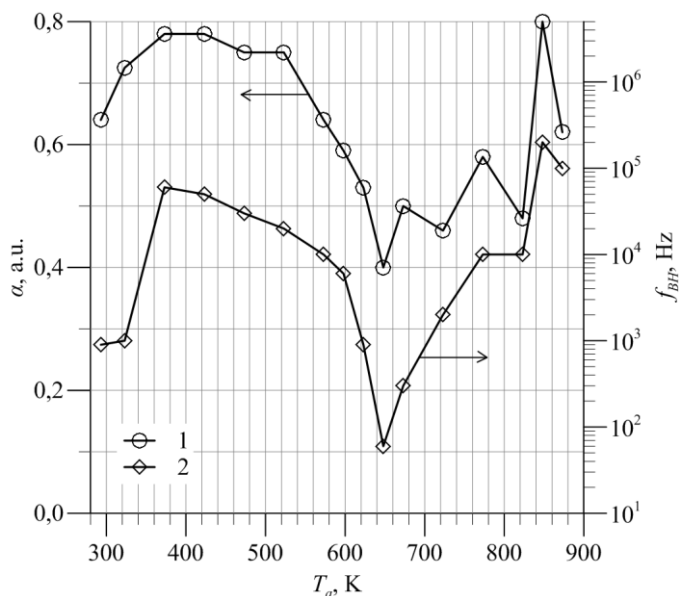
$$\sigma_B = 4,2 \cdot 10^{-9} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}; \quad \sigma_H = 1,95 \cdot 10^{-11} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}; \quad \alpha = 0,725.$$

W analogiczny sposób określono wartości σ_B , σ_H i α dla wszystkich pozostałych temperatur wygrzewania a uzyskane wyniki przedstawiono na rysunkach 5.11 i 5.12.

Otrzymane wartości są zgodne z wcześniejszymi rozważaniami teoretycznymi [72] dotyczącymi przewodzenia skokowego, gdzie konduktywność wynikająca ze skokowej wymiany ładunków wyrażona jest wzorem: $\sigma(f) = \sigma_0 \cdot f^\alpha$, przy czym według [72] w przypadku tunelowania $\alpha \leq 0,8$.



Rys. 5.11 Zależność składowej pasmowej σ_B (1) i skokowej σ_H (2) konduktywności od temperatury wygrzewania T_a dla krzemu implantowanego jonami Ne^{++} , $E = 600$ keV, $D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ [136]



Rys. 5.12 Zależność współczynnika częstotliwościowego α (1) ze wzoru $\sigma(f) = \sigma_B + \sigma_H \cdot f^\alpha$ oraz częstotliwości przejścia od przewodności pasmowej do skokowej f_{BH} (2) od temperatury wygrzewania T_a dla krzemu implantowanego jonami Ne^{++} , $E = 600$ keV, $D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ [136]

Analizując przebiegi krzywych obrazujących zmiany składowej pasmowej i skokowej przewodności oraz parametru α (rys. 5.11 i 5.12) należy dokonać podziału całego zakresu temperatur wygrzewania na cztery obszary:

- I – zakres temperatur wygrzewania od 293 K do 423 K w którym składowa σ_H ma płaską charakterystykę, co można wytłumaczyć tym, że w rozpatrywanym zakresie temperatur nie zmienia się wypadkowa koncentracja defektów radiacyjnych odpowiedzialnych za skokową wymianę ładunków. Natomiast składowa σ_B wzrasta o jeden rząd wielkości, co można wytłumaczyć wygrzaniem się defektów Si-P6 [73] powodującym wzrost ilości nośników prądu.
- II – zakres temperatur wygrzewania od 473 K do 573 K – zachodzą zmiany koncentracji defektów częściowo się kompensujące. Z jednej strony wygrzewają się defekty o widmach EPR Si-P6, Si-P3 i diwakanse [73], z drugiej natomiast generują się termicznie defekty oznaczone jako Si-B3 oraz Si-P1. Zmiana wypadkowej koncentracji defektów powoduje wzrost σ_H . W przypadku składowej σ_B zachodzące zmiany koncentracji defektów nie wpływają na koncentrację nośników prądu, a tym samym nie zmieniają składowej pasmowej. W tym zakresie temperatur obserwujemy obniżenie wartości α (rys. 5.12) przy prawie stałej wartości

σ_B (rys. 5.11), co powoduje obniżenie częstotliwości przejścia od przewodności pasmowej do przewodności skokowej f_{BH} .

- III – zakres temperatur wygrzewania od 573 K do 623 K – koncentracja defektów Si–B3 i Si–P1 jest na tyle duża, że zapewnia wysoki stopień kompensacji nośników prądu przekładający się na małą wartość σ_B . Jednocześnie duża koncentracja defektów Si–B3 powoduje wzrost prawdopodobieństwa skokowej wymiany ładunków między defektami, a tym samym wzrost σ_H . Poza tym obserwujemy dalsze obniżenie wartości α . Jednoczesne oddziaływanie dwu czynników – obniżenia σ_B oraz α , powoduje zmniejszenie częstotliwości przejścia f_{BH} o około dwa rzędy wielkości (rys. 5.12).
- IV – zakres temperatur wygrzewania od 623 K do 823 K, w którym następuje wzrost udziału przewodnictwa pasmowego przy jednoczesnym zaniku składowej skokowej, spowodowany wygrzaniem się większości defektów, co znacznie obniża ich koncentrację. Jednocześnie wraz ze wzrostem w tym obszarze σ_B zachodzi istotny wzrost częstotliwości przejścia f_{BH} .

Uzyskane przebiegi charakterystyk składowej pasmowej σ_B i składowej skokowej σ_H konduktywności, częstotliwościowego współczynnika α oraz częstotliwości przejścia od przewodności pasmowej do przewodności skokowej f_{BH} , wskazują na to, że w silnie zdefektowanym krzemie występują dwa rodzaje przewodności: pasmowa i skokowa. Dla małych częstotliwości rzędu (100 ÷ 1000) Hz w półprzewodniku dominuje przewodzenie pasmowe, natomiast przy większych wartościach częstotliwości wzrasta i przeważa przewodzenie skokowe. Odpowiednie maksima i minima składowych przewodności odpowiadają temperaturom wygrzewania lub aktywacji poszczególnych defektów radiacyjnych. Minimum składowej pasmowej σ_B występuje przy temperaturze 623 K, czyli przy największej koncentracji defektów Si–B3, natomiast maksimum składowej skokowej σ_H odpowiada temperaturze 598 K, ponieważ wtedy występują optymalne warunki do wymiany ładunków między defektami z uwagi na maksymalną koncentrację defektów Si–P1 i Si–B3.

Należy zaznaczyć, że wartości σ_B , σ_H , α oraz f_{BH} otrzymano na podstawie analizy danych pomiarowych, przy założeniu superpozycji przewodzenia pasmowego i skokowego w zdefektowanym półprzewodniku.

5.4 Badania temperaturowe energii aktywacji defektów radiacyjnych

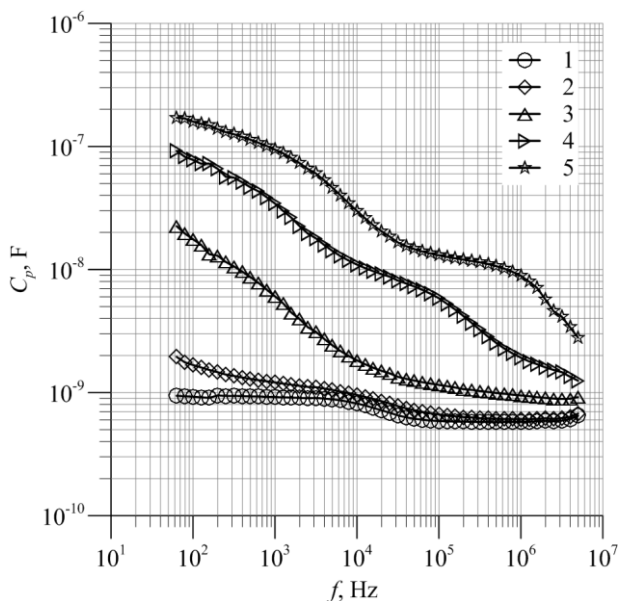
Kolejnym sposobem potwierdzenia zaproponowanego modelu skokowego przewodnictwa elektrycznego i analizy mechanizmów przewodnictwa

elektrycznego w silnie zdefektowanym krzemie jest określenie wpływu częstotliwości pomiarowej i temperatury wygrzewania na jego konduktywność i przenikalność dielektryczną (pojemność) oraz wyznaczenie energii aktywacji przewodzenia i czasu relaksacji dipoli.

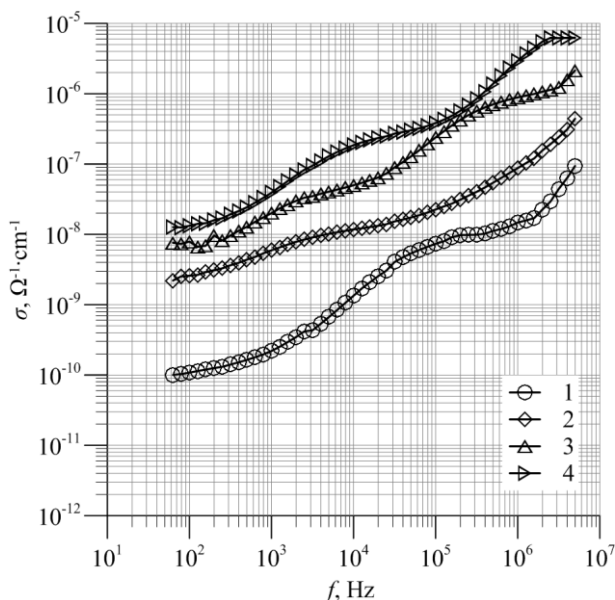
W tym celu badaniom poddano krzem typu *p* domieszkowany borem, o dwóch różnych rezystywnościach: $\rho = 0,07 \Omega\cdot\text{cm}$ i $\rho = 0,04 \Omega\cdot\text{cm}$ oraz krzem typu *n* domieszkowany fosforem o rezystywności $\rho = 0,25 \Omega\cdot\text{cm}$, naświetlony jonami neonu Ne^+ z energią $E = 100 \text{ keV}$ o dawce $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Analizie poddano wyniki pomiarów przewodności i pojemności jednostkowej uzyskane na prądzie zmiennym w zakresie częstotliwości od 50 Hz do 5 MHz. Pomiarzy były wykonywane w zakresie temperatur od 80 K do 373 K, a próbki wygrzewano izochronicznie w temperaturach do 873 K, ze średnim skokiem 50 K w czasie 15 minut. Badane próbki przygotowano oraz całość prac wykonano zgodnie z metodyką szczegółowo opisaną w rozdziale 3

Na rysunkach 5.13 i 5.14 przedstawiono odpowiednio zależności $C_p = f(f)$ oraz $\sigma = f(f)$, zmierzone przy różnych temperaturach T_p dla próbki wygrzanej izochronicznie w temperaturze $T_a = 598 \text{ K}$.

Analizując przedstawione charakterystyki, można zauważyć, że zwiększenie temperatury pomiarów T_p prowadzi do wzrostu zarówno pojemności jak i przewodności badanej próbki.



Rys. 5.13 Zależności pojemności C_p od częstotliwości pomiarowej f dla krzemu typu *p* o $\rho = 0,04 \Omega\cdot\text{cm}$, implantowanego jonami Ne^{++} , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 598 \text{ K}$, temperatury T_p : 1 – 173 K, 2 – 223 K, 3 – 273 K, 4 – 323 K, 5 – 373 K



Rys. 5.14 Zależności przewodności σ od częstotliwości pomiarowej f dla krzemu typu p o $\rho = 0,04 \Omega\text{cm}$, implantowanego jonami Ne^{++} , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 598 \text{ K}$, temperatury pomiarów T_p : 1 – 223 K, 2 – 273 K, 3 – 323 K, 4 – 373 K

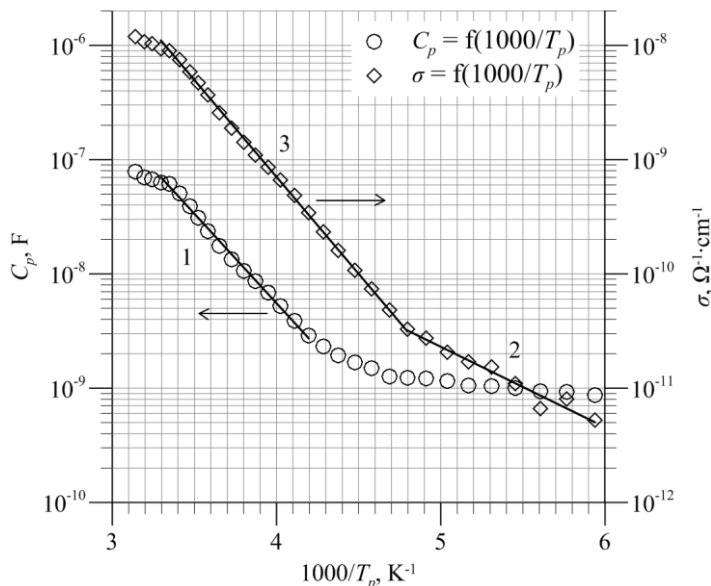
Ponadto, dla $T_p > 273 \text{ K}$ można zaobserwować dwa stadia dodatkowej polaryzacji – nisko- i wysokoczęstotliwościowe. Niskoczęstotliwościowe stadium pojawia się już przy temperaturach pomiarowych około 173 K, a wysokoczęstotliwościowe przy temperaturach o około 100 K wyższych. Zaobserwowane stadia związane są z dwoma typami defektów, z których rozpoczynają się przeskoki.

Na rysunkach 5.15 i 5.16 przedstawiono temperaturowe zależności przewodności σ oraz pojemności C_p dla dwóch przykładowych częstotliwości pomiarowych odpowiednio 100 Hz i 100 kHz. Umożliwiają one wyznaczenie energii aktywacji przewodzenia ΔE , na podstawie której można określić rodzaj i głębokość zalegania defektów. W tym celu wykonano aproksymacje wybranych fragmentów przebiegów $\sigma_p = f(1000/T_p)$ oraz $C_p = f(1000/T_p)$ funkcją $\ln(y) = Ax + B$, a następnie, znając postać równania krzywej aproksymującej, obliczono ΔE z zależności:

$$\Delta E = A \cdot 1000 \cdot k \quad (5.18)$$

gdzie: ΔE – energia aktywacji przewodzenia, A – współczynnik z równania krzywej aproksymującej, k – stała Boltzmanna.

Dla niskoczęstotliwościowego stadium ($f = 100$ Hz) (rys. 5.15) wyznaczona energia aktywacji przeskoków wynosi $\Delta E_{C1} \cong 0,31$ eV, natomiast dla wysokoczęstotliwościowego ($f = 100$ kHz) (rys. 5.16) – $\Delta E_{C2} \cong 0,39$ eV.



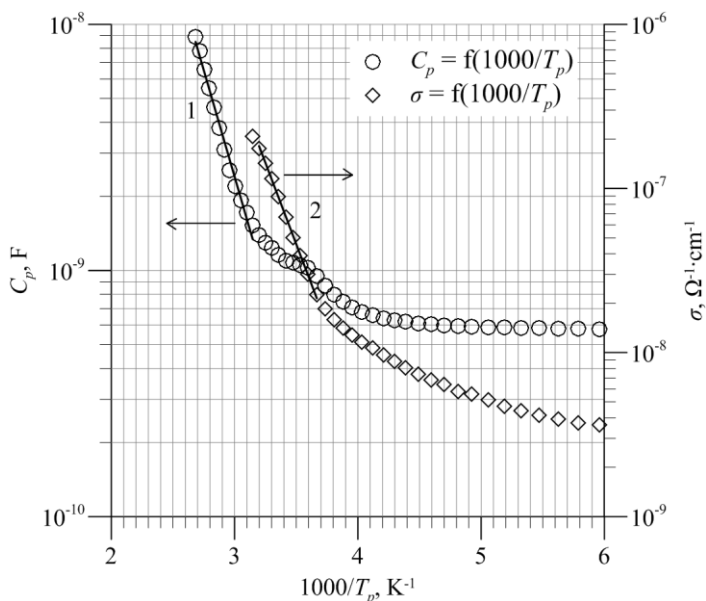
Rys. 5.15 Temperaturowe zależności pojemności jednostkowej i przewodności krzemu typu p o $\rho = 0,04 \Omega\text{-cm}$, implantowanego jonami Ne^{++} , $E = 100$ keV, dawka $2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 598$ K, zmierzone przy częstotliwości $f = 100$ Hz

Energia aktywacji przeskoków wyznaczona na podstawie zależności $\sigma_p = f(1000/T_p)$ dla niskoczęstotliwościowego stadium wynosi $\Delta E_{\sigma 1} \cong 0,31$ eV (rys. 5.15), a dla wysokoczęstotliwościowego – $\Delta E_{\sigma 2} \cong 0,39$ eV (rys. 5.16).

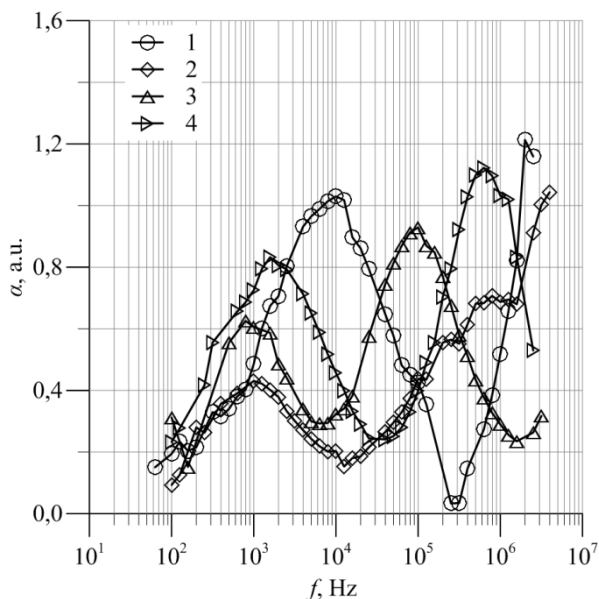
Należy zauważyć, że energie aktywacji wyznaczone z pomiarów pojemności i przewodności są identyczne. Oznacza to, że zachodzą przeskoki elektronów z obojętnego defektu na defekt obojętny i powodują zwiększenie przewodności, a powstające w ich wyniku dipole zwiększają pojemność.

Na podstawie krzywych z rysunku 5.14, z wykorzystaniem obliczeń komputerowych, wyznaczono wartości współczynników częstotliwościowych α , które przedstawiono na rysunku 5.17.

Jak widać z tego rysunku, dla temperatur pomiarowych powyżej 173 K, pojawiają się dwa maksima na zależnościach $\alpha(f)$, przy czym pierwsze maksimum ma szerokość znacznie większą od tej uzyskanej w wyniku symulacji komputerowej (rys. 5.2). Oznacza to, że w badanym materiale występuje kilka typów defektów, posiadających zbliżone wartości energii aktywacji, ale różniących się czasami życia dipoli τ [72].



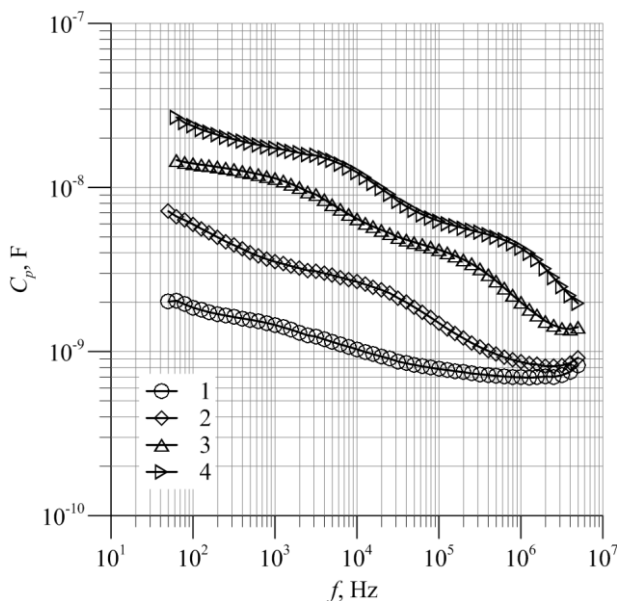
Rys. 5.16 Temperaturowe zależności pojemności jednostkowej i przewodności krzemu typu p o $\rho = 0,04 \Omega\text{cm}$ implantowanego jonami Ne^{++} , $E = 100 \text{ keV}$, dawka $2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 598 \text{ K}$, zmierzone przy częstotliwości $f = 100 \text{ kHz}$



Rys. 5.17 Częstotliwościowe zależności współczynnika α , wyznaczone na podstawie wyników przedstawionych na rysunku 5.14, dla temperatur pomiarów T_p odpowiednio: 1 – 223 K, 2 – 273 K, 3 – 323 K, 4 – 373 K

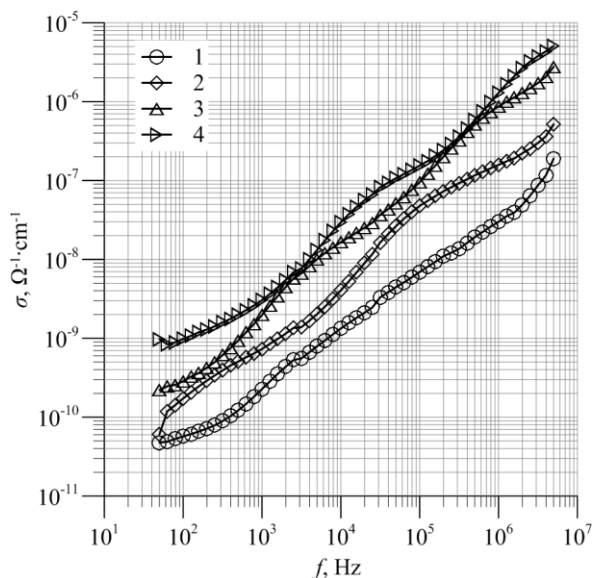
Dla potwierdzenia przeprowadzonej powyżej analizy oraz poszerzenia jej o wyznaczenie czasów relaksacji τ w dalszej części niniejszego rozdziału zaprezentowano wyniki pomiarów uzyskane dla próbek z krzemu typu p o rezystywności $\rho = 0,07 \Omega\cdot\text{cm}$ [138]. Na rysunkach 5.18 i 5.19 przedstawiono zależności częstotliwościowe konduktywności i pojemności, a na rysunku 5.20 zależności konduktywności od temperatury wygrzewania.

Z rysunków 5.18 i 5.19 widać, że podobnie jak w przypadku próbek o rezystywności $\rho = 0,04 \Omega\cdot\text{cm}$ zwiększenie temperatury pomiarowej T_p powoduje wzrost wartości pojemności jednostkowej C_p i konduktywności σ , a powyżej temperatur pomiarów T_p przekraczających 253 K obserwujemy dwa etapy wzrostu konduktywności oraz dodatkowej polaryzacji, niski i wysokoczęstotliwościowy.

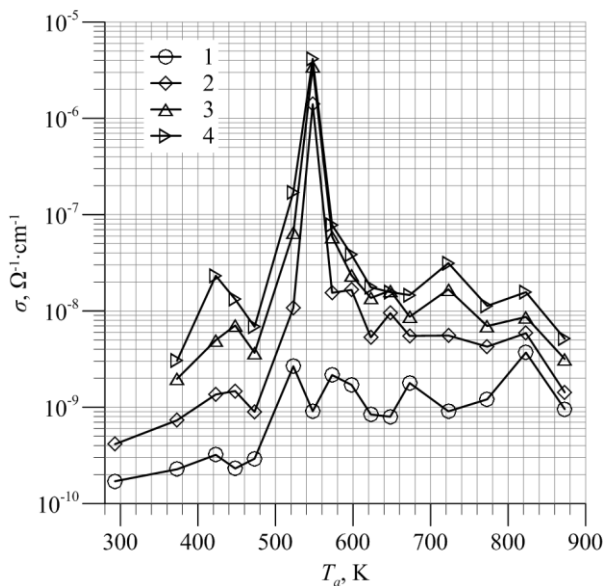


Rys. 5.18 Zależności pojemności C_p od częstotliwości pomiarowej f dla krzemu typu p o $\rho = 0,07 \Omega\cdot\text{cm}$, implantowanego jonami Ne^{++} , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 373 \text{ K}$, temperatury pomiarów T_p : 1 – 253 K, 2 – 298 K, 3 – 338 K, 4 – 368 K [138]

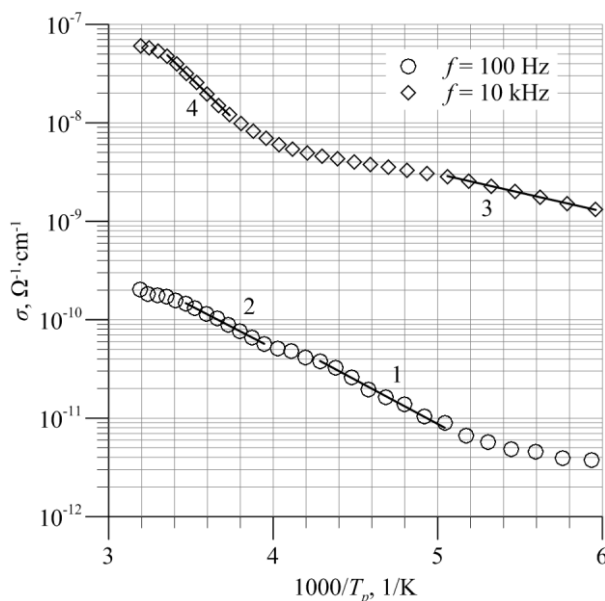
Szczegółową analizę przebiegów konduktywności w funkcji częstotliwości pomiarowej f (rys. 5.19) oraz w funkcji temperatury wygrzewania T_a (rys. 5.20) przedstawiono na stronach 78 i 79, omawiając wyniki badań próbek o rezystywności $\rho = 0,04 \Omega\cdot\text{cm}$ oraz w pracy [73].



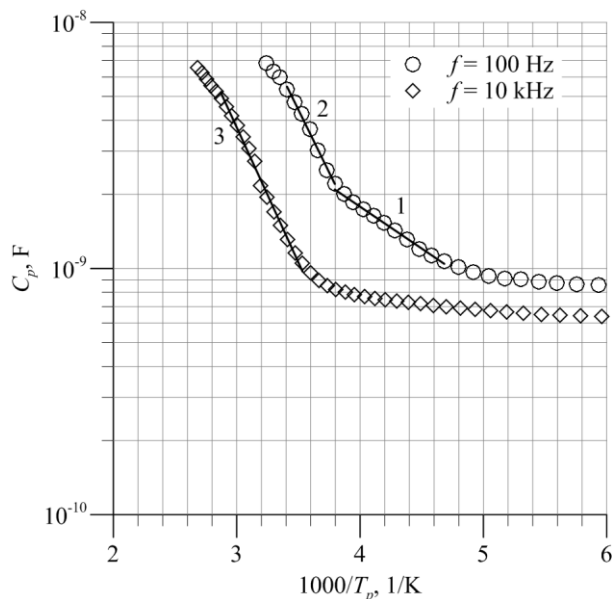
Rys. 5.19 Zależności konduktywności σ od częstotliwości pomiarowej f dla krzemu typu p o $\rho = 0,07 \Omega\text{-cm}$, implantowanego jonami Ne^{++} , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 373 \text{ K}$, temperatury pomiarów T_p : 1 – 253 K, 2 – 298 K, 3 – 338 K, 4 – 368 K [138]



Rys. 5.20 Zależności konduktywności σ od temperatury wygrzewania T_a , dla krzemu typu p o $\rho = 0,07 \Omega\text{-cm}$ implantowanego jonami neonu Ne^{++} o energii $E = 100 \text{ keV}$ dawką $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, częstotliwość pomiarowa $f = 1 \text{ kHz}$, temperatury pomiarów T_p : 1 – 253 K, 2 – 298 K, 3 – 338 K, 4 – 368 K [138]



Rys. 5.21 Zależności konduktywności σ od $1000/T_p$ dla częstotliwości pomiarowych 100 Hz i 100 kHz (właściwości próbki i parametry implantacji jak na rys. 5.20), przedziały aproksymacji odpowiednio: 1 – $198 \div 233$ K, 2 – $253 \div 288$ K, 3 – $168 \div 198$ K, 4 – $268 \div 298$ K [138]



Rys. 5.22 Zależności pojemności jednostkowej C_p od $1000/T_p$ dla częstotliwości pomiarowych 100 Hz i 100 kHz (właściwości próbki i parametry implantacji jak na rys. 5.20), przedziały aproksymacji odpowiednio: 1 – $213 \div 263$ K, 2 – $263 \div 338$ K, 3 – $283 \div 348$ K [138]

Na rysunkach 5.21 i 5.22 przedstawiono zależności $\sigma_p = f(1000/T_p)$ oraz $C_p = f(1000/T_p)$ dla różnych częstotliwości f przy pomocy których z zależności (5.18) wyznaczono energie aktywacji przewodzenia ΔE , dające możliwość określenia głębokości zalegania poziomów energetycznych defektów. Wyznaczone wartości energii aktywacji przewodzenia ΔE zamieszczono w tabeli 5.1.

Tabela 5.1 Wartości energii aktywacji przewodzenia dla częstotliwości pomiarowych f równych 100 Hz oraz 100 kHz dla krzemu typu p o $\rho = 0,07 \Omega\text{-cm}$ implantowanego jonami neonu Ne^{++} o energii $E = 100 \text{ keV}$ dawką $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$

Badany parametr	Częstotliwość pomiarowa, Hz	Przedział aproksymacji	Energia aktywacji, eV
σ	100	1	0,18
		2	0,17
	100 000	3	0,08
		4	0,32
C_p	100	1	0,07
		2	0,21
	100 000	3	0,22

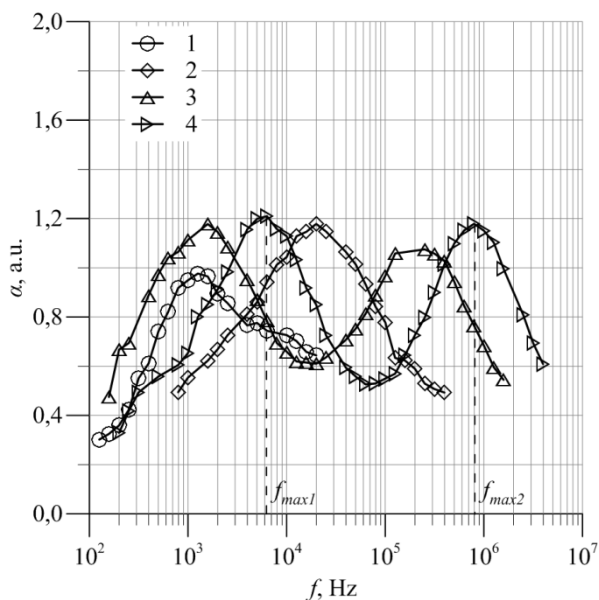
Jak widać z rysunków 5.21 i 5.22 wzrostowi konduktywności towarzyszy wzrost pojemności, co jest zgodne z zaproponowanym w rozdziale 5.1 modelem przenoszenia ładunków oraz innymi prezentowanymi wynikami.

Duże wartości energii aktywacji wyznaczonej na podstawie pojemności i konduktywności (tabela 5.1) oznaczają, że przeskoki odbywają się nad barierą potencjału defektów a wartości energii aktywacji wskazują na głębokość zalegania poziomów defektów neutralnych względem dna pasma przewodzenia.

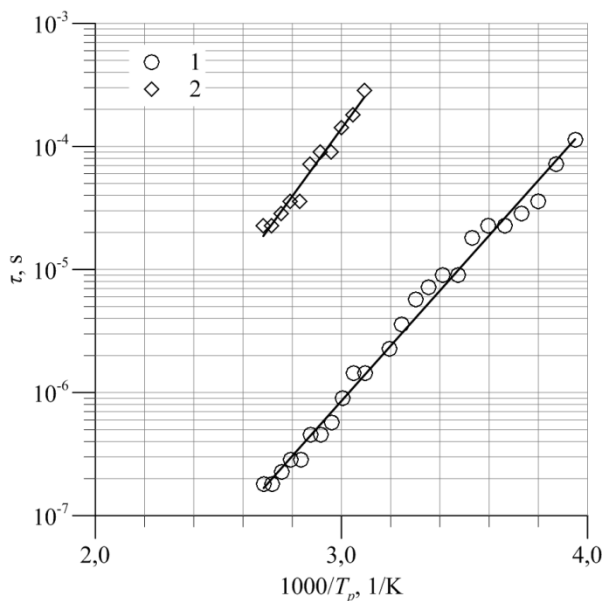
Jak wykazano w pracy [150] po upływie czasu τ od chwili powstania dipola, elektron z defektu ujemnego może powrócić do defektu dodatniego, co jest związane z konduktywnością przy wysokich częstotliwościach, lub oddalić się od niego, co powoduje przewodzenie stałoprądowe. Różniczkowanie numeryczne przebiegów $\sigma(f)$ przedstawionych na rys. 5.21, pozwala określić częstotliwość odpowiadającą maksymalnemu nachyleniu przebiegów $\sigma(f)$ (rys. 5.23), na podstawie którego można określić czas τ ze wzoru:

$$\tau \approx \frac{1}{\omega} = \frac{1}{2\pi f} \quad (5.19)$$

Energie aktywacji obliczone z zależności czasu τ od temperatury odwrotnej $1000/T_p$ (rys. 5.24) określają głębokości zalegania poziomów energetycznych defektów w ujemnym stanie naładowania.



Rys. 5.23 Zależności współczynnika α od częstotliwości, temperatura wygrzewania $T_a = 373$ K; f_{max1} , f_{max2} – wartości częstotliwości, dla których funkcja osiąga maksima lokalne w danej dziedzinie częstotliwości, temperatury pomiarów T_p : 1 – 253 K, 2 – 298 K, 3 – 338 K, 4 – 368 K [138]



Rys. 5.24 Zależności czasu relaksacji τ od $1000/T_p$, temperatura wygrzewania $T_a = 373$ K: 1 – τ_1 dla przedziału aproksymacji $253 \div 373$ K, 2 – τ_2 dla przedziału aproksymacji $323 \div 373$ K [138]

Na rysunku 5.24 wykreślone są dwie serie obliczeniowe wartości czasów relaksacji. Pierwsza z nich, dotycząca częstotliwości $f_{\max 1}$ związanej z pierwszym maksimum $\alpha_{\max 1}$ (rys. 5.23), pokrywa zakres temperatur T_p od 253 K do 373 K, druga seria dotyczy temperatur, w przypadku których pojawia się drugie maksimum $\alpha_{\max 2}$, tzn. zakres od 323 K do 373 K. Otrzymane charakterystyki aproksymowano funkcją $\ln(y) = Ax + B$, a następnie obliczono wartości energii aktywacji przewodzenia skokowego, korzystając z zależności (5.18). Tabela 5.2 zawiera uzyskane wartości ΔE .

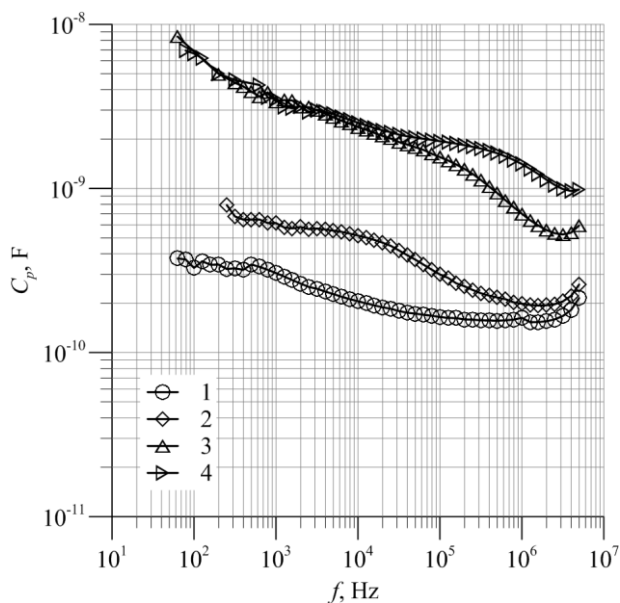
Tabela 5.2 Wartości energii aktywacji dla zależności $\tau = f(1000/T_p)$ dla krzemu typu p o $\rho = 0,07 \Omega \cdot \text{cm}$ implantowanego jonami neonu Ne^{++} o energii $E = 100 \text{ keV}$ dawką $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$

Czas relaksacji τ	Energia aktywacji ΔE , eV
τ_1	0,44
τ_2	0,55

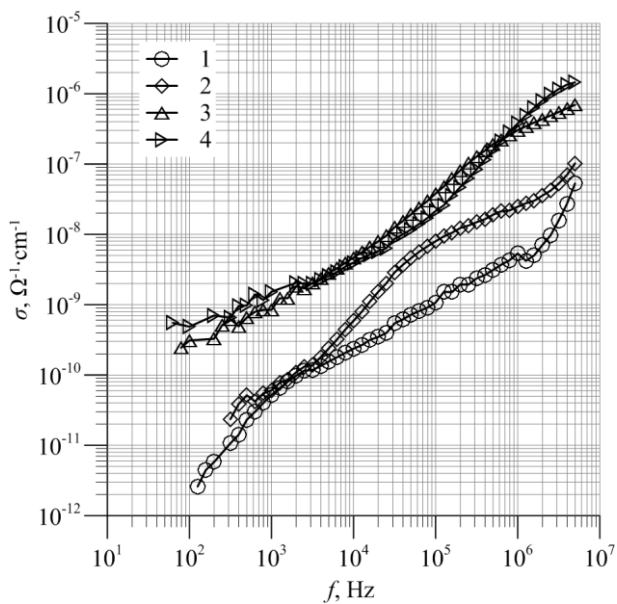
W celu dalszej weryfikacji poprawności uzyskanych wyników, potwierdzenia słuszności ich interpretacji oraz analizy mechanizmów przewodnictwa w silnie zdefektowanych półprzewodnikach, poniżej przedstawiono rezultaty badań krzemu typu n , domieszkowanego fosforem o rezystywności $\rho = 0,25 \Omega \cdot \text{cm}$ [132]. Dla zachowania porównywalności wyników z uzyskanymi dla próbek z krzemu typu p uwagę zwrócono na wpływ częstotliwości pomiarowej (rys. 5.25 i 5.26) i temperatury wygrzewania izochronicznego T_a (rys. 5.27) na konduktywność σ i pojemność C_p badanych próbek.

Z rysunków 5.25 i 5.26 widać, że zwiększenie temperatury pomiarowej T_p , analogicznie jak w przypadku krzemu typu p powoduje wzrost wartości σ i C_p , co więcej przy temperaturach powyżej 253 K obserwujemy dwa etapy dodatkowej polaryzacji, nisko- i wysokoczęstotliwościowy, związane z obecnością dwóch rodzajów defektów.

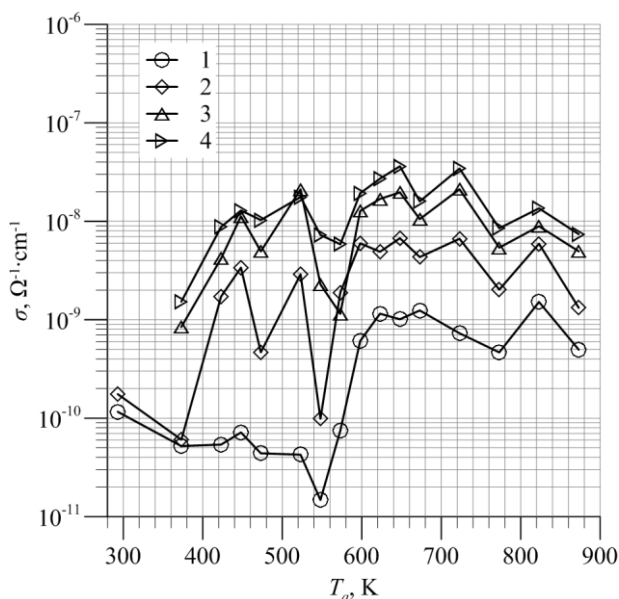
Analizując przebiegi konduktywności w funkcji temperatury wygrzewania $\sigma = f(T_a)$ dla częstotliwości pomiarowej $f = 1 \text{ kHz}$ (rys. 5.27), można wyodrębnić zakresy temperatur wygrzewania T_a z którymi związane są takie same procesy jak w przypadku wcześniej analizowanych wyników.



Rys. 5.25 Zależności pojemności jednostkowej C_p od częstotliwości pomiarowej f dla krzemu typu n o $\rho = 0,25 \Omega\text{-cm}$, implantowanego jonami Ne^+ , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 373 \text{ K}$, temp. pomiarów T_p : 1 – 253 K, 2 – 298 K, 3 – 338 K, 4 – 368 K [132]



Rys. 5.26 Zależności konduktywności σ od częstotliwości pomiarowej f dla krzemu typu n o $\rho = 0,25 \Omega\text{-cm}$, implantowanego jonami Ne^+ , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 373 \text{ K}$, temp. pomiarów T_p : 1 – 253 K, 2 – 298 K, 3 – 338 K, 4 – 368 K [132]



Rys. 5.27 Zależności konduktywności σ od temperatury wygrzewania T_a , dla krzemu typu n o $\rho = 0,25 \Omega\text{-cm}$, implantowanego jonami Ne^+ , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, częstotliwość pomiarowa $f = 1 \text{ kHz}$, temp. pomiarów T_p : 1 – 253 K, 2 – 298 K, 3 – 338 K, 4 – 368 K [132]

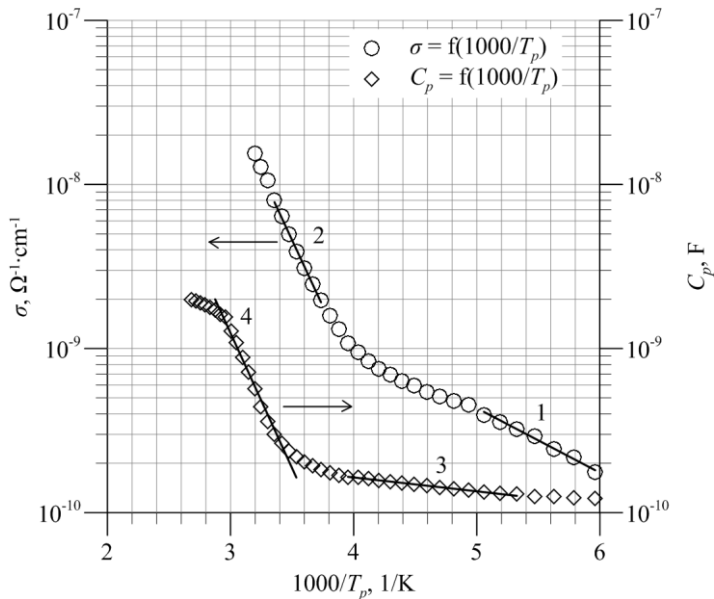
Dla temperatur wygrzewania T_a z zakresu (500 ÷ 550) K konduktywność maleje, najwięcej dla temperatury pomiarów $T_p = 298 \text{ K}$, co wynika ze wzrostu wypadkowej koncentracji głębokich defektów radiacyjnych, będących tzw. centrami pułapkowania dla nośników ładunku. Na skutek tego maleje ilość nośników prądu, wywołując tym samym zmniejszenie konduktywności σ .

Powyżej 600 K do 700 K wartość konduktywności powraca do poziomu odpowiadającemu wartościom występujących dla temperatur wygrzewania T_a z zakresu (423 ÷ 500) K, a następnie nieznacznie spada. Może to być spowodowane wygrzaniem się defektów występujących w niższych temperaturach oraz spadkiem koncentracji stopniowo zanikających defektów Si-P1 oraz Si-B3 [73].

Na rysunku 5.28 przedstawiono zależności konduktywności σ oraz pojemności jednostkowej C_p od odwrotności temperatury pomiarów T_p dla częstotliwości $f = 100 \text{ kHz}$. Na podstawie zależności $\sigma_p = f(1000/T_p)$ oraz $C_p = f(1000/T_p)$ wyznaczono energie aktywacji przewodzenia ΔE , w opisany wcześniej sposób, odpowiadający analizie wyników dla krzemu typu p .

Jak widać z rysunku 5.28 wzrostowi konduktywności towarzyszy wzrost pojemności. Oznacza to, że przenoszenie ładunków odbywa się na drodze przewodzenia skokowego pomiędzy defektami, których początkowy stan naładowania jest neutralny.

W wyniku przeskoaku powstaje dipol, co powoduje wzrost przenikalności dielektrycznej a w konsekwencji pojemności próbki. Z drugiej strony ruch elektronów pomiędzy defektami powoduje wzrost konduktywności.



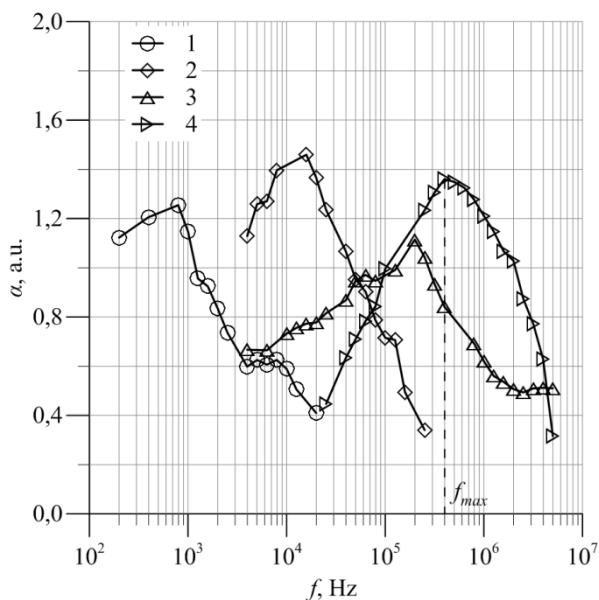
Rys. 5.28 Zależności konduktywności σ i pojemności C_p od $1000/T_p$ dla krzemu typu n o $\rho = 0,25 \Omega\text{-cm}$, implantowanego jonami Ne^+ , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, częstotliwość pomiarowa $f = 100 \text{ kHz}$, temperatura wygrzewania $T_a = 373 \text{ K}$. Zakresy aproksymacji: 1 – $168 \div 198 \text{ K}$, 2 – $268 \div 298 \text{ K}$, 3 – $188 \div 253 \text{ K}$, 4 – $283 \div 348 \text{ K}$ [132]

Wyznaczone wartości energii aktywacji przewodzenia zawiera tabela 5.3.

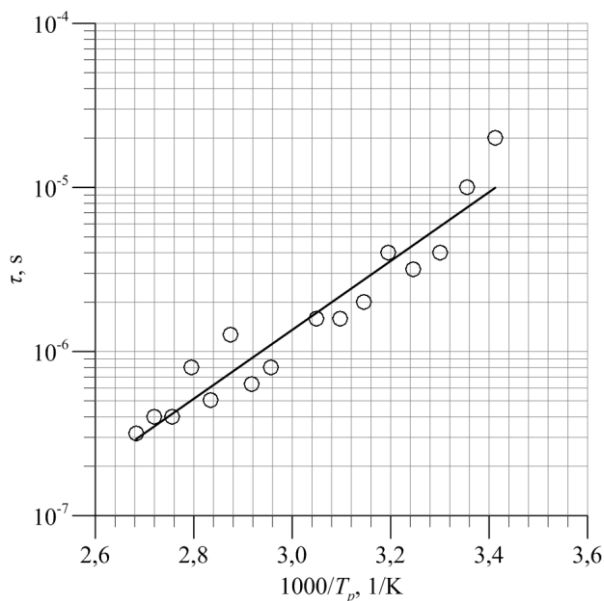
Tabela 5.3 Wartości energii aktywacji przewodzenia dla częstotliwości pomiarowej $f = 100 \text{ kHz}$ wyznaczone dla próbki krzemu typu n domieszkowanego fosforem o $\rho = 0,25 \Omega\text{-cm}$, naświetlonej jonami neonu Ne^+ z energią $E = 100 \text{ keV}$ o dawce $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$

Badany parametr	Częstotliwość pomiarowa, kHz	Przedział aproksymacji	Energia aktywacji, eV
σ	100	1	0,07
		2	0,31
C_p	100	3	0,02
		4	0,31

Większe wartości energii aktywacji (tabela 5.3) oznaczają, że przeskoaki odbywają się nad barierą potencjału defektów.



Rys. 5.29 Zależności współczynnika α od częstotliwości pomiarowej f , temperatura wygrzewania $T_a = 373$ K; temperatura pomiarów T_p : 1 – 253 K, 2 – 298 K, 3 – 338 K, 4 – 368 K; f_{max} – wartość częstotliwości dla której funkcja osiąga maksimum lokalne w danej dziedzinie częstotliwości [132]



Rys. 5.30 Zależność czasu relaksacji τ od $1000/T_p$, dla krzemu typu n o $\rho = 0,25 \Omega\cdot\text{cm}$, implantowanego jonami Ne^+ , $E = 100$ keV, $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^2$, temperatura wygrzewania $T_a = 373$ K [132]

Z przebiegów przedstawionych na rysunku 5.27 metodami obliczeniowymi wyznaczono częstotliwościowe współczynniki α , które przedstawiono na rysunku 5.29 a następnie dla częstotliwości $f_{\max}$ obliczono czas życia dipoli τ , którego zależność od $1000/T_p$ przedstawia rysunek 5.30.

Przedstawiona na rysunku 5.30 aproksymacja pokrywa zakres temperatur T_p od 293 K do 373 K. Otrzymaną charakterystykę aproksymowano funkcją $\ln(y) = Ax + B$, a następnie korzystając z zależności (5.18) obliczono wartość energii aktywacji przewodzenia skokowego, która w tym przypadku wynosi $\Delta E = 0,42$ eV. Wyznaczona wartość energii aktywacji określa głębokość zalegania poziomów energetycznych defektów w ujemnym stanie naładowania.

5.5 Podsumowanie

W niniejszym rozdziale przedstawiono model skokowej wymiany ładunków na prądzie zmiennym w silnie zdefektowanych półprzewodnikach, który pozwala określić prawdopodobieństwo przeskoku p oraz czas życia powstającego w jego wyniku dipola τ .

W celu eksperymentalnej weryfikacji opracowanego modelu zaprezentowano częstotliwościowe zależności pojemności i przewodności warstw krzemu, implantowanego jonami Ne^+ i poddanego wygrzewaniu izochronicznemu. Ustalono, że dla temperatur pomiarowych poniżej 173 K, w obszarze niskich częstotliwości ($f = 100$ Hz), pojawia się skokowa przewodność o energii aktywacji przeskoku 0,13 eV. Wyniki doświadczalne okazały się zgodne z rezultatami komputerowych symulacji przeprowadzonych w oparciu o zaproponowany model skokowej przewodności na prądzie zmiennym w silnie zdefektowanych półprzewodnikach. Dla temperatur pomiarowych $T_p \geq 173$ K, w implantowanej warstwie pojawia się dodatkowa, termicznie aktywowana polaryzacja, a na częstotliwościowych zależnościach pojemności i przewodności widoczne są dwa stadia – niskoczęstotliwościowe i wysokoczęstotliwościowe, dla których energie aktywacji wynoszą odpowiednio 0,31 eV i 0,39 eV. Niskoczęstotliwościowe stadium związane jest z przeskokami elektronów pomiędzy defektami o zbliżonych energiach aktywacji, z różniącymi się znacznie czasami życia dipoli τ , co uwidacznia większa szerokość niskoczęstotliwościowego maksimum zależności współczynnika α , w porównaniu z wysokoczęstotliwościowym oraz wynikami symulacji komputerowej.

Ustalono, że konduktywność warstw zdefektowanych Si jest superpozycją składowej pasmowej σ_B niezależnej od częstotliwości, charakterystycznej dla krzemu monokrystalicznego oraz składowej skokowej (hoppingowej) σ_H , której zależność od częstotliwości jest określona współczynnikiem α . Uzyskane wyniki pomiarów i opracowane na ich podstawie charakterystyki składowej pasmowej σ_B i składowej skokowej σ_H konduktywności, częstotliwościowego współczynnika α oraz częstotliwości przejścia od przewodnictwa pasmowego

do przewodnictwa skokowego f_{BH} , dowodzą, że w krzemie kompensowanym naświetlaniem jonów występują obydwa wymienione rodzaje przewodności. Dla małych częstotliwości rzędu ($100 \div 1000$) Hz w półprzewodniku dominuje przewodzenie pasmowe, natomiast przy większych wartościach częstotliwości, rzędu 10^6 Hz przeważa przewodzenie skokowe. Odpowiednie maksima i minima składowych przewodności na jej zależności od temperatury wygrzewania odpowiadają temperaturom wygrzewania poszczególnych defektów radiacyjnych. Minimum składowej pasmowej σ_B występuje przy temperaturze 623 K, czyli przy największej koncentracji defektów Si-B3, natomiast maksimum składowej skokowej σ_H odpowiada temperaturze 598 K, ponieważ wtedy występują optymalne warunki do wymiany ładunków między defektami z uwagi na maksymalną koncentrację defektów Si-P1 i Si-B3.

Zbieżność charakterystyk opartych na danych pomiarowych uzyskanych przy założeniu superpozycji przewodzenia pasmowego i skokowego w zdefektowanym półprzewodniku z uzyskanymi w wyniku aproksymacji wyników świadczy o poprawności przyjętych założeń.

Dokonano analizy rezultatów badań silnie zdefektowanego krzemu o przewodnictwie zarówno typu p jak i n pod kątem występujących w nich mechanizmów przewodzenia, polegającej na wyznaczeniu wartości energii aktywacji przejścia ΔE oraz czasów życia dipoli τ powstających w wyniku przeskoku ładunków.

Zaobserwowano silną zależność właściwości elektrycznych silnie zdefektowanych warstw krzemu od temperatury wygrzewania próbki. Potwierdzono, że zależność ta jest spowodowana zmianami koncentracji defektów różnego typu przy określonych temperaturach wygrzewania.

Ustalono, że za wzrost konduktywności i pojemności w obszarze temperatur pomiarowych ($253 \div 368$) K odpowiedzialne są dwa rodzaje defektów. Określono głębokości zalegania poziomów energetycznych tych defektów dla stanów naładowania: neutralnego i ujemnego.

6. Zastosowanie implantacji jonowej do wytwarzania obszarów izolacyjnych w krzemie

6.1 Sposób wytwarzania izolacji pionowej w układach scalonych

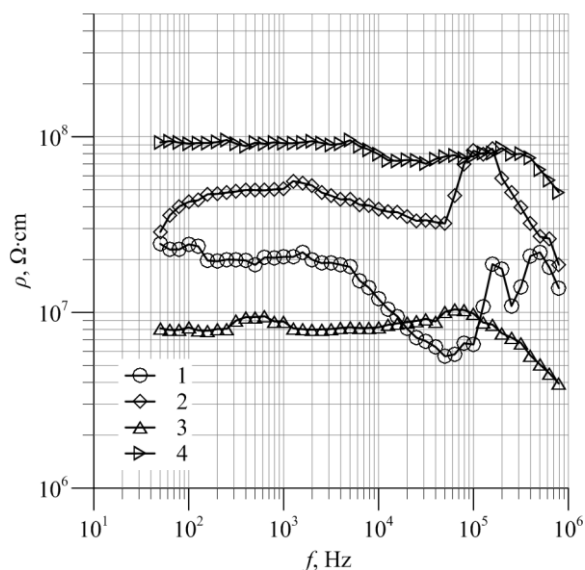
Z opisanych w rozdziale 5 badań wynika, że implantacja jonowa powoduje istotny wzrost rezystywności krzemu, co może znaleźć zastosowanie przy wytwarzaniu dobrej jakości izolacji pomiędzy elementami w krzemowych układach scalonych. W celu potwierdzenia tej tezy badaniom poddano płytki krzemowe domieszkowane borem o rezystywności wyjściowej $\rho = 0,04 \Omega\cdot\text{cm}$, implantowane jonami neonu Ne^{++} o energii $E = 600 \text{ keV}$, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, przy gęstości prądu $j = (0,025 \div 0,030) \mu\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}$. Implantacje krzemu wykonano w temperaturze pokojowej oraz przy podwyższonych temperaturach płytki T_{impl} , wynoszących odpowiednio: 423 K, 473 K i 523 K. Pomiar rezystywności wykonano w sposób zgodny z metodologią przedstawioną w rozdziale 3, stosując wygrzewanie izochroniczne ($t = 15 \text{ min}$) w piecu rezystancyjnym w zakresie temperatur od 323 K do 873 K.

Wygrzewanie poimplantacyjne jest konieczne dla ustabilizowania właściwości elektrycznych wytworzonej warstwy izolacyjnej, której rezystywność waha się w granicach $(10^6 \div 10^8) \Omega\cdot\text{cm}$, w zależności od temperatury implantacji i temperatury wygrzewania.

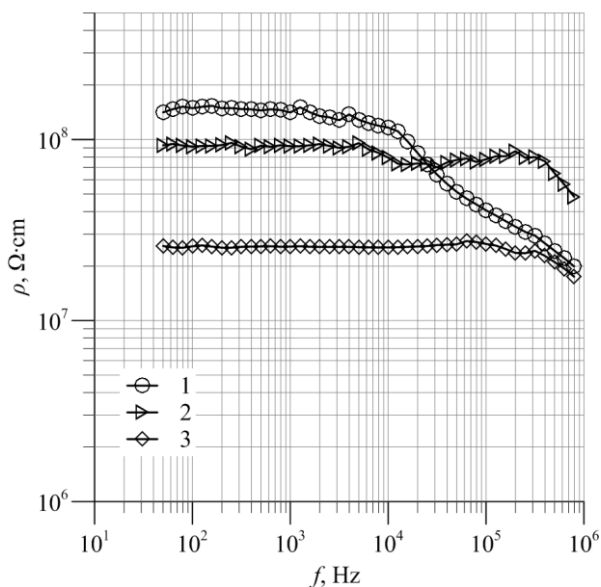
Dążąc do ustalenia konkretnych parametrów procesu, dających możliwość wytworzenia obszaru izolacyjnego o właściwościach odpowiadających potrzebom skutecznego izolowania elementów w układach scalonych, czyli o $\rho \geq 10^7 \Omega\cdot\text{cm}$ (mierzonej na prądzie stałym) [127], dokonano analizy uzyskanych wyników, m.in. pod kątem wyboru optymalnej temperatury płytki podczas implantacji. Rysunek 6.1 przedstawia zależności rezystywności badanych próbek ρ od częstotliwości pomiarowej f otrzymane dla temperatury wygrzewania $T_a = 823 \text{ K}$ i czterech różnych temperatur implantacji T_{imp} : 293 K, 423 K, 473 K i 523 K.

Z przedstawionych zależności $\rho(f)$ wynika, że największą i najbardziej stabilną w zakresie częstotliwości od 50 Hz do 10^6 Hz rezystywność uzyskano dla temperatury implantacji $T_{\text{imp}} = 523 \text{ K}$. Osiąga ona wartość na poziomie $10^8 \Omega\cdot\text{cm}$. Taka wartość rezystywności wynika ze spadku koncentracji defektów radiacyjnych w konsekwencji przeprowadzonego wygrzewania poimplantacyjnego.

Przeprowadzone badania wykazały, że najbardziej odpowiednią temperaturą wygrzewania jest 823 K (rys. 6.2). Po wygrzewaniu w takiej temperaturze koncentracja defektów radiacyjnych maleje do poziomu zapewniającego wysoki stopień kompensacji domieszek, a co za tym idzie wysoką rezystywność warstwy izolacyjnej $\rho \geq 10^7 \Omega\cdot\text{cm}$ dla częstotliwości pomiarowych $f \leq 10^6 \text{ Hz}$.



Rys. 6.1 Zależności rezystywności płytek krzemowych domieszkowanych borem ($\rho = 0,04 \Omega\text{-cm}$) implantowanych jonami Ne^{++} o energii $E = 600 \text{ keV}$ i dawce $D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ wygrzanych izochronicznie do temperatury $T_a = 823 \text{ K}$ od częstotliwości f dla różnych temperatur płytek podczas implantacji T_{imp} : 1 – 293 K, 2 – 423 K, 3 – 473 K, 4 – 523 K



Rys. 6.2 Zależności rezystywności płytek krzemowych domieszkowanych borem ($\rho = 0,04 \Omega\text{-cm}$) implantowanych jonami Ne^{++} o energii $E = 600 \text{ keV}$ i dawce $D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ implantowanych przy temperaturze $T_{\text{imp}} = 523 \text{ K}$ od częstotliwości f dla różnych temperatur wygrzewania izochronicznego T_a : 1 – 773 K, 2 – 823 K, 3 – 873 K

Z drugiej strony zmniejszenie koncentracji defektów radiacyjnych eliminuje zjawisko przewodzenia skokowego. Zapewnia to wysoką, w niewielkim stopniu zależną od częstotliwości rezystywność warstwy izolacyjnej. Ze względu na silniejszą zależność rezystywności od częstotliwości dla krzemu implantowanego w temperaturze pokojowej niż implantowanego w temperaturze 523 K (rys. 6.1) korzystne jest implantowanie krzemu w temperaturze 523 K. Na podstawie otrzymanych wyników badań dokonano zgłoszenia patentowego dotyczącego sposobu wytwarzania izolacji pionowej w krzemowych układach scalonych [167].

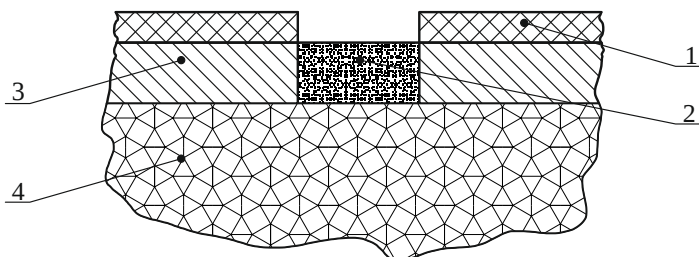
Wytwarzanie warstwy izolacyjnej pomiędzy elementami układów scalonych według opracowanego i zastrzeżonego sposobu odbywa się bezpośrednio po wytworzeniu obszarów domieszkowanych i wytworzeniu warstwy metalizacji. Inne fazy procesu technologicznego wytwarzania układów scalonych, przebiegające w wysokiej temperaturze, mogącej powodować degradację warstwy izolacyjnej, odbywają się wcześniej (na przykład termiczne formowanie warstwy SiO_2 wymagające temperatury do 1473 K) [127].

Rysunek 6.3 przedstawia kolejne etapy wytwarzania obszarów izolacji pionowej według opracowanego sposobu. W pierwszej kolejności, stosując metodę fotolitografii należy przygotować maskę do implantacji (rys. 6.3a), następnie wykonać implantację jonów neonu Ne^{++} o dawce $D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ i energii $E = 600 \text{ keV}$, do płytki podłożowej z krzemu o temperaturze 523 K (rys. 6.3b), poddanej wcześniej wszystkim operacjom technologicznym wymagany dla wykonania układu mikroelektronicznego, po czym należy usunąć warstwę fotorezystu (rys. 6.3c) i przeprowadzić izotermiczne wygrzewanie stabilizujące w temperaturze 823 K, w czasie 15 minut.

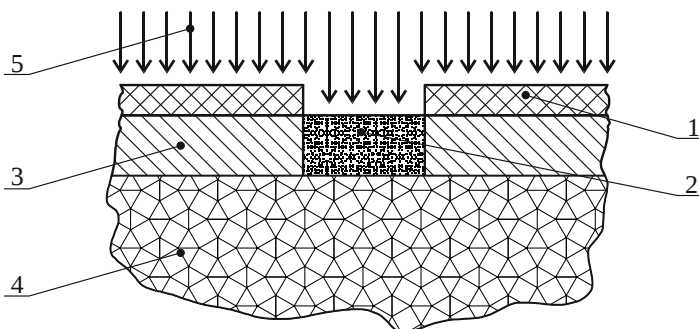
Korzystnym skutkiem wynalazku jest to, że pozwala on na wytwarzanie obszarów izolacji pionowej pomiędzy elementami struktury półprzewodnikowej o precyzyjnie określonych wymiarach geometrycznych i rezystywności rzędu $10^8 \Omega \cdot \text{cm}$ o jednakowej wartości dla całego obszaru izolacji i dużej stabilności w zakresie częstotliwości od 50 Hz do 10^6 Hz . W konsekwencji pozwala to na zmniejszenie powierzchni struktury półprzewodnikowej przy zachowaniu stopnia integracji.

Dodatkową zaletą zaproponowanego sposobu wytwarzania izolacji jest fakt, że obecnie obszary domieszkowane w większości wykonuje się za pomocą implantacji jonowej, technologii która jest bardzo dobrze opanowana przez producentów przyrządów półprzewodnikowych.

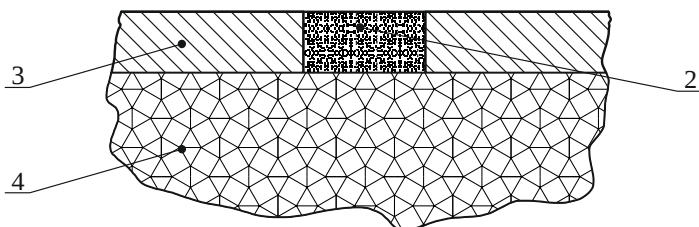
Implantacja wytwarzająca obszary izolacji pionowej, byłaby procesem podobnym, wymagającym jedynie większej grubości fotorezystu (na przykład fotorezyst KTFR) z uwagi na większą energię jonów, potrzebną do wytworzenia odpowiednio głębokiej warstwy izolacyjnej.



a) fotolitografia – utworzenie maski do implantacji



b) implantacja jonowa – wytworzenie warstwy wysokorezystywnej

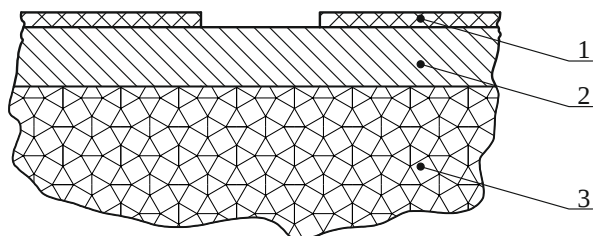


c) usunięcie fotorezystu

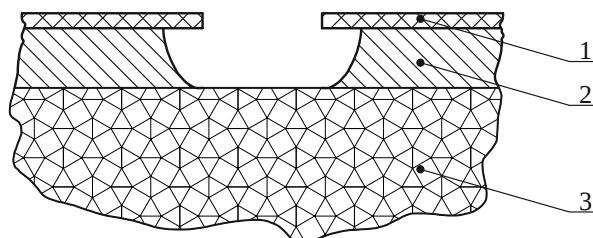
Rys. 6.3 Wytwarzanie warstwy izolacyjnej w krzemowych układach scalonych za pomocą implantacji jonowej: 1 – maska; 2 – obszar izolacji pionowej; 3 – warstwa krzemu z elementami półprzewodnikowymi; 4 – podłoże; 5 – wiązka jonów

Zastosowanie implantacji jonowej do wytwarzania izolacji pionowej w krzemowych układach scalonych eliminuje jedną fotolitografię. Eliminuje również operację naniesienia dielektryka i jego trawienie oraz pozostawia, w odróżnieniu od technologii MESA, płaską powierzchnię płytki krzemowej.

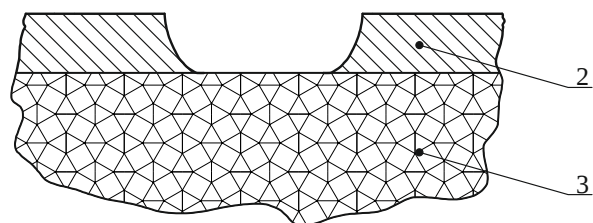
Dla wykazania różnic pomiędzy dotychczas stosowaną technologią MESA a opracowanym sposobem, poniżej opisano i przedstawiono graficznie na rysunku 6.4 kolejne etapy wytwarzania izolacji za pomocą technologii MESA, która jest procesem wieloetapowym [127].



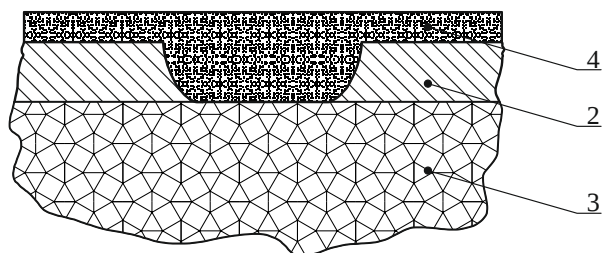
a) fotolitografia – wytworzenie maski umożliwiającej wytrawienie rowków



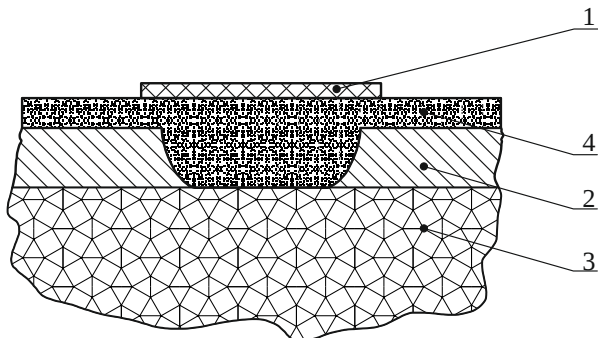
b) wytrawienie rowków



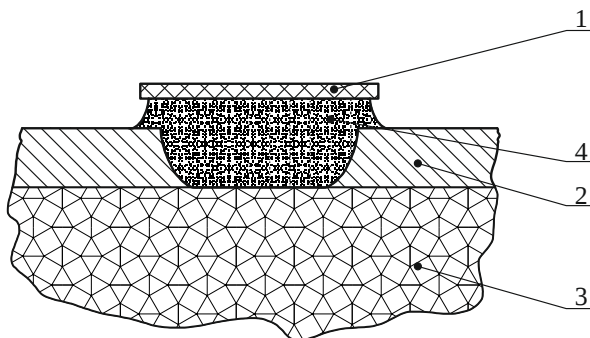
c) usunięcie fotorezystu



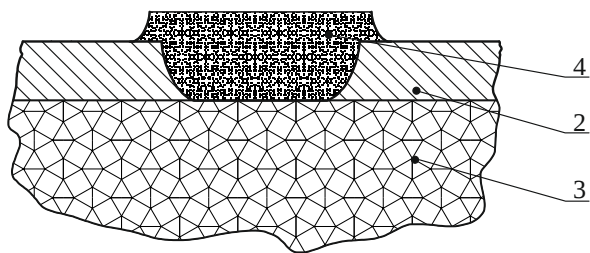
d) nałożenie warstwy dielektryka



e) fotolitografia – wytworzenie maski umożliwiającej wytrawienie zbędnego dielektryka



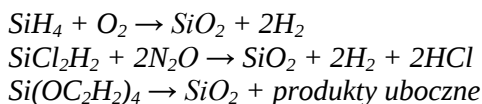
f) wytrawienie zbędnego dielektryka



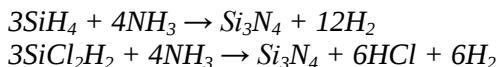
g) usunięcie fotorezystu

Rys. 6.4 Wytwarzanie izolacji pionowej w krzemowych układach scalonych za pomocą wytrawiania. 1 – maska, 2 – warstwa krzemu z elementami półprzewodnikowymi; 3 – podłoże; 4 – warstwa dielektryczna

Pierwszy etap jest analogiczny, czyli zastosowanie fotolitografii do nałożenia maski (rys. 6.4a). Następnie po wytrawieniu miejsc przeznaczonych na obszary izolacyjne (rys. 6.4b) i usunięciu fotorezystu (rys. 6.4c) następuje nałożenie warstwy dielektryka (rys. 6.4d). Jako dielektryk stosuje się SiO_2 lub Si_3N_4 . Warstwę dielektryczną wytwarza się w procesach CVE (*Chemical Vapour Deposition*), LPCVE (*Low Pressure Chemical Vapour Deposition*) lub PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition*). Dwutlenek krzemu osadzany jest w drodze reakcji silanu z tlenem, dwuchlorosilanu z podtlenkiem azotu lub rozkładu ortokrzemianu tetraetylu:



Natomiast warstwę azotku krzemu otrzymuje się w drodze reakcji:



Zbędne obszary dielektryka są następnie usuwane przez trawienie (rys. 6.4f) poprzedzone fotolitografią (rys. 6.4e). Procesy osadzania i wytrawiania dielektryka nie zachowują planarności powierzchni układu scalonego (rys. 6.4g), co stwarza problemy przy kolejnych operacjach technologicznych stosowanych w produkcji układów wielowarstwowych. Z kolei możliwość uszkodzenia osadzanego dielektryka przez produkty reakcji (np. HCl) wymaga kontrolowania procesu osadzania.

Z porównania rysunków 6.3 i 6.4 widać, że zastosowanie implantacji do wytwarzania izolacji pionowej według zaproponowanego sposobu zmniejsza liczbę operacji technologicznych, eliminując jedną fotolitografię, trawienie rowka, nałożenie warstwy dielektryka, wytrawienie zbędnego dielektryka oraz pozwala na uzyskanie płaskiej powierzchni płytki krzemowej, ponadto nie powoduje ewentualnego zanieczyszczenia płytki podczas osadzania dielektryka, trawienia rowka i trawienia dielektryka.

6.2 Podsumowanie

Opracowano nowy sposób wytwarzania izolacji pionowej w krzemowych układach scalonych, polegający na implantacji przez maskę obszarów, które mają izolować poszczególne elementy układu.

Analiza częstotliwościowych i temperaturowych zależności rezystywności wykazała, że najlepsze efekty, tj. izolację o rezystywności rzędu $10^8 \Omega\cdot\text{cm}$, uzyskuje się przy implantacji jonów neonu o energii 600 keV i dawce $1,2\cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ wykonanej przy temperaturze płytki podłożowej podwyższonej do wartości 523 K.

Dla zapewnienia stabilizacji parametrów wytworzonej izolacji w szerokim zakresie częstotliwości konieczne jest przeprowadzenie dodatkowego wygrzewania poimplantacyjnego w temperaturze 823 K w ciągu 15 minut.

Zastosowanie opracowanego sposobu, w porównaniu z dotychczas stosowanymi metodami, pozwala na ograniczenie ilości operacji technologicznych koniecznych do wytworzenia izolacji przy jednoczesnej poprawie jakości wykonywanych układów scalonych.

7. Modyfikacja właściwości dielektrycznych GaAs spowodowana naświetlaniem neutronami

Mając na uwadze odkryte w latach 90-tych minionego wieku zjawisko znacznego wzrostu przenikalności dielektrycznej krzemu naświetlonego dużymi dawkami neutronów, rzędu 10^{19} cm^{-2} [149] oraz wyniki dalszych badań właściwości elektrycznych silnie zdefektowanego krzemu, określono kierunek i zakres badań arsenku galu. W pierwszej kolejności badaniom poddano próbki naświetlone neutronami. Ich celem była analiza wpływu stopnia zdefektowania półprzewodnika na występujące w nim mechanizmy przewodnictwa elektrycznego i wartości takich parametrów jak rezystywność (konduktywność) oraz przenikalność dielektryczna.

Zastosowanie naświetlania neutronami daje możliwość modyfikacji właściwości płytek GaAs w całej ich objętości, przez co można jednoznacznie określić wpływ stopnia zdefektowania półprzewodnika na wymienione powyżej właściwości. Ponadto znając grubość płytki można wyznaczyć wartości przenikalności dielektrycznej i rezystywności zmodyfikowanego arsenku galu.

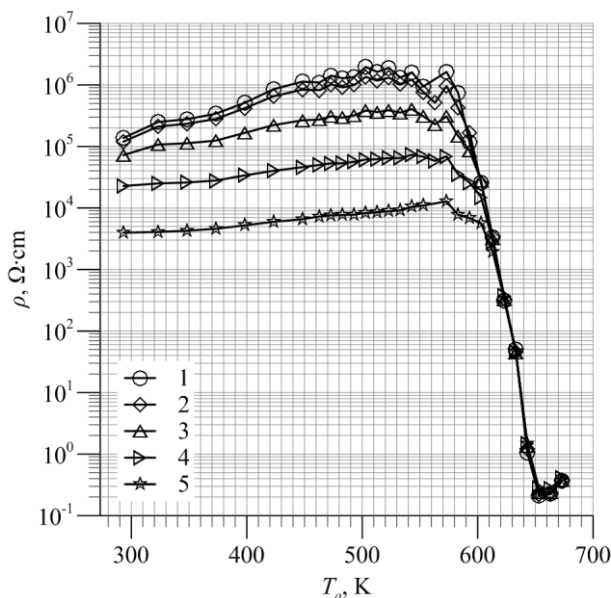
Badania prowadzono zgodnie z metodologią szczegółowo opisaną w rozdziale 3 dla prądu przemiennego o częstotliwości z zakresu od 50 Hz do 5 MHz.

7.1. Wpływ wygrzewania izochronicznego na właściwości dielektryczne GaAs naświetlanego neutronami

Płytkę z GaAs o rezystywności $\rho = 0,1 \Omega \cdot \text{cm}$, naświetlono neutronami o dawce $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$. Następnie przeprowadzono wygrzewanie izochroniczne w czasie $t = 15 \text{ min}$ w rezystancyjnym piecu rurowym sterowanym elektronicznie w zakresie temperatur od 323 K do 673 K, ze skokiem $10 \div 30 \text{ K}$. Dokładność podtrzymywania temperatury wynosiła $\pm 2 \text{ K}$. Właściwości dielektryczne półprzewodnika badano w układzie zastępczym równoległym za pomocą mostka cyfrowego HIOKI 3532 LCR sterowanego cyfrowo. Pomiary wykonywano w temperaturze pokojowej.

Poniżej na rysunku 7.1 przedstawiono charakterystyki rezystywności próbek w funkcji temperatury wygrzewania T_a dla wybranych częstotliwości pomiarowych.

Defekty radiacyjne powstałe wskutek bombardowania neutronami wprowadzają głębokie poziomy energetyczne do pasma zabronionego półprzewodnika (dla arsenku galu szerokość pasma zabronionego $E_g = 1,43 \text{ eV}$), tworząc centra pułapkowania nośników prądu. Powoduje to znaczny wzrost rezystywności w stosunku do półprzewodnika nienaświetlonego.



Rys. 7.1 Zależność rezystywności od temperatury 15-minutowego wygrzewania T_a arsenku galu naświetlonego neutronami, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, temperatura pomiarów – pokojowa, częstotliwość pomiarów f : 1 – 100 Hz; 2 – 1 kHz; 3 – 10 kHz; 4 – 100 kHz; 5 – 1 MHz

W rozpatrywanym przypadku po naświetleniu neutronami rezystywność próbki wzrosła o 6 rzędów wielkości: z $10^{-1} \Omega \cdot \text{cm}$ do $1,4 \cdot 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$ dla częstotliwości 100 Hz. Wygrzewanie materiału w zakresie temperatur ($323 \div 573$) K powoduje dalszy wzrost rezystywności. Dla częstotliwości pomiarowej 100 Hz rezystywność rośnie od $1,4 \cdot 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$ do $1,9 \cdot 10^6 \Omega \cdot \text{cm}$, a dla $f = 1 \text{ MHz}$ od $4,0 \cdot 10^3 \Omega \cdot \text{cm}$ do $1,3 \cdot 10^4 \Omega \cdot \text{cm}$. Przy czym dla częstotliwości mniejszych od 100 kHz maksymalna rezystywność zostaje osiągnięta już przy wygrzewaniu w temperaturze $T_a = 503 \text{ K}$. Dalsze wygrzewanie do 653 K powoduje gwałtowny spadek rezystywności do wartości $0,2 \Omega \cdot \text{cm}$, czyli do poziomu tylko dwa razy większego niż w przypadku próbki nienaświetlanej. Po wygrzaniu próbki w 673 K rezystywność wzrasta do około $0,4 \Omega \cdot \text{cm}$. Świadczy to o istnieniu w strukturze krystalicznej GaAs niewielkiej koncentracji defektów radiacyjnych stabilnych do temperatury 673 K i o prawdopodobnym powstawaniu złożonych defektów w tych temperaturach. Wygrzewanie próbki zakończono w temperaturze 673 K ze względu na wysoką prężność par arsenu powyżej tej temperatury.

Zjawisko wzrostu rezystywności w arsenku galu wywołane wzrostem koncentracji defektów radiacyjnych można wyjaśnić podobnie jak w przypadku krzemu, stosując model generacyjno – rekombinacyjnego mechanizmu skokowej przewodności opisany w rozdziale 4.1. Ze wzorów 4.6 i 4.7 wynika,

że średnia droga, jaką pokonuje elektron od momentu przejścia do pasma przewodzenia do rekombinacji na defekcie maleje szybciej niż średnia odległość pomiędzy defektami. Po osiągnięciu pewnej granicznej koncentracji defektów elektron nie będzie ulegać rozproszeniom, tylko w czasie pozostawania w paśmie przewodzenia zdąży pokonać jedynie odległość do najbliższego defektu, na którym ulegnie rekombinacji. Przy pewnej granicznej koncentracji defektów radiacyjnych procesy relaksacji w zdefektowanym półprzewodniku zostają zastąpione skokową wymianą ładunków pomiędzy sąsiednimi defektami [135]. Stan taki przejawia się znanym zjawiskiem przewodnictwa skokowego.

Dotychczasowe badania prowadzone przez różnych autorów pozwoliły zidentyfikować szereg defektów w arsenku galu:

Defekt **E3** – prosty defekt wprowadzający do pasma zabronionego poziom energetyczny $E = 0,30$ eV, tworzony przez wakansy lub atomy międzywęzłowe (V_{As} , V_{Ga} , Ga_i , As_i) [80]. Wygrzewa się w temperaturze 623 K;

Defekt **E4** – złożony defekt utworzony przez parę $As_{Ga}+V_{As}$ [115], [126] wprowadzający do pasma zabronionego poziom energetyczny $E = 0,67$ eV. Wygrzewa się w temperaturze 873 K;

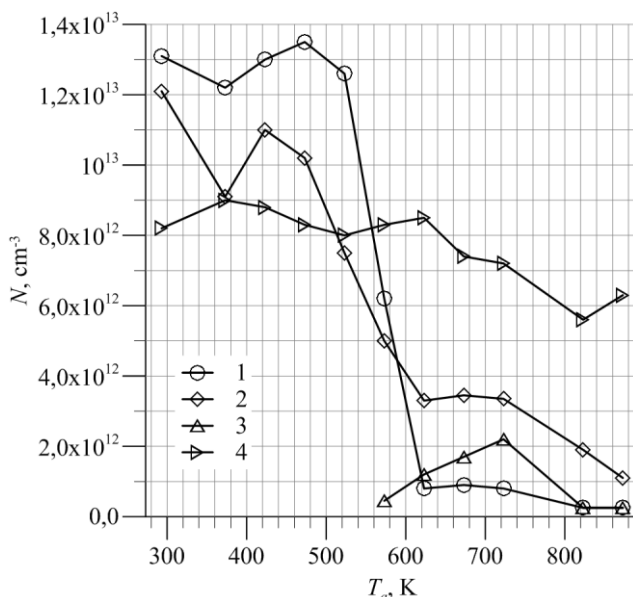
Defekt **P1** – złożony defekt [88] wprowadzający do pasma zabronionego poziom energetyczny $E = 0,39$ eV. Jego koncentracja zaczyna rosnąć przy wygrzewaniu powyżej 523 K. Wygrzewa się w temperaturze 823 K;

Defekt **EL2** – złożony defekt wprowadzający do pasma zabronionego głęboki poziom energetyczny $E = 0,82$ eV. Stabilny w zakresie temperatur wygrzewania do 873 K. Istnieją obecnie dwa modele mikroskopowe defektu EL2: pierwszy zakłada, że jest on samoistnym i złożonym defektem uformowanym przez parę $As_{Ga}+As_i$ [13], drugi, że jest izolowanym atomem arsenu przemieszczonym do podsiatki krystalicznej galu (As_{Ga}) lub parą $V_{Ga}As_i$ [46].

Rysunek 7.2 przedstawia zależności koncentracji defektów od temperatury wygrzewania izochronicznego w naświetlonym neutronami GaAs [12].

Zaobserwowane na rysunku 7.1 znaczne zmniejszenie rezystywności dla temperatur wygrzewania powyżej 573 K można przypisać wygrzewaniu w tej temperaturze defektów E3 i E4, widocznemu na rysunku 7.2. Natomiast nieznaczny wzrost rezystywności dla T_a powyżej 653 K związany jest prawdopodobnie z tworzeniem się złożonych defektów P1.

Zjawisko powstawania par naładowanych defektów radiacyjnych podczas skokowej wymiany ładunków pomiędzy defektami, oprócz spadku rezystywności powoduje również znaczny wzrost przenikalności dielektrycznej, który jest konsekwencją dodatkowej polaryzacji pochodzącej od pary naładowanych defektów [165]. Świadczy o tym skala wzrostu ϵ_r w stosunku do materiału nienaświetlonego.

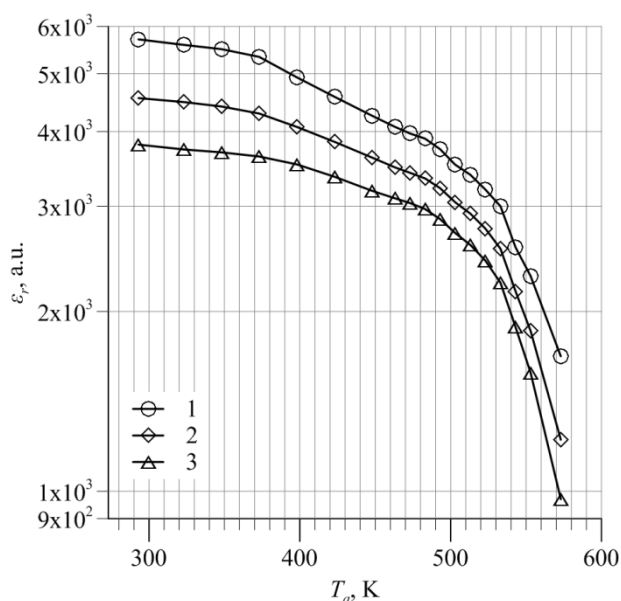


Rys. 7.2 Zależność koncentracji defektów radiacyjnych w GaAs od temperatury wygrzewania izochronicznego: 1 – E3; 2 – E4; 3 – P1; 4 – EL2 [12]

Rysunek 7.3 przedstawia uzyskane w wyniku badań zależności względnej przenikalności dielektrycznej od temperatury wygrzewania.

Jak widać na rysunku 7.3 próbka poddana naświetlaniu neutronami, ale niewygrzewana charakteryzuje się przy wyższych częstotliwościach względną przenikalnością dielektryczną rzędu $4 \cdot 10^3$ (tangens kąta stratności dielektrycznej spada wtedy poniżej 0,1). Podczas gdy ϵ_r niezdefektowanego arsenku galu wynosi 12,9 [89]. Tak dużego wzrostu przenikalności dielektrycznej nie można wytłumaczyć znanymi z literatury mechanizmami polaryzacji orientacji (polaryzacji dipolowej), które mogą powodować wzrost przenikalności względnej do poziomu około 100 [166]. Wartości ϵ_r powyżej 10^3 tłumaczy się powstawaniem dipoli na skutek skokowej wymiany elektronów pomiędzy defektami znajdującymi się w podstawowym stanie neutralnym [142], [155]. Widoczny na rysunku 7.3 spadek przenikalności dielektrycznej wraz ze wzrostem temperatury wygrzewania spowodowany jest spadkiem koncentracji defektów radiacyjnych i co za tym idzie spadkiem polaryzacji pochodzącej od par naładowanych defektów.

Potwierdzeniem występowania przewodzenia skokowego w silnie zdefektowanym półprzewodniku jest zależność rezystywności badanego półprzewodnika od częstotliwości. Na rysunku 7.1 wyraźnie widać, że dla danej temperatury wygrzewania rezystywność maleje wraz ze wzrostem częstotliwości pomiarowej.

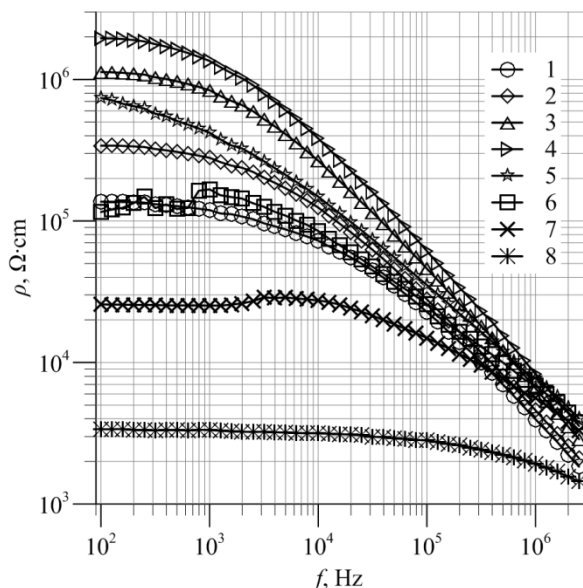


Rys. 7.3 Zależność względnej przenikalności dielektrycznej od temperatury wygrzewania arsenku galu naświetlonego neutronami, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, temperatura pomiarów pokojowa, częstotliwość pomiarów f : 1 – 10 kHz; 2 – 100 kHz; 3 – 1 MHz

W celu dokładniejszego przeanalizowania zależności rezystywności od częstotliwości pomiarowej, na podstawie przeprowadzonych pomiarów wykonano i przedstawiono na rysunku 7.4, charakterystyki $\rho(f)$ dla różnych temperatur wygrzewania.

Zależności przedstawione na rysunku 7.4 ograniczono do temperatury wygrzewania $T_a = 613 \text{ K}$, ponieważ dla wyższych temperatur rezystywność przestaje zależeć od częstotliwości pomiarowej – charakterystyki stają się całkowicie płaskie. Niewątpliwie zmiany rezystywności wygrzewanego półprzewodnika spowodowane są zmianą koncentracji defektów radiacyjnych. Zdaniem autora w grę wchodzi dwa procesy przeciwnie wpływające na wypadkową rezystywność (konduktywność) badanego materiału.

W zakresie dużych koncentracji defektów radiacyjnych zapewniających wysoki stopień kompensacji nośników prądu (elektronów w paśmie przewodzenia i dziur w paśmie walencyjnym) przewodzenie odbywa się głównie na zasadzie przewodzenia skokowego. W tym zakresie spadek koncentracji defektów wprowadzających głębokie poziomy energetyczne do pasma zabronionego powoduje wzrost rezystywności wskutek zmniejszenia się prawdopodobieństwa wymiany elektronu pomiędzy dwoma sąsiednimi defektami.



Rys. 7.4 Zależność rezystywności od częstotliwości pomiarowej arsenku galu naświetlonego neutronami, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, temperatura pomiarów pokojowa, otrzymane dla różnych temperatur wygrzewania izochronicznego T_a : 1 – GaAs niewygrzewany; 2 – 373 K; 3 – 448 K; 4 – 503 K; 5 – 583 K; 6 – 593 K; 7 – 603 K; 8 – 613 K

W przedziale temperatur od 293 K do 573 K wygrzewają się również defekty o stosunkowo płtykich poziomach energetycznych, które zachowują się jak atomy domieszek. Ich wygrzewanie się powoduje spadek koncentracji nośników prądu, co również skutkuje wzrostem rezystywności.

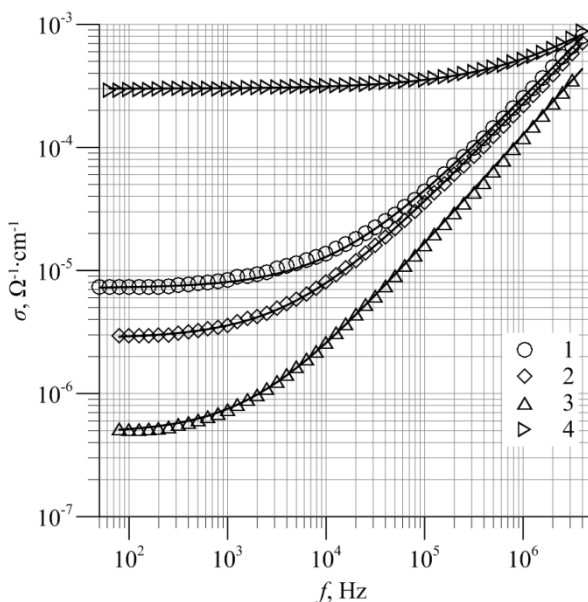
Przy dalszym wygrzewaniu w wyższych temperaturach, koncentracja defektów obniża się do poziomu, w którym nie wszystkie nośniki prądu są wychwytywane przez defekty w sieci krystalicznej badanego półprzewodnika. Powoduje to spadek rezystywności, przy czym przewodzenie zaczyna odbywać się na zasadzie przewodzenia pasmowego. W celu zweryfikowania powyższych stwierdzeń dla wszystkich temperatur wygrzewania aproksymowano charakterystyki $\sigma(f)$ za pomocą funkcji opisanej wzorem (5.17):

$$\sigma(f) = \sigma_B + \sigma_H \cdot f^\alpha$$

gdzie: σ_B – konduktywność pasmowa o wartości niezależnej od częstotliwości; $\sigma_H f^\alpha$ – konduktywność skokowa zależna od częstotliwości, przy czym według [72] w przypadku przewodzenia skokowego $\alpha \leq 0,8$.

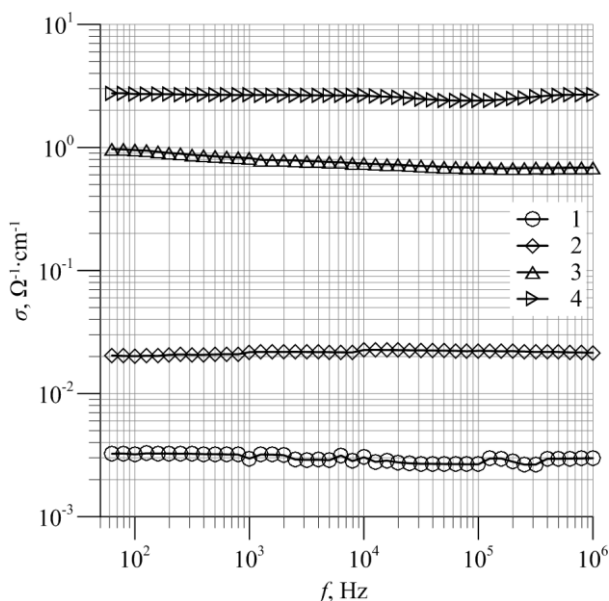
Poniżej na rysunku 7.5 przedstawiono zależności $\sigma(f)$ oraz ich aproksymacje wykonane dla wybranych temperatur wygrzewania. Otrzymane krzywe pokazują wysoką zgodność danych pomiarowych z funkcją aproksymującą, będącą sumą

składowej stałej σ_B niezależnej od częstotliwości (reprezentującej przewodzenie pasmowe) oraz składowej $\sigma_H f^\alpha$ zależnej od częstotliwości (reprezentującej przewodzenie skokowe). Fakt ten potwierdza przypuszczenie, że w zdefektowanym arsenku galu przewodzenie jest superpozycją przewodzenia pasmowego i skokowego.



Rys. 7.5 Zależności konduktywności od częstotliwości pomiarowej dla GaAs naświetlonego neutronami, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, otrzymane dla próbki wygrzewanej w temperaturach T_a : 1 – próbka niewygrzewana, 2 – 373 K, 3 – 503 K, 4 – 613 K. Linia ciągłą – aproksymacja funkcją $\sigma(f) = \sigma_B + \sigma_H \cdot f^\alpha$, symbole – dane pomiarowe. Temperatura pomiarów pokojowa

Wygrzewanie powyżej temperatury $T_a = 623 \text{ K}$ powoduje zanik zależności konduktywności od częstotliwości, co przedstawia rysunek 7.6. Nie oznacza to, że w arsenku galu wygrzewanym powyżej 623 K nie ma już defektów radiacyjnych. Ich koncentracja spada poniżej poziomu, przy którym prawdopodobieństwo wymiany elektronu pomiędzy dwoma sąsiednimi defektami jest znikomo małe, z drugiej strony natomiast pojawiają się elektrony w paśmie przewodnictwa i dziury w paśmie walencyjnym. Stąd bierze się mała rezystywność w porównaniu do materiału naświetlonego neutronami, ale niewygrzewanego (ρ próbki niewygrzewanej wynosi $1,2 \cdot 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$ wobec $0,22 \Omega \cdot \text{cm}$ próbki wygrzewanej do 653 K).

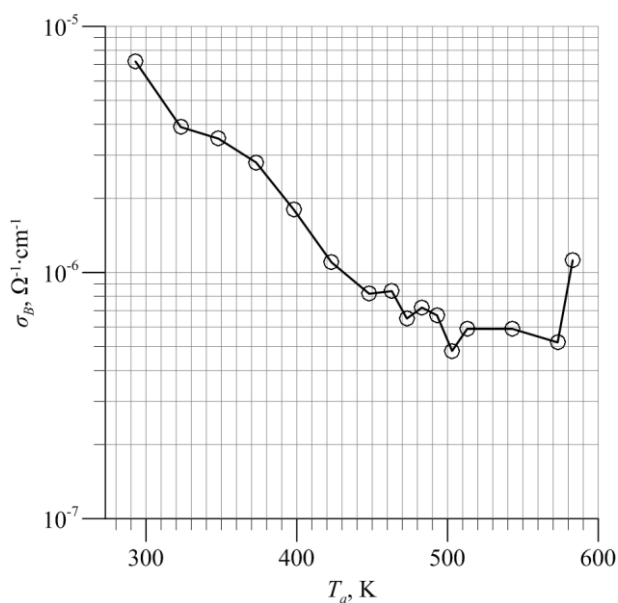


Rys. 7.6 Zależności konduktywności od częstotliwości pomiarowej dla GaAs naświetlonego neutronami, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ otrzymany dla próbki wygrzewanej w temperaturach T_a : 1 – 623 K; 2 – 633 K; 3 – 643 K; 4 – 673 K. Temperatura pomiarów pokojowa

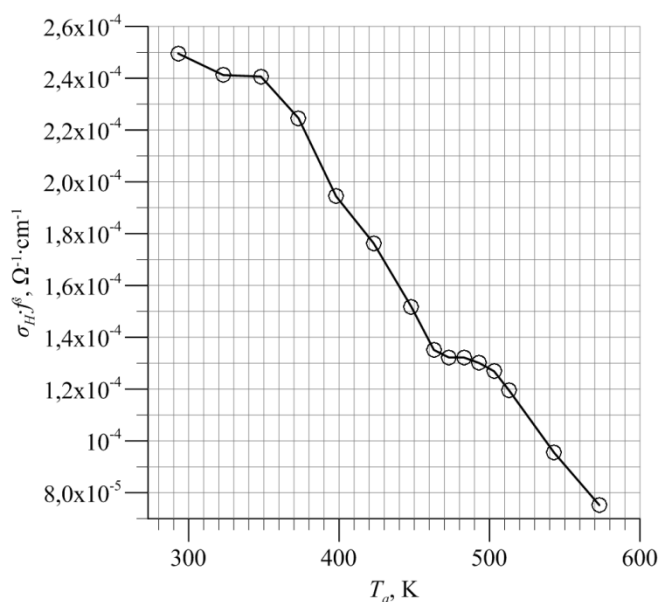
Zmiany charakteru przewodzenia w wygrzewanym arsenku galu pokazują również rysunki 7.7, 7.8 i 7.9, przedstawiające zależności składowych σ_B , σ_H , oraz wykładnika potęgi α od temperatury wygrzewania T_a , uzyskane na podstawie aproksymacji danych pomiarowych zależnością (5.17).

Na rysunku 7.7 można zaobserwować wyraźny spadek składowej przewodzenia pasmowego σ_B podczas wygrzewania do temperatury 573 K. Spadek konduktywności σ_B spowodowany jest prawdopodobnie wygrzewaniem się płytkich defektów radiacyjnych. Powyżej 573 K obserwujemy wzrost σ_B . Zdaniem autora wzrost ten wynika ze spadku koncentracji głębokich defektów, będących centrami pułapkowania nośników prądu, poniżej poziomu zapewniającego wysoki stopień kompensacji nośników prądu.

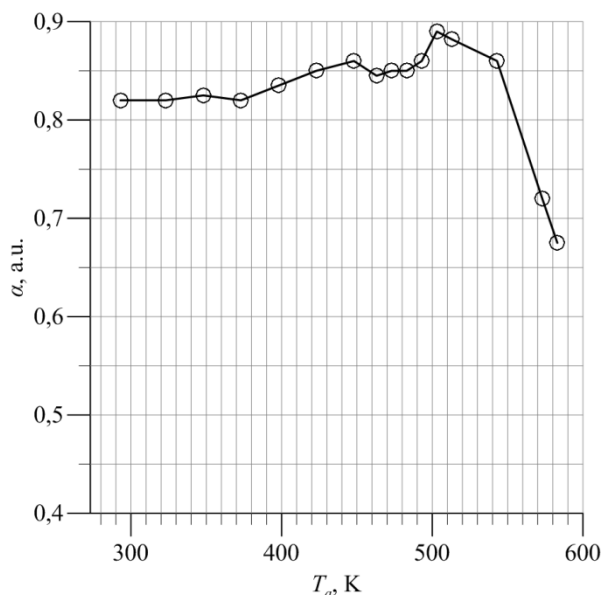
Wygrzewanie się głębokich defektów radiacyjnych powoduje spadek składowej przewodzenia skokowego σ_H , co widać wyraźnie na rysunku 7.8. Zgodnie z [72], w przypadku przewodzenia skokowego konduktywność powinna być proporcjonalna do f^α , gdzie $\alpha \leq 0,8$. Na rysunku 7.9 można zaobserwować spadek α poniżej 0,8 dla temperatur wygrzewania większych od 543 K. Na podstawie powyższego można stwierdzić, że w zakresie temperatur wygrzewania (543 ÷ 573) K następuje zmiana charakteru przewodzenia ze skokowego na pasmowy.



Rys. 7.7 Zależność składowej pasmowej konduktywności σ_B od temperatury wygrzewania T_a dla arsenku galu naświetlonego neutronami, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, temperatura pomiarów pokojowa



Rys. 7.8 Zależność składowej skokowej konduktywności $\sigma_H f^\alpha$ od temperatury wygrzewania T_a dla arsenku galu naświetlonego neutronami, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ otrzymany dla częstotliwości pomiarowej $f = 1 \text{ MHz}$, temperatura pomiarów pokojowa



Rys. 7.9 Zależność współczynnika częstotliwościowego α we wzorze na wypadkową konduktywność $\sigma(f) = \sigma_B + \sigma_H \cdot f^\alpha$ od temperatury wygrzewania T_a dla arsenku galu naświetlonego neutronami, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, temperatura pomiarów pokojowa

7.2 Podsumowanie

Badania właściwości elektrycznych arsenku galu silnie zdefektowanego naświetlaniem neutronami przeprowadzone na prądzie zmiennym wykazały znaczny wzrost jego rezystywności w stosunku do półprzewodnika nienaświetlonego. Zastosowanie wygrzewania izochronicznego wykazało wpływ temperatury na rezystywność arsenku galu, związany z wygrzewaniem poszczególnych typów defektów radiacyjnych. Dla temperatur wygrzewania powyżej 573 K można zaobserwować znaczne zmniejszenie wartości rezystywności do poziomu $0,2 \Omega \cdot \text{cm}$ przy temperaturze 653 K w stosunku do wartości $10^6 \Omega \cdot \text{cm}$ przy temperaturze 523 K.

Analiza zależności częstotliwościowych rezystywności i konduktywności naświetlonego neutronami arsenku galu potwierdziła występowanie w zdefektowanych półprzewodnikach dwóch mechanizmów przewodzenia – pasmowego i skokowego. Składowa pasmowa, charakterystyczna dla zakresu niskich częstotliwości, zmniejsza swój udział w całkowitym przewodzeniu wraz ze wzrostem temperatury wygrzewania. Największy spadek obserwujemy przy temperaturze 573 K, co jest spowodowane wygrzewaniem płytkich defektów. Powyżej tej temperatury następuje ponowny wzrost składowej pasmowej przewodzenia, będący konsekwencją spadku koncentracji głębokich defektów pełniących rolę centrów pułapkowania nośników prądu.

8. Właściwości elektryczne arsenku galu poddanego polienergetycznej implantacji jonów wodoru

Implantacja jonowa jest popularną metodą przekształcania warstwy przewodzącej, występującej w półprzewodnikach zawierających pierwiastki z grup III–V układu okresowego, na warstwę wysokorezystywną [4, 52, 85, 86]. Ze względu na łatwość stosowania, możliwość precyzyjnej regulacji głębokości oraz kompatybilność z technologią planarną, implantacja jonowa stanowi potencjalną alternatywę dla trawienia wyspowego. Konwencjonalne sposoby trawienia nie mogą sprostać potrzebie integracji urządzeń o strukturze pionowej (takich jak diody typu PIN) z urządzeniami wykonanymi w technologii planarnej (np. tranzystory FET), zachowując jednocześnie geometrię płaską [99]. Defekty sieci krystalicznej, powstające na skutek oddziaływania implantowanych jonów, odpowiadają głębokim poziomom energetycznym pełniąc funkcję pułapek nośników ładunku elektrycznego. W celu wytworzenia obszaru izolacyjnego o wysokiej jakości niezbędne jest zapewnienie równomiernego rozkładu defektów na całej głębokości warstwy epitaksjalnej lub warstwy krystalicznej, w której są osadzone elementy układu scalonego. Dawka implantowanych jonów powinna odpowiadać optymalnej koncentracji defektów, wygenerowanych w wyniku implantacji. Okazuje się, że przy niższych dawkach tempo usuwania nośników ładunku elektrycznego jest zbyt niskie, aby zahamować przewodzenie. Z drugiej strony, jeżeli koncentracja defektów wzrasta powyżej optymalnej wartości, wówczas rezystancja zmniejsza się na skutek zjawiska przewodności skokowej. Metoda implantacji jonów wodoru została pomyślnie zastosowana do wytworzenia obszarów izolacyjnych w tranzystorach polowych (FET), fotodetektorach, tranzystorach wykonanych na podłożu o dużej ruchliwości nośników (HEMT) oraz heterozłączowych tranzystorach bipolarnych (HBT), opartych na arsenku galu [52]. Również produkcja obszarów falowodowych w urządzeniach optoelektronicznych możliwa jest dzięki zastosowaniu kontrolowanej generacji defektów w procesie bombardowania protonami [38]. Właściwości elektryczne uformowanej warstwy izolacyjnej uzależnione są od wielu parametrów, charakteryzujących proces implantacji, takich jak dawka, masa oraz energia jonów, temperatura podłoża w trakcie implantacji oraz temperatura wygrzewania poimplantacyjnego.

W wyniku przeprowadzonych badań ustalono, że temperatura wygrzewania optymalna dla wytworzenia warstwy izolowanej protonami, o możliwie najwyższej rezystancji, wynosi około 623 K [4]. Ponadto, przeprowadzenie implantacji GaAs w temperaturze 473 K pozytywnie wpływa na stabilność temperaturową warstwy izolacyjnej oraz rozszerzenie przedziału optymalnych wartości temperatur wygrzewania [98]. Zastosowanie jonów helu podczas implantacji umożliwiło osiągnięcie jeszcze wyższej rezystywności, a przeprowadzenie tego procesu w warunkach temperatury podwyższonej

do 473 K rozszerzyło zakres stabilności temperaturowej do przedziału $(473 \div 923)$ K. Dla jonów helu, optymalna wartość temperatury wygrzewania została określona jako zbliżona do 723 K [38]. Jednakże, po zastosowaniu jonów boru, azotu lub tlenu badania laboratoryjne próbek wykazały, że w przeciwieństwie do implantacji protonów oraz jonów helu, temperatura implantacji ma bardzo niewielki wpływ na rezystywność badanego materiału [91, 98].

W związku z powyższym, ustalenie mechanizmów tworzenia się defektów radiacyjnych oraz wyjaśnienie mechanizmów pułapkowania i przenoszenia nośników ładunku elektrycznego, jak również temperaturowej stabilności pułapek jest niezbędne dla osiągnięcia większej wydajności urządzeń elektronicznych.

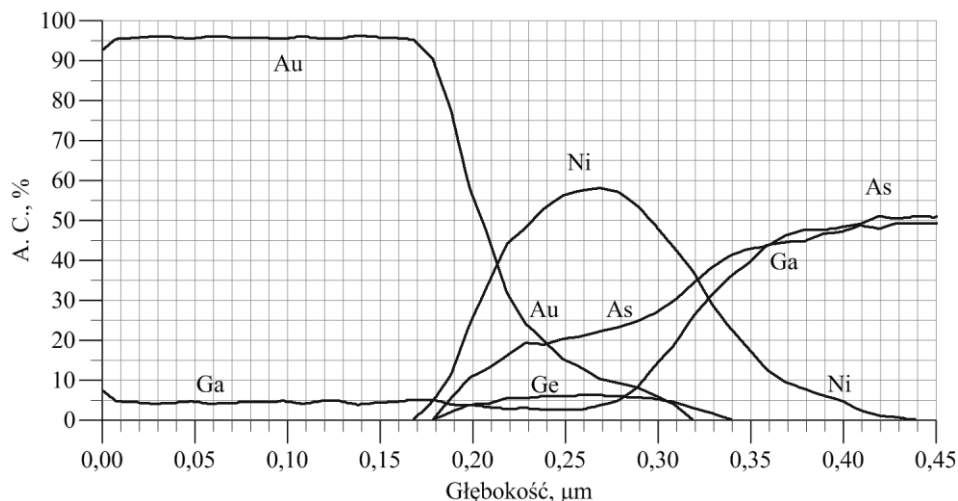
W niniejszej rozdziale przeanalizowano charakter zmian rezystywności w funkcji temperatury wygrzewania poimplantacyjnego warstw GaAs typu n , skompensowanych przez implantację jonów wodoru w temperaturze pokojowej. W warstwach GaAs, których struktura została zmodyfikowana w wyniku implantacji protonów, zbadano zależność konduktywności od częstotliwości (w obwodzie probierczym zastosowano prąd stały i zmienny) przed i po wygrzewaniu w temperaturach należących do zakresu $(373 \div 673)$ K. Przeprowadzone pomiary pozwoliły na zdefiniowanie mechanizmu przenoszenia nośników ładunku elektrycznego w warstwie implantowanej. Wiadomo, że w przypadku pasmowego mechanizmu przenoszenia ładunku elektrycznego, konduktywność skompensowanej warstwy GaAs nie zależy od częstotliwości aż do wartości rzędu 10^5 Hz [72]. Zatem wzrost konduktywności wraz ze wzrostem częstotliwości powiązany jest z mechanizmem przewodności skokowej. W tym przypadku zawartość punktowych defektów, powstałych na skutek implantacji w badanej warstwie jest tak duża, że elektrony uwięzione w powstałych w ten sposób poziomach energetycznych wykonują przeskoki z jednego defektu do drugiego.

8.1 Badane próbki

W toku prowadzonych badań laboratoryjnych implantacji poddano kryształy GaAs typu n o następujących parametrach: grubość (400 ± 20) μm , rezystywność $(0,55 \pm 0,05)$ $\Omega\cdot\text{cm}$, koncentracja nośników $(2,7 \pm 0,4) \cdot 10^{15}$ cm^{-3} , ruchliwość nośników 4180 $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, orientacja $\langle 100 \rangle$, wytworzone metodą Czochralskiego, na które przed implantacją naniesiono styki rezystancyjne.

Na płytki naniesiono styki rezystancyjne po obu stronach badanej próbki, wykorzystując metodę temperaturowego naporowywania próżniowego struktury wielowarstwowej. Pierwszą warstwę stanowił film Ni ($0,05$ μm), drugą warstwę stop eutektyczny (88% Au + 12% Ge) o grubości $0,15$ μm , a trzecią film Au o grubości około $0,1$ μm . Utworzona w ten sposób struktura wielowarstwowa została wygrzana w temperaturze 653 K, w atmosferze wodoru, tworząc styki

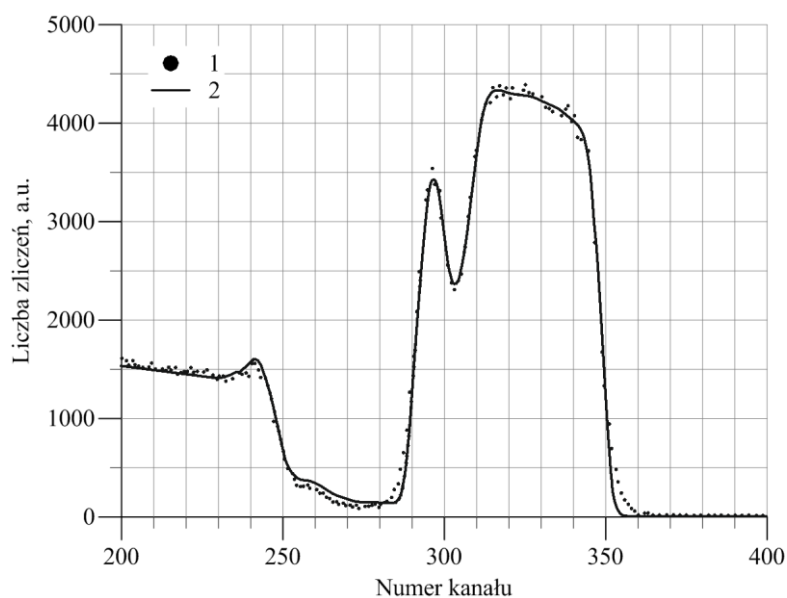
omowe. W ostatniej fazie przygotowania próbki, na jej tylną stronę naniesiono galwanicznie film Au o grubości 1 μm . Rozkład głębokościowy poszczególnych pierwiastków na powierzchni planarnej przedstawia rys. 8.1.



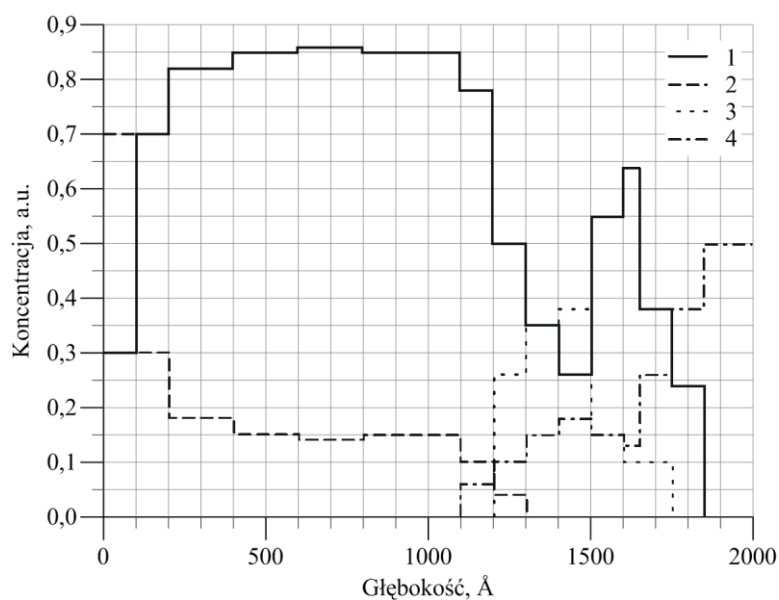
Rys. 8.1 Rozkład głębokościowy warstw stanowiących styki badanych próbek GaAs zmierzony metodą spektroskopii Auger'a z jednoczesnym rozpylaniem jonowym

Rozkład pierwiastków w stykach rezystancyjnych zbadano również metodą RBS. Widmo RBS analizy energetycznej rozproszonych jonów He^+ o energii 1,4 MeV charakterystyczne dla pierwiastków obecnych w wytworzonych stykach przedstawiono na rysunku 8.2a, a rozkład głębokościowy pierwiastków określony z powyższego widma na rysunku 8.2b.

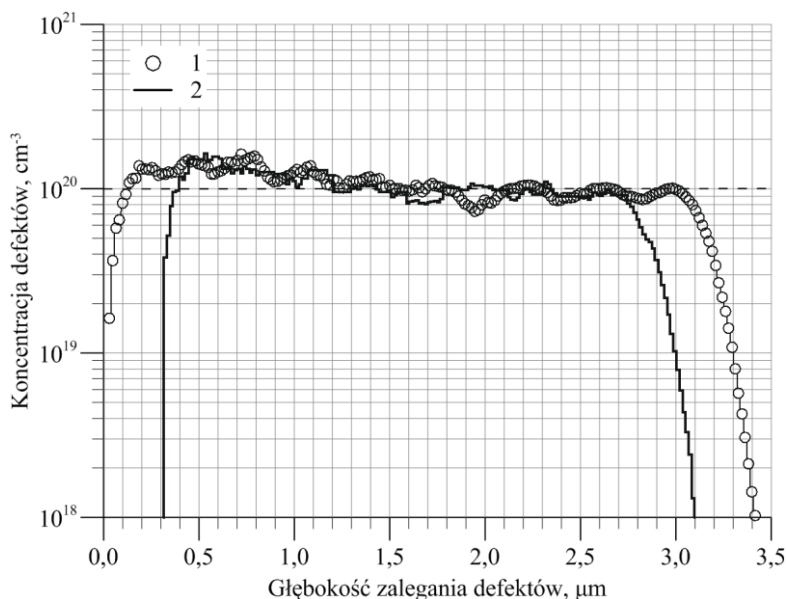
Natomiast na rysunku 8.3 przedstawiono teoretyczny rozkład głębokościowy wakansów, powstałych w GaAs w wyniku pięciostopniowej polienergetycznej implantacji jonów H^+ , poprzez uprzednio naniesioną wielowarstwową strukturę styków rezystancyjnych. Główną przyczyną pojawienia się izolacyjnych właściwości badanego materiału są defekty spowodowane oddziaływaniem jonów. Schemat implantacji, zastosowany w przeprowadzonym eksperymencie, prowadzi do powstania w przybliżeniu stałego poziomu wakansów w obszarze przypowierzchniowym (warstwa o grubości 3,7 μm). W toku prowadzonych badań przyjęto, że koncentracja wakansów, wymagana do wytworzenia opisanych powyżej obszarów izolacyjnych jest równa około 10^{20} cm^{-3} w całej objętości warstwy zdefektowanej. Zakładana wartość koncentracji wakansów odpowiada obszarom arsenku galu o bardzo dobrych właściwościach izolacyjnych [52].



Rys. 8.2a Widmo RBS, zarejestrowane na granicy powierzchni styku rezystancyjnego i GaAs; 1 – widmo eksperymentalne, 2 – symulacja



Rys. 8.2b Głębokościowe rozkłady pierwiastków w styku rezystancyjnym: 1 – Au, 2 – Ge, 3 – Ni, 4 – GaAs



Rys. 8.3 Teoretyczny rozkład głębokościowy wakansów powstałych w GaAs w wyniku polienergetycznej implantacji jonów H^+ , otrzymany w procesie implantacji protonów o dawkach $2,0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, $1,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, $1,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, $1,1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, oraz $1,0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ i energiach równych odpowiednio 400 keV, 300 keV, 220 keV, 130 keV i 65 keV; 1 – GaAs bez warstwy metalizacji, 2 – GaAs z warstwą metalizacji o grubości $0,35 \text{ } \mu\text{m}$

W celu określenia zestawów energii i dawek, optymalnych pod kątem wytworzenia płaskich profili głębokościowych koncentracji defektów radiacyjnych powstałych na skutek polienergetycznej implantacji jonów, zastosowano algorytm obliczeniowy PROFCON opisany w pracy [52]. Wykorzystany algorytm został oparty na rozwiązaniu równania Fredholma pierwszego rodzaju. Dyskretne wartości dawek określono poprzez całkowanie ciągłego widma energetycznego w wybranych przedziałach wartości energii. Podstawowe wartości energii zostały wybrane w taki sposób, aby sąsiednie profile koncentracji defektów były jednorodne pod względem głębokości oraz zachodziły na siebie w wystarczającym stopniu.

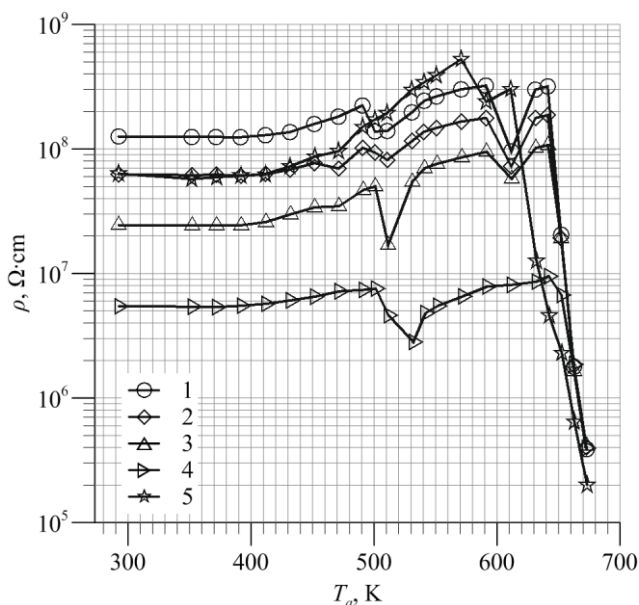
Ostatecznie, przypowierzchniową warstwę zdefektowaną, o możliwie jak najbardziej jednorodnej charakterystyce głębokościowego rozkładu defektów o grubości około $3,7 \text{ } \mu\text{m}$, wytworzono poddając opisaną wcześniej próbkę polienergetycznej implantacji jonów wodoru o następujących, dobranych na drodze symulacji komputerowej, energiach i odpowiadających im dawkach: 65 keV – 10^{14} cm^{-2} , 130 keV – $1,1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, 220 keV – $1,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, 300 keV – $1,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, 400 keV – $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Implantację strony planarnej przez warstwę metali stykowych o grubości $0,35 \text{ } \mu\text{m}$ przeprowadzono w temperaturze pokojowej za pomocą akceleratora Van der Graaffa

o maksymalnej energii 1 MeV. W celu zminimalizowania wpływu efektu kanałowego, powierzchnia próbki została nachylona pod kątem 7° względem kierunku padania wiązki jonów wodoru. Podczas implantacji wartość prądu wiązki jonów H^+ utrzymywano na poziomie $0,15 \mu A \cdot cm^{-2}$.

Tak przygotowaną próbkę poddano badaniom właściwości elektrycznych. Za pomocą mostka cyfrowego HIOKI 3532 LCR mierzono rezystancję, pojemność i tangens kąta stratności dielektrycznej w układzie zastępczym równoległym w zakresie częstotliwości od 50 Hz do 5 MHz. Mierzono również rezystancję przy napięciu stałym. Bezpośrednio po przeprowadzeniu implantacji jonowej wykonano pomiary w zakresie temperatur ($77 \div 293$) K. Następnie próbkę wygrzewano izochronicznie w czasie $t = 15$ min w wysokotemperaturowym piecu rezystancyjnym ze skokiem temperatury ($10 \div 20$) K, zaczynając od 373 K a kończąc na 673 K, wykonując po każdym wygrzewaniu cykl pomiarowy w temperaturze pokojowej. Dodatkowo, po wygrzewaniu w temperaturach 453 K, 473 K, 523 K, 533 K, 573 K, 593 K, 643 K i 663 K wykonano pomiary w zakresie temperatur ($77 \div 433$) K. Pomiary realizowano z wykorzystaniem specjalistycznego stanowiska opisanego szczegółowo w rozdziale 3.

8.2 Wpływ temperatury wygrzewania na parametry elektryczne implantowanego GaAs

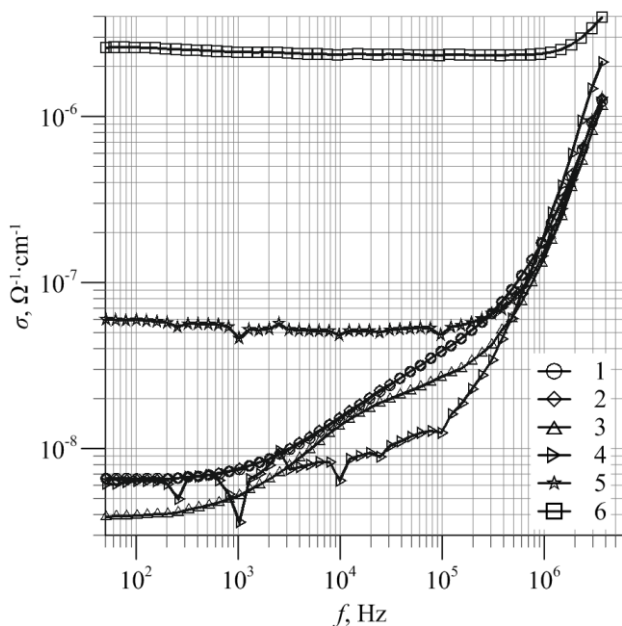
Rysunek 8.4 przedstawia charakter zmian rezystywności ρ warstwy implantowanej w funkcji temperatury wygrzewania T_a . Zamieszczono na nim charakterystyki rezystywności badanej warstwy odpowiadające pomiarom przeprowadzonym przy prądzie stałym oraz dla wybranych częstotliwości prądu zmiennego: 1 kHz, 10 kHz, 100 kHz, 1 MHz. Po przeprowadzeniu implantacji protonów, rezystywność warstwy osiągnęła wartość rzędu $10^8 \Omega \cdot cm$, co oznacza wzrost o około osiem rzędów wielkości, w stosunku do wartości wyjściowej. Wygrzewanie próbek w kolejnych, co raz wyższych temperaturach prowadzi do dalszego zwiększenia rezystywności, która osiąga wartość maksymalną rzędu $5 \cdot 10^9 \Omega \cdot cm$, przy temperaturze wygrzewania $T_a = 593$ K (pomiar w obwodzie stałoprądowym). W wyniku dalszego wygrzewania próbek rezystywność zmniejsza się. Dla przeprowadzonych pięciu serii pomiarowych uzyskane wartości rezystywności wskazują na występowanie mechanizmu przewodności skokowej w implantowanym, ale niewygrzewanym materiale. Ten typ transportu nośników ładunku elektrycznego o małej ruchliwości prowadzi do pojawienia się pośrednich wartości rezystywności, co dokładnie zgadza się z fenomenologicznym modelem zaprezentowanym przez Short'a oraz Pearton'a [103]. Duże znaczenie zjawiska przewodności skokowej niewątpliwie potwierdza charakter zależności rezystywności od częstotliwości prądu probierczego.



Rys. 8.4 Zależności rezystywności próbki implantowanej polienergetycznie jonami H^+ od temperatury wygrzewania poimplantacyjnego T_a , dla różnych wartości częstotliwości f : 1 – 1 kHz, 2 – 10 kHz, 3 – 100 kHz, 4 – 1 MHz, 5 – DC. Temperatura pomiarów pokojowa

Częstotliwościowe zależności konduktywności próbek GaAs poddanych implantacji oraz 15-minutowemu wygrzewaniu w temperaturach z zakresu $(323 \div 773)$ K przedstawia rysunek 8.5. Analizując charakterystyki wyznaczone dla próbek wygrzanych w temperaturach $T_a \leq 503$ K można zaobserwować wyraźny wzrost konduktywności wraz ze wzrostem częstotliwości powyżej 1 kHz (rys. 8.5).

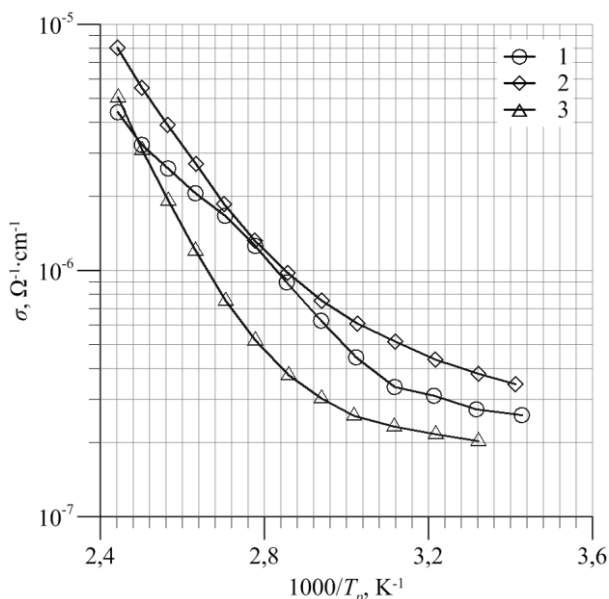
Powyższa obserwacja dowodzi, że w implantowanych warstwach GaAs ujawnił się mechanizm skokowego przenoszenia ładunku elektrycznego. Przy wyższych wartościach temperatur wygrzewania ($T_a \geq 653$ K) konduktywność praktycznie pozostaje stała aż do częstotliwości 1 MHz. Prezentowane wyniki badań wskazują jednoznacznie na fakt, że wygrzewanie w temperaturach wyższych niż 653 K powoduje zmianę mechanizmu przewodzenia ze skokowego na pasmowy. Należy także podkreślić, że na tym etapie znaczna część defektów w dalszym ciągu pozostaje skoncentrowana w warstwie implantowanej, co powoduje, że dalsze zwiększanie temperatury wygrzewania, powoduje wzrost konduktywności.



Rys. 8.5 Zależności konduktywności od częstotliwości, dla próbki implantowanej polienergetycznie jonami H^+ dla różnych temperatur wygrzewania T_a : 1 – próbka niewygrzewana, 2 – 373 K, 3 – 473 K, 4 – 553 K, 5 – 653 K, 6 – 673 K

W toku prowadzonych prac badawczych dla próbek wygrzanych w temperaturze $T_a \geq 433$ K sporządzono wykresy Arrheniusa (konduktywność w zależności od temperatury odwrotnej) dla częstotliwości 1 MHz (rys. 8.6).

Następnie, na podstawie wykreślonych krzywych określono najbardziej prawdopodobne wartości energii aktywacji przewodności skokowej ΔE . Dla temperatury wygrzewania $T_a = 433$ K wartość ΔE jest równa około 0,4 eV. Wygrzewanie próbek w wyższej temperaturze, równej $T_a = 513$ K, powoduje wzrost wartości energii aktywacji do około 0,5 eV. Po wygrzaniu badanych próbek w temperaturze 613 K obserwuje się kolejny wzrost najbardziej prawdopodobnej wartości energii aktywacji do około 0,65 eV. Tak duże wartości energii aktywacji przewodności skokowej wskazują na to, że przewodzenie prądu odbywa się na skutek przeskoków elektronu ponad barierą potencjału, która oddziela defekty [72]. W wyniku badania metodą spektroskopii pojemnościowej (DLTS) arsenku galu typu n , napromieniowanego wiązką protonów, zaobserwowano pułpkę o energii aktywacji równej $(0,39 \div 0,4)$ eV, która najprawdopodobniej jest defektem złożonym [89]. Wartości energii aktywacji oscylujące wokół 0,65 eV mogą być powiązane z defektem E4 (0,67 eV) [115], który prawdopodobnie jest defektem złożonym typu $As_{Ga} + V_{As}$ [114].



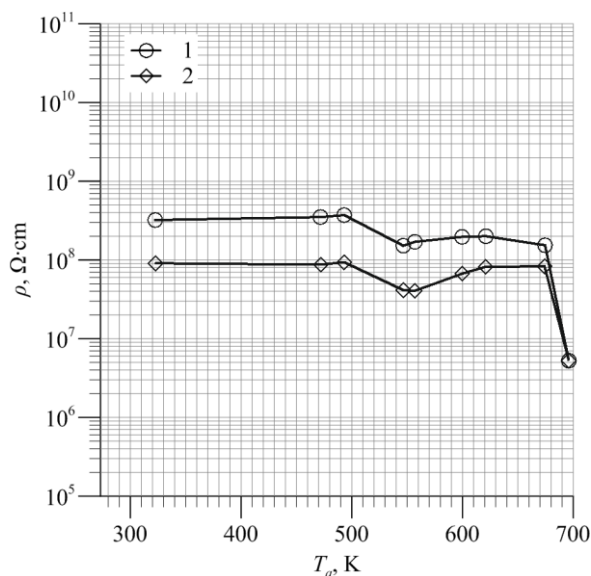
Rys. 8.6 Zależności konduktywności od temperatury odwrotnej $1000/T_p$ dla próbki implantowanej polienergetycznie jonami H^+ dla różnych temperatur wygrzewania T_q : 1 – 433, 2 – 513 K, 3 – 613 K

Jak widać z rysunku 8.6, wygrzewanie przy $T_a = 613$ K powoduje obniżenie koncentracji defektów o energiach aktywacji 0,4 eV i 0,5 eV. Konduktywność na częstotliwości 1 MHz określona jest defektami o wyższej energii aktywacji – 0,65 eV. Powoduje to, że na częstotliwości 1 MHz w zakresie temperatur roboczych $T_p \leq 373$ K rezystywność wytworzonej w ten sposób izolacji wynosi $\rho \geq 2 \cdot 10^6 \Omega \cdot \text{cm}$.

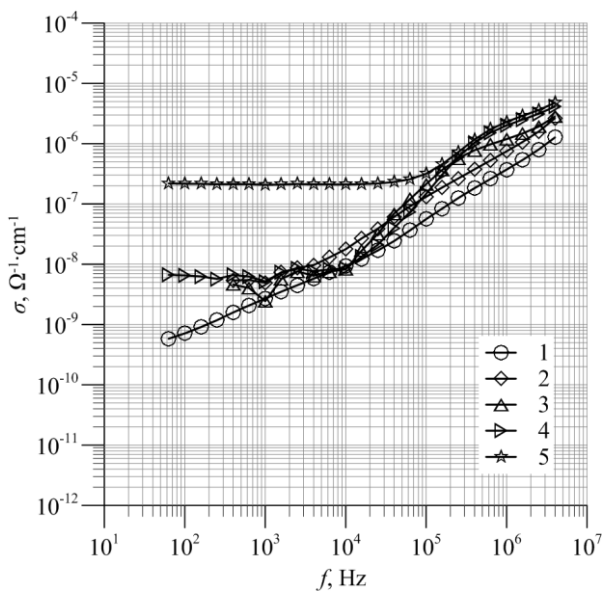
8.3 Stabilność temperaturowa warstw izolacyjnych GaAs otrzymanych w wyniku polienergetycznej implantacji jonowej

Niniejszy rozdział zawiera wyniki badań stabilności warstw izolacji wytworzonych polienergetyczną implantacją jonów H^+ . Pomiary przeprowadzono według metodologii opisanej w rozdziale 3 w przedziale temperatur pomiarowych od 77 K do 433 K ze skokiem 5 K, przy częstotliwości prądu zmiennego od 50 Hz do 5 MHz dla każdej z temperatur pomiarów.

Na rysunku 8.7 przedstawiono porównanie wartości rezystywności warstw po wygrzewaniu izochronicznym w przedziale temperatur T_a do 673 K, zmierzonych dla różnych wartości częstotliwości w temperaturze $T_p = 173$ K.



Rys. 8.7 Zależności rezystywności warstw GaAs kompensowanych polienergetyczną implantacją jonów wodoru H^+ od temperatury 15-minutowego wygrzewania izochronicznego T_0 dla różnych częstotliwości f : 1 – 2 kHz, 2 – 20 kHz, temperatura pomiarów $T_p = 173$ K



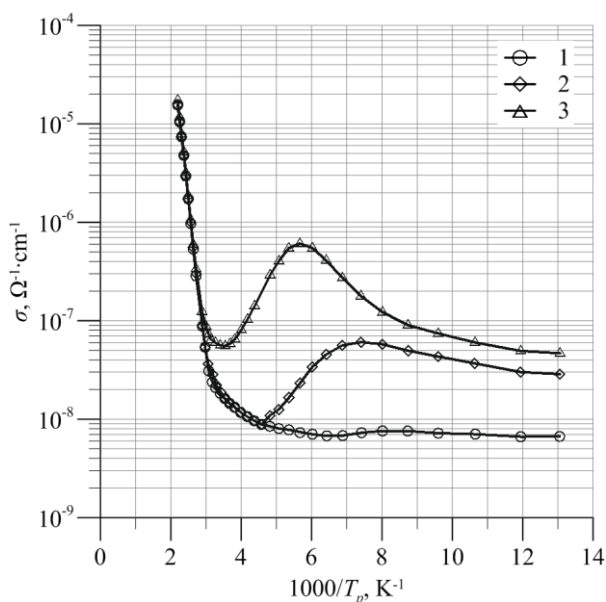
Rys. 8.8 Zależności konduktywności σ warstw GaAs kompensowanych polienergetyczną implantacją jonów wodoru H^+ od częstotliwości pomiarowej f dla różnych temperatur wygrzewania izochronicznego T_0 : 1 – próbka niewygrzewana, 2 – 523 K, 3 – 573 K, 4 – 643 K, 5 – 663 K. Temperatura pomiarów $T_p = 173$ K

Z rysunku 8.7 widać, że rezystywność prawie w całym zakresie temperatur wygrzewania jest stała. Niewielkie zmiany następują w przedziale od 523 K do 673 K.

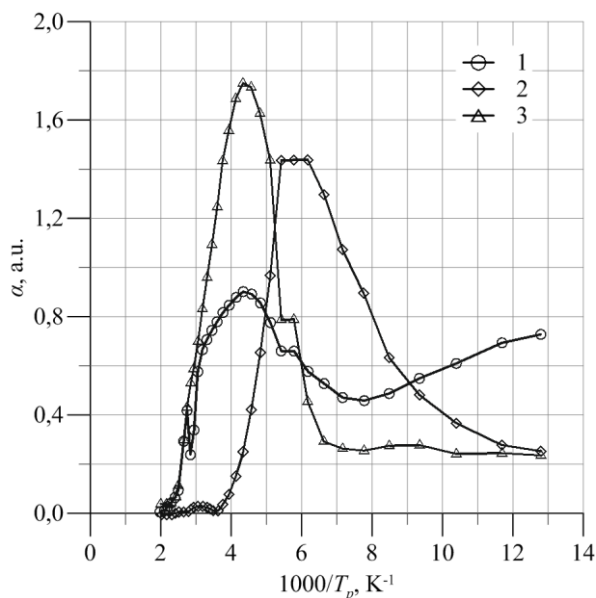
Z porównania częstotliwościowych zależności konduktywności dla temperatur pomiarowych $T_p = 173$ K (rys. 8.8) widać, że wraz ze wzrostem częstotliwości konduktywność rośnie. Pomiarzy wykazały, że dla temperatur wygrzewania do 593 K włącznie częstotliwościowa zależność przewodności wystąpiła dla częstotliwości powyżej 10^4 Hz, a dla wyższych temperatur wygrzewania przy częstotliwości większej od 10^5 Hz. Jest to powiązane z wysokotemperaturową skokową przewodnością po defektach radiacyjnych powstałych w wyniku naświetlania jonami H^+ .

Dla zależności przewodności w funkcji $1000/T_p$ dla temperatury wygrzewania $T_a = 593$ K (rys. 8.9) w przedziale od 4 do 6 zaobserwowano minimum konduktywności σ .

W przypadku przewodzenia pasmowego takie zachowanie konduktywności można powiązać z pojawieniem się wielokrotnie naładowanych defektów zmniejszających ruchliwość. Jednak w opisanym przypadku zmniejszeniu przewodności towarzyszy szybkie zwiększenie zależności częstotliwościowej, wyrażonej wykładnikiem potęgi α we wzorze $\sigma(f) \sim f^\alpha$ (rys. 8.10)



Rys. 8.9 Temperaturowe zależności konduktywności σ warstw GaAs kompensowanych polienergetyczną implantacją jonów wodoru H^+ dla różnych częstotliwości pomiarowych f : 1 – 2 kHz, 2 – 20 kHz, 3 – 200 kHz, temperatura wygrzewania $T_a = 593$ K



Rys. 8.10 Temperaturowe zależności współczynnika częstotliwościowego α warstw GaAs kompensowanych polienergetyczną implantacją jonów wodoru H^+ dla różnych częstotliwości pomiarowych f : 1 – 2 kHz, 2 – 20 kHz, 3 – 200 kHz, temperatura wygrzewania $T_a = 593$ K

Porównanie temperaturowych zależności σ i α (rys. 8.9 i rys. 8.10) otrzymanych przy temperaturze wygrzewania 593 K pokazuje, że stadium wzrostu przewodności o energii aktywacji ok. 0,19 eV odpowiada wzrost współczynnika α do około 2. Takie wartości współczynnika α występują przy skokach elektronów nad barierami potencjału otaczającymi defekty.

8.4 Mechanizm przewodnictwa elektrycznego w implantowanym jonowo GaAs

Stopień zdefektowania półprzewodnika determinuje sposób przewodzenia prądu elektrycznego. Jak wiadomo, można wyróżnić dwie jego formy: przewodzenie pasmowe, charakterystyczne dla półprzewodnika krystalicznego i skokowe, związane z dużą koncentracją defektów radiacyjnych, spowodowaną np. przez implantację jonową. Według N.F. Motta [72] przewodność odpowiadająca tej drugiej formie wymiany ładunków wykazuje silną zależność od częstotliwości, którą można opisać funkcją $\sigma = \sigma_H \cdot f^\alpha$. Natomiast przewodzenie pasmowe nie zależy od częstotliwości aż do 10^8 Hz.

Z uwagi na fakt, że implantowany protonami H^+ arsenek galu jest silnie zdefektowany, z dużym prawdopodobieństwem można przyjąć, że występują w nim obydwa wymienione mechanizmy przewodzenia prądu, a całkowita

konduktywność jest superpozycją dwóch składowych, tj. pasmowej – σ_B i skokowej – $\sigma_H \cdot f^\alpha$, co wyraża zależność (5.17):

$$\sigma(f) = \sigma_B + \sigma_H \cdot f^\alpha$$

Niniejszy rozdział oraz praca [135] zawierają analizę wyników eksperymentalnych mającą na celu potwierdzenie przyjętych założeń.

Do wyznaczenia składowej pasmowej przewodzenia w zdeformowanym GaAs posłużono się pomiarami rezystancji przy prądzie stałym. Po przeliczeniu zmierzonej rezystancji na konduktywność otrzymuje się składową pasmową konduktywności σ_B . Jej zależność od temperatury wygrzewania przedstawia rysunek 8.11.

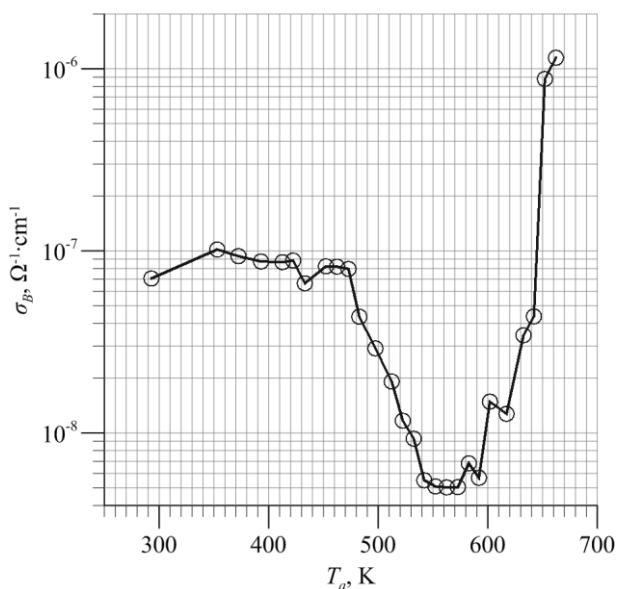
Na rysunku 8.11 można wyróżnić trzy obszary. W pierwszym, do temperatury wygrzewania 473 K, wartość σ_B zmienia się nieznacznie. Wynika z tego, że koncentracja defektów radiacyjnych w tym zakresie temperatur wygrzewania zapewnia stały stopień kompensacji nośników prądu w paśmie dozwolonym.

W drugim obszarze, od 473 K do 573 K, następuje zmniejszenie wartości σ_B . Mimo, że w tym zakresie temperatur wygrzewania następuje spadek wypadkowej koncentracji defektów radiacyjnych [12], co powinno skutkować wzrostem ilości nośników prądu i wzrostem konduktywności, to konduktywność pasmowa spada. Jest to spowodowane wygrzewaniem się defektów płytkich, które zachowują się jak atomy domieszek, dostarczając nośników prądu do pasma dozwolonego. Wygrzewanie się właśnie tych defektów powoduje spadek σ_B . W tym zakresie zmniejsza się też koncentracja głębokich defektów, będących centrami pułapkowania nośników prądu. Spadek koncentracji głębokich defektów jest jednak mniejszy niż spadek koncentracji defektów płytkich. Dlatego też w zakresie temperatur wygrzewania (473 ÷ 573) K konduktywność pasmowa maleje.

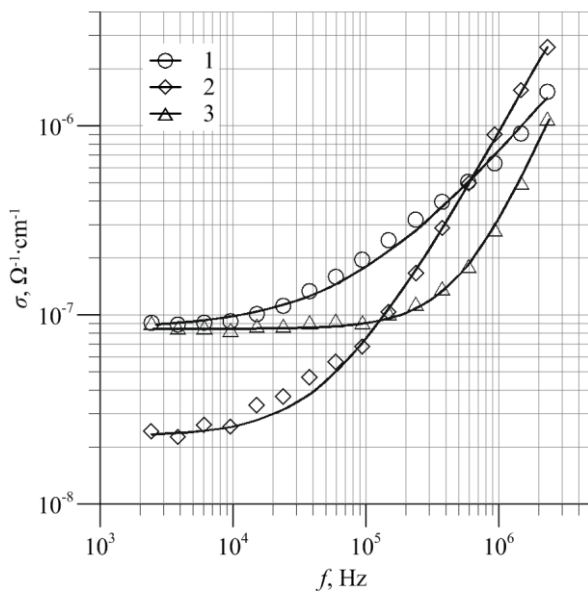
Od 573 K do 673 K występuje gwałtowny wzrost konduktywności. Można go przypisać spadkowi koncentracji głębokich defektów, stanowiących centra pułapkowania elektronów i dziur.

Wartości składowej $\sigma_H \cdot f^\alpha$, reprezentującej przewodzenie skokowe, wyznaczono posługując się metodą aproksymacji rzeczywistych krzywych $\sigma(f)$ funkcją $\sigma(f) = \sigma_B + \sigma_H \cdot f^\alpha$. Rysunek 8.12 przedstawia przykładowe aproksymacje dla wybranych temperatur wygrzewania.

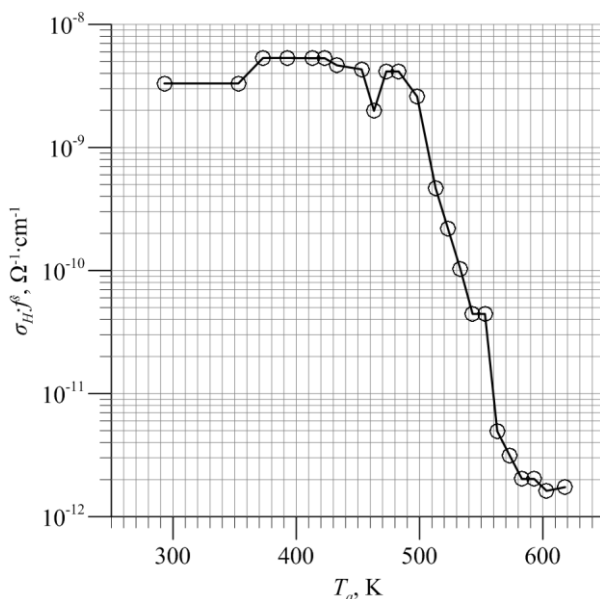
Aproksymacje takie sporządzono również dla pozostałych temperatur wygrzewania. Na ich podstawie opracowano charakterystyki $\sigma_H \cdot f^\alpha$ – składowej skokowej konduktywności oraz α – wykładnika potęgi częstotliwości ze wzoru (5.17), w zależności od temperatury wygrzewania.



Rys. 8.11 Zależność składowej pasmowej konduktywności σ_B od temperatury wygrzewania izochronicznego T_a dla GaAs typu n implantowanego polienergetycznie jonami H^+ , temperatura pomiarów pokojowa



Rys. 8.12 Zależności konduktywności σ od częstotliwości pomiarowej f dla GaAs typu n implantowanego polienergetycznie jonami H^+ dla różnych temperatur wygrzewania T_a : 1 – 463 K, 2 – 523 K, 3 – 633 K, (symbole – dane pomiarowe; linia ciągła – aproksymacja)



Rys. 8.13 Zależność $\sigma_H f^\alpha$ - składowej skokowej konduktywności od temperatury wygrzewania dla GaAs typu n implantowanego polienierygetycznie jonami H^+ otrzymana dla częstotliwości pomiarowej $f = 1$ MHz

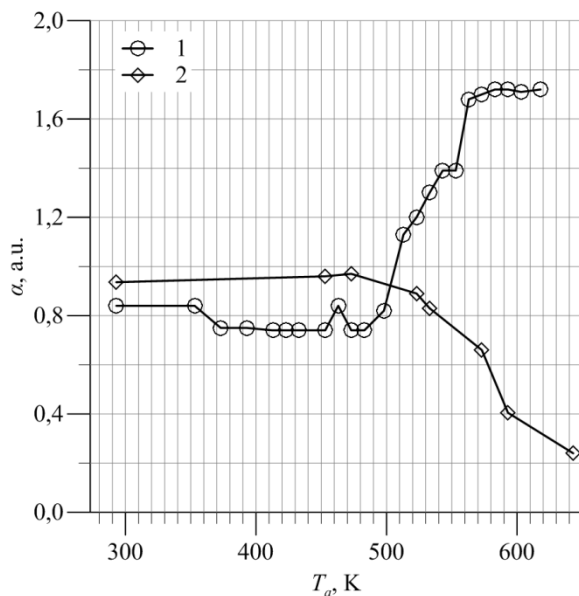
Z zależności przedstawionej na rysunku 8.13 można wywnioskować, że wartość składowej skokowej konduktywności zmienia się nieznacznie w zakresie temperatur wygrzewania ($293 \div 483$) K, a następnie maleje gwałtownie o 3 rzędy wielkości przy wygrzewaniu od 483 K do 573 K. Taki przebieg krzywej $\sigma_H \cdot f^\alpha$ można przypisać niewielkim zmianom koncentracji głębokich defektów radiacyjnych w pierwszym obszarze temperatur wygrzewania i szybkiemu jej spadkowi w drugim obszarze, tj. ($483 \div 573$) K. Przy wygrzewaniu powyżej 573 K składowa skokowa konduktywności stabilizuje się na niskim poziomie, co świadczy o istnieniu pewnej ilości głębokich defektów radiacyjnych w GaAs wygrzewanych powyżej 573 K. Pomimo tego, że koncentracja głębokich defektów jest niska, cały czas utrzymuje się zależność konduktywności od częstotliwości pomiarowej, co widoczne jest na rysunek 8.12: charakterystyka $\sigma(f)$ próbki wygrzanej w temperaturze $T_a = 633$ K zaczyna rosnąć dla $f_{\text{pom}} \geq 10^5$ Hz. Powyższe wnioski dotyczące koncentracji defektów radiacyjnych wyciągnięte z analizy zależności częstotliwościowej składowej skokowej przewodzenia w zdefektowanym półprzewodniku są zgodne z przebiegiem wypadkowej koncentracji głębokich defektów radiacyjnych zaprezentowanym w pracy [12].

Świadczy to o poprawności, przyjętego założenia, że wypadkowa konduktywność w zdefektowanym półprzewodniku jest superpozycją

konduktywności pasmowej i skokowej, gdzie wypadkową konduktywność można opisać wzorem (5.17).

Więcej informacji na temat zjawisk odpowiedzialnych za przewodzenie może dostarczyć analiza zmienności wykładnika potęgi częstotliwości - α . Na rysunku 8.14 przedstawiono przebieg współczynnika α w zależności od temperatury wygrzewania dla różnych temperatur pomiarowych.

Analizując przebieg krzywej 1, wyznaczonej w temperaturze pokojowej, można zauważyć, że w zakresie temperatur wygrzewania ($293 \div 498$) K współczynnik α mieści się w przedziale wartości $0,74 \div 0,84$. Według [72], w przypadku przewodzenia skokowego wartość $\alpha < 0,8$ świadczy o tunelowaniu elektronów, natomiast $\alpha > 0,8$ związane jest z przeskokiem elektronu nad barierą potencjału defektu sieci krystalicznej. Wygrzewanie powyżej 498 K powoduje stopniowy wzrost α do poziomu 1,7 (dla $T_a \geq 563$ K), przy jednoczesnym spadku składowej skokowej $\sigma_H \cdot f^\alpha$ o 4 rzędy wielkości (rys. 8.13). Tak wysoka wartość α wskazuje na przeskoki elektronów nad barierą potencjału utworzoną przez defekty amfoteryczne [135]. Wartości $\sigma_H \cdot f^\alpha$ i α otrzymane dla temperatury wygrzewania wyższej od 498 K świadczą o wygrzewaniu się prostych defektów (wakanse i defekty międzywęzłowe) i tworzeniu defektów złożonych.



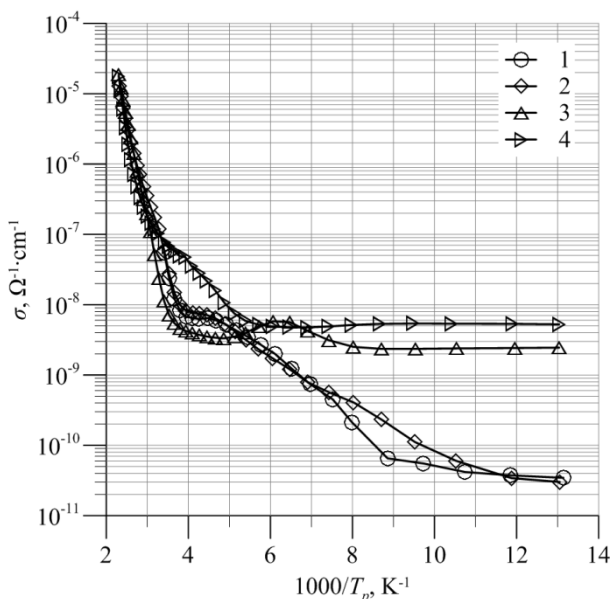
Rys. 8.14 Zależności współczynnika α od temperatury wygrzewania T_a dla GaAs typu *n* implantowanego polienergetycznie jonami H^+ odpowiadające pomiarom w temperaturze pokojowej (1) i LNT (2) przy częstotliwości $f = 1$ MHz

Krzywa 2, odpowiadająca pomiarom w temperaturze ciekłego azotu, ma nieco inny przebieg. W zakresie temperatur wygrzewania do 472 K, podobnie jak i dla krzywej 1, współczynnik α utrzymuje stałą wartość na poziomie około 0,9 ($0,86 \div 0,95$). Następnie równomiernie obniża się do wartości 0,2 po wygrzaniu w temperaturze 663 K. Powyższe świadczy o tym, że wygrzewanie powyżej 473 K powoduje na tyle duży spadek koncentracji defektów radiacyjnych, że energia przekazywana nośnikom prądu w temperaturze LNT, jest zbyt mała, aby spowodować przeskok.

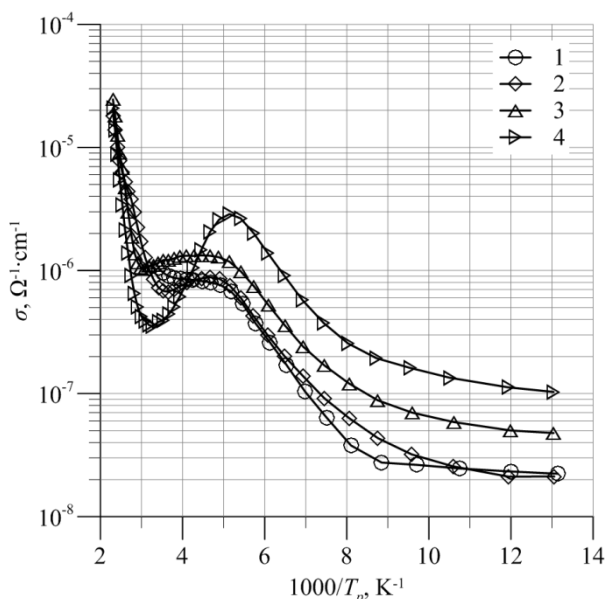
8.5 Skokowe przenoszenie ładunku elektrycznego w GaAs poddanym polienergetycznej implantacji

W wyniku przeprowadzonych badań, opisanych powyżej, otrzymano szereg wniosków, dotyczących mechanizmów przenoszenia ładunku elektrycznego w silnie zdefektowanym GaAs. Najważniejszym z nich jest stwierdzenie skokowego mechanizmu przenoszenia ładunku elektrycznego [166] oraz opracowanie modelu tego zjawiska, który obejmuje zarówno prąd stały jak i zmienny [151]. Weryfikacja tego modelu została opisana w pracy [150].

Rysunki 8.15 i 8.16 przedstawiają wykresy Arrheniusa dla GaAs poddanego polienergetycznej implantacji jonów H^+ .



Rys. 8.15 Zależności konduktywności GaAs typu *n* implantowanego polienergetycznie jonami H^+ od temperatury odwrotnej $1000/T_p$ dla częstotliwości pomiarowej $f = 1$ kHz i różnych temperatur wygrzewania T_a : 1 – bez wygrzewania, 2 – 473 K, 3 – 523 K, 4 – 643 K



Rys. 8.16 Zależności konduktywności GaAs typu *n* implantowanego polienergetycznie jonami H^+ od temperatury odwrotnej $1000/T_p$ dla częstotliwości pomiarowej $f = 1$ MHz i różnych temperatur wygrzewania T_a : 1 – bez wygrzewania, 2 – 473 K, 3 – 523 K, 4 – 643 K

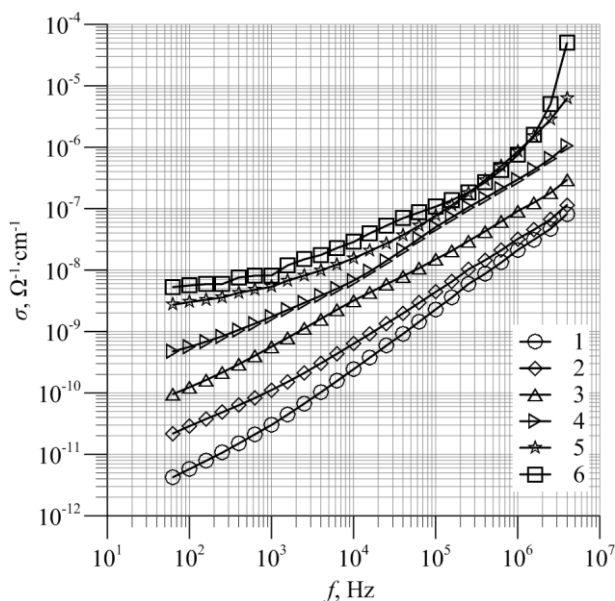
Charakterystyki zostały wykreślone dla próbki niewygrzanej oraz dla próbek poddanych 15-minutowemu wygrzewaniu w zakresie temperatur T_a do 663 K.

Dla temperatur $T_a \leq 473$ K przebiegi $\sigma(1000/T_p)$ praktycznie nie ulegają zmianom (rys. 8.15). Defekty radiacyjne, typowe dla tego zakresu temperatur T_a , mogą być scharakteryzowane przez podane poniżej wartości energii aktywacji, zmierzone dla częstotliwości 1 kHz. W zakresie $5 < 1000/T_p < 8$ wartość energii aktywacji równa jest $\Delta E_1^L \approx 0,17$ eV. Defekt ten ulega wygrzewaniu w temperaturze $T_a = 523$ K, co powoduje wzrost konduktywności niskotemperaturowej o około 100 razy. W zakresie $3 < 1000/T_p < 4$ występuje defekt o energii aktywacji $\Delta E_2^L \approx 0,85$ eV, którego wygrzewanie w temperaturze $T_a = 523$ K powoduje obniżenie konduktywności o około 8 razy. Dla temperatur pomiarowych $1000/T_p < 3$ zaobserwowano defekt o energii aktywacji $\Delta E_3^L \approx 1,1$ eV.

Dla częstotliwości sygnału probierczego równej 1 MHz (rys. 8.16), w zakresie temperatur pomiarów $5 < 1000/T_p < 8$ na wykresach zależności $\sigma(1000/T_p)$ widoczny jest wzrost konduktywności z energią aktywacji $\Delta E_1^H \approx 0,19$ eV. Następnie jej wartość stabilizuje się, po czym zaczyna się dalszy wzrost w zakresie $1000/T_p < 3$ z energią aktywacji równą $\Delta E_2^H \approx 0,95$ eV. Wygrzewanie w temperaturach $T_a \geq 523$ K powoduje zanik tego defektu oraz pojawienie się wyraźnego minimum konduktywności, gdy wartość temperatury pomiarowej jest równa $1000/T_p \approx 3$. Zaobserwowane minimum pogłębia się

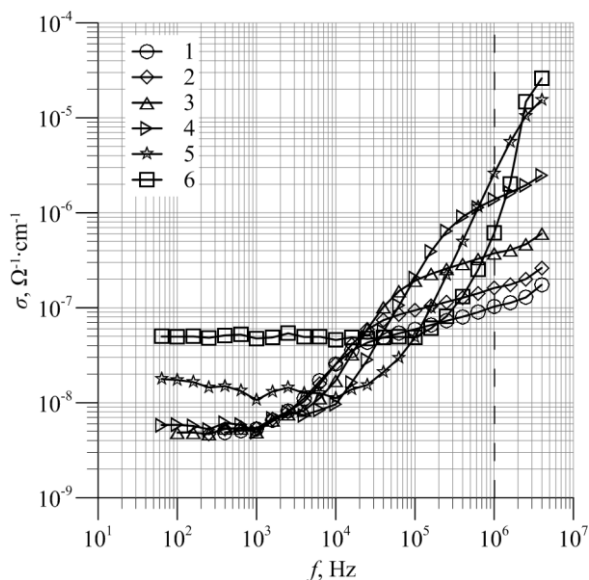
wraz ze wzrostem temperatury wygrzewania do wartości $\sigma_{\max}/\sigma_{\min} \approx 8$, dla $T_a = 643$ K.

Na rysunku 8.17 zaprezentowano zależności $\sigma(f)$ wyznaczone dla różnych temperatur pomiarów T_p dla próbki wygrzewanej w temperaturze $T_a = 473$ K. Jak widać, zależność $\sigma(f)$ osłabia się wraz ze wzrostem temperatury pomiarowej.

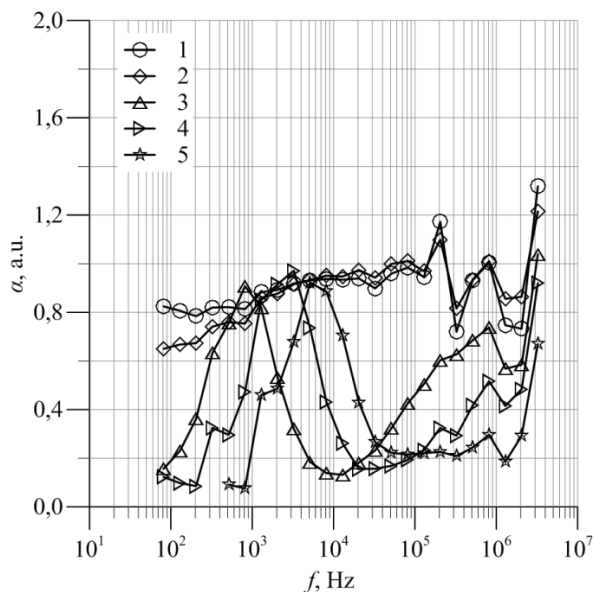


Rys. 8.17 Zależności konduktywności GaAs typu n implantowanego polienergetycznie jonami H^+ od częstotliwości f dla próbki wygrzewanej w temperaturze $T_a = 473$ K. Temperatury pomiarów T_p : 1 – 77 K, 2 – 103 K, 3 – 133 K, 4 – 163 K, 5 – 203 K, 6 – 253 K

Wzrost temperatury wygrzewania T_a do wartości większych niż 523 K prowadzi do radykalnych zmian w zależnościach $\sigma(f, T_p)$, co pokazano na rysunku 8.18, który został wykonany dla temperatury wygrzewania $T_a = 643$ K. Zależność $\sigma(f)$ nasila się wraz ze wzrostem temperatury pomiarów T_p . Na zaprezentowanych przebiegach można zaobserwować trzy obszary częstotliwościowe: niskich częstotliwości f_L , w którym obserwuje się słabe zmiany $\sigma_L(f)$, obszar średnich częstotliwości, dla którego obserwuje się gwałtowny wzrost $\sigma(f)$ oraz obszar wysokich częstotliwości f_H , w którym również występują słabe zmiany $\sigma_H(f)$. W związku z takim charakterem częstotliwościowej zależności konduktywności, na wykresie $\alpha(f)$ (rys. 8.19) pojawia się wyraźne maksimum, którego obecność została wyjaśniona za pomocą modelu przewodności skokowej dla prądu stałego i zmiennego, szczegółowo opisanego w rozdziale 5.



Rys. 8.18 Zależności konduktywności GaAs typu *n* implantowanego polienergetycznie jonami H^+ od częstotliwości f dla próbki wygrzanej w temperaturze $T_a = 643$ K. Temperatury pomiarów T_p : 1 – 77 K, 2 – 103 K, 3 – 133 K, 4 – 163 K, 5 – 203 K, 6 – 253 K



Rys. 8.19 Zależności współczynnika częstotliwościowego α wyznaczonego dla temperatury pomiarów $T_p = 77$ K dla GaAs typu *n* implantowanego polienergetycznie jonami H^+ od częstotliwości f dla próbki wygrzanej w temperaturach T_a : 1 – bez wygrzewania, 2 – 473 K, 3 – 523 K, 4 – 573 K, 5 – 643 K

W modelu tym zakłada się, że po przeskoku elektronu z jednej neutralnej studni potencjału do drugiej pozostaje on w niej przez czas τ , a następnie wykonuje przeskok z prawdopodobieństwem p do studni trzeciej, w kierunku określonym polem elektrycznym. W efekcie pojawia się przewodnictwo stałoprądowe lub zmiennoprądowe o niskich częstotliwościach prądu zmiennego. Po upływie czasu τ elektron może również powrócić do studni pierwszej z prawdopodobieństwem $(1 - p)$.

Powyższe przeskoki powodują przepływ prądu o wysokiej częstotliwości:

$$f \gg \frac{1}{2\pi\tau} \quad (8.1)$$

W takim przypadku funkcja $\alpha(f)$ osiąga maksimum dla częstotliwości:

$$f_{\max} \approx \frac{1}{2\pi\tau} \quad (8.2)$$

Prawdopodobieństwo przeskoku elektronu w jednostce czasu może być opisane wzorem [72]:

$$P = C \cdot \exp\left(-2\alpha_H R - \frac{\Delta E_\tau}{kT}\right) \quad (8.3)$$

gdzie: $\exp(-2\alpha_H R)$ – szybkość spadania funkcji falowej elektronu, znajdującego się w studni potencjału defektu radiacyjnego, R – średnia odległość pomiędzy defektami, ΔE_τ – energia aktywacji przeskoku, α_H – stała.

Analiza wzoru (8.3) prowadzi do stwierdzenia, że czas pomiędzy dwoma kolejnymi przeskokami elektronu jest funkcją temperatury:

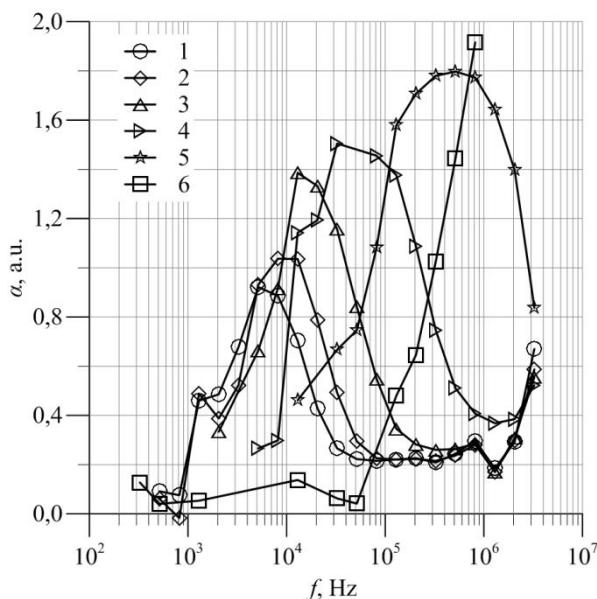
$$\tau = \frac{1}{P} \Rightarrow \tau \approx C_1 \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_\tau}{kT}\right) \quad (8.4)$$

Dla temperatur wygrzewania $T_a > 473$ K zależności $\sigma(f)$ (rys. 8.18) oraz $\alpha(f)$ (rys. 8.19) są zgodne z przewidzianymi w omawianym wyżej modelu. Mianowicie, w obszarach niskich i wysokich częstotliwości występują słabe zależności $\sigma(f)$, natomiast w obszarze częstotliwości pośrednich obserwowany jest szybki wzrost $\sigma(f)$. W przebiegu funkcji $\alpha(f)$ występuje wyraźne maksimum, którego położenie wraz ze wzrostem temperatury pomiarowej T_p przesuwa się w obszar wyższych częstotliwości, co oznacza, że czas τ zgodnie ze wzorem (8.4) maleje (rys. 8.20).

Analiza charakterystyk $\sigma(f, T_p)$, przedstawionych na rysunku 8.18, pozwala wyjaśnić mechanizm powstawania minimum lokalnego, widocznego na wykresie $\sigma(1000/T_p)$ dla częstotliwości 1 MHz (rys. 8.16) za pomocą modelu przewodności skokowej omówionego powyżej.

Termicznie aktywowane zmniejszenie czasu τ (8.4) przy jednoczesnym wzroście temperatury pomiarów powoduje, że obszar najszybszego wzrostu $\sigma(f)$ przesuną się w stronę wyższych częstotliwości. Dopóki częstotliwość pomiarowa, równa 1 MHz, pozostaje w obszarze słabych zmian konduktywności σ_H , obserwowany jest aktywowany termicznie wzrost σ , wraz ze wzrostem temperatury (rys. 8.16). Przy dalszym wzroście temperatury T_p dochodzi do przesunięcia obszaru szybkiego wzrostu konduktywności powyżej $f = 1$ MHz, co powoduje gwałtowne jej obniżenie (rys. 8.18, krzywe 4, 5 i 6).

W celu wyjaśnienia braku wyraźnych maksimów α dla $T_a \leq 473$ K, widocznych dla $T_a > 473$ K, należy przeanalizować przebiegi $\alpha(f, T_p = 77$ K) przedstawione na rysunku 8.19 dla różnych temperatur wygrzewania. Analizując przedstawione charakterystyki należy stwierdzić, że po wygrzewaniu w temperaturze $T_a = 523$ K na wykresie $\sigma(f)$ pojawiają się dwa wyraźne maksima: dla częstotliwości $f_1 \approx 8 \times 10^2$ Hz oraz $f_2 \approx 8 \times 10^5$ Hz. Oznacza to, że w GaAs wygrzanym w tej temperaturze występują co najmniej dwa różne rodzaje defektów radiacyjnych. Na podstawie dalszej analizy przebiegów zaprezentowanych na rys. 8.19 można łatwo zauważyć, że wygrzewanie w $T_a = 523$ K wyeliminowało defekty, dla których maksimum α znajdowało się w pobliżu $f_x \approx 2 \times 10^4$ Hz.



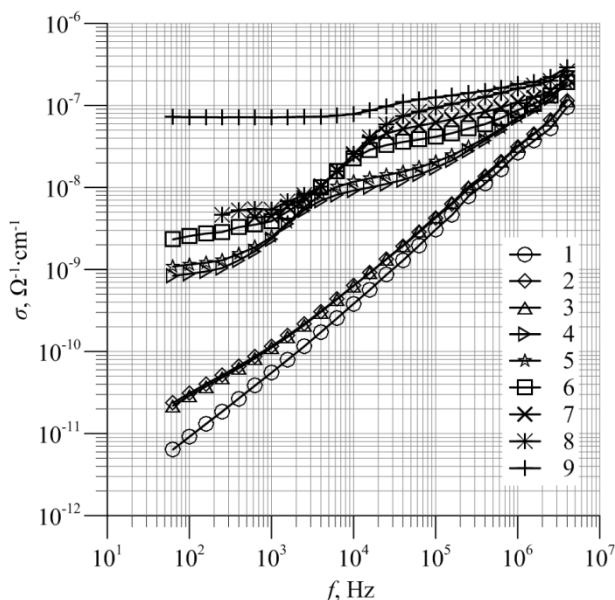
Rys. 8.20 Zależność współczynnika częstotliwościowego α dla próbki GaAs typu n implantowanej polienergetycznie jonami H^+ wygrzanej w temperaturze $T_a = 643$ K od częstotliwości pomiarowej f wyznaczona dla temperatur pomiarów T_p : 1 – 77 K, 2 – 103 K, 3 – 133 K, 4 – 163 K, 5 – 203 K, 6 – 253 K

Superpozycja charakterystyk dla kilku defektów, różniących się czasami przeskoków τ , pozwala uzyskać przebiegi przedstawione na rys. 8.20 (krzywe nr 1 i 2). Z obserwacji charakterystyk zaprezentowanych na rys. 8.15 wynika, że po wygrzewaniu w temperaturze $T_a = 523$ K w badanym materiale zanikają defekty o energii aktywacji $\Delta E_1^L \approx 0,17$ eV i $\Delta E_2^L \approx 0,85$ eV. Prawdopodobnie brak tych defektów po wygrzewaniu w temperaturze $T_a = 523$ K powoduje pojawienie się minimum lokalnego na wykresach dla $T_a \geq 523$ K, przedstawionych na rysunku 8.20.

8.6 Wpływ temperatury na czas przeskoku

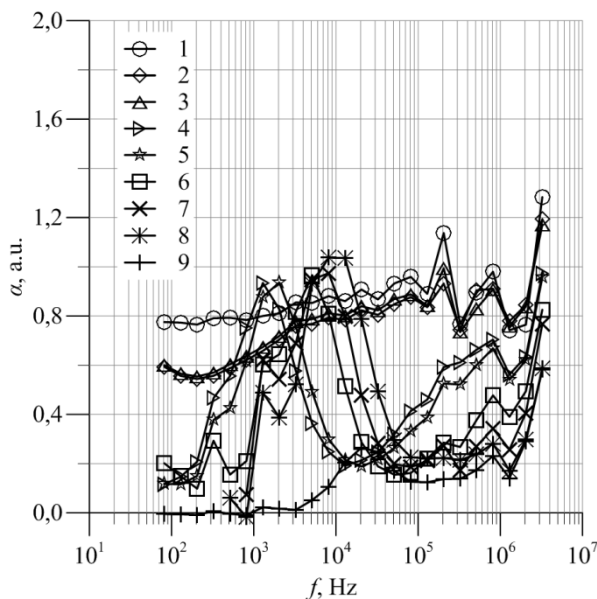
Celem prezentowanych poniżej badań było wyznaczenie na podstawie doświadczalnych zależności $\sigma(f)$ oraz $\alpha(f)$, zmierzonych w zakresie temperatur pomiarowych T_p od LNT do 373 K, temperaturowych zależności czasów kolejnych przeskoków τ [131].

Na rysunkach 8.21 i 8.22 pokazano, jako przykładowe, zależności konduktywności σ oraz współczynnika częstotliwościowego α od częstotliwości pomiarowej f , zmierzone przy temperaturze pomiarów $T_p = 103$ K dla próbki niewygrzanej oraz dla próbek wygrzanych w czasie 15 minut w temperaturach T_a od 453 K do 663 K.



Rys. 8.21 Zależności konduktywności próbki GaAs implantowanej polienergetycznie jonami H^+ od częstotliwości f zmierzone w temperaturze $T_p = 103$ K dla temperatur T_a : 1 – bez wygrzewania, 2 – 453 K, 3 – 473 K, 4 – 523 K, 5 – 533 K, 6 – 573 K, 7 – 593 K, 8 – 643 K, 9 – 663 K

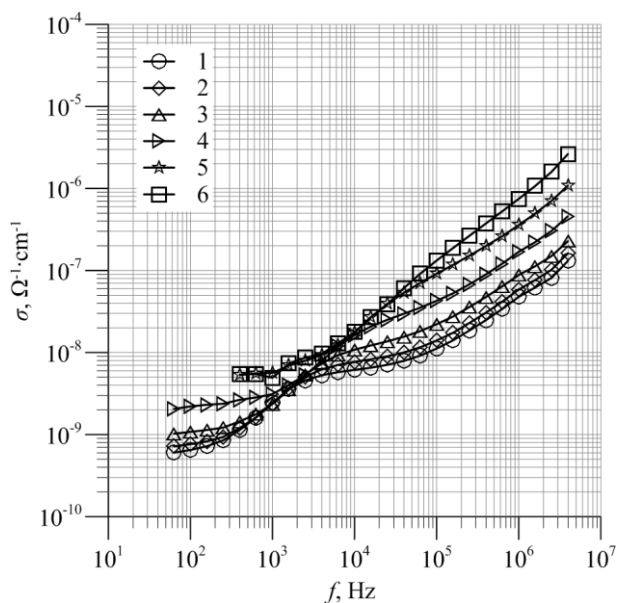
Jak widać z rysunku 8.21, do temperatur wygrzewania $T_a = 473$ K na wykresach zależności $\sigma(f)$ nie występują przewidziane w modelu zakresy częstotliwości, w których $\sigma = \text{const}$. Również na wykresach zależności $\alpha(f)$ (rys. 8.22) brak jest wyraźnych maksimów. Pojawiają się one dopiero przy $T_a \geq 523$ K.



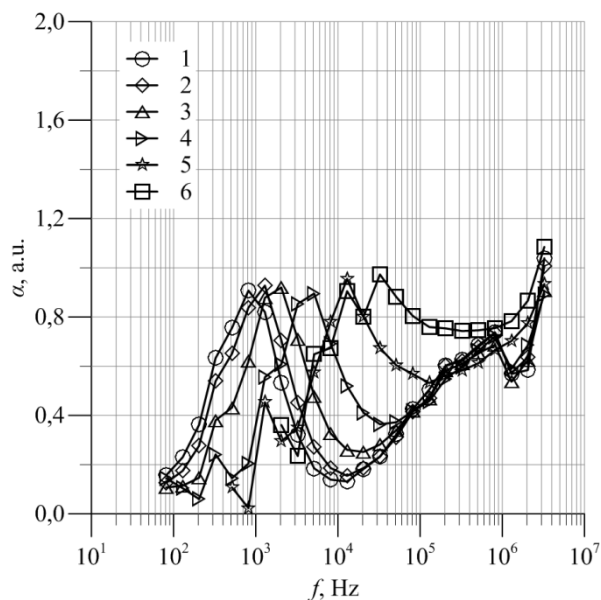
Rys. 8.22 Zależności współczynnika częstotliwościowego α dla próbki GaAs implantowanej poliennergetycznie jonami H^+ od częstotliwości f zmierzone w temperaturze $T_p = 103$ K dla temperatur T_a : 1 – bez wygrzewania, 2 – 453 K, 3 – 473 K, 4 – 523 K, 5 – 533 K, 6 – 573 K, 7 – 593 K, 8 – 643 K, 9 – 663 K

Na podstawie analizy temperaturowych zależności konduktywności przy częstotliwościach $f_L = 1$ kHz i $f_H = 1$ MHz (rysunki 8.15 i 8.16) ustalono, że przy temperaturach wygrzewania $T_a \leq 473$ K w materiale występuje duża liczba rodzajów defektów (co najmniej pięć), które różnią się energiami aktywacji ΔE_i oraz czasami kolejnych przeskoków τ_i . Powoduje to nakładanie się na siebie obszarów wzrostu σ_{Mi} tak, że na zależności $\alpha(f)$ nie widać poszczególnych maksimów. Wygrzewanie przy $T_a \geq 523$ K powoduje zanik defektów z energiami $\Delta E_1 \approx 0,17$ eV i $\Delta E_2 \approx 0,85$ eV.

Zanik tych defektów przy $T_a = 523$ K powoduje wzrost konduktywności oraz zmiany w jej przebiegu (rys. 8.23), w wyniku których na zależności $\alpha(f)$ pojawia się wyraźne maksimum (rys. 8.24). Jak widać z rysunku 8.24, częstotliwość $f_{\max}$ rośnie wraz ze wzrostem temperatury pomiarowej T_p .



Rys. 8.23 Zależności konduktywności σ próbki GaAs wygrzanej w temperaturze $T_a = 523$ K od częstotliwości pomiarowej f , dla wybranych temperatur pomiarowych T_p : 1 – 77 K, 2 – 93 K, 3 – 113 K, 4 – 133 K, 5 – 153 K, 6 – 173 K

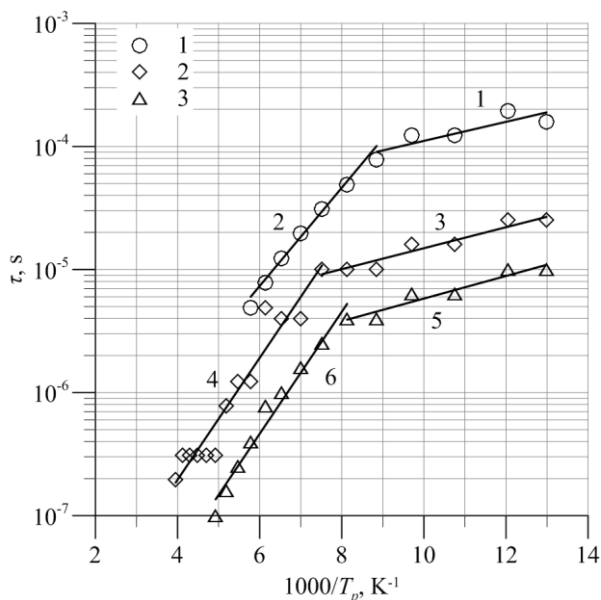


Rys. 8.24 Zależności częstotliwościowego współczynnika α dla próbki GaAs wygrzanej w temperaturze $T_a = 523$ K od częstotliwości pomiarowej f , dla wybranych temperatur pomiarowych T_p : 1 – 77 K, 2 – 93 K, 3 – 113 K, 4 – 133 K, 5 – 153 K, 6 – 173 K

Na rysunku 8.25 przedstawiono wykresy Arrheniusa dla wartości czasów τ , określonych na podstawie danych doświadczalnych dla temperatur wygrzewania T_a równych 523 K, 643 K oraz 663 K. Liniami ciągłymi przedstawiono aproksymacje danych doświadczalnych za pomocą wzoru (8.4):

$$\tau = C \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_\tau}{kT}\right)$$

Jak widać z rysunku 8.25, na wykresie zależności $\tau(1000/T_p)$ widoczne są dwa obszary. Obszar niskich temperatur $\tau(1000/T_p)$ charakteryzuje się niską energią aktywacji $\Delta E_{\tau 1} \approx (0,016 \pm 0,002)$ eV. Z rysunku 8.15 wynika, że w tym zakresie temperatur konduktywność ma podobną energię aktywacji. Oznacza to, że skokowa wymiana ładunków w zakresie $9 \leq 1000/T_p \leq 13$ odbywa się między neutralnymi studniami potencjału defektów płytkich, powstałych pod wpływem napromieniowania GaAs jonami H^+ .



Rys. 8.25 Wykresy Arrheniusa dla czasu przeskoków τ dla wybranych temperatur wygrzewania T_a :
 1 – 523 K (przedziały aproksymacji odpowiednio: 1 – $77 \div 113$ K oraz 2 – $113 \div 173$ K),
 2 – 643 K (przedziały aproksymacji odpowiednio: 3 – $77 \div 133$ K oraz 4 – $133 \div 253$ K),
 3 – 663 K (przedziały aproksymacji odpowiednio: 5 – $77 \div 123$ K oraz 6 – $123 \div 203$ K).
 Symbole – dane pomiarowe, linie ciągłe – aproksymacje

W zakresie wyższych temperatur ($5 \leq 1000/T_p \leq 8$) energia aktywacji $\Delta E_{\tau 2} \approx (0,10 \pm 0,02)$ eV. W tym zakresie temperatur wygrzewania i temperatur pomiarowych na wykresie Arrheniusa dla konduktywności (rysunek 8.15)

występuje defekt o energii aktywacji $\Delta E_\sigma \approx 0,19$ eV. Różnica w energiach aktywacji konduktywności ΔE_σ i czasu do kolejnego przeskoku ΔE_{τ_2} wynika prawdopodobnie stąd, że powrotny przeskok elektronu odbywa się ze studni naładowanej dodatnio, a różnica między tymi energiami jest równa energii potencjalnej dipola, powstałego po przeskoku elektronu z jednej neutralnej studni potencjału do drugiej neutralnej studni potencjału.

8.7 Defekty radiacyjne powstające w GaAs w wyniku polienenergetycznej implantacji jonowej

Jak wynika z poprzednich rozdziałów istotne właściwości elektryczne silnie zdefektowanych implantacją jonową warstw arsenku galu, takie jak rezystywność, jej zależność od częstotliwości prądu i stabilność temperaturowa, zależą od koncentracji i rodzaju defektów radiacyjnych powstałych w wyniku naświetlania. Defekty te różnią się od siebie między innymi głębokością poziomu energetycznego wprowadzonego do pasma zabronionego.

Przewodzenie skokowe zachodzące w zdefektowanym półprzewodniku przy $\alpha \geq 0,8$ (gdzie $\sigma \sim f^\alpha$) wskazuje na przeskoki elektronów ponad barierą potencjału utworzoną przez defekty. Wysokość bariery potencjału pochodzącej od defektów określono na podstawie danych pomiarowych, mierząc energię aktywacji przewodzenia skokowego ΔE .

Przyjmując, że konduktywność zmienia się wraz z temperaturą zgodnie ze wzorem Arrhenius'a:

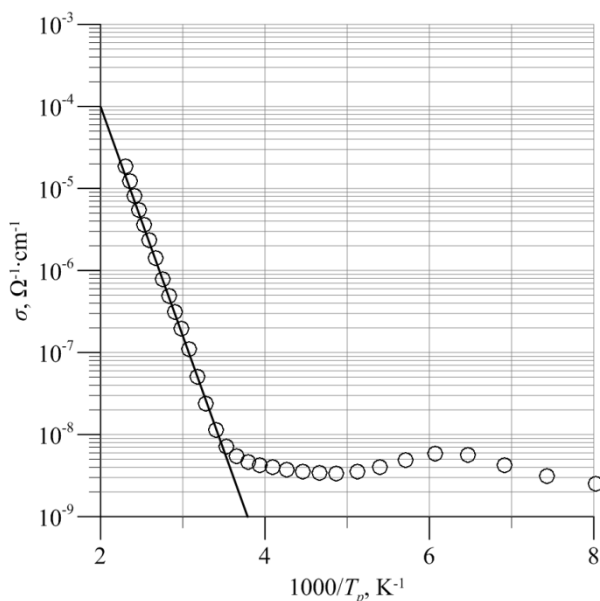
$$\sigma = A \cdot e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (8.5)$$

gdzie: k – stała Boltzmanna; T – temperatura; ΔE – energia aktywacji procesu, będąca w przypadku przewodzenia skokowego głębokością studni potencjału utworzonej przez defekt,

otrzymuje się:

$$\Delta E = \frac{k \cdot \ln \frac{\sigma_1}{\sigma_0}}{\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_1}} \quad (8.6).$$

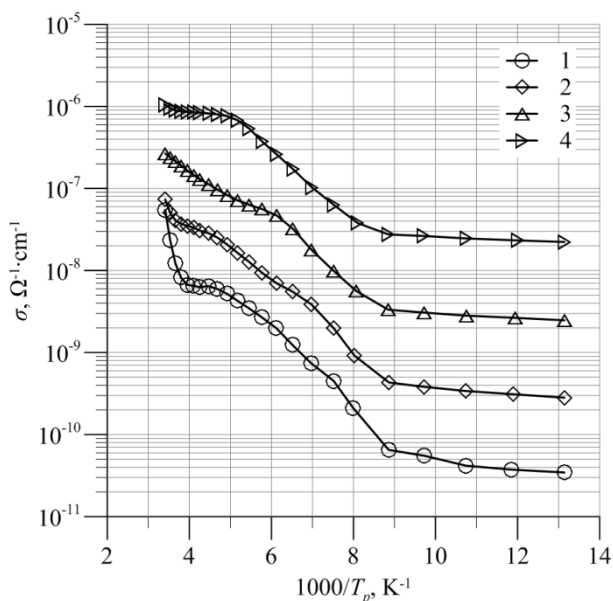
Przykład wyznaczania wartości energii aktywacji przedstawia rysunek 8.26 i odczytane na jego podstawie wartości $\sigma_0 = 10^{-9} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ dla $1000/T_0 = 3,75 \text{ K}^{-1}$ oraz $\sigma_1 = 1,34 \cdot 10^{-4} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ dla $1000/T_1 = 2 \text{ K}^{-1}$. W rezultacie po podstawieniu tych wartości do zależności (8.6) otrzymujemy $\Delta E \approx 0,58$ eV.



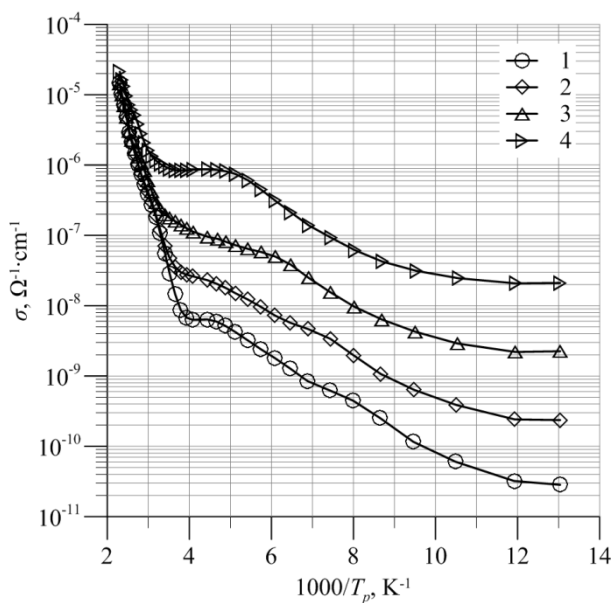
Rys. 8.26 Wykres zależności $\sigma(1000/T_p)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienegetycznie jonami H^+ , wygrzanego w temperaturze $T_a = 523\text{ K}$ dla częstotliwości pomiarowej $f = 1\text{ kHz}$

Pomiary parametrów elektrycznych arsenku galu typu n implantowanego polienegetycznie jonami wodoru H^+ przeprowadzone według metodologii opisanej w rozdziale 3 w zakresie temperatur T_p od ciekłego azotu LNT do 433 K pozwoliły na sporządzenie charakterystyk $\sigma(1000/T_p)$ dla różnych temperatur wygrzewania T_a (bez wygrzewania, 453 K, 523 K, 593 K, 643 K, 663 K) i częstotliwości pomiarowych $f = 10^3; 10^4; 10^5; 10^6\text{ Hz}$ (rysunki od 8.27 do 8.32), na podstawie których obliczono ΔE korzystając ze wzoru (8.6) [133].

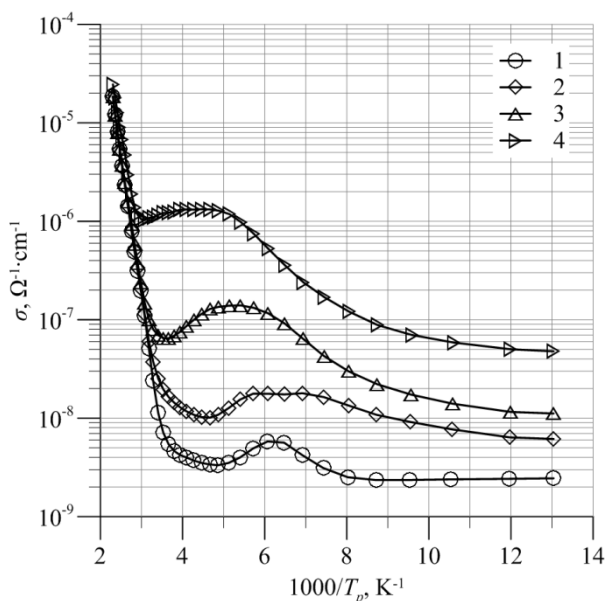
Należy zaznaczyć, że w badanym półprzewodniku w całym zakresie temperatur wygrzewania współistnieją różne rodzaje defektów radiacyjnych o różnych głębokościach studni potencjału (rys. 2.1). Powoduje to, że na charakterystykach $\sigma = f(1000/T_p)$ składowe pochodzące od defektów radiacyjnych o zbliżonych ΔE „nakładają się” na siebie. Dlatego też energię aktywacji przewodzenia określono tylko dla tych miejsc na charakterystykach $\sigma = f(1000/T_p)$, gdzie punkty pomiarowe tworzyły linię prostą przynajmniej w zakresie kilkudziesięciu Kelwinów.



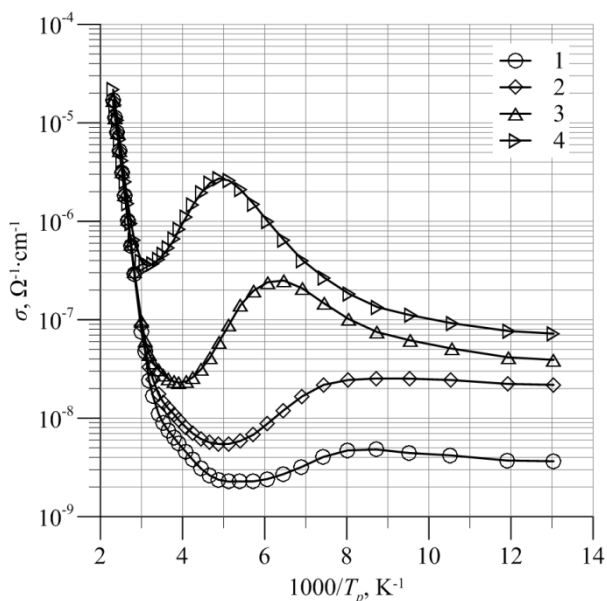
Rys. 8.27 Zależności $\sigma(1000/T_p)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla różnych częstotliwości f : 1 – 1 kHz, 2 – 10 kHz, 3 – 100 kHz, 4 – 1 MHz, Próbką niewygrzewana



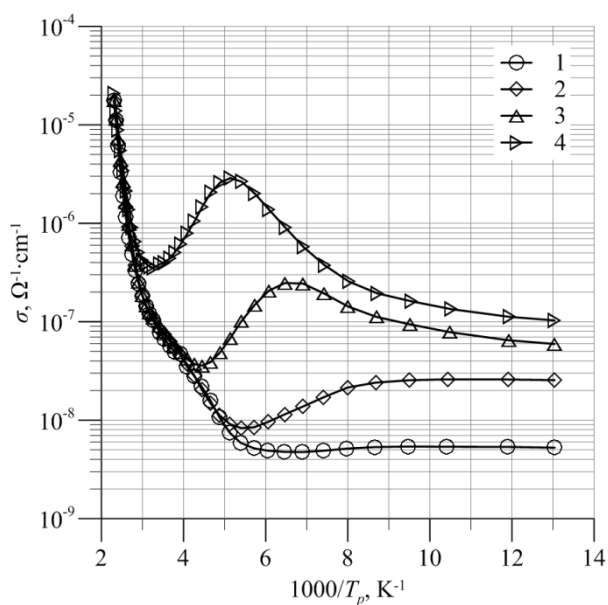
Rys. 8.28 Zależności $\sigma(1000/T_p)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla różnych częstotliwości f : 1 – 1 kHz, 2 – 10 kHz, 3 – 100 kHz, 4 – 1 MHz, Temperatura wygrzewania $T_a = 453\text{ K}$



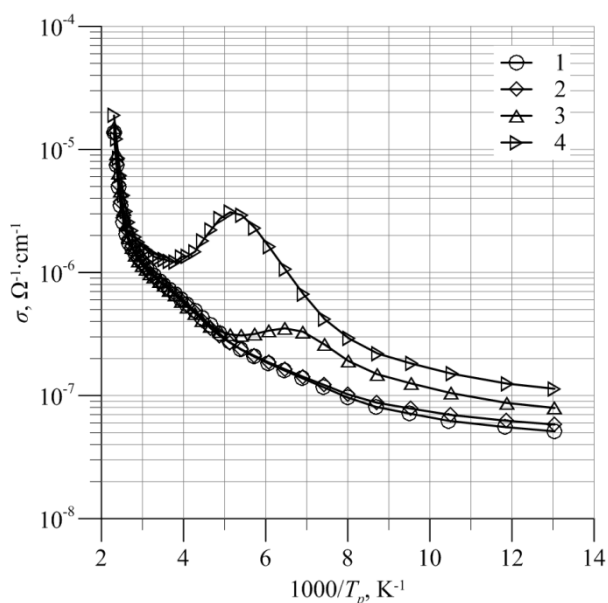
Rys. 8.29 Zależności $\sigma(1000/T_p)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla różnych częstotliwości f : 1 – 1 kHz, 2 – 10 kHz, 3 – 100 kHz, 4 – 1 MHz, Temperatura wygrzewania $T_d = 523$ K



Rys. 8.30 Zależności $\sigma(1000/T_p)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla różnych częstotliwości f : 1 – 1 kHz, 2 – 10 kHz, 3 – 100 kHz, 4 – 1 MHz, Temperatura wygrzewania $T_d = 593$ K



Rys. 8.31 Zależności $\sigma(1000/T_p)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla różnych częstotliwości f : 1 – 1 kHz, 2 – 10 kHz, 3 – 100 kHz, 4 – 1 MHz, Temperatura wygrzewania $T_d = 643$ K



Rys. 8.32 Zależności $\sigma(1000/T_p)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla różnych częstotliwości f : 1 – 1 kHz, 2 – 10 kHz, 3 – 100 kHz, 4 – 1 MHz, Temperatura wygrzewania $T_d = 663$ K

W tabelach 8.1 oraz 8.2 zestawione zostały energie aktywacji przewodzenia ΔE wyznaczone na podstawie danych pomiarowych.

Tabela 8.1 Energie aktywacji przewodzenia zdefektowanego GaAs otrzymane dla $f = 1$ kHz

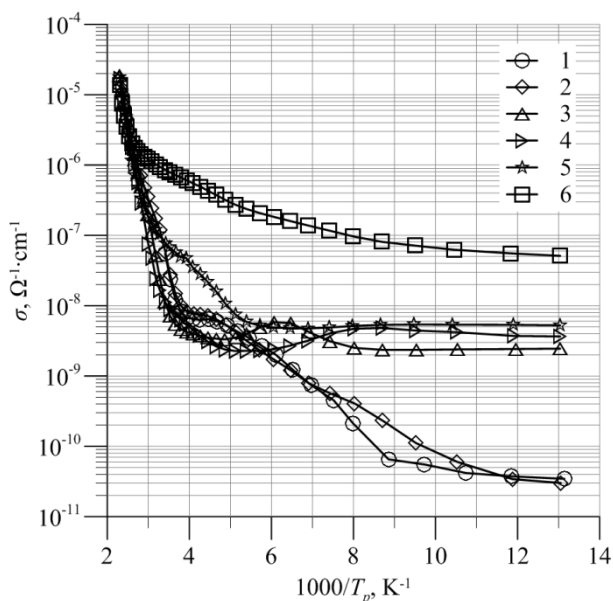
Częstotliwość pomiarowa $f = 1$ kHz						
Temperatura wygrzewania T_a , K	Zakres temperatur pomiarowych T_p , / Energia aktywacji ΔE					
	T_p , K	ΔE , eV	T_p , K	ΔE , eV	T_p , K	ΔE , eV
Niewygrzewana	113 ÷ 133	0,125	253 ÷ 283	0,610		
453	153 ÷ 193	0,078	273 ÷ 313	0,470	393 ÷ 433	0,600
473	153 ÷ 183	0,078	273 ÷ 313	0,470	393 ÷ 433	0,590
523	133 ÷ 173	0,054	293 ÷ 363	0,565	393 ÷ 433	0,625
573	123 ÷ 143	0,044	313 ÷ 403	0,565	413 ÷ 433	0,732
593					333 ÷ 433	0,679
643					383 ÷ 433	0,890
663					413 ÷ 433	0,840

Tabela 8.2 Energie aktywacji przewodzenia zdefektowanego GaAs otrzymane dla $f = 1$ MHz

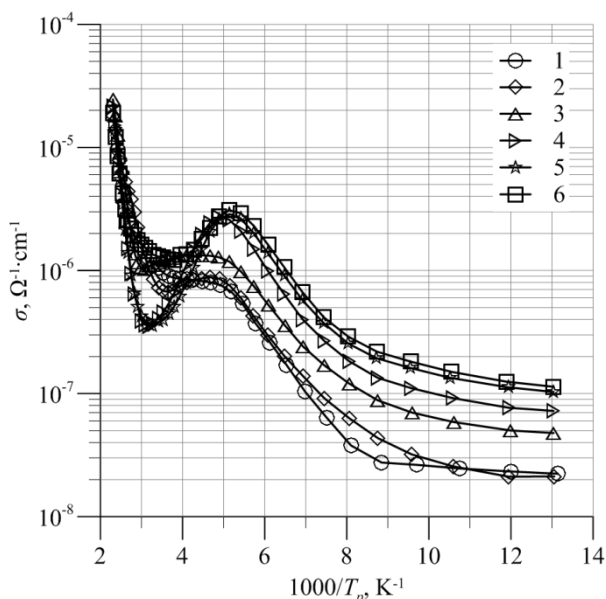
Częstotliwość pomiarowa $f = 1$ MHz						
Temperatura wygrzewania T_a , K	Zakres temperatur pomiarowych T_p , / Energia aktywacji ΔE					
	T_p , K	ΔE , eV	T_p , K	ΔE , eV	T_p , K	ΔE , eV
Niewygrzewana	133 ÷ 173	0,088				
453			343 ÷ 373	0,337	393 ÷ 433	0,400
473			323 ÷ 363	0,280	413 ÷ 433	0,505
523			363 ÷ 383	0,500	403 ÷ 433	0,515
573			363 ÷ 393	0,550	413 ÷ 433	0,515
593					373 ÷ 433	0,635
643					383 ÷ 433	0,670
663					413 ÷ 433	0,630

Z wyznaczonych wartości energii aktywacji można wskazać kilka, spośród tych które przypisuje się defektom opisanym w literaturze. Poziom $\Delta E = 0,67$ eV związany jest z defektem E4. Uważa się [114, 115, 126], że jest to defekt złożony $\text{As}_{\text{Ga}} + \text{V}_{\text{As}}$. W pracy [12] za pomocą metody DLTS zidentyfikowano w zdefektowanym GaAs defekt P1 o energii aktywacji $\Delta E = 0,39$ eV. Przyjmuje się, że jest on również defektem złożonym [89], ponieważ jego koncentracja rośnie wraz z temperaturą wygrzewania (rys. 2.1). Natomiast energia aktywacji $\Delta E = 0,30$ eV przypisywana jest prostym defektom, takim jak V_{As} , V_{Ga} , Ga_{i} , As_{i} [12], [88]. Jest to zgodne z uzyskanymi wynikami, gdyż jak widać z powyższych tabel, poziomy energii aktywacji konduktywności z zakresu $(0,3 \div 0,4)$ eV występują tylko w próbkach wygrzewanych do 473 K, później zanikają wskutek wygrzewania (otrzymane ΔE zaprezentowano wcześniej w pracach [132, 138]).

Z wartości ΔE otrzymanych dla warstwy izolacyjnej GaAs wygrzanej do temperatury 663 K wynika, że cały czas występują w niej defekty radiacyjne, wprowadzające do pasma zabronionego poziomy energetyczne 0,84 eV i 0,63 eV (dla $f = 1$ kHz i 1 MHz, odpowiednio). Ich koncentracja jest jednak na tyle mała, że charakterystyka $\sigma(f)$ jest płaska aż do $f = 1$ MHz. Przewodzenie przybiera wtedy charakter pasmowy.



Rys. 8.33 Zależności $\sigma(1000/T)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla częstotliwości pomiarowej $f = 1$ kHz, dla różnych temperatur wygrzewania T_a : 1 – bez wygrzewania, 2 – 473 K, 3 – 523 K, 4 – 593 K, 5 – 643 K, 6 – 663 K



Rys. 8.34 Zależności $\sigma(1000/T)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla częstotliwości pomiarowej $f = 1$ MHz, dla różnych temperatur wygrzewania T_a : 1 – bez wygrzewania, 2 – 473 K, 3 – 523 K, 4 – 593 K, 5 – 643 K, 6 – 663 K

W celu pokazania wpływu temperatury wygrzewania na zależność konduktywności od temperatury pomiarowej, na wspólnych wykresach zamieszczono charakterystyki $\sigma(1000/T_p)$ dla częstotliwości pomiarowych 1 kHz i 1 MHz oraz różnych temperatur wygrzewania (rys. 8.33 i rys. 8.34).

Charakterystyki $\sigma(1000/T_p)$ dla różnych temperatur wygrzewania zmierzone dla częstotliwości 2, 20 i 200 kHz opublikowano wcześniej w pracy [78].

8.8 Badania prawdopodobieństwa skokowej wymiany ładunków w GaAs napromieniowanym jonami H^+

W rozdziale 5.1 oraz pracy [151] przedstawiono model skokowej wymiany ładunków na prądzie stałym i zmiennym. Model zakłada, że przeskok odbywa się pomiędzy neutralnymi studniami potencjału, co powoduje powstanie dipola. Aby elektron mógł uczestniczyć w prądzie stałym, powinien on dokonać kolejnego przeskoku ze studni ujemnej w kierunku przeciwnym do wektora pola elektrycznego. Przeszkadza temu pole elektryczne dodatnio naładowanej studni, z której dokonano pierwszego skoku. Jednym z podstawowych parametrów modelu jest prawdopodobieństwo drugiego skoku elektronu p .

Prawdopodobieństwo powrotu elektronu do studni pierwszej wynosi $(1 - p)$ i określa przewodność na częstotliwościach wysokich [133].

Wyniki badań i ich analiza

Przebiegi konduktywności w zależności od częstotliwości, zgodnie z modelem, wyglądają w sposób następujący. W obszarach niskich (L) i wysokich (H) częstotliwości

$$\sigma_L \approx \text{const}_1, \sigma_H \approx \text{const}_2, \quad (8.7)$$

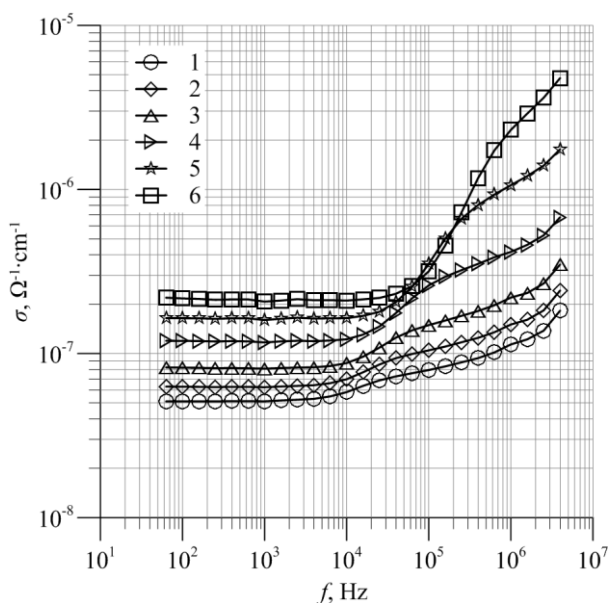
a wartość p określana jest wzorem:

$$p = \frac{\sigma_L}{2\sigma_H}. \quad (8.8)$$

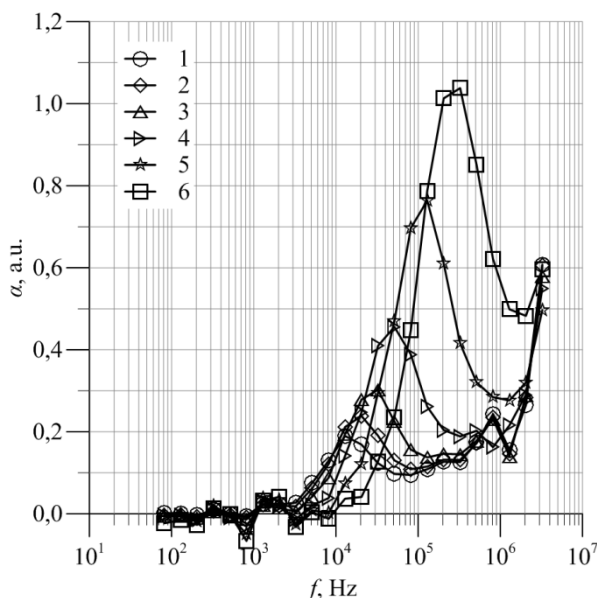
W obszarze częstotliwości pośrednich

$$\sigma_M \sim f^\alpha \quad (8.9)$$

gdzie: $\alpha \leq 2$ – częstotliwościowy współczynnik konduktywności.



Rys. 8.35 Zależności konduktywności σ próbki GaAs wygrzanej w temperaturze $T_a = 663$ K od częstotliwości pomiarowej f , dla wybranych temperatur pomiarowych T_p : 1 – 77 K, 2 – 93 K, 3 – 113 K, 4 – 133 K, 5 – 153 K, 6 – 173 K



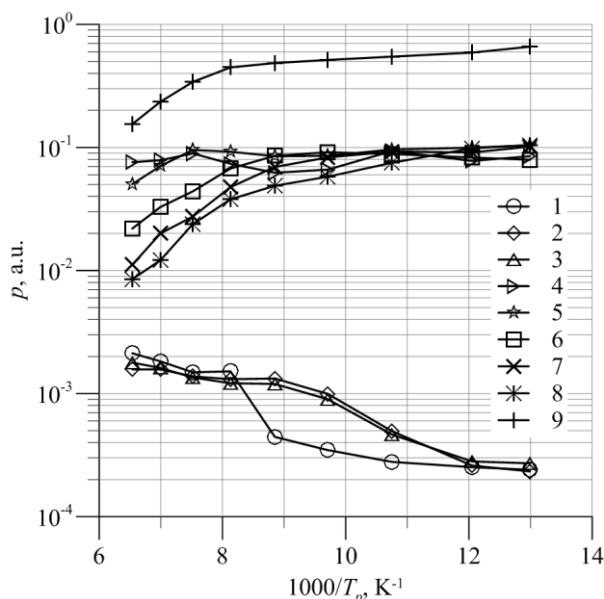
Rys. 8.36 Zależności częstotliwościowego współczynnika α dla próbki GaAs wygrzanej w temperaturze $T_a = 663$ K od częstotliwości pomiarowej f , dla wybranych temperatur pomiarowych T_p : 1 – 77 K, 2 – 93 K, 3 – 113 K, 4 – 133 K, 5 – 153 K, 6 – 173 K

Na rysunku 8.35 pokazano zależności $\sigma(f)$ zmierzone przy różnych temperaturach pomiarowych dla próbki GaAs, napromieniowanej jonami H^+ i wygrzanej w temperaturze 663 K. Na rysunku 8.36 zaprezentowano przebieg zależności współczynnika α od częstotliwości f wyznaczony na podstawie danych przedstawionych na rysunku 8.35.

Jak widać z rysunku 8.35, w obszarach niskich ($f < 10^4$ Hz) i wysokich ($f > 5 \cdot 10^5$ Hz) częstotliwości wartości konduktywności spełniają warunek (8.7). W obszarze częstotliwości przejściowych obserwowany jest wzrost σ zgodny ze wzorem (8.9), a wartość współczynnika α osiąga maksimum (rysunek 8.36).

Na podstawie danych z rysunku 8.35 oraz podobnych, uzyskanych dla innych temperatur wygrzewania T_a , korzystając ze wzoru (8.8) obliczono zależności prawdopodobieństwa p od temperatury odwrotnej pomiarów $1000/T_p$, określone dla arsenku galu naświetlonego polienergetyczną implantacją jonów H^+ [53]. Uzyskane przebiegi umieszczono na rysunku 8.37.

Przebiegi przedstawione na rysunku 8.37 można podzielić na trzy grupy. Do grupy pierwszej należą przebiegi dla temperatur wygrzewania $T_a \leq 473$ K (krzywe 1 ÷ 3). Zależności $p(1000/T_p)$ dla tych temperatur wygrzewania wykazują tendencję malejącą. Każda z nich składa się z dwóch części, różniących się kątem nachylenia.

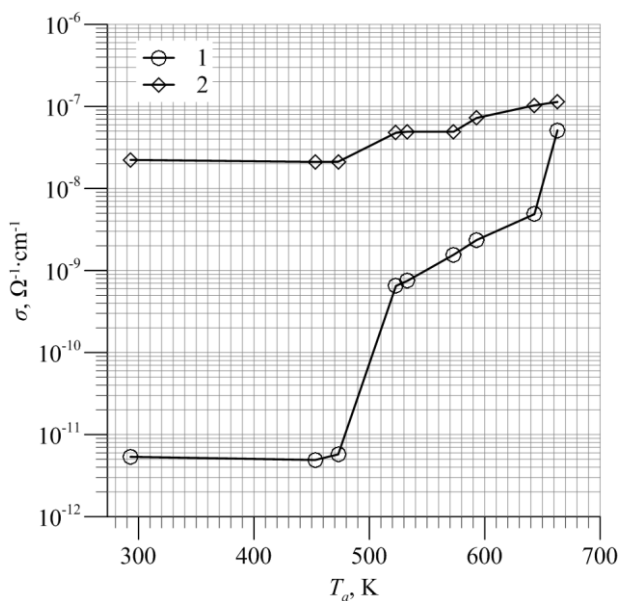


Rys. 8.37 Zależności prawdopodobieństwa przeskoku p od temperatury odwrotnej $1000/T_p$, dla GaAs typu n napromieniowanego polienegetycznie jonami H^+ dla wybranych temperatur wygrzewania T_a : 1 – bez wygrzewania, 2 – 453 K, 3 – 473 K, 4 – 523 K, 5 – 533 K, 6 – 573 K, 7 – 593 K, 8 – 643 K, 9 – 663 K

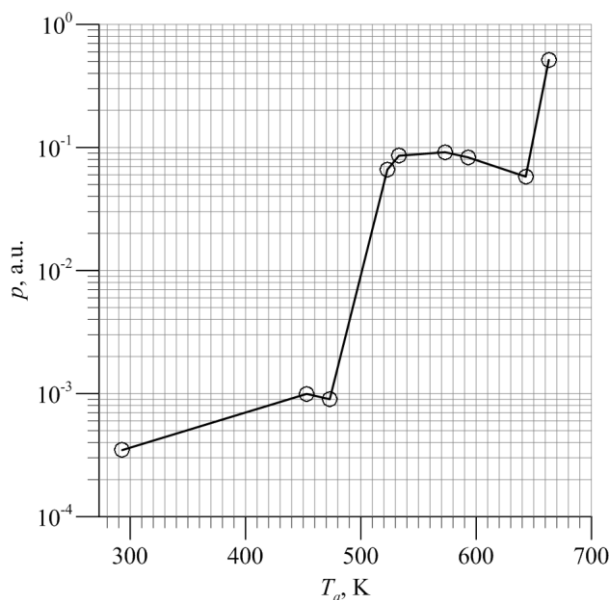
Wygrzewania w zakresie temperatur $523 \text{ K} \leq T_a \leq 643 \text{ K}$ (krzywe 4 – 8) to znaczy w grupie drugiej powodują, po pierwsze, gwałtowny wzrost wartości prawdopodobieństwa przeskoku p , po drugie, zmianę tendencji $p(1000/T_p)$ z malejącej na rosnącą. Tutaj, tak jak i w grupie pierwszej, wyraźny jest podział każdego z przebiegów na dwie części, różniące się nachyleniem.

W grupie trzeciej, przy temperaturze wygrzewania $T_a = 663 \text{ K}$ (krzywa 9) zachodzi następny gwałtowny wzrost wartości p , natomiast kształt przebiegu jest podobny do uzyskanych w grupie drugiej. Takie zachowanie wartości $p(T_a)$ można wytłumaczyć zmianami konduktywności, zachodzącymi podczas wygrzewania.

Na rysunku 8.38 przedstawiono zależności konduktywności σ_L zmierzone przy niskiej częstotliwości $f = 100 \text{ Hz}$ oraz σ_H zmierzone przy wysokiej częstotliwości $f = 1 \text{ MHz}$ uzyskane dla temperatury pomiarów $T_p = 77 \text{ K}$, to znaczy dla $1000/T_p = 13$ (rysunek 8.37). Jak widać z tego rysunku, wartość σ_L zmienia się w bardzo szerokim zakresie, od około $6 \cdot 10^{-12} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ do około $10^{-7} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ przy wzroście temperatury wygrzewania od pokojowej do 663 K. Zmiany wartości $\sigma_H(T_a)$ są znacznie słabsze i nie przewyższają jednego rzędu. W związku z tym, zgodnie ze wzorem (8.8) zmiany wartości prawdopodobieństwa $p(T_a)$ są prawie całkowicie związane ze zmianami $\sigma_L(T_a)$.



Rys. 8.38 Zależności konduktywności σ_L (krzywa 1) i σ_H (krzywa 2) próbki GaAs typu n napromieniowanej polienergetycznie jonami H^+ od temperatury wygrzewania T_a , zmierzone przy $T_p = 77$ K, dla różnych częstotliwości pomiarowych f , odpowiednio: 1 – 100 Hz i 2 – 1 MHz



Rys. 8.39 Zależność prawdopodobieństwa p od temperatury wygrzewania T_a , wyznaczona dla próbki GaAs typu n napromieniowanej polienergetycznie jonami H^+ przy temperaturze pomiarów $T_p = 103$ K

Na rysunku 8.39 przedstawiono zależność $p(T_a)$ dla temperatury pomiarowej $T_p = 103$ K, która odpowiada odcinkowi wolniejszych zmian $p(1000/T_p)$ przy niższych temperaturach (większych $1000/T_p$).

Porównując rysunki 8.38 i 8.39 można wywnioskować, że w GaAs naświetlonym jonami H^+ przy wygrzewaniu zachodzą gwałtowne zmiany konduktywności niskoczęstotliwościowej σ_L . Są one obserwowane przy T_a wynoszącej około 500 K oraz około 650 K. Na tych odcinkach temperatury wygrzewania T_a , wzrostowi konduktywności σ_L towarzyszą odcinki wzrostu wartości prawdopodobieństwa przeskoków p . Jest to związane z wygrzewaniem dwóch rodzajów defektów radiacyjnych, wnoszących do pasma wzbronionego poziomy energetyczne $\Delta E_1^L \approx 0,17$ eV (przy $T_a > 473$ K) oraz $\Delta E_{11}^L \approx 1,1$ eV (przy $T_a > 643$ K).

8.9 Podsumowanie

W niniejszym rozdziale przedstawiono analizę wpływu polienergetycznej implantacji jonów H^+ oraz 15-minutowego wygrzewania izochronicznego na temperaturowe i częstotliwościowe zależności konduktywności σ i częstotliwościowego współczynnika α dla arsenku galu typu n w którym zachodzi skokowe przenoszenie ładunków.

Ze względu na bardziej równomierny rozkład koncentracji defektów radiacyjnych i niższe energie implantowanych jonów potrzebnych do wytworzenia warstwy wysokorezystywnej o danej głębokości korzystniejsze jest zastosowanie implantacji polienergetycznej niż monoenergetycznej.

Przeanalizowano zmiany właściwości izolacyjnych arsenku galu typu n , poddanego polienergetycznej implantacji protonów przez kontakt metaliczny o grubości $0,35 \mu\text{m}$. W wyniku implantacji jonów H^+ otrzymano warstwę izolacyjną o rezystywności rzędu $5 \cdot 10^9 \Omega \cdot \text{cm}$. Pomiary konduktywności w zależności od częstotliwości w zakresie od 50 Hz do 5 MHz umożliwiły opisanie mechanizmu przenoszenia nośników ładunku elektrycznego w warstwie implantowanej oraz określenie wartości energii aktywacji przewodności skokowej. Zmiany rezystywności warstwy implantowanej pod wpływem wygrzewania temperaturowego mogą być wyjaśnione zmianami prawdopodobieństwa wystąpienia kolejnych przeskoków nośników ładunku elektrycznego, na skutek wygrzewania się kolejnych defektów w zdeformowanej strukturze badanego materiału. Otrzymane wyniki pomiarów mogą być zinterpretowane w oparciu o założenia modelu skokowej przewodności, w którym nośniki ładunku elektrycznego wykonują przeskoki ponad barierami potencjału o określonym rozkładzie wysokości, przy czym defekty o niższych barierach zostają wyeliminowane w procesie wygrzewania.

Na podstawie analizy empirycznych charakterystyk $\sigma(f)$ ustalono, że w arsenku galu skompensowanym implantacją polienergetyczną występują dwa mechanizmy przewodzenia prądu: skokowy i pasmowy. Wypadkowa

konduktywność jest superpozycją obydwu mechanizmów przewodzenia. Za pomocą aproksymacji danych pomiarowych otrzymano charakterystykę $\sigma_H(T_a)$ – zależność konduktywności skokowej od temperatury wygrzewania oraz wyznaczono zmiany wartości współczynnika częstotliwościowego α dla różnych temperatur pomiarowych. Charakterystykę $\sigma_B(T_a)$ – zależność konduktywności pasmowej od temperatury wygrzewania otrzymano na podstawie pomiarów rezystancji stałoprądowej. Ustalono, że przy temperaturach wygrzewania do 498 K wartość współczynnika $\alpha < 0,8$, co świadczy o skokowej wymianie ładunków przez tunelowanie. Przy temperaturach wygrzewania powyżej 498 K zachodzi wzrost α do wartości około 1,7, co oznacza, że skoki ładunków odbywają się nad barierą potencjału wytworzoną przez defekty.

Dokonując analizy otrzymanych empirycznie krzywych Arrheniusa - $\sigma(1000/T_p)$ zidentyfikowano w implantowanym GaAs szereg defektów radiacyjnych o energiach aktywacji przewodzenia w zakresie $(0,04 \div 0,84)$ eV. Powyżej temperatury wygrzewania 523 K występują tylko energie aktywacji przewodzenia $\Delta E > 0,50$ eV, co oznacza, że do tej temperatury wygrzewają się wszystkie proste defekty radiacyjne, wprowadzające płytkie poziomy energetyczne do pasma zabronionego.

Określono zależność temperaturową czasów przeskoku τ , która składa się z dwóch odcinków – niskotemperaturowego z energią aktywacji $\Delta E_{\tau 1} \approx (0,016 \pm 0,002)$ eV i wysokotemperaturowego z energią aktywacji $\Delta E_{\tau 2} \approx (0,10 \pm 0,02)$ eV.

9. Zastosowanie polienergetycznej implantacji jonowej do wytwarzania izolacji pionowej w GaAs

9.1 Sposób wytwarzania obszarów izolacyjnych w GaAs

Przeprowadzone badania właściwości elektrycznych arsenku galu silnie zdefektowanego polienergetyczną implantacją jonów wodoru H^+ , szczegółowo omówione w rozdziale 8, wykazały znaczny wzrost rezystywności, od wartości wyjściowej $0,55 \Omega \cdot \text{cm}$, przed implantacją, do wartości rzędu $10^9 \Omega \cdot \text{cm}$, dla próbek poddanych implantacji i procesowi wygrzewania termicznego stabilizującego uzyskane parametry.

Otrzymane wyniki badań dają możliwość zastosowania polienergetycznej implantacji jonowej do wytwarzania warstwy izolacyjnej w przyrządach półprzewodnikowych wykonywanych na podłożu z GaAs, gdyż uzyskana rezystywność przekracza $10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ dla $f = 1 \text{ kHz}$, czyli wartość wymaganą od izolacji w przyrządach półprzewodnikowych [51, 127].

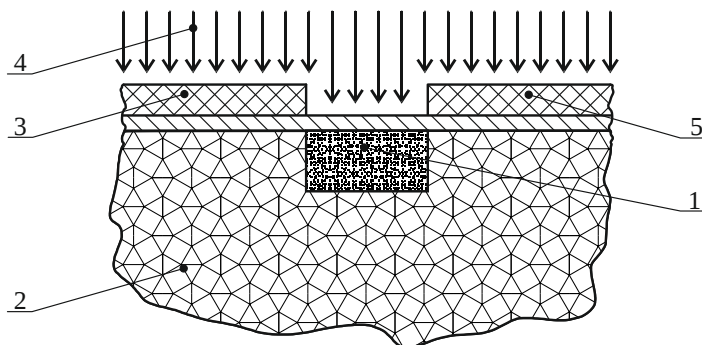
Mając powyższe na uwadze opracowano sposób wytwarzania obszarów izolacji pionowej w układach scalonych wykonywanych na podłożu z arsenku galu, który został zgłoszony jako wynalazek i uzyskał ochronę patentową [168]

Istotą sposobu będącego przedmiotem wynalazku, jest to, że wykonuje się polienergetyczną implantację jonów lekkich, najlepiej jonów wodoru H^+ o dawkach rzędu $(10^{12} \div 10^{15}) \text{ cm}^{-2}$ i energiach z zakresu od 50 keV do 400 keV, do płytki z arsenku galu poddanej wcześniej wszystkim operacjom technologicznym wymagany dla wykonania układu scalonego, włącznie z metalizacją, a następnie przeprowadza się izotermiczne wygrzewanie stabilizujące w temperaturach z zakresu $(473 \div 573) \text{ K}$, w czasie $(10 \div 15)$ minut.

Korzystnym skutkiem wynalazku jest to, że pozwala on na wytwarzanie obszarów izolacji pionowej pomiędzy elementami układu scalonego o precyzyjnie określonych wymiarach geometrycznych i rezystywności o jednakowej wartości dla całego obszaru izolacji. W konsekwencji pozwala to na zmniejszenie powierzchni układów scalonych przy zachowaniu stopnia ich integracji.

Opisany powyżej sposób bliżej objaśnia rysunek 9.1 na którym przedstawiono przekrój poprzeczny płytki podłożowej (2) z arsenku galu oraz warstwą metalizacji (3). Tak przygotowany materiał poddajemy polienergetycznej implantacji wiązką jonów (4) przez maskę do fotolitografii (5), w wyniku czego otrzymujemy obszar silnie zdefektowany o zwiększonej wartości rezystywności będący pożądanym obszarem izolacji (1).

W celu uzyskania stabilności temperaturowej wytworzonej izolacji oraz zapewnienia odpowiedniej wartości rezystywności, należy następnie przeprowadzić wygrzewanie poimplantacyjne.



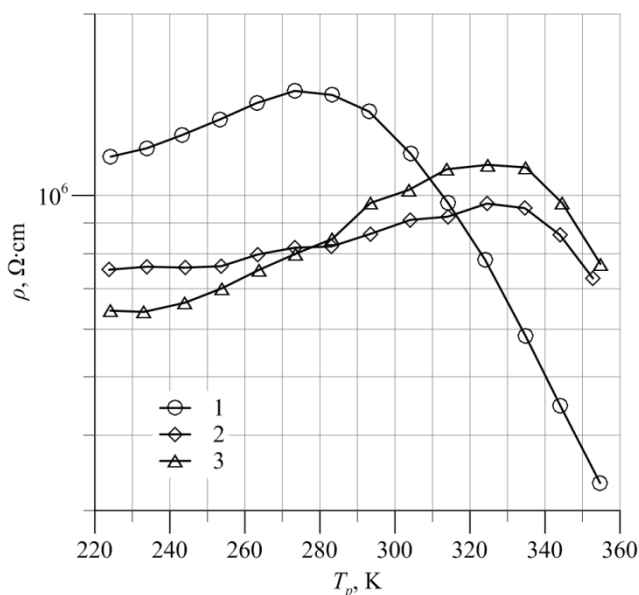
Rys. 9.1 Wytwarzanie warstwy izolacyjnej w układach scalonych wykonanych na podłożu z arsenku galu za pomocą polienergetycznej implantacji jonowej: 1 –obszar izolacji pionowej maska; 2 –płytkę podłożowa z GaAs; 3 –warstwa metalizacji; 4 –wiązka jonów; 5 –maska do fotolitografii

Rozkład głębokościowy defektów poimplantacyjnych decydujących o parametrach izolacyjnych wytwarzanego obszaru przedstawia rysunek 8.3, a na rysunku 9.2 przedstawiono zależność rezystywności wytworzonego obszaru izolacyjnego dla różnych temperatur stabilizującego wygrzewania izotermicznego w funkcji temperatury pracy układu scalonego.

Analizie poddano zależność rezystywności w przedziale temperatur charakterystycznych dla pracy układów scalonych dla różnych temperatur wygrzewania. Na rysunku 9.2 przedstawiono temperaturową zależność rezystywności zmierzonej po wygrzewaniu w temperaturze $T_a = 473$ K, czyli do początku stadium wzrostu rezystywności oraz w temperaturach $T_a = 523$ K i $T_a = 573$ K, to znaczy po zakończeniu stadium wzrostu.

Jak widać na rysunku 9.2 wygrzewania w temperaturach $T_a = 523$ K i $T_a = 573$ K stabilizują temperaturową zależność rezystywności. Najbardziej optymalną temperaturą wygrzewania okazała się temperatura 523 K, ponieważ wygrzewanie w tej temperaturze pozwala uzyskać prawie stałą wartość rezystywności w całym zakresie temperaturowym pracy układu scalonego [53, 168].

Optymalne rezultaty, tj. obszar izolacji pionowej o grubości około $3,7 \mu\text{m}$, rezystywności na poziomie $10^6 \Omega \cdot \text{cm}$ stabilnej w zakresie temperatur od 223 K do 373 K (krzywa 2 na rys. 9.2) uzyskano w przypadku płytki podłożowej o rezystywności $0,1 \Omega \cdot \text{cm}$ pokrytej warstwą metalizacji o grubości $0,35 \mu\text{m}$ ze stopu złota i germanu z podwarstwą niklu.



Rys. 9.2 Zależności rezystywności warstw kompensowanych polienergetyczną implantacją jonami H^+ dla częstotliwości $f = 1$ MHz od temperatury pomiarów T_p dla różnych temperatur 15-minutowego wygrzewania izochronicznego T_a : 1 – 473 K; 2 – 523 K; 3 – 573 K

Warstwę izolacyjną wytworzono wykonując polienergetyczną implantację jonami wodoru H^+ o energiach i dawkach odpowiednio: 65 keV – $2,8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$; 140 keV – $2,3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$; 180 keV – $2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$; 220 keV – $2,3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$; 270 keV – $2,4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$; 310 keV – $2,6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$; 350 keV – $4,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$; przez maskę do fotolitografii. Tak dobrane parametry implantacji pozwoliły na wytworzenie obszaru zdefektowanego o jednorodnym rozkładzie głębokościowym defektów pełniącego rolę izolacji pionowej, jak pokazano na rysunku 8.3. Przygotowaną w taki sposób płytkę podłożową poddano następnie izotermicznemu wygrzewaniu stabilizującemu w temperaturze 523 K w czasie 15 minut.

Wyboru wyżej wymienionych parametrów procesu wytwarzania izolacji dokonano, biorąc pod uwagę zarówno wymagania producentów układów mikroelektronicznych, według których należy zapewnić stabilność rezystywności w zakresie temperatur pracy układów scalonych (223 ÷ 373) K, jak również rezultaty wcześniej przeprowadzonych badań dotyczących określenia optymalnego czasu i temperatury wygrzewania poimplantacyjnego. Jak widać na rysunku 9.2 zastosowanie temperatury wygrzewania $T_a = 523$ K w czasie 15 minut daje charakterystykę $\rho(T_p)$ zmieniającą się w mniejszym

stopniu niż charakterystyki próbek wygrzewanych w niższych i w wyższych temperaturach. Przy czym rezystywność GaAs wygrzanego w 523 K dla $f = 1$ kHz wynosi około $7,6 \cdot 10^6 \Omega \cdot \text{cm}$.

9.2 Podsumowanie

W niniejszym rozdziale przedstawiono nowy sposób wytwarzania izolacji pionowej w GaAs stanowiącym podłoże układów scalonych. Innowacyjność rozwiązania polega na zastosowaniu polienergetycznej implantacji jonów wodoru o energiach z zakresu od 65 keV do 400 keV przez warstwę metalizacji lub kontakt omowy. Konkretnie wartości energii implantowanych jonów dobrano na podstawie symulacji komputerowej, przyjmując za kryterium równomierny rozkład głębokościowy powstających defektów radiacyjnych. Implantację przeprowadza się po ukończeniu wszystkich innych operacji technologicznych związanych z wytwarzaniem poszczególnych elementów układu scalonego. W celu stabilizacji parametrów elektrycznych powstałego obszaru izolacyjnego w szerokim zakresie temperatur roboczych, należy przeprowadzić dodatkowe 15-to minutowe wygrzewanie w temperaturze 523 K.

Zastosowanie opracowanego i opatentowanego sposobu [168], pozwala na wytwarzanie izolacji pionowej o rezystywności rzędu $10^6 \Omega \cdot \text{cm}$, stabilnej w zakresie temperatur pracy układów scalonych od 223 K do 373 K.

Literatura

- [1] Abadli S., Mansour F.: *Modelling boron diffusion in heavily implanted low-pressure chemical vapor deposited silicon thin films during thermal post-implantation annealing*. „Thin Solid Films”, 2009, vol. 517, s. 1961–1966.
- [2] Ahmad M., Naddaf M.: *Investigation of MeV-Cu implantation and channeling effects into porous silicon formation*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B”, 2011, vol. 269, s. 2474–2478.
- [3] Ahmed S., Gwilliam R., Sealy B.J.: *Implant isolation in GaAs device technology: Effect of substrate temperature*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B”, 2002, vol. 188, s. 196–200.
- [4] Ahmed S., Knights A.P., Gwilliam R., Sealy B.J.: *The effect of substrate temperature on the isolation of n-type GaAs layers using MeV boron implantation*. „Semiconductor Science and Technology”, 2001, vol. 16, L17–L19.
- [5] Ahmed S., Sealy B.J., Gwilliam R.: *Annealing characteristics of the implant-isolated n-type GaAs layers: Effects of ion species and implant temperature*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B”, 2003, vol. 206, s. 1008–1012.
- [6] Ahmed S., Sealy B.J., Gwilliam R.: *Effect of proton implantation at variable temperatures and doses on the semi-insulating GaAs*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B”, 2003, vol. 206, s. 1003–1007.
- [7] Ānčenko A.M.: „Fizika i Tehnika Poluprovodnikov”, 1976, t. 10, s. 771.
- [8] Antonova I.V., Shaimeev S.S., Smagulova S.A.: *Transformation of Electrically Active Defects Active Defects as a Result of Annealing of Silicon Implanted with High-Energy Ions*. „Semiconductors”, 2006, vol. 40, nr 5, s. 543–548.
- [9] Ardyshev M.V., Ardyshev V.M., Kryuchkov Y.Y.: *Effects of Predoping and Implantation Conditions on Diffusion of Silicon in Gallium Arsenide Subjected to Electron-Beam Annealing*. „Semiconductors”, 2004, vol. 38, nr 3, s. 253–257.
- [10] Ardyshev M.V., Ardyshev V.M., Kryuchkov Y.Y.: *The Accumulation of Radiation Defects in Gallium Arsenide That Has Been Subjected to Pulsed and Continuous Ion Implantation*. „Semiconductors”, 2005, vol. 39, nr 3, s. 293–295.
- [11] Armour D.G.: *The development and evolution of Ion implanters in the semiconductor industry*. American Institute of Physics Conference Proceedings, 17th International Conference on Ion Implantation Technology, 2008, vol. 1066, s. 3–10.
- [12] Boudivov H., Coelho A.V., Tan H.H., Jagadish C.: *Characterization of deep level traps responsible for isolation of proton implanted GaAs*. „Journal of Applied Physics”, 2003, vol. 93-6, s. 3234–3238.
- [13] Bourgoin J., Von Bardeleben H.J., Stievenard D.: *Native defects in gallium-arsenide*. „Journal of Applied Physics”, 1988, vol. 64, R65.
- [14] Brower K.L., Beezhold W.: *Electron-paramagnetic resonance of lattice damage in oxygen-implanted silicon*. „Journal of Applied Physics”, 1972, vol. 43, s. 3499.

- [15] Brower K.L., Borders J.A.: *Electron paramagnetic resonance of ion-implanted donors in silicon*. „Applied Physics Letters”, 1970, vol. 16, s. 169–172.
- [16] Brower K.L.: *EPR Study of a 001 Si interstitial complex in irradiated silicon*. „Physical Review B”, 1976, vol. 14, s. 872–873.
- [17] Brudnyi V.N., Grinyaev S.N., Kolin N.G.: *A model for Fermi-level pinning in semiconductors: radiation defects, interface boundaries*. „Physica B – Condensed Matter”, 2004, vol. 348, s. 213–225.
- [18] Brudnyi V.N., Krivov M.A., Potapov A.I.: *Electrical transport in H^+ irradiated gallium arsenide*. „Solid State Communications”, 1980, vol. 34, s. 117–119.
- [19] Burguen M., Lanno Ž.: *Točnejše defekty w poluprovodnikah*. „Eksperimentalnye aspekty. MIR”, Moskwa, 1985.
- [20] Byoung-Soo S., Seung-Muk B., Yil-Hwan Y., Young-Hwan K., Jin-Ha H.: *Activation of ion-implanted polycrystalline silicon thin films prepared on glass substrates*. „Materials Research Bulletin”, 2012, vol. 47, s. 3048–3051.
- [21] Campbell D.R.: *Enhanced conductivity in plasma-hydrogenated polysilicon films*. „Applied Physics Letters”, 1980, vol. 36, s. 604.
- [22] Canino M., Regula G., Xu M., Ntzoenzok E., Pichaud B.: *Materials Science and Engineering B*. „Materials Science and Engineering B”, 2009, vol. 159–160, s. 338–341.
- [23] Carmody C., Tan H.H., Jagadish C.: *Electrical isolation of n- and p- $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ epilayers using ion irradiation*. „Journal of Applied Physics”, 2003, vol. 94, nr 10, s. 6616–6620.
- [24] Chanda A., Lenka H.P., Jacob C.: *Study of high energy Mn^{+1} ion implantation in GaAs*. „Applied Physics A”, 2009, vol. 94, s. 89–94.
- [25] Chen D.L., Greve D.W., Guzman A.M.: *Influence of hydrogen implantation on the resistivity of polycrystalline silicon*. „Journal of Applied Physics”, 1985, vol. 57, s. 1408–1410.
- [26] Cheng L., Lori I.: *Characteristics of neutron damage in silicon*. „Physical Review”, 1968, vol. 171, s. 856–866.
- [27] Claeys C., Simoen E.: *Radiation Effects in Advanced Semiconductor Materials and Devices*. Wyd. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002.
- [28] Corbett J.W., Bourgoin J.C.: *Charge-State Effects in Displacement Damage Induced Paper*. „IEEE Transactions on Nuclear Science”, 1971, vol. 18, s. 11.
- [29] Corbett J.W., Watkins G.D.: *Production of divacancies and vacancies by electron irradiation of silicon*. „Physical Review”, 1965, vol. 138, s. 543, 555–560.
- [30] Corbett J.W., Watkins G.D.: *Silicon Divacancy and its Direct Production by Electron Irradiation*. „Physical Review Letters”, 1961, vol. 7, s. 314.
- [31] Ferreira da Silva A., Sernelius Bo. E., de Souza J.P., Boudinov H.: *Electrical resistivity of bismuth implanted into silicon*. „Journal of Applied Physics”, 1996, vol. 79, s. 3453–3455.
- [32] Fedotov A.K.: *Fizičeskoje materialovedenije*: Mińsk, Vysšaâ škola, 2010.

- [33] Fischer A.C., Belova L.M., Rikers Yuri G.M., Malm B.G., Radomson H.H., Kolahdouz M., Gylfason K.B., Stemme G., Niklaus F.: *3d Free-Form Patterning of Silicon by Ion Implantation Silicon Deposition, and Selective Silicon Etching*. „Advanced Functional Materials”, 2012, vol. 22, s. 4004–4008.
- [34] Fleming R.M., Seager C.H., Bielejec E., Vizkelethy G., Lang D.V., Campbell J.M.: *defect annealing in neutron and ion damaged silicon: Influence of defect clusters and doping*. „Journal of Applied Physics”, 2010, vol. 107, s. 053712–1–9.
- [35] Frank W.: *Radiation Effect*, 1974, vol. 21, s. 119.
- [36] Gavrilenko V.I., Grehov A.M., Korbuták D.V., Litovčenko V.G.: *Optičeskie svojstva poluprovodnikov*. Spravočnik-Kiev, Naukova dumka, 1987.
- [37] Girginoudi D., Georgoulas N., Thanailakis A., Polychroniadis E.K.: *Studies of ultra shallow $n^+ - p$ junctions formed by low-energy As-implantation*. „Materials Science and Engineering B”, 2004, vol. 114–115, s. 381–385.
- [38] Huang T.C., Chung Y., Coldren L.A., Dagli N.: *Field-induced waveguides and their application to modulators*. “Journal of Quantum Electronics”, 1993, vol. 29, s. 1131.
- [39] Hyunpil B., Jong-Han L., Min G. K., KyungDong L., Seongtak K., Hae C. H., Wook J. H., Hee O. K., Sungeun P., Sung J. T., Donghwan K.: *Effects of High-Temperature Annealing on Ion-Implanted Silicon Solar Cells*. „International Journal of Photoenergy”, 2012, Article ID 921908, s. 1-6.
- [40] Iniewski K.: *Radiation Effects in Semiconductors*. Wyd. CRC Press Inc., 2010.
- [41] Jadan M., Chelyadinskii A.R., Yavid V.Yu.: *Efficiency of formation of radiation defects in silicon upon implantation of silicon and phosphorus ions*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B”, 2004, vol. 225, s. 516–520.
- [42] Jung W., Newell G.S.: *Spin-1 centers in neutron-irradiated silicon*. „Physical Review”, 1963, vol. 132, s. 648.
- [43] Kabiraj D., Ghosh S.: *Defect engineering in GaAs using high energy light ion irradiation: Role of electronic energy loss*. „Journal of Applied Physics”, 2011, vol. 109, s. 033701–1–6.
- [44] Kalitzova M., Gesheva K., Vlachov E., Marinov Y., Gogova D., Ivanova T., Angelov Ch., Pashov N., Zollo G., Vitali G.: *High frequency electromagnetic field processing of amorphous silicon layers containing nanoclusters produced by implantation of metal ions in Si(100) matrix*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B”, 2005, vol. 229, s. 65–72.
- [45] Kamins T.I., Marcoux P.J.: *Hydrogenation of transistors fabricated in polycrystalline-silicon films*. „IEEE Electron Device Letters”, 1980, vol. 1, s. 159.
- [46] Kamińska M., Skowroński M., Kuszko W.: *Identification of the 0.82-eV Electron Trap, EL2 in GaAs, as an Isolated Antisite Arsenic Defect*. „Physical Review Letters”, 1985, s. 2204.
- [47] Karta katalogowa zasilacza impulsowego typu QUINT-PS-100-240AC/24DC/20, produkcji Phoenix Contact, 2005/2012 (tekst oryginalny / tłumaczenie) s. 11.
- [48] Kazmerski L.L.: *Polycrystalline and amorphous thin films and devices*. Academic, New York, 1980.

- [49] Kireev P.S.: *Semiconductor Physics*. MIR, 1978, s.693.
- [50] Kirkpatrick S.: in *Proceedings of 5-th International Conference on Amorphous and Liquid Semiconductor*, Taylor&Francis, London, 1974, s. 183.
- [51] Komarov F.F., Kamyshan A.S., Mironov A.M.: *Formation of horizontal and vertical insulation in semiconductors by ion implantation*. „Nukleonika”, 1999, vol. 44, 201–206.
- [52] Komarov F.F., Kamyshan A.S., Mironov A.M., Zagutin A.E., Martynow I.S.: *Formation of device isolation in GaAs with poly-energetic ion implantation*. „Vacuum”, 2001, vol. 63, s. 571, 577–579
- [53] Kowalski M., Partyka J., Węgierek P., Żukowski P., Komarov F.F., Jurchenko A.V., Freik D.: *Frequency-dependent annealing characteristics of the implant-isolated GaAs layers*. „Vacuum”, 2005, vol. 78, s. 311.
- [54] Kulik M., Żuk J., Drożdżel A., Pysznik K., Komarov F.F., Rzodkiewicz W.: *RBS-C and ellipsometric investigations of radiation damage in hot-implanted GaAs layers*. „Materials Science and Engineering B”, 2011, vol. 176, s. 340–343.
- [55] Lee Y.H., Corbett J.W.: *EPR studies in neutron-irradiated silicon - negative charge state of a nonplanar 5-vacancy cluster (v5-)*. „Phys. Review B”, 1973, vol. 8, s. 2810.
- [56] Lee Y.H., Gerasimenko N.N., Corbett J.W.: *EPR study of neutron - irradiated silicon: A positive charge state of the 001. split di-interstitial*. „Physical Review B”, 1976, vol. 14, s. 4506–4520.
- [57] Liang J.H., Han H.M.: *High-fluence small B_n cluster ion implantation*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B”, 2006, vol. 249, s. 397–401.
- [58] Liang J.H., Han H.M.: *Implantation and post-annealing characteristics when impinging small B_n clusters into silicon at low fluence*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B”, 2005, vol. 228, s. 250–255.
- [59] Liang J.H., Sang Y.J.: *Formation of shallow junctions through BGe molecular ion implantation and rapid thermal annealing*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B”, 2004, vol. 219–220, s. 778–782.
- [60] Liang J.H., Sang Y.J., Wang C.-H., Wang T.W., Hsu J.Y., Niu H., Tseng M.S.: *Post-annealing effects on shallow-junction characteristics caused by 20 keV BGe molecular ion implantation*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B”, 2005, vol. 237, s. 312–782.
- [61] Liang J.H., Wang S.C.: *Boron depth profiles and residual damage following rapid thermal annealing of low-temperature BSi molecular ion implantation in silicon*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B”, 2007, vol. 261, s. 651–655.
- [62] Liang J.H., Wang S.C.: *Post-annealing effects on the shallow-junction characteristics caused by high-fluence 77 keV BSi molecular ion implantations at room and liquid nitrogen temperatures*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B”, 2008, vol. 266, s. 5116–5119.
- [63] Liang J.H., Wu C.H.: *Characterization of damage behavior induced by low-temperature BGe molecular ion implantation in silicon*. „Vacuum”, 2013, vol. 89, s. 86–89.

- [64] Lombardo S., Campisano S.U., Nicotra M.: *Doping of semi-insulating polycrystalline silicon by B, P and As implantation and diffusion*. „Journal of Applied Physics”, 1994, vol. 75, s. 345–350.
- [65] Majlinger Z., Bozanic A., Petravic M., Kim K.-J., Kim B., Yang Y.-W.: *Interaction of low-energy nitrogen ions with GaAs surfaces*. „Journal of Applied Physics”, 2008, vol. 104, s. 063527–1–5.
- [66] Malhi S.D., Karnaugh R., Shah A.H., Hite L., Chatterjee P.K., Davis H.E., Mahant-Shetti S.S., Gosmeyer C.D., Sundaresan R.S., Chen C.E., Lam H.W., Haken R.A., Pinizzotto R.F., Hester R.K.: IEEE Device Research Conference, Section VB-1, Santa Barbara, CA, 1984.
- [67] Matsui M., Shiraki Y., Maruyama E., Ohwada J.: *Thin-film transistors on molecular-beam-deposited polycrystalline silicon*. „Journal of Applied Physics”, 1984, vol. 55, s. 1590.
- [68] Messerer M., Omelânovskij E., Pantuhov A., Pervova L., Tkač U., Fistul V.: Fizika i Tehnika Poluprovodnikov, 1974, t. 8, s. 2279.
- [69] Mikulics M., Marso M., Kordos P.: *GaAs photodetectors prepared by high-energy and high-dose nitrogen implantation*. „Applied Physics Letters”, 2006, vol. 89, 091103–1–3.
- [70] Milosavljević M., Lourenco M.A., Gwilliam R.M., Homewood K.P.: *Role of heavy ion co-implantation and thermal spikes on the development of dislocation loops in nanoengineered silicon light emitting diodes*. „Journal of Applied Physics”, 2011, vol. 110, s. 033508–1–5.
- [71] Min Y., Huang R., Zhang X., Yangyuan W., Kunihiro S., Hideki O.: *Atomistic simulation of defects evolution in silicon during annealing after low energy selg-ion implantation*. „Materials Science in Semiconductor Processing”, 2004, vol. 7, s. 13–17.
- [72] Mott N.F., Davies E.A.: *Electronic process in ion-crystalline materials*. Clarendon Press, Oxford, 1979.
- [73] Newman R.C., Totterdell D.N.J.: *An optical study of defects in silicon irradiated with fast neutrons*. „Journal of Physics C: Solid State Physics”, 1975, vol.8, s. 3944.
- [74] Nowak R.: *Statystyka dla fizyków*, Warszawa, PWN, 2002, s. 664.
- [75] Obolenskij C.V.: *Vzaimod izlučenij s tverdyj telom*. Materialy III Meždunarodnoj konferencji-Minsk, 1999, c. 1, s. 33.
- [76] Odzhaev V.B., Popok V.S., Prosolovich V.S., Hnatowicz V.: *Boron electrical activation in dual $B^+ + N^+$ and $B^+ + Ar^+$ ion-implanted silicon*. „Applied Physics A”, 1996, vol. 62, s. 355–358.
- [77] Onga S., Mizutani Y., Taniguchi K., Kashiwagi M., Shibata K., Kohyama S.: *Characterization of Polycrystalline Silicon MOS Transistors and Its Film Properties*. „Japan Journal of Applied Physics”, 1982, vol. 21, s. 1472.
- [78] Pankove J.I.: *Optical Processes in Semiconductors*. Prentice-Hall, USA, 1971.
- [79] Pankratov E.L., Obolensky S.V.: *Dynamics of radiative point defects in gallium arsenide during relaxation of local heating*. „International Journal of Bifurcation and Chaos”, 2008, vol. 18. nr 9, s. 2845–2849.

- [80] Partyka J.: *Badania elektrofizycznych właściwości silnie zdeformowanych półprzewodników*. Lublin, Politechnika Lubelska, 2002.
- [81] Partyka J., Węgierek P., Kowalski M., Sidorenko Y., Stelmakh V., Lapchuk N., Shumskaya E.: *Magnetic properties of semiconducting compounds: $Cd_{1-x}Fe_xTe$ and $Cd_{1-x}Mn_xTe$* . SPIE - International Society for Optical Engineering, 2003, s.120–124.
- [82] Partyka J., Węgierek P., Żukowski P., Sidorenko Y., Szostak Y.: *Dielectric properties of implanted silicon layers: influence of rapid thermal annealing*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B”, 2002, vol. 197, s.60–66.
- [83] Partyka J., Żukowski P., Węgierek P., Rodzik A., Sidorenko Y., Szostak Y.: *Electron spin resonance in $Cd_{1-x}Mn_xTe$ and $Zn_{1-x}Mn_xTe$* . „Semiconductors”, 2002, vol. 36, s.1347–1351.
- [84] Partyka J., Żukowski P., Węgierek P., Rodzik A., Sidorenko Y., Szostak Y.: *Temperature dependence of the width of the deep-level band in silicon with a high concentration of defects*. „Semiconductors”, 2002, vol. 36, n.12, s. 1326–1331.
- [85] Pearson S.J.: *Ion implantation in III-V semiconductor technology*. „International Journal of Modern Physics B”, 1993, vol. 7, s. 4687–4761.
- [86] Pearson S.J.: *Mater. Sci. Rep.*, 1990, 4, 313
- [87] Poklonski N.A., Gorbachuk N.I., Shpakovski S.V., Petrov A.V., Lastovskii S.B., Fink D., Wieck A.: *Electrical properties of silicon diodes with p+n junctions irradiated with $^{197}Au^{+26}$ swift heavy ions*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B”, 2008, vol. 266, s. 5007–5012.
- [88] Pons D., Bourgoin J.C.: *Irradiation-induced defects in GaAs*. „Journal of Physics C: Solid State Physics”, 1985, vol. 18, s. 3839.
- [89] Pons D., Mircea A., Bourgoin J.: *An annealing study of electron irradiation-induced defects in GaAs*. „Journal of Applied Physics”, 1980, vol. 51, s. 4150.
- [90] Punzon-Quijorna E., Torres-Costa V., Manso-Silvan M., Martin-Palma R.J., Climent-Font A.: *MeV Si ion beam implantation as an effective patterning tool for the localized formation of porous silicon*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B”, 2012, vol. 282, s. 25–28.
- [91] Ren F., Pearson S.J., Hobson W.S., Fullowen T.R., Lothian J., Yanof A.W.: *Implant isolation of GaAs-AlGaAs heterojunction bipolar transistor structures*. „Applied Physics Letters”, 1990, vol. 56, s. 860–862.
- [92] Rosiński W.: *Implantacja jonów*. Warszawa, PWN, 1975.
- [93] Ruffell S., Mitchell I.V., Simpson P.J.: *Annealing behavior of low-energy ion-implanted phosphorus in silicon*. „Journal of Applied Physics”, 2005, vol. 197, s. 123518–1–6.
- [94] Ryvkin S.M.: *Fotoelektričeskie âvleniâ v poluprovodnikah* –M., 1963.
- [95] Sai Saravanan G., Mahadeva B.K., Vyas H.P., Muraleedharan K., Pathak A.P.: *Influence of activation of Si^{29+} ion-implantation in GaAs on ohmic contact resistance and electrical performances of MESFETs*. „Radiation Effects & Defects in Solids”, 2008, vol. 163, nr 9, s. 737–748.

- [96] Schichijo H., Malhi S.D.S., Chatterjee P.K., Shah R.R., Douglas M.A., Lam H.W.: *Characterization of n-channel and p-channel LPCVD polysilicon MOSFET*. International Electron Devices Meeting, Washington, 1983, s. 202.
- [97] Schrimpf R.D., Fleetwood D.M.: *Radiation effects and soft errors in integrated circuits and electronic devices*. Wyd. World Scientific Publishing, 2004.
- [98] Sealy B.J.: *Proton isolation revisited*. "The Advanced Semiconductor Magazine", 2003, vol. 16, s. 36–38.
- [99] Seymour D.J., Heston D.D., Lehmann R.E., Zych D.: *X-band monolithic GaAs PIN diode variable attenuation limiter*. IEEE MTT's International, Microwave Symposium Digest, 1990, vol. 2, s. 841.
- [100] Shao L., Liu J., Chen Q.Y., Chu W.: *Boron diffusion in silicon: the anomalies and control by point defect engineering*. „Materials Science and Engineering R”, 2003, vol. 42, s. 65–114.
- [101] Shcherbachev K., Bailey M.J.: *Influence of implantation conditions of He⁺ ions on the structure of a damaged layer in GaAs(001)*. „Physica Status Solidi A”, 2011, vol. 208, nr 11, s. 2576–2581.
- [102] Shestakov A.K., Zhuravlev K.S.: *The Influence of a Doping Profile on the Characteristics of an Ion-Implanted GaAs Field-Effect Transistor with a Schottky Barrier*. „Semiconductors”, 2011, vol. 45, nr 12, s. 1589–1599.
- [103] Short K.T., Pearton S.J.: *Implant isolation of GaAs*. „Journal of The Electrochemical Society”, 1988, vol. 135, s. 2835–2840.
- [104] Sickafus K.E., Kotomin E.A., Uberuaga B.P.: *Radiation Effects in Solids*. Wyd. Springer, 2007.
- [105] Singh H., Saraswat K., Shott J.D., McVittie J.P., Meindl J.D.: *Scaling of SOI/PMOS transistors*. International Electron Devices Meeting, Washington, 1983, s. 67.
- [106] Šklovskij B.I., Efros A.: *Elektronnye svoystva legirovannyh poluprovodnikov*. –M.: Nauka, 1979.
- [107] Šklovskij B.I., Efros A.: *ŽETF*, 1971, vol. 60, s. 867.
- [108] Sobolev N.A., Götz G., Karthe W., Schnabel B.: „Rad. Eff.”, 1979, vol. 42, s. 23.
- [109] Speight J.D., Leigh P., McIntyre N., Groves I.G., O'Hara S., Hemment P.L.F.: *High-efficiency proton-isolated GaAs IMPATT diodes*. „Electronics Letters”, 1974, vol. 10, s. 98–99.
- [110] *Statističeskie metody v eksperimentalnoj fizike*. Atomizdat, Moskva, 1976, s. 335.
- [111] Stein H.J., Beezhold W.: *Localized modes and divacancy absorption in oxygen ion implanted Si*. „Applied Physics Letters”, 1970, vol. 17, s. 422.
- [112] Stein H.J., Vook F.L., Borders J.A.: *Direct evidence of divacancy formation in silicon by ion implantation*. „Applied Physics Letters”, 1969, vol. 14, s. 328.
- [113] Stein H.J., Vook F.L., Brice D.K., Borders J.A., Picraux S.T.: *Infrared Studies of the Crystallinity of Ion-Implanted Si*. „Rad.Eff.”, 1970, vol. 6, nr. 1–2, 1970, s.19–26.
- [114] Stievenard D., Bodolaert X., Bourgion J., Von Bardeleben H. J.: *Behavior of electron-irradiation-induced defects in GaAs*. „Physical Review B”, 1990, vol. 41, s. 5271.

- [115] Tan H.H., Williams J.S.: Jagadish C., *Characterization of deep levels and carrier compensation created by proton irradiation in undoped gaas*. „Journal of Applied Physics”, 1995, vol. 78, s. 1481.
- [116] Thompson S., Nishida T., Sun Y.: *Strain Effect in Semiconductors*. Wyd. Springer-Verlag GmbH, 2009.
- [117] Tomm J.W., Strelchuk V., Gerhardt A.: *Properties of As⁺-implanted and annealed GaAs and InGaAs quantum wells: Structural and band-structure modifications*. „Journal of Applied Physics”, 2004, vol. 95, nr 3, s. 1122–1126.
- [118] Tripathi S., Dubey R.L., Dubey S.K., Yadov A.D.: *Structural and Optical Properties Studies Of Ar²⁺ Ion Implanted Mn Deposited GaAs*. PEFM, 2010
- [119] Tsukamoto K., Kuroi T., Kawasaki Y.: *Evolution of ion implantation technology and its contribution to semiconductor industry*. American Institute of Physics Conference Proceedings, 18th International Conference on Ion Implantation Technology, 2010, vol. 1321, s. 9–16.
- [120] Turek M., Drożdżel A., Pysznik K., Mączka D.: *Wytwarzanie jonów podwójnie naładowanych w plazmowym źródle jonów z parownikiem*. „Przegląd elektrotechniczny”, 2012, vol. 11b., s. 328–331.
- [121] Turek M., Drożdżel A., Pysznik K., Prucnal S., Mączka D., Yushkevich Y.V., Vaganov Y.A.: *Plasma sources of ions of solids*. „Instruments and experimental techniques”, 2012, vol. 55, nr 4, s. 469–481.
- [122] Turek M., Prucnal S., Drożdżel A., Pysznik K.: *Arc discharge ion source for europium and other refractory metals implantation*. „Review of Scientific Instruments”, 2009, vol. 80, s. 043304(1–5).
- [123] Turek M., Prucnal S., Drożdżel A., Pysznik K.: *Versatile plasma ion source with an internal evaporator*. „Nuclear instruments & methods in physics research section B-beam interactions with materials and atoms”, 2011, vol. 269, nr 4, s. 700–707.
- [124] Vavilov V.S., Kiselev V.F., Mukašev B.N.: *Defekty v kremnii i na ego poverhnosti*. – M.: Nauka. 1990.
- [125] Vavilov V.S., Patskevich V.M., Yurkov B. Ya., Glazunov P. Ya.: „Soviet Physics - Solid State”, 1961, vol. 2, s. 1301.
- [126] Von Bardeleben H.J., Bourgoin J., Miret A.: *Identification of the arsenic-antisite-arsenic-vacancy complex in electron-irradiated gaas*. „Physical Review B”, 1986, vol. 34, s. 1360.
- [127] Waczyński K., Wróbel E.: *Technologie mikroelektroniczne. Część 1. Metody Wytwarzania Materiałów i Struktur Półprzewodnikowych*. Gliwice, Wydawnictwo Politechniki Śląskiej, 2006.
- [128] Watkins G.D., Corbett J.W.: *Production of divacancies and vacancies by electron irradiation of silicon*. „Physical Review”, 1965, vol. 138, s. A555.
- [129] Watkins G.D.: Institute of Physics Conference Series, nr 23, London–Bristol, 1975.
- [130] Watkins G.D.: *Radiation damage in Semiconductors*, Dunod, Paris, 97, 1965.
- [131] Węgierek P., Billewicz P.: *Charakterystyki czasowe skokowej wymiany ładunków w arsenku galu napromieniowanym jonami H⁺*. „Elektronika”, 2011, nr 11, s.67–69.

- [132] Węgierek P., Billewicz P.: *Jump Mechanism of Electric Conduction in n-Type Silicon Implanted with Ne^{++} Neon Ions*. „Acta Physica Polonica A”, 2011, vol. 120, no. 1, s. 122–124.
- [133] Węgierek P., Billewicz P.: *Research on Jump Mechanism of Electric Charge Transfer Probability in Gallium Arsenide Irradiated with H^+ Ions*. „Przegląd Elektrotechniczny”, 2012, nr 11b, s.364–365.
- [134] Węgierek P.: *Investigation into the Properties and Applications of Thin Silicon Layers Produced by Means of Ion Implantation*. „Electron Technology”, 1997, vol.30, s. 163–167.
- [135] Węgierek P., Kowalski M.: *Mechanizm przewodnictwa elektrycznego w arsenku galu implantowanym jonami*, „Elektronika”, 2009, vol. 9, s. 42–44.
- [136] Węgierek P., Kowalski M.: *Zmiennoprądowe przewodnictwo elektryczne krzemu implantowanego jonami*. „Elektronika”, 2009, nr 9, s.100–102.
- [137] Węgierek P.: *Wpływ implantacji jonowej i wybranych procesów technologicznych na własności dielektryczne krzemu, Praca doktorska*, Politechnika Lubelska, Wydział Elektryczny 1997, przechowywany w Bibliotece Politechniki Lubelskiej, s. 87.
- [138] Węgierek P., Zhukowski P., Billewicz P.: *Badania temperaturowe energii aktywacji defektów radiacyjnych w silnie zdeformowanym krzemie*. „Przegląd Elektrotechniczny”, 2010, nr 7, s. 293–295.
- [139] Woo H.J., Choi H.W., Kim G.D., Hong W., Kim J.K.: *Patterned Exfoliation of GaAs Based on Masked Helium Implantation and Subsequent Rapid Thermal Annealing. Application of Accelerators in Research and Industry: 20th International Conference*, 2009, s. 535–538.
- [140] Yoshifumi Y., Yoichi K., Ikuhisa Y., Takeshi I.: *Effects of hydrogen atoms on postannealing of phosphorus-ion implanted silicon*. „Journal of Applied Physics”, 2003, vol. 93, nr 1, s. 134–138.
- [141] Zengfeng Di, Yongqiang W., Nastasi M., Theodore N.D.: *Evolution of implantation induced damage under further ion irradiation: Influence of damage type*. „Journal of Applied Physics”, 2009, vol. 105, s. 074904–1–9.
- [142] Zukowski P.W., Rodzik A., Shostak YA: *Dielectric constant and AC conductivity of semi-insulating $Cd_{1-x}Mn_xTe$ semiconductors*. „Semiconductors”, 1997, vol. 31, s. 610–614.
- [143] Zukowski P.W.: *Self-recovery of implanted semiconductors*. „Semiconductors”, 1993, vol. 27, s.433–438.
- [144] Žukowskij P., Kantorov S.B., Kišak K., Mončka D., Stelmah V.F.: *Anomalnaja zavisimost koefficienta otaženija Si ot dozy implantacii ionov Ar pri $T > 330$ K*. „Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov”, 1991, t. 25, s. 556–558.
- [145] Žukowskij P.V., Kantorov S., Mončka D., Rodzik A., Kisčak K., Stelmah V.F.: *Doklady Akademii Nauk Belarusi*, 1993, 37, nr 1b, s.41.
- [146] Žukowskij P.V., Kantorov S.B., Stelmah V.F., Tadeuš N.N., Šilagardi G.: *Nakoplenie divakansij v kremnii pri dlitelnom oblučenii nejtronami*. „Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov”, 1990, t. 24, s. 1473.

- [147] Żuk J., Turek M., Pysznik K., Drożdżel A., Prucnal S.: *Źródło jonów z parownikiem ogrzewanym przez wyladowanie łukowe. Symulacje komputerowe i eksperyment.* „Przegląd elektrotechniczny”, 2010, vol. 7., s. 193–195.
- [148] Żukowski P.V., Kantorow S.B., Mączka D., Stelmakh V.F.: *Processes of Radiation Defect Interaction and Amorphisation of Silicon at Large Implantation Doses.* „Physica Status Solidi a-Applied Research”, 1989, vol. 112, s. 695–698.
- [149] Żukowski P., Kantorov S.B., Kiszczak K., Mączka D., Rodzik A., Stelmakh V.F., Czarniecka-Such E.: *Study of the Dielectric Function of Silicon Irradiated with a Large Dose of Neutrons.* „Physica Status Solidi a-Applied Research”, 1991, vol. 128, s. 111.
- [150] Żukowski P., Kołtunowicz T., Partyka J., Węgierek P., Kolasik M., Larkin A.V., Fedotova J.A., Fedotov A.K., Komarov F.F., Vlasukova L.: *Model przewodności skokowej i jego weryfikacja dla nanostruktur wytwarzanych technikami jonowymi.* „Przegląd Elektrotechniczny”, 2008, nr 3, s. 247–249.
- [151] Żukowski P., Kołtunowicz T., Partyka J., Węgierek P., Komarov F.F., Mironov A.M., Butkievith N., Freik D.: *Dielectric Properties and Model of Hopping Conductivity of GaAs Irradiated by H^+ Ions.* „Vacuum”, 2007, vol. 81, s. 1137–1140.
- [152] Żukowski P., Partyka J., Szostak J., Węgierek P., Kantorow S.: *Sposób wytwarzania kondensatorów półprzewodnikowych.* Urząd Patentowy Rzeczypospolitej Polskiej, 1998, Patent 174710 (numer zgłoszenia 305824 z dnia 10.11.1994 r.).
- [153] Żukowski P., Partyka J., Węgierek P.: *Capacitors for integrated circuits produced by means of a double implantation method.* „Journal of Technical Physics”, 1998, vol.39, s.143–147.
- [154] Żukowski P., Partyka J., Węgierek P.: *Changes in permittivity of silicon implanted through an aluminum layer.* „Nukleonika”, 1999, vol. 44, nr 2, s. 285–288.
- [155] Żukowski P., Partyka J., Węgierek P.: *Effect of ion implantation and annealing on the dielectric properties of silicon.* „Physica Status Solidi a-Applied Research”, 1997, vol. 159, nr 2, s. 509–515.
- [156] Żukowski P., Partyka J., Węgierek P.: *Jumping recharging in thin silicon layers implanted with ions and subdued to annealing.* „Electron Technology”, 1997, vol. 30, s. 159–162.
- [157] Żukowski P., Partyka J., Węgierek P., Kołtunowicz T., Kowalski M., Sidorenko Yu.: *Generation-recombination mechanism of hopping recharging between deep amphoteric defects in strongly defected semiconductors.* „Physics and Chemistry of Solid State”, 2006, vol. 7, nr 4, s. 644.
- [158] Żukowski P., Partyka J., Węgierek P., Kozak M.: *Comparison of permittivity of ion implanted silicon and silicon bombarded with neutrons.* „Nukleonika”, 1999, vol. 44, nr. 2, s. 281.
- [159] Żukowski P., Partyka J., Węgierek P., Sidorenko J.W., Szostak J., Rodzik A.: *Dielectric properties of the semiconducting compounds $Cd_{1-x}Fe_xTe$.* „Semiconductors”, 1999, vol. 33, nr 3, s. 270–272.
- [160] Żukowski P., Partyka J., Węgierek P., Sidorenko J.V., Szostak J., Rodzik A.: *Optical band gap of $Cd_{1-x}Mn_xTe$ and $Zn_{1-x}Mn_xTe$ semiconductors.* „Semiconductors”, 2011, vol. 35, nr 8, s. 900–903.

- [161] Żukowski P., Partyka J., Węgierek P.: *Silicon capacitors with vapour deposited plates*. „Journal of Technical Physics”, 1997, vol. 38, s. 59–63.
- [162] Żukowski P., Partyka J., Węgierek P.: *Sposób wytwarzania kondensatorów półprzewodnikowych*. Urząd Patentowy Rzeczypospolitej Polskiej, 2005, Patent 190454 (numer zgłoszenia 327483 z dnia 13.07.1998 r.).
- [163] Żukowski P., Partyka J., Węgierek P., Szostak J.: *Kondensator do układu scalonego*. Urząd Patentowy Rzeczypospolitej Polskiej, 2003, Patent 185022 (numer zgłoszenia 323573 z dnia 05.12.1997 r.).
- [164] Żukowski P., Partyka J., Węgierek P., Szostak J., Sidorenko J., Rodzik A.: *Dielectric properties of $Cd_{1-x}Fe_xSe$ compounds*. „Semiconductors”, 2000, vol. 34, nr 10, s. 1174–1177.
- [165] Żukowski P.: *Półprzewodniki ze skokowym mechanizmem przenoszenia ładunków*, Lublin, Wydawnictwo Politechniki Lubelskiej, 1999.
- [166] Żukowski P., Węgierek P., Billewicz P., Kołtunowicz T.N., Komarov F.: *Jump Mechanism of Electric Charge Transfer in Gallium Arsenide Exposed to Polyenergy Implantation with H^+ Ions*. „Acta Physica Polonica A”, 2011, vol. 120, nr 1, s. 125–128.
- [167] Żukowski P., Węgierek P., Kowalski M.: *Sposób wytwarzania obszarów izolacji pionowej w krzemowych strukturach półprzewodnikowych*. Zgłoszenie patentowe nr P 385684 z dnia 17.07.2008 r.
- [168] Żukowski P., Węgierek P., Partyka J., Kołtunowicz T.: *Sposób wytwarzania obszarów izolacji pionowej w układach scalonych*. Urząd Patentowy Rzeczypospolitej Polskiej, 2012, Patent 212829 (numer zgłoszenia 381107 z dnia 21.11.2006 r.).
- [169] Żymierska D., Godwod K., Auleytner J., Adamczewska J., Choiński J., Regiński K.: *Structural changes induced by implantation with 3 MeV/amu nitrogen ions in GaAs single crystals*. „Journal of Alloys and Compounds”, 2004, vol. 362, s. 248–253.

Wykaz rysunków

Rys. 2.1	Wykres koncentracji defektów radiacyjnych w krzemie w funkcji temperatury wygrzewania [165].....	18
Rys. 3.1	Schemat kondensatora z dielektrykiem w postaci silnie zdefektowanego półprzewodnika: 1 – płytka półprzewodnika; 2 – warstwa silnie zdefektowana; 3 – okładzina z pasty srebrnej; 4 – elektroda z pasty srebrnej	39
Rys. 3.2	Schemat stanowiska pomiarowego do badania właściwości elektrycznych półprzewodników implantowanych jonowo.....	41
Rys. 4.1	Schemat wymiany elektronu między dwoma neutralnymi diwakansami w zewnętrznym polu elektrycznym: a) stan początkowy, b) przeskok elektronu – przewodność skokowa, c) stan końcowy – dipol.....	49
Rys. 4.2	Widma transmisji $\alpha - 1$ i współczynnika pochłaniania $T - 2 - 4$ krzemu naświetlonego szybkimi neutronami $D = 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. Temperatury pomiarów: 1, 2 – 77K; 3 – 293K; 4 – 413K [78].....	56
Rys. 4.3	Spektralne zależności współczynnika odbicia krzemu naświetlonego neutronami [36].....	56
Rys. 4.4	Temperaturowa zależność położenia maksimum pasma pochłaniania diwakansów w krzemie naświetlonym neutronami [84].....	57
Rys. 4.5	Temperaturowa zależność szerokości pasma pochłaniania diwakansów [84]	58
Rys. 4.6	Temperaturowe zależności $P(T)\tau$ (wzór 4.28) i stopnia kompensacji $K_{naś}$ (wzór 4.14) [84].....	61
Rys. 5.1	Schemat przeskoków elektronu pomiędzy studniami potencjałów.....	65
Rys. 5.2	Rozkład Landaua (1) wyznaczony wg formuły (5.12) i normalny (2) dla $\tau_m = 2 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ i $\sigma_m = 5 \cdot 10^{-8} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$	67
Rys. 5.3a	Częstotliwościowe zależności gęstości składowej aktywnej prądu, wyznaczone z wykorzystaniem symulacji komputerowej w oparciu o formuły (5.12) i (5.13) dla rozkładu normalnego Gaussa.....	68
Rys. 5.3b	Częstotliwościowe zależności gęstości składowej aktywnej prądu, wyznaczone z wykorzystaniem symulacji komputerowej w oparciu o formuły (5.14) i (5.13) dla rozkładu Landaua	69
Rys. 5.4	Zależność współczynnika częstotliwościowego α ze wzoru (5.10) od wartości prawdopodobieństwa przeskoków p	69
Rys. 5.5	Częstotliwościowa zależność przewodności – rezultaty modelowania komputerowego według modelu	70
Rys. 5.6	Zależności rezystywności krzemu o $\rho = 0,04 \Omega \cdot \text{cm}$, implantowanego jonami Ne^{++} z $E = 600 \text{ keV}$, dawka $1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ od temperatury wygrzewania izochronicznego. Częstotliwości pomiarowe: 1 – 10^2 Hz , 2 – 10^3 Hz , 3 – 10^4 Hz , 4 – 10^5 Hz . Temperatura pomiarów – pokojowa	71

- Rys. 5.7 Częstotliwościowe zależności konduktywności krzemu domieszkowanego borem ($\rho = 0,04 \Omega\text{-cm}$), implantowanego jonami Ne^{++} z $E = 600 \text{ keV}$, dawką $1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ zmierzone przy temperaturze pokojowej. Temperatury wygrzewania: 1 – 423 K, 2 – 648 K, 3 – 723 K 72
- Rys. 5.8 Częstotliwościowa zależność przewodności krzemu domieszkowanego borem ($\rho = 0,04 \Omega\text{-cm}$), kompensowanego naświetlaniem jonów Ne^{++} , $E = 100 \text{ keV}$, dawka $2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, $T_a = 598 \text{ K}$, zmierzona przy temperaturze $T_p = 173 \text{ K}$ (okręgi – wyniki doświadczalne, linia ciągła – symulacja komputerowa)..... 73
- Rys. 5.9 Zależność częstotliwościowego współczynnika α od częstotliwości pomiarowej wyznaczona dla krzemu domieszkowanego borem ($\rho = 0,04 \Omega\text{-cm}$), kompensowanego naświetlaniem jonów Ne^{++} , $E = 100 \text{ keV}$, dawka $2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, $T_a = 598 \text{ K}$, zmierzona przy temperaturze $T_p = 173 \text{ K}$ (okręgi – wyniki doświadczalne, linia ciągła – symulacja komputerowa)..... 74
- Rys. 5.10 Zależności konduktywności od częstotliwości pomiarowej dla krzemu domieszkowanego borem, o rezystywności $\rho = 0,04 \Omega\text{-cm}$, implantowanego w temperaturze pokojowej jonami neonu Ne^{++} o energii $E = 600 \text{ keV}$, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, wygrzewanego w temperaturach T_a : 1 - 323 K, 2 - 573 K i 3 - 873 K (przebiegi wykonane z wykorzystaniem symboli–dane pomiarowe, linie ciągłe – aproksymacja za pomocą funkcji $\sigma(f) = \sigma_B + \sigma_H f^{\alpha}$) [136] 76
- Rys. 5.11 Zależność składowej pasmowej σ_B (1) i skokowej σ_H (2) konduktywności od temperatury wygrzewania T_a dla krzemu implantowanego jonami Ne^{++} , $E = 600 \text{ keV}$, $D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ [136] 77
- Rys. 5.12 Zależność współczynnika częstotliwościowego α (1) ze wzoru $\sigma(f) = \sigma_B + \sigma_H \cdot f^{\alpha}$ oraz częstotliwości przejścia od przewodności pasmowej do skokowej f_{BH} (2) od temperatury wygrzewania T_a dla krzemu implantowanego jonami Ne^{++} , $E = 600 \text{ keV}$, $D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ [136]..... 78
- Rys. 5.13 Zależności pojemności C_p od częstotliwości pomiarowej f dla krzemu typu p o $\rho = 0,04 \Omega\text{-cm}$, implantowanego jonami Ne^{++} , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 598 \text{ K}$, temperatury T_p : 1 – 173 K, 2 – 223 K, 3 – 273 K, 4 – 323 K, 5 – 373 K 80
- Rys. 5.14 Zależności przewodności σ od częstotliwości pomiarowej f dla krzemu typu p o $\rho = 0,04 \Omega\text{-cm}$, implantowanego jonami Ne^{++} , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 598 \text{ K}$, temperatury pomiarów T_p : 1 – 223 K, 2 – 273 K, 3 – 323 K, 4 – 373 K 81
- Rys. 5.15 Temperaturowe zależności pojemności jednostkowej i przewodności krzemu typu p o $\rho = 0,04 \Omega\text{-cm}$, implantowanego jonami Ne^{++} , $E = 100 \text{ keV}$, dawka $2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 598 \text{ K}$, zmierzone przy częstotliwości $f = 100 \text{ Hz}$ 82
- Rys. 5.16 Temperaturowe zależności pojemności jednostkowej i przewodności krzemu typu p o $\rho = 0,04 \Omega\text{-cm}$ implantowanego jonami Ne^{++} , $E = 100 \text{ keV}$, dawka $2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 598 \text{ K}$, zmierzone przy częstotliwości $f = 100 \text{ kHz}$ 83

- Rys. 5.17 Częstotliwościowe zależności współczynnika α , wyznaczone na podstawie wyników przedstawionych na rysunku 5.14, dla temperatur pomiarów T_p odpowiednio: 1 – 223 K, 2 – 273 K, 3 – 323 K, 4 – 373 K 83
- Rys. 5.18 Zależności pojemności C_p od częstotliwości pomiarowej f dla krzemu typu p o $\rho = 0,07 \Omega\cdot\text{cm}$, implantowanego jonami Ne^{++} , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2\cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 373 \text{ K}$, temperatury pomiarów T_p : 1 – 253 K, 2 – 298 K, 3 – 338 K, 4 – 368 K [138] 84
- Rys. 5.19 Zależności konduktywności σ od częstotliwości pomiarowej f dla krzemu typu p o $\rho = 0,07 \Omega\cdot\text{cm}$, implantowanego jonami Ne^{++} , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2\cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 373 \text{ K}$, temperatury pomiarów T_p : 1 – 253 K, 2 – 298 K, 3 – 338 K, 4 – 368 K [138] 85
- Rys. 5.20 Zależności konduktywności σ od temperatury wygrzewania T_a , dla krzemu typu p o $\rho = 0,07 \Omega\cdot\text{cm}$ implantowanego jonami neonu Ne^{++} o energii $E = 100 \text{ keV}$ dawką $D = 2,2\cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, częstotliwość pomiarowa $f = 1 \text{ kHz}$, temperatury pomiarów T_p : 1 – 253 K, 2 – 298 K, 3 – 338 K, 4 – 368 K [138] 85
- Rys. 5.21 Zależności konduktywności σ od $1000/T_p$ dla częstotliwości pomiarowych 100 Hz i 100 kHz (właściwości próbki i parametry implantacji jak na rys. 5.20), przedziały aproksymacji odpowiednio: 1 – $198 \div 233 \text{ K}$, 2 – $253 \div 288 \text{ K}$, 3 – $168 \div 198 \text{ K}$, 4 – $268 \div 298 \text{ K}$ [138] 86
- Rys. 5.22 Zależności pojemności jednostkowej C_p od $1000/T_p$ dla częstotliwości pomiarowych 100 Hz i 100 kHz (właściwości próbki i parametry implantacji jak na rys. 5.20), przedziały aproksymacji odpowiednio: 1 – $213 \div 263 \text{ K}$, 2 – $263 \div 338 \text{ K}$, 3 – $283 \div 348 \text{ K}$ [138] 86
- Rys. 5.23 Zależności współczynnika α od częstotliwości, temperatura wygrzewania $T_a = 373 \text{ K}$; $f_{\text{max}1}$, $f_{\text{max}2}$ – wartości częstotliwości, dla których funkcja osiąga maksima lokalne w danej dziedzinie częstotliwości, temperatury pomiarów T_p : 1 – 253 K, 2 – 298 K, 3 – 338 K, 4 – 368 K [138] 88
- Rys. 5.24 Zależności czasu relaksacji τ od $1000/T_p$, temperatura wygrzewania $T_a = 373 \text{ K}$: 1 – τ_1 dla przedziału aproksymacji $253 \div 373 \text{ K}$, 2 – τ_2 dla przedziału aproksymacji $323 \div 373 \text{ K}$ [138] 88
- Rys. 5.25 Zależności pojemności jednostkowej C_p od częstotliwości pomiarowej f dla krzemu typu n o $\rho = 0,25 \Omega\cdot\text{cm}$, implantowanego jonami Ne^+ , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2\cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 373 \text{ K}$, temp. pomiarów T_p : 1 – 253 K, 2 – 298 K, 3 – 338 K, 4 – 368 K [132] 90
- Rys. 5.26 Zależności konduktywności σ od częstotliwości pomiarowej f dla krzemu typu n o $\rho = 0,25 \Omega\cdot\text{cm}$, implantowanego jonami Ne^+ , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2\cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 373 \text{ K}$, temp. pomiarów T_p : 1 – 253 K, 2 – 298 K, 3 – 338 K, 4 – 368 K [132] 90
- Rys. 5.27 Zależności konduktywności σ od temperatury wygrzewania T_a , dla krzemu typu n o $\rho = 0,25 \Omega\cdot\text{cm}$, implantowanego jonami Ne^+ , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2\cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, częstotliwość pomiarowa $f = 1 \text{ kHz}$, temp. pomiarów T_p : 1 – 253 K, 2 – 298 K, 3 – 338 K, 4 – 368 K [132] 91

Rys. 5.28	Zależności konduktywności σ i pojemności C_p od $1000/T_p$ dla krzemu typu n o $\rho = 0,25 \Omega\cdot\text{cm}$, implantowanego jonami Ne^+ , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, częstotliwość pomiarowa $f = 100 \text{ kHz}$, temperatura wygrzewania $T_a = 373 \text{ K}$. Zakresy aproksymacji: 1 – $168 \div 198 \text{ K}$, 2 – $268 \div 298 \text{ K}$, 3 – $188 \div 253 \text{ K}$, 4 – $283 \div 348 \text{ K}$ [132].....	92
Rys. 5.29	Zależności współczynnika α od częstotliwości pomiarowej f , temperatura wygrzewania $T_a = 373 \text{ K}$; temperatura pomiarów T_p : 1 – 253 K , 2 – 298 K , 3 – 338 K , 4 – 368 K ; f_{max} – wartość częstotliwości dla której funkcja osiąga maksimum lokalne w danej dziedzinie częstotliwości [132].....	93
Rys. 5.30	Zależność czasu relaksacji τ od $1000/T_p$, dla krzemu typu n o $\rho = 0,25 \Omega\cdot\text{cm}$, implantowanego jonami Ne^+ , $E = 100 \text{ keV}$, $D = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, temperatura wygrzewania $T_a = 373 \text{ K}$ [132]	93
Rys. 6.1	Zależności rezystywności płytek krzemowych domieszkowanych borem ($\rho = 0,04 \Omega\cdot\text{cm}$) implantowanych jonami Ne^+ o energii $E = 600 \text{ keV}$ i dawce $D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ wygrzanych izochronicznie do temperatury $T_a = 823 \text{ K}$ od częstotliwości f dla różnych temperatur płytek podczas implantacji T_{imp} : 1 – 293 K , 2 – 423 K , 3 – 473 K , 4 – 523 K	98
Rys. 6.2	Zależności rezystywności płytek krzemowych domieszkowanych borem ($\rho = 0,04 \Omega\cdot\text{cm}$) implantowanych jonami Ne^+ o energii $E = 600 \text{ keV}$ i dawce $D = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ implantowanych przy temperaturze $T_{\text{imp}} = 523 \text{ K}$ od częstotliwości f dla różnych temperatur wygrzewania izochronicznego T_a : 1 – 773 K , 2 – 823 K , 3 – 873 K	98
Rys. 6.3	Wytwarzanie warstwy izolacyjnej w krzemowych układach scalonych za pomocą implantacji jonowej: 1 – maska; 2 – obszar izolacji pionowej; 3 – warstwa krzemu z elementami półprzewodnikowymi; 4 – podłoże; 5 – wiązka jonów.....	100
Rys. 6.4	Wytwarzanie izolacji pionowej w krzemowych układach scalonych za pomocą wytrawiania. 1 – maska, 2 – warstwa krzemu z elementami półprzewodnikowymi; 3 – podłoże; 4 – warstwa dielektryczna	102
Rys. 7.1	Zależność rezystywności od temperatury 15-minutowego wygrzewania T_a arsenku galu naświetlonego neutronami, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, temperatura pomiarów – pokojowa, częstotliwość pomiarów f : 1 – 100 Hz ; 2 – 1 kHz ; 3 – 10 kHz ; 4 – 100 kHz ; 5 – 1 MHz	106
Rys. 7.2	Zależność koncentracji defektów radiacyjnych w GaAs od temperatury wygrzewania izochronicznego: 1 – E3; 2 – E4; 3 – P1; 4 – EL2 [12]	108
Rys. 7.3	Zależność względnej przenikalności dielektrycznej od temperatury wygrzewania arsenku galu naświetlonego neutronami, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, temperatura pomiarów pokojowa, częstotliwość pomiarów f : 1 – 10 kHz ; 2 – 100 kHz ; 3 – 1 MHz	109
Rys. 7.4	Zależność rezystywności od częstotliwości pomiarowej arsenku galu naświetlonego neutronami, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, temperatura pomiarów pokojowa, otrzymane dla różnych temperatur wygrzewania izochronicznego T_a : 1 – GaAs niewygrzewany; 2 – 373 K ; 3 – 448 K ; 4 – 503 K ; 5 – 583 K ; 6 – 593 K ; 7 – 603 K ; 8 – 613 K	110

Rys. 7.5	Zależności konduktywności od częstotliwości pomiarowej dla GaAs naświetlonego neutronami, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, otrzymane dla próbki wygrzewanej w temperaturach T_a : 1 – próbka niewygrzewana, 2 – 373 K, 3 – 503 K, 4 – 613 K. Linia ciągłą – aproksymacja funkcją $\sigma(f) = \sigma_B + \sigma_H \cdot f^\alpha$, symbole – dane pomiarowe. Temperatura pomiarów pokojowa.....	111
Rys. 7.6	Zależności konduktywności od częstotliwości pomiarowej dla GaAs naświetlonego neutronami, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ otrzymane dla próbki wygrzewanej w temperaturach T_a : 1 – 623 K; 2 – 633 K; 3 – 643 K; 4 – 673 K. Temperatura pomiarów pokojowa.....	112
Rys. 7.7	Zależność składowej pasmowej konduktywności σ_B od temperatury wygrzewania T_a dla arsenku galu naświetlonego neutronami, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, temperatura pomiarów pokojowa	113
Rys. 7.8	Zależność składowej skokowej konduktywności $\sigma_H \cdot f^\alpha$ od temperatury wygrzewania T_a dla arsenku galu naświetlonego neutronami, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ otrzymane dla częstotliwości pomiarowej $f = 1 \text{ MHz}$, temperatura pomiarów pokojowa	113
Rys. 7.9	Zależność współczynnika częstotliwościowego α we wzorze na wypadkową konduktywność $\sigma(f) = \sigma_B + \sigma_H \cdot f^\alpha$ od temperatury wygrzewania T_a dla arsenku galu naświetlonego neutronami, dawką $D = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, temperatura pomiarów pokojowa	114
Rys. 8.1	Rozkład głębokościowy warstw stanowiących styki badanych próbek GaAs zmierzony metodą spektroskopii Auger'a z jednoczesnym rozpylaniem jonowym.....	117
Rys. 8.2a	Widmo RBS, zarejestrowane na granicy powierzchni styku rezystancyjnego i GaAs; 1 – widmo eksperymentalne, 2 – symulacja.....	118
Rys. 8.2b	Głębokościowe rozkłady pierwiastków w styku rezystancyjnym: 1 – Au, 2 – Ge, 3 – Ni, 4 – GaAs	118
Rys. 8.3	Teoretyczny rozkład głębokościowy wakansów powstałych w GaAs w wyniku polienergetycznej implantacji jonów H^+ , otrzymany w procesie implantacji protonów o dawkach $2,0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, $1,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, $1,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, $1,1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, oraz $1,0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ i energiach równych odpowiednio 400 keV, 300 keV, 220 keV, 130 keV i 65 keV; 1 – GaAs bez warstwy metalizacji, 2 – GaAs z warstwą metalizacji o grubości $0,35 \text{ }\mu\text{m}$	119
Rys. 8.4	Zależności rezystywności próbki implantowanej polienergetycznie jonami H^+ od temperatury wygrzewania poimplantacyjnego T_a , dla różnych wartości częstotliwości f : 1 – 1 kHz, 2 – 10 kHz, 3 – 100 kHz, 4 – 1 MHz, 5 – DC. Temperatura pomiarów pokojowa.....	121
Rys. 8.5	Zależności konduktywności od częstotliwości, dla próbki implantowanej polienergetycznie jonami H^+ dla różnych temperatur wygrzewania T_a : 1 – próbka niewygrzewana, 2 – 373 K, 3 – 473 K, 4 – 553 K, 5 – 653 K, 6 – 673 K.....	122
Rys. 8.6	Zależności konduktywności od temperatury odwrotnej $1000/T_p$ dla próbki implantowanej polienergetycznie jonami H^+ dla różnych temperatur wygrzewania T_a : 1 – 433, 2 – 513 K, 3 – 613 K.....	123

Rys. 8.7	Zależności rezystywności warstw GaAs kompensowanych polienergetyczną implantacją jonów wodoru H^+ od temperatury 15-minutowego wygrzewania izochronicznego T_a dla różnych częstotliwości f : 1 – 2 kHz, 2 – 20 kHz, temperatura pomiarów $T_p = 173$ K.....	124
Rys. 8.8	Zależności konduktywności σ warstw GaAs kompensowanych polienergetyczną implantacją jonów wodoru H^+ od częstotliwości pomiarowej f dla różnych temperatur wygrzewania izochronicznego T_a : 1 – próbka niewygrzewana, 2 – 523 K, 3 – 573 K, 4 – 643 K, 5 – 663 K. Temperatura pomiarów $T_p = 173$ K.....	124
Rys. 8.9	Temperaturowe zależności konduktywności σ warstw GaAs kompensowanych polienergetyczną implantacją jonów wodoru H^+ dla różnych częstotliwości pomiarowych f : 1 – 2 kHz, 2 – 20 kHz, 3 – 200 kHz, temperatura wygrzewania $T_a = 593$ K.....	125
Rys. 8.10	Temperaturowe zależności współczynnika częstotliwościowego α warstw GaAs kompensowanych polienergetyczną implantacją jonów wodoru H^+ dla różnych częstotliwości pomiarowych f : 1 – 2 kHz, 2 – 20 kHz, 3 – 200 kHz, temperatura wygrzewania $T_a = 593$ K.....	126
Rys. 8.11	Zależność składowej pasmowej konduktywności σ_B od temperatury wygrzewania izochronicznego T_a dla GaAs typu n implantowanego polienergetycznie jonami H^+ , temperatura pomiarów pokojowa.....	128
Rys. 8.12	Zależności konduktywności σ od częstotliwości pomiarowej f dla GaAs typu n implantowanego polienergetycznie jonami H^+ dla różnych temperatur wygrzewania T_a : 1 – 463 K, 2 – 523 K, 3 – 633 K, (symbole – dane pomiarowe; linia ciągła – aproksymacja).....	128
Rys. 8.13	Zależność $\sigma_H \cdot f^\alpha$ – składowej skokowej konduktywności od temperatury wygrzewania dla GaAs typu n implantowanego polienergetycznie jonami H^+ otrzymana dla częstotliwości pomiarowej $f = 1$ MHz.....	129
Rys. 8.14	Zależności współczynnika α od temperatury wygrzewania T_a dla GaAs typu n implantowanego polienergetycznie jonami H^+ odpowiadające pomiarom w temperaturze pokojowej (1) i LNT (2) przy częstotliwości $f = 1$ MHz.....	130
Rys. 8.15	Zależności konduktywności GaAs typu n implantowanego polienergetycznie jonami H^+ od temperatury odwrotnej $1000/T_p$ dla częstotliwości pomiarowej $f = 1$ kHz i różnych temperatur wygrzewania T_a : 1 – bez wygrzewania, 2 – 473 K, 3 – 523 K, 4 – 643 K.....	131
Rys. 8.16	Zależności konduktywności GaAs typu n implantowanego polienergetycznie jonami H^+ od temperatury odwrotnej $1000/T_p$ dla częstotliwości pomiarowej $f = 1$ MHz i różnych temperatur wygrzewania T_a : 1 – bez wygrzewania, 2 – 473 K, 3 – 523 K, 4 – 643 K.....	132
Rys. 8.17	Zależności konduktywności GaAs typu n implantowanego polienergetycznie jonami H^+ od częstotliwości f dla próbki wygrzewanej w temperaturze $T_a = 473$ K. Temperatury pomiarów T_p : 1 – 77 K, 2 – 103 K, 3 – 133 K, 4 – 163 K, 5 – 203 K, 6 – 253 K.....	133

Rys. 8.18	Zależności konduktywności GaAs typu n implantowanego polienergetycznie jonami H^+ od częstotliwości f dla próbki wygrzanej w temperaturze $T_a = 643$ K. Temperatuty pomiarów T_p : 1 – 77 K, 2 – 103 K, 3 – 133 K, 4 – 163 K, 5 – 203 K, 6 – 253 K.....	134
Rys. 8.19	Zależności współczynnika częstotliwościowego α wyznaczonego dla temperatury pomiarów $T_p = 77$ K dla GaAs typu n implantowanego polienergetycznie jonami H^+ od częstotliwości f dla próbki wygrzanej w temperaturach T_a : 1 – bez wygrzewania, 2 – 473 K, 3 – 523 K, 4 – 573 K, 5 – 643 K.....	134
Rys. 8.20	Zależność współczynnika częstotliwościowego α dla próbki GaAs typu n implantowanej polienergetycznie jonami H^+ wygrzanej w temperaturze $T_a = 643$ K od częstotliwości pomiarowej f wyznaczona dla temperatur pomiarów T_p : 1 – 77 K, 2 – 103 K, 3 – 133 K, 4 – 163 K, 5 – 203 K, 6 – 253 K.....	136
Rys. 8.21	Zależności konduktywności próbki GaAs implantowanej polienergetycznie jonami H^+ od częstotliwości f zmierzone w temperaturze $T_p = 103$ K dla temperatur T_a : 1 – bez wygrzewania, 2 – 453 K, 3 – 473 K, 4 – 523 K, 5 – 533 K, 6 – 573 K, 7 – 593 K, 8 – 643 K, 9 – 663 K.....	137
Rys. 8.22	Zależności współczynnika częstotliwościowego α dla próbki GaAs implantowanej polienergetycznie jonami H^+ od częstotliwości f zmierzone w temperaturze $T_p = 103$ K dla temperatur T_a : 1 – bez wygrzewania, 2 – 453 K, 3 – 473 K, 4 – 523 K, 5 – 533 K, 6 – 573 K, 7 – 593 K, 8 – 643 K, 9 – 663 K.....	138
Rys. 8.23	Zależności konduktywności σ próbki GaAs wygrzanej w temperaturze $T_a = 523$ K od częstotliwości pomiarowej f , dla wybranych temperatur pomiarowych T_p : 1 – 77 K, 2 – 93 K, 3 – 113 K, 4 – 133 K, 5 – 153 K, 6 – 173 K.....	139
Rys. 8.24	Zależności częstotliwościowego współczynnika α dla próbki GaAs wygrzanej w temperaturze $T_a = 523$ K od częstotliwości pomiarowej f , dla wybranych temperatur pomiarowych T_p : 1 – 77 K, 2 – 93 K, 3 – 113 K, 4 – 133 K, 5 – 153 K, 6 – 173 K.....	139
Rys. 8.25	Wykresy Arrheniusa dla czasu przeskoku τ dla wybranych temperatur wygrzewania T_a : 1 – 523 K (przedziały aproksymacji odpowiednio: 1 – 77 ÷ 113 K oraz 2 – 113 ÷ 173 K), 2 – 643 K (przedziały aproksymacji odpowiednio: 3 – 77 ÷ 133 K oraz 4 – 133 ÷ 253 K), 3 – 663 K (przedziały aproksymacji odpowiednio: 5 – 77 ÷ 123 K oraz 6 – 123 ÷ 203 K). Symbole – dane pomiarowe, linie ciągłe – aproksymacje.....	140
Rys. 8.26	Wykres zależności $\sigma(1000/T_p)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ , wygrzanego w temperaturze $T_a = 523$ K dla częstotliwości pomiarowej $f = 1$ kHz.....	142
Rys. 8.27	Zależności $\sigma(1000/T_p)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla różnych częstotliwości f : 1 – 1 kHz, 2 – 10 kHz, 3 – 100 kHz, 4 – 1 MHz, Probka niewygrzewana.....	143
Rys. 8.28	Zależności $\sigma(1000/T_p)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla różnych częstotliwości f : 1 – 1 kHz, 2 – 10 kHz, 3 – 100 kHz, 4 – 1 MHz, Temperatura wygrzewania $T_a = 453$ K.....	143

Rys. 8.29	Zależności $\sigma(1000/T_p)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla różnych częstotliwości f : 1 – 1 kHz, 2 – 10 kHz, 3 – 100 kHz, 4 – 1 MHz, Temperatura wygrzewania $T_a = 523$ K 144
Rys. 8.30	Zależności $\sigma(1000/T_p)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla różnych częstotliwości f : 1 – 1 kHz, 2 – 10 kHz, 3 – 100 kHz, 4 – 1 MHz, Temperatura wygrzewania $T_a = 593$ K 144
Rys. 8.31	Zależności $\sigma(1000/T_p)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla różnych częstotliwości f : 1 – 1 kHz, 2 – 10 kHz, 3 – 100 kHz, 4 – 1 MHz, Temperatura wygrzewania $T_a = 643$ K 145
Rys. 8.32	Zależności $\sigma(1000/T_p)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla różnych częstotliwości f : 1 – 1 kHz, 2 – 10 kHz, 3 – 100 kHz, 4 – 1 MHz, Temperatura wygrzewania $T_a = 663$ K 145
Rys. 8.33	Zależności $\sigma(1000/T)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla częstotliwości pomiarowej $f = 1$ kHz, dla różnych temperatur wygrzewania T_a : 1 – bez wygrzewania, 2 – 473 K, 3 – 523 K, 4 – 593 K, 5 – 643 K, 6 – 663 K 147
Rys. 8.34	Zależności $\sigma(1000/T)$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla częstotliwości pomiarowej $f = 1$ MHz, dla różnych temperatur wygrzewania T_a : 1 – bez wygrzewania, 2 – 473 K, 3 – 523 K, 4 – 593 K, 5 – 643 K, 6 – 663 K 148
Rys. 8.35	Zależności konduktywności σ próbki GaAs wygrzanej w temperaturze $T_a = 663$ K od częstotliwości pomiarowej f , dla wybranych temperatur pomiarowych T_p : 1 – 77 K, 2 – 93 K, 3 – 113 K, 4 – 133 K, 5 – 153 K, 6 – 173 K 149
Rys. 8.36	Zależności częstotliwościowego współczynnika α dla próbki GaAs wygrzanej w temperaturze $T_a = 663$ K od częstotliwości pomiarowej f , dla wybranych temperatur pomiarowych T_p : 1 – 77 K, 2 – 93 K, 3 – 113 K, 4 – 133 K, 5 – 153 K, 6 – 173 K 150
Rys. 8.37	Zależności prawdopodobieństwa przeskoku p od temperatury odwrotnej $1000/T_p$ dla GaAs typu n napromieniowanego polienergetycznie jonami H^+ dla wybranych temperatur wygrzewania T_a : 1 – bez wygrzewania, 2 – 453 K, 3 – 473 K, 4 – 523 K, 5 – 533 K, 6 – 573 K, 7 – 593 K, 8 – 643 K, 9 – 663 K 151
Rys. 8.38	Zależności konduktywności σ_L (krzywa 1) i σ_H (krzywa 2) próbki GaAs typu n napromieniowanej polienergetycznie jonami H^+ od temperatury wygrzewania T_a , zmierzone przy $T_p = 77$ K, dla różnych częstotliwości pomiarowych f , odpowiednio: 1 – 100 Hz i 2 – 1 MHz 152
Rys. 8.39	Zależność prawdopodobieństwa p od temperatury wygrzewania T_a , wyznaczona dla próbki GaAs typu n napromieniowanej polienergetycznie jonami H^+ przy temperaturze pomiarów $T_p = 103$ K 152
Rys. 9.1	Wytwarzanie warstwy izolacyjnej w układach scalonych wykonanych na podłożu z arsenku galu za pomocą polienergetycznej implantacji jonowej 156
Rys. 9.2	Zależności rezystywności warstw kompensowanych polienergetyczną implantacją jonami H^+ dla częstotliwości $f = 1$ MHz od temperatury pomiarów T_p dla różnych temperatur 15-minutowego wygrzewania izochronicznego T_a : 1 – 473 K; 2 – 523 K; 3 – 573 K 157

Wykaz tabel

Tabela 5.1	Wartości energii aktywacji przewodzenia dla częstotliwości pomiarowych f równych 100 Hz oraz 100 kHz dla krzemu typu p o $\rho = 0,07 \Omega\cdot\text{cm}$ implantowanego jonami neonu Ne^{++} o energii $E = 100 \text{ keV}$ dawką $D = 2,2\cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	87
Tabela 5.2	Wartości energii aktywacji dla zależności $\tau = f(1000/T_p)$ dla krzemu typu p o $\rho = 0,07 \Omega\cdot\text{cm}$ implantowanego jonami neonu Ne^{++} o energii $E = 100 \text{ keV}$ dawką $D = 2,2\cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	89
Tabela 5.3	Wartości energii aktywacji przewodzenia dla częstotliwości pomiarowej $f = 100 \text{ kHz}$ wyznaczone dla próbki krzemu typu n domieszkowanego fosforem o $\rho = 0,25 \Omega\cdot\text{cm}$, naświetlonej jonami neonu Ne^+ z energią $E = 100 \text{ keV}$ o dawce $D = 2,2\cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	92
Tabela 8.1	Energie aktywacji przewodzenia zdefektowanego GaAs otrzymane dla $f = 1 \text{ kHz}$	146
Tabela 8.2	Energie aktywacji przewodzenia zdefektowanego GaAs otrzymane dla $f = 1 \text{ MHz}$	146