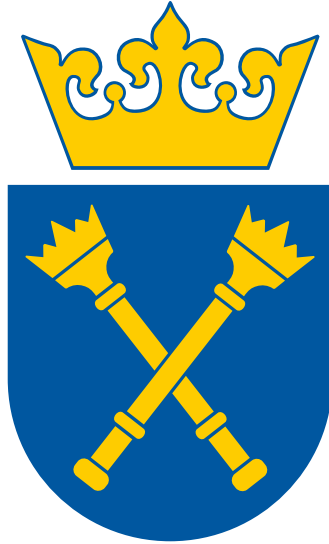


Uniwersytet Jagielloński w Krakowie

Szkoła Doktorska Nauk Ścisłych i Przyrodniczych



PRACA DOKTORSKA

*Badania efektów wielociałowych
w dwuwymiarowych gazach elektronowych (2DEG)
uformowanych na powierzchniach półprzewodników III-V*

mgr Dawid Wutke

pod opieką naukową
prof. dr hab. Jacka Kołodzieja

Zakład Promieniowania Synchrotronowego

Kraków 2024

Abstract

The dissertation focuses on many-body effects (electron-phonon, electron-electron, and electron-donor interactions) in a two-dimensional electron gas (2DEG) formed on the surface of III-V semiconductors. Various 2DEG samples were produced by incorporating sulfur, selenium and tellurium into the surface of an undoped indium arsenide crystal and a sulfur-doped indium arsenide crystal. The research was conducted under ultra-high vacuum conditions using, inter alia, angle-resolved photoelectron spectroscopy (ARPES).

The thesis is divided into three parts. The first part (chapters 1-2) covers general theoretical issues related to the research topic. Research methods used, which are ARPES and low-energy electron diffraction (LEED) are introduced, and a description of the used research system is included. The second part (chapters 3-4) provides a detailed description of the sample preparation process and research methodology. The third part (Chapters 5-8) presents and discusses the experimental results obtained during the research. High-resolution ARPES spectra are used to show the electron structure of 2DEG on the surfaces of undoped indium arsenide and sulfur-doped indium arsenide, and parameters characterizing the 2DEGs formed are evaluated. Then experimental data is compared to the description of 2DEG based on one-electron models, which do not consider many-body interactions. In the last chapter, many-body effects in 2DEG and their impact on band renormalization are examined in detail.

The analysis shows that, among the many-body interactions in the 2DEG on InAs, the electron-donor interactions are observable, while the electron-phonon and electron-electron interactions are minimal and negligible to the experimental accuracy. The studies also demonstrated that Kane's one-electron $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ model can accurately describe the shapes of the 2DEG bands, assuming a different effective mass than that for pure InAs.

Streszczenie

Przedmiotem przedstawionej rozprawy doktorskiej są efekty wielociałowe (oddziaływania elektron-fonon, elektron-elektron oraz elektron-donor) w dwuwymiarowym gazie elektronowym (2DEG) uformowanym na powierzchni półprzewodników III-V. Różne próbki 2DEG zostały wytworzone poprzez wbudowanie siarki, selenu i telluru w powierzchnię niedomieszkowanego kryształu arsenku indu oraz domieszkowanego siarką kryształu arsenku indu. Badania przeprowadzono w warunkach ultrawysokiej próżni z wykorzystaniem m.in. kątowno-rozdzielczej spektroskopii fotoelektronów (ARPES).

Rozprawa została podzielona na trzy części. Pierwsza część (rozdziały 1-2) obejmuje ogólne zagadnienia teoretyczne związane z tematyką badań. Przedstawiono tam zastosowane metody badawcze, tj. ARPES oraz dyfrakcję elektronów niskoenergetycznych (LEED), a także opisano wykorzystany układ badawczy. W drugiej części (rozdziały 3-4) zawarto szczegółowy opis procesu przygotowania próbek i metodologii badań. W trzeciej części (rozdziały 5-8) przedstawiono i opisano wyniki eksperymentalne uzyskane podczas badań. Zaprezentowano wysokorozdzielcze widma ARPES struktury elektronowej 2DEG wytworzonego na powierzchni niedomieszkowanego oraz domieszkowanego siarką arsenku indu i określono parametry charakteryzujące 2DEG. Kolejno porównano dane eksperymentalne z opisem 2DEG opartym na modelach jednoelektronowych, które nie uwzględniają oddziaływań wielociałowych. W ostatnim rozdziale szczegółowo przeanalizowano efekty oddziaływań wielociałowych w 2DEG i ich wpływ na renormalizację pasm.

Przeprowadzone badania wykazały, że oddziaływania elektron-donor mają w 2DEG dominujący charakter, a oddziaływania elektron-fonon oraz elektron-elektron są na tyle słabe, że ich efekty są niedostrzegalne na zarejestrowanych widmach ARPES. Pokazano również, że jednoelektronowy model $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ Kane'a może być wykorzystany do opisu kształtu pasm 2DEG, przy założeniu jedynie innej, niż dla czystego InAs masy efektywnej.

Spis treści

1. Wstęp teoretyczny	6
1.1. Motywacja do badań.....	6
1.2. Opis struktury elektronowej ciał stałych.....	7
1.2.1. Model prawie swobodnych elektronów	7
1.2.2. Model $k \cdot p$	10
1.2.3. Poziom Fermiego.....	12
1.2.4. Masa efektywna i nieparaboliczne relacje dyspersji.....	14
1.2.5. Oddziaływania wielociałowe	17
1.3. Półprzewodniki.....	21
1.3.1. Podział ciał stałych ze względu na właściwości elektryczne	21
1.3.2. Półprzewodniki samoistne i domieszkowane	23
1.3.3. Półprzewodniki normalne i zdegenerowane.....	24
1.3.4. Zależności temperaturowe dla półprzewodników	25
1.4. Gięcie pasm i dwuwymiarowy gaz elektronowy na powierzchni półprzewodnika.	30
1.5. Przegląd literatury	35
2. Metody badawcze i układ badawczy	37
2.1. Kątowo-rozdzielcza spektroskopia fotoelektronów (ARPES)	37
2.1.1. Podstawy teoretyczne metody ARPES	38
2.1.2. Trójstopniowy i jednostopniowy model efektu fotoelektrycznego	41
2.1.3. Energia własna i funkcja spektralna	45
2.1.4. Źródła promieniowania	46
2.1.5. Spektrometr fotoelektronów	47
2.2. Dyfrakcja elektronów niskoenergetycznych (LEED)	48
2.2.1. Podstawy teoretyczne metody LEED.....	48
2.3. Układ badawczy.....	52
3. Preparatyka próbek.....	54
4. Metodyka badań	59
5. Badania dwuwymiarowego gazu elektronowego.....	60
5.1. Wysokorozdzielcze widma ARPES.....	60
5.1.1. Dwuwymiarowy gaz elektronowy na powierzchni InAs(undp)	60
5.1.2. Dwuwymiarowy gaz elektronowy na powierzchni InAs(S)	62
5.1.3. Objętościowe pasmo przewodnictwa obserwowane przez ARPES	63

5.2.	Parametry charakteryzujące dwuwymiarowy gaz elektronowy	64
5.2.1.	Minima i szerokości pasm	64
5.2.2.	Przerwa wzbroniona.....	67
5.2.3.	Gięcie pasm i maksimum pasma walencyjnego.....	68
5.2.4.	Masa efektywna elektronów na dnie pasma	70
5.2.5.	Powierzchniowa gęstość elektronów	70
6.	Parametry charakteryzujące dwuwymiarowy gaz elektronowy na powierzchni półprzewodników III-V	71
6.1.	Dwuwymiarowy gaz elektronowy na powierzchni InAs(undp).....	71
6.2.	Dwuwymiarowy gaz elektronowy na powierzchni InAs(S)	75
7.	Opis dwuwymiarowego gazu elektronowego na gruncie modeli jednoelektronowych..	79
7.1.	Model Poissona i Schrödingera z przybliżeniem Thomasa-Fermiego	79
7.2.	Model k·p Kane'a.....	81
7.2.1.	Model k·p Kane'a dla 2DEG na powierzchni InAs(undp).....	82
7.2.2.	Model Kane'a dla 2DEG na powierzchni InAs(S).	83
8.	Oddziaływania wielociałowe w dwuwymiarowym gazie elektronowym.....	84
8.1.	Oddziaływania elektron-fonon.....	85
8.1.1.	Pomiary zależności temperaturowej.....	85
8.1.2.	Oddziaływania elektron-fonon w 2DEG na powierzchni InAs(undp)	91
8.1.3.	Oddziaływania elektron-fonon w 2DEG na powierzchni InAs(S).....	93
8.2.	Oddziaływania elektron-elektron.....	94
8.3.	Oddziaływania elektron-donor.....	96
9.	Podsumowanie	101
	Bibliografia	103
	Spis rysunków.....	108
	Spis tabel	110

1. Wstęp teoretyczny

1.1. Motywacja do badań

Dwuwymiarowy gaz elektronowy (2DEG) tworzą elektrony, których swoboda ruchu jest ograniczona tylko do dwóch wymiarów. Dzięki temu wykazuje on szereg unikalnych właściwości elektronicznych, które czynią go interesującym w kontekście badań podstawowych, jak również zastosowań technologicznych.

Głównym parametrem wyróżniającym 2DEG jest ruchliwość elektronów rzędu $10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [1], która znacznie przekracza ruchliwość elektronów w krzemie ($1400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [2]), czyli obecnie najczęściej wykorzystywanym do produkcji elektroniki materiale. Powoduje to, że 2DEG znajduje coraz więcej potencjalnych zastosowań w produkcji zaawansowanych układów cyfrowych. Obecnie głównym zastosowaniem 2DEG są magistrale światłowodowe, które wykorzystują działające na podstawie heterozłącz GaAs i InGaAs tranzystory o wysokiej ruchliwości elektronów (ang. *High Electron Mobility Transistor, HEMT*) [3, 4, 5, 6]. W dalszej perspektywie przewiduje się zastosowania 2DEG w spintronice czy informatyce kwantowej [7, 8, 9, 10].

W przypadku półprzewodników III-V, które składają się z kombinacji pierwiastków z trzynastej grupy układu okresowego (np. glin, gal lub ind) oraz piętnastej grupy (np. fosfor, arsen lub antymon) 2DEG może być zlokalizowany w dwóch miejscach:

- 1) w złączu między dwoma materiałami,
- 2) bezpośrednio na powierzchni.

Pierwszy przypadek w różnych wariantach został już dobrze zbadany i opisany w literaturze. Za przykład można podać tu złącze GaAs/AlGaAs, gdzie 2DEG formuje się na granicy tych dwóch materiałów [11, 12]. W znacznie nowszym i wciąż rozwijanym podejściu 2DEG jest wytwarzany bezpośrednio na powierzchni półprzewodnika. Umożliwia to badanie 2DEG metodami powierzchniowymi, których nie dało się wykorzystać w pierwszym przypadku. W szczególności można wyróżnić tutaj kątowno-rozdzielczą spektroskopię fotoelektronów (ARPES), która umożliwia analizę struktury elektronowej 2DEG. Ta wciąż nie została dobrze zbadana i opisana.

Ponadto w literaturze istnieją sprzeczne doniesienia na temat efektów wielociałowych w 2DEG. Z jednej strony raportowano, że efekty tych oddziaływań są silne [13], natomiast z drugiej, że są one niewielkie [14, 15, 16]. Celem tej pracy było m.in. wyjaśnienie tych rozbieżności.

1.2. Opis struktury elektronowej ciał stałych

W tym rozdziale opisano podstawowe informacje dotyczące struktury elektronowej ciał stałych. Przedstawiono dwa modele teoretyczne wykorzystywane do jej opisu, tj. model prawie swobodnych elektronów oraz model $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ zaproponowany przez Kane'a, a także objaśniono zagadnienia takie jak poziom Fermiego, masa efektywna, nieparaboliczne relacje dyspersji oraz oddziaływania wielociałowe.

1.2.1. Model prawie swobodnych elektronów

Jednym z podstawowych modeli wykorzystywanych do opisu struktury elektronowej ciał stałych jest model prawie swobodnych elektronów [17, 18]. Zakłada on istnienie periodycznego potencjału $V(\vec{r})$, który jest na tyle słaby, że elektrony mogą się przemieszczać w sposób swobodny, ale ich ruch jest zaburzany przez periodyczny potencjał sieci krystalicznej:

$$V(\vec{r}) = V(\vec{r} + \vec{T}) \quad (1)$$

gdzie: $\vec{r}$ – odległość, $\vec{T}$ – wektor translacji.

W modelu prawie swobodnych elektronów rozważeniu zostaje poddane niezależne od czasu równanie Schrödingera:

$$H\psi = E\psi \quad (2)$$

dla którego rozwinięta w szereg funkcja opisująca energię całkowitą wynosi:

$$E(\vec{k}) = E^0(\vec{k}) + E^1(\vec{k}) + E^2(\vec{k}) + \dots \quad (3)$$

gdzie: $E^0(\vec{k})$ – energia stanu niezaburzonego, $E^1(\vec{k})$, $E^2(\vec{k})$ – poprawki kolejnych rzędów do energii całkowitej, wynikające z zaburzeń układu.

W stanie niezaburzonym potencjał jest zerowy ($V(\vec{r}) = 0$), wobec czego energia wynosi:

$$E^0(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m} \quad (4)$$

natomiast znormalizowana przez objętość kryształu (Ω) funkcja falowa:

$$|\vec{k}\rangle = \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{\Omega^{\frac{1}{2}}} \quad (5)$$

Wartość poprawki pierwszego rzędu jest niezależna od wektora falowego $\vec{k}$:

$$E^1(\vec{k}) = \langle \vec{k} | V(\vec{r}) | \vec{k} \rangle = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} V(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} d^3r = \overline{V(\vec{r})} \quad (6)$$

Tym samym wprowadza do rachunku tylko stałą, uśrednioną wartość energii potencjalnej $\overline{V(\vec{r})}$, która jest nieistotna ze względu na swobodę cechowania potencjału.

Należy zatem rozważyć poprawę drugiego rzędu, która dana jest wzorem:

$$E^2(\vec{k}) = \sum_{\vec{k}' \neq \vec{k}} \frac{|\langle \vec{k}' | V(\vec{r}) | \vec{k} \rangle|^2}{E^0(\vec{k}) - E^0(\vec{k}')} \quad (7)$$

Przy czym element macierzowy $\langle \vec{k}' | V(\vec{r}) | \vec{k} \rangle$ wynosi:

$$\langle \vec{k}' | V(\vec{r}) | \vec{k} \rangle = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} e^{-i\vec{k}'\cdot\vec{r}} V(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} d^3r = V_{\vec{k}'-\vec{k}} \quad (8)$$

Ze względu na periodyczność, wartości $V_{\vec{k}'-\vec{k}}$ są niezerowe tylko dla $\vec{k}' - \vec{k} = \vec{G}$, gdzie $\vec{G}$ jest wektorem sieci odwrotnej. Wobec tego:

$$E^2(\vec{k}) = \sum_{\vec{G} \neq 0} \frac{|V_{\vec{G}}|^2}{E^0(\vec{k}) - E^0(\vec{k} + \vec{G})} \quad (9)$$

Należy tutaj zauważyć, że wynik ten jest poprawny tylko gdy $E^0(\vec{k}) \neq E^0(\vec{k} + \vec{G})$. Wówczas energia w modelu prawie swobodnych elektronów wynosi:

$$E(\vec{k}) \simeq E^0(\vec{k}) + \overline{V(\vec{r})} + \sum_{\vec{G} \neq 0} \frac{|V_{\vec{G}}|^2}{E^0(\vec{k}) - E^0(\vec{k} + \vec{G})} \quad (10)$$

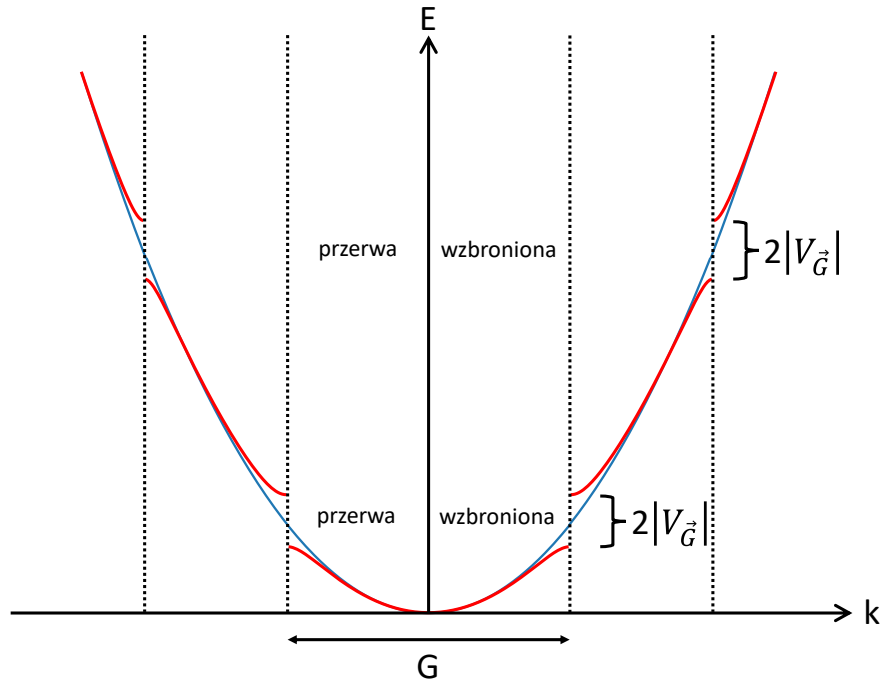
W momencie gdy $E^0(\vec{k}) = E^0(\vec{k} + \vec{G})$ równanie (10) przestaje obowiązywać i należy zastosować rachunek zaburzeń dla stanów zdegenerowanych. Można go ograniczyć jedynie do poprawki pierwszego rzędu przez co sprowadza się on do równania [17]:

$$\begin{vmatrix} E^0(\vec{k}) + \overline{V(\vec{r})} - E(\vec{k}) & V_{\vec{G}} \\ V_{\vec{G}} & E^0(\vec{k} + \vec{G}) + \overline{V(\vec{r})} - E(\vec{k}) \end{vmatrix} = 0 \quad (11)$$

Na granicy strefy Brillouina istnieją dwa rozwiązania takiego równania i wynoszą one:

$$\begin{aligned} E(\vec{k})^+ &= E^0(\vec{k}) + \overline{V(\vec{r})} + |V_{\vec{G}}| \\ E(\vec{k})^- &= E^0(\vec{k}) + \overline{V(\vec{r})} - |V_{\vec{G}}| \end{aligned} \quad (12)$$

Tym samym na granicy strefy Brillouina wyróżnić można zakresy energii o szerokości $2|V_{\vec{G}}|$, których elektrony nie mogą przyjmować. Zakres tych energii określa się mianem przerwy wzbronionej. Oddziela ona poszczególne pasma, czyli dozwolone dla elektronów poziomy energetyczne, od siebie. Zostało to pokazane schematycznie na wykresie przedstawiającym relację dyspersji (rys. 1).



Rysunek 1. Relacja dyspersji w modelu prawie swobodnych elektronów.

1.2.2. Model $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$

Model prawie swobodnych elektronów daje ogólny pogląd na strukturę elektronową ciał stałych i w szczególności dobrze sprawdza się do opisu metali [17, 18]. W przypadku półprzewodników wykorzystuje się jednak inne, dające dokładniejszy opis modele, do których można zaliczyć model ciasnego wiązania (TBA), teorię funkcjonału gęstości (DFT), metodę empirycznego potencjału (EPM) oraz model $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$. Ten ostatni jest z dużym powodzeniem wykorzystywany do opisu półprzewodników III-V, do których należy badany w ramach pracy doktorskiej arsenek indu (InAs).

W swojej ogólnej postaci, dla pojedynczego pasma, model $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ bazuje na równaniu Schrödingera [19]:

$$H\psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E_n(\mathbf{k})\psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (13)$$

Jego rozwiązaniem są funkcje Blocha:

$$\psi_{nk}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} u_{nk}(\mathbf{r}) \quad (14)$$

gdzie: $\mathbf{k}$ – wektor falowy, n – numer pasma, $u_{nk}(\mathbf{r})$ – funkcje okresowe o periodyczności takiej, jaką ma kryształ.

W przestrzeni liczb kwantowych stany układają się w pasma, a dla każdego pasma istnieje relacja dyspersji łącząca jego wektor falowy $\mathbf{k}$ z jego energią E_{nk} . Funkcje Blocha i funkcje okresowe $u_{nk}(\mathbf{r})$ muszą spełniać następujące warunki [19]:

$$\langle \psi_{nk} | \psi_{n'k'} \rangle \equiv \int \psi_{nk}^*(\mathbf{r}) \psi_{n'k'}(\mathbf{r}) dV = \delta_{nn'} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \quad (15)$$

$$\langle u_{nk} | u_{n'k} \rangle \equiv \int u_{nk}^* u_{n'k} d\Omega = \delta_{nn'} \frac{\Omega}{(2\pi)^3} \quad (16)$$

gdzie: $*$ – sprzężenie zespolone funkcji, V – objętość kryształu, Ω – objętość komórki elementarnej, $\delta_{nn'}$ – delta Kroneckera.

W takim układzie równanie Schrödingera sprowadza się do równania $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ w postaci [19]:

$$H(\mathbf{k}) u_{nk} = \varepsilon_n(\mathbf{k}) u_{nk} \quad (17)$$

gdzie: $\varepsilon_n(\mathbf{k}) = E_n(\mathbf{k}) - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}$, m_0 – masa.

Hamiltonian dla takiego równania dany jest wzorem [19]:

$$H(\mathbf{k}) = H + H_{\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}} \quad (18)$$

$$H_{\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}} = \frac{\hbar}{m_0} \mathbf{k} \cdot \left(\mathbf{p} + \frac{\hbar}{4m_0 c^2} (\boldsymbol{\sigma} \times \nabla V) \right)$$

gdzie: H – hamiltonian niezależny od wektora falowego, c – prędkość światła w próżni, $(\boldsymbol{\sigma} \times \nabla V)$ – sprzężenie spinowo-orbitalne.

Do opisu półprzewodników o wąskiej przerwie wzbronionej ($E_G < 0,5$ eV) wykorzystuje się najczęściej perturbacyjny model $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ w rozwinięciu teorii zaproponowanej przez amerykańskiego fizyka Evana O'Neill Kane'a [19]. Podejście to polega na zastąpieniu hamiltonianu z równania (13) odpowiednią reprezentacją macierzową.

Dla przykładu, w najprostszym przypadku, gdy rozważone zostanie tylko pasmo walencyjne, któremu odpowiadają stany $-iX$, $-iY$, $-iZ$ oraz pasmo przewodnictwa, któremu odpowiada stan S , taki hamiltonian wynosi [19]:

$$H(k) = \begin{pmatrix} S & -iX & -iY & -iZ \\ \varepsilon(k) + E_G & k_x P & k_y P & k_z P \\ 0 & \varepsilon(k) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon(k) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \varepsilon(k) \end{pmatrix} \quad (19)$$

gdzie: $\varepsilon(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}$, $P = -\frac{i\hbar}{m_0} \langle S | p_x | X \rangle$, E_G – przerwa wzbroniona.

Dla takiego hamiltonianu istnieją dwa rozwiązania równania $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ [19]:

$$E(\mathbf{k}) = \begin{cases} \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} \\ \varepsilon(\mathbf{k}) + \frac{E_G}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{E_G}{2}\right)^2 + k_x^2 P^2} \end{cases} \quad (20)$$

1.2.3. Poziom Fermiego

Fermiony, czyli cząstki o spinie połówkowym, które obowiązuje zakaz Pauliego, podlegają statystyce Fermiego-Diraca. Dotyczy ona zatem elektronów oraz dziur (kwazicząstek) i wiąże się z nią poziom Fermiego, który w temperaturze zera bezwzględnego określa energię, powyżej której wszystkie stany są puste i poniżej której wszystkie stany są obsadzone przez elektrony [20].

Prawdopodobieństwo, że dany stan o energii E jest zajęty przez elektron określa statystyka Fermiego-Diraca dana funkcją:

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-\mu}{k_B T}}} \quad (21)$$

gdzie: μ – potencjał chemiczny, k_B – stała Boltzmanna, T – temperatura.

Wobec tego, prawdopodobieństwo to zależy od dwóch czynników: potencjału chemicznego oraz temperatury. Potencjał chemiczny zdefiniowany jest jako pochodna cząstkowa energii wewnętrznej po liczbie cząstek w stanie równowagi, przy stałej entropii i objętości układu. Dla pojedynczego składnika układu wynosi:

$$\mu_i = \left(\frac{\partial U}{\partial N_i} \right)_{S, V, N_{j \neq i}} \quad (22)$$

gdzie: U – energia wewnętrzna, N_i – liczba cząstek, S – entropia, V – objętość.

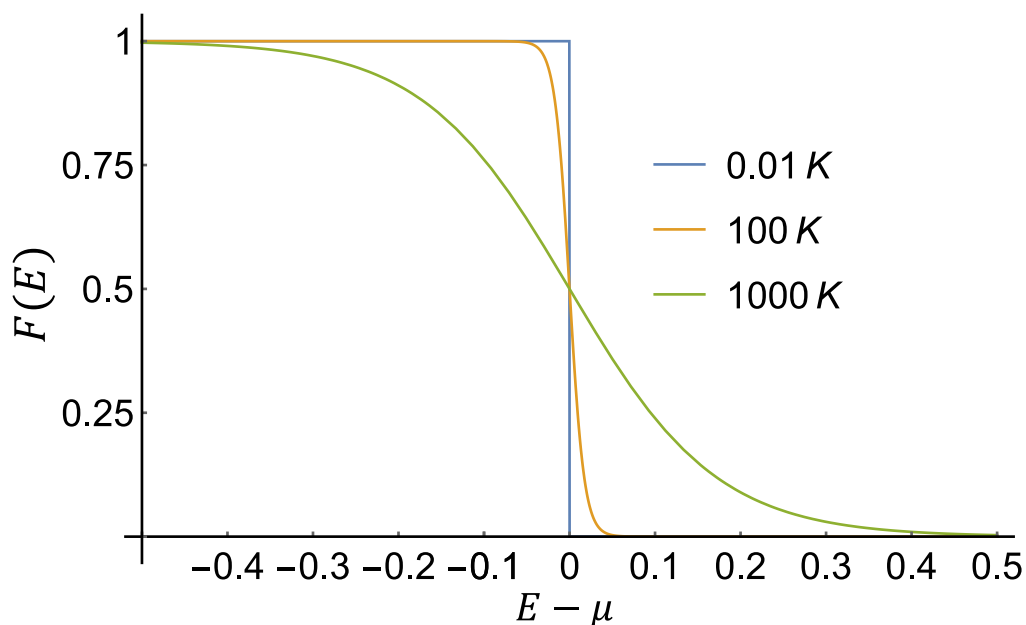
W temperaturze zera bezwzględnego ($T \rightarrow 0$) rozkład Fermiego-Diraca przyjmuje wartości:

$$\lim_{T \rightarrow 0} F(E) = \begin{cases} 1 & \text{dla } E - \mu < 0 \\ 0 & \text{dla } E - \mu > 0 \end{cases} \quad (23)$$

Wobec tego w hipotetycznej temperaturze 0 K potencjał chemiczny odpowiada poziomowi Fermiego i funkcja rozkładu przyjmuje postać:

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{k_B T}}} \quad (24)$$

W niezerowych temperaturach próg rozkładu Fermiego-Diraca zależy od temperatury i staje się coraz łagodniejszy, co pokazano na rysunku 2.



Rysunek 2. Rozkład Fermiego-Diraca w różnych temperaturach.

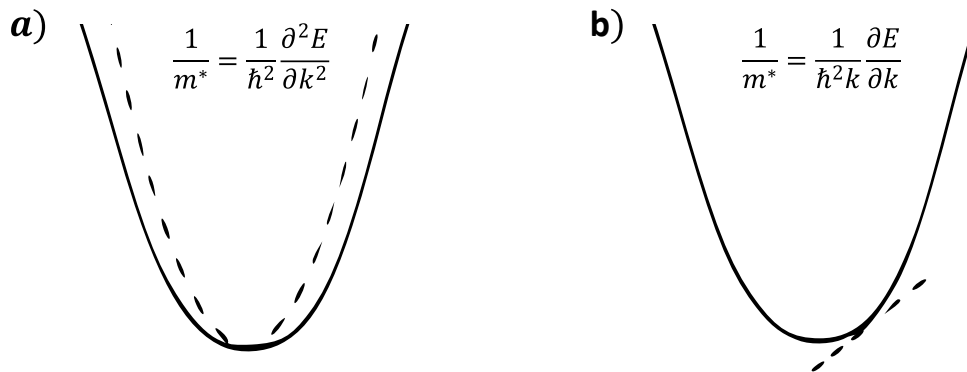
1.2.4. Masa efektywna i nieparaboliczne relacje dyspersji

Wiele zjawisk charakteryzujących półprzewodniki, takich jak transport ładunku czy właściwości optyczne, można rozważać z wykorzystaniem prostego modelu odnoszącego się do pasm walencyjnych i pasma przewodnictwa. Dla większości półprzewodników (np. krzemu, germanu, niektórych związków III-V oraz II-VI) relacje dyspersji w tych pasmach, w otoczeniu centrum strefy Brillouina (co często jest wystarczające), można dobrze opisać poprzez przybliżenie paraboliczne [21]. Istnieją jednak półprzewodniki, np. badany arsenek indu [22], dla których relacje dyspersji mają charakter nieparaboliczny. Cechę tę należy uwzględnić w opisie takich materiałów, co można zrobić, stosując przykładowo przybliżenie przedstawione w rozdziale 1.2.4.3 lub wykorzystując model $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$, w wersji uwzględniającej nieparaboliczność, przykładowo wcześniej przedstawione równanie (20).

1.2.4.1. Masa efektywna

Masa efektywna określa masę cząstki (np. elektronu lub dziury) w danym materiale i może różnić się od masy spoczynkowej tej cząstki w próżni. Wynika to z oddziaływań cząstek z otoczeniem w którym się znajdują. W przypadku elektronów są to m.in. oddziaływania z jonami sieci krystalicznej lub innymi elektronami.

W literaturze stosuje się różne definicje masy efektywnej (rys. 3).



Rysunek 3. Graficzne przedstawienie różnych definicji masy efektywnej.

W większości publikacji przedstawiających zagadnienia doświadczalne zagadnienie masy efektywnej odnosi się do kinematycznej masy elektronów na poziomie Fermiego. W ośrodkach izotropowych dla pasm o charakterze parabolicznym masa efektywna m^* odpowiada krzywiznie pasma w minimum (rys. 3a) i zdefiniowana jest w następujący sposób [23, 24]:

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \quad (25)$$

gdzie: $\hbar$ – zredukowana stała Plancka.

Opisuje zatem przyspieszenie elektronu w przyłożonym polu elektrycznym, co powoduje, że można ją bezpośrednio wyznaczyć ze struktury pasmowej. Jest przy tym odwrotnie proporcjonalna do krzywizny pasma.

Inną definicję masy efektywnej stosuje się w przypadku pasm nieparabolicznych, rozważanych m.in. w materiałach charakteryzujących się dużą koncentracją ładunku [23, 24]. W takim przypadku masa efektywna zależy od $\vec{k}$ i opisuje nachylenie linii stycznej do krzywizny pasma w danym punkcie (rys. 3b):

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2 k} \frac{\partial E}{\partial k} \quad (26)$$

gdzie: $\hbar$ – zredukowana stała Plancka.

1.2.4.2. Relacja dyspersji blisko minimum pasma

Dostatecznie blisko minimum pasma przewodnictwa można stosować przybliżenie paraboliczne. Wówczas relacja dyspersji może zostać opisana równaniem:

$$E(\vec{k}) = E_0 + \varepsilon(\vec{k}) \quad (27)$$

gdzie: $\varepsilon(\vec{k})$ – poprawka pierwszego rzędu.

W ogólnym przypadku, gdy pasmo przewodnictwa ma anizotropowy charakter, w relacji dyspersji należy rozpatrzyć masy efektywne odpowiadające poszczególnym kierunkom:

$$\begin{aligned} E(\vec{k}) = E_0 + \frac{\hbar^2}{2m_x^*} (\vec{k}_x - \vec{k}_{0,x})^2 + \frac{\hbar^2}{2m_y^*} (\vec{k}_y - \vec{k}_{0,y})^2 \\ + \frac{\hbar^2}{2m_z^*} (\vec{k}_z - \vec{k}_{0,z})^2 \end{aligned} \quad (28)$$

Większość półprzewodników o prostej przerwie wzbronionej wyróżnia się jednak pasmem przewodnictwa o charakterze izotropowym, a więc o symetrii sferycznej. Masy efektywne elektronów we wszystkich trzech prostopadłych do siebie kierunkach są równe i prowadzą do masy efektywnej, charakterystycznej dla całego materiału. Wobec tego w takim przypadku relacja dyspersji sprowadza się do równania:

$$E(\vec{k}) = E_0 + \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m^*} \quad (29)$$

1.2.4.3. Relacja dyspersji z dala od minimum pasma

Opisując relację dyspersji z dala od minimum pasma, należy uwzględnić efekty nieparaboliczne. Jest to szczególnie istotne w przypadku półprzewodników, u których pasma są w naturalny sposób nieparaboliczne [23], jak również w przypadku półprzewodników o dużej koncentracji nośników [25] lub w wysokich temperaturach [26]. W sposób alternatywny dla metody $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ (rozdział 1.2.2) nieparaboliczną relację dyspersji można przedstawić również następująco:

$$\varepsilon(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = \varepsilon + \alpha\varepsilon^2 + \beta\varepsilon^3 + \dots \quad (30)$$

co w ograniczeniu rozważań tylko do pierwszego członu nieliniowego sprowadza się do równania dyspersji w postaci [18, 22]:

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = \varepsilon(1 + \alpha\varepsilon) \quad (31)$$

gdzie: m^* – masa efektywna elektronu.

Parametr α ma wymiar odwrotny do energii i jest zależny od temperatury. Dla pasm całkowicie parabolicznych wartość $\alpha = 0$. W przypadku pasm nieparabolicznych dla pasma przewodnictwa przyjmuje się wartości takie, że $\alpha > 0$, natomiast dla pasma walencyjnego $\alpha < 0$.

1.2.5. Oddziaływania wielociałowe

Metody wykorzystujące przybliżenie jednoelektronowe (np. metoda Hartree’ego-Focka) uwzględniają wyłącznie korelacje Fermiego (wymienne). Zakładają tym samym, że elektrony o jednakowych spinach nie mogą znaleźć się w tym samym punkcie przestrzeni. Jednocześnie elektrony o przeciwnych spinach traktują jako cząstki całkowicie niezależne od siebie. Powoduje to, że wykorzystanie tego typu modeli jednoelektronowych nie umożliwia precyzyjnego opisu struktury pasmowej ciał stałych. Dlatego w rzeczywistych rozważaniach należy uwzględnić inne, różnego rodzaju oddziaływania (np. elektrostatyczne), którym podlegają elektrony. Poniżej opisano najważniejsze ich typy, które występują w półprzewodnikach.

1.2.5.1. Oddziaływania elektron-fonon

Oddziaływania elektronów z fononami stanowią najczęstszy mechanizm rozpraszania występujący w półprzewodnikach i mają miejsce w niemalże całym zakresie temperatur [27]. Elektron w stanie, któremu odpowiada wektor falowy $\vec{k}_i$ oraz energia E_i , może pochłonąć lub wyemitować kwant energii $\hbar\omega(\vec{q})$. Tym samym znajdzie się w stanie, któremu odpowiada wektor falowy $\vec{k}_f$ i będzie miał energię E_f .

Zgodnie z zasadą zachowania energii:

$$E_i - E_f = \frac{\hbar^2}{2m^*} (\vec{k}_i^2 - \vec{k}_f^2) = \begin{cases} \hbar\omega(\vec{q}), & \text{dla } E_f < E_i \\ -\hbar\omega(\vec{q}), & \text{dla } E_f > E_i \end{cases} \quad (32)$$

gdzie: m^* – masa efektywna.

Oddziaływania elektron-fonon są zazwyczaj słabe i powodują tylko niewielką zmianę $\vec{k}$, która wynika z zasady zachowania pędu:

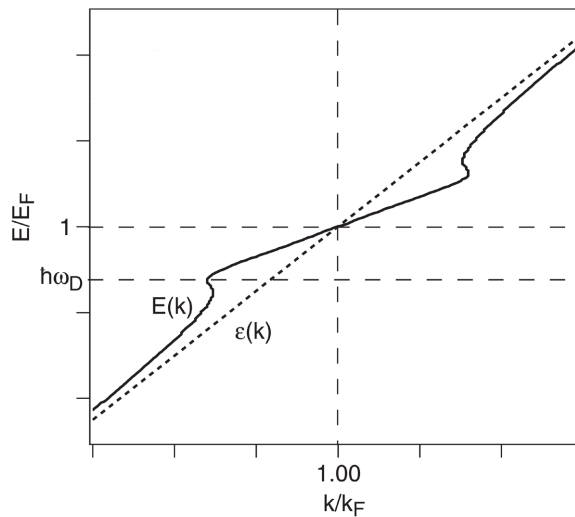
$$\vec{k}_i - \vec{k}_f = \pm \vec{q} \quad (33)$$

Dla oddziaływań elektron-fonon wyróżnić można kilka mechanizmów sprzężeń. W przypadku półprzewodników III-V istotne znaczenie ma sprzężenie elektromagnetyczne oraz potencjał deformacyjny [28].

Sprzężenie elektromagnetyczne dotyczy półprzewodników złożonych z jonów o przeciwnych znakach (np. InAs) i ma miejsce, gdy oscylujące pole elektryczne wzbudzi oscylacje momentów dipolowych fononów optycznych. Te powstają, gdy atomy o przeciwnych ładunkach zaczynają drgać w przeciwnych do siebie fazach na skutek oddziaływania promieniowania z zakresu podczerwieni lub światła widzialnego. Drgania optyczne mogą być równoległe względem płaszczyzny kryształu i są wówczas zwane podłużnymi (ang. *longitudinal optical*, LO), a także prostopadłe, zwane poprzecznymi (ang. *transverse optical*, TO) [29]. Na widmach ARPES tego typu oddziaływania powodują powstawanie replik pasm, które są oddalone o charakterystyczną dla danego materiału

energię. W przypadku badanego InAs spodziewane repliki pasm w przypadku fononów TO powinny być obserwowalne w temperaturze pokojowej ok. 27 meV poniżej krawędzi pasma oraz ok. 29 meV w przypadku fononów LO [30].

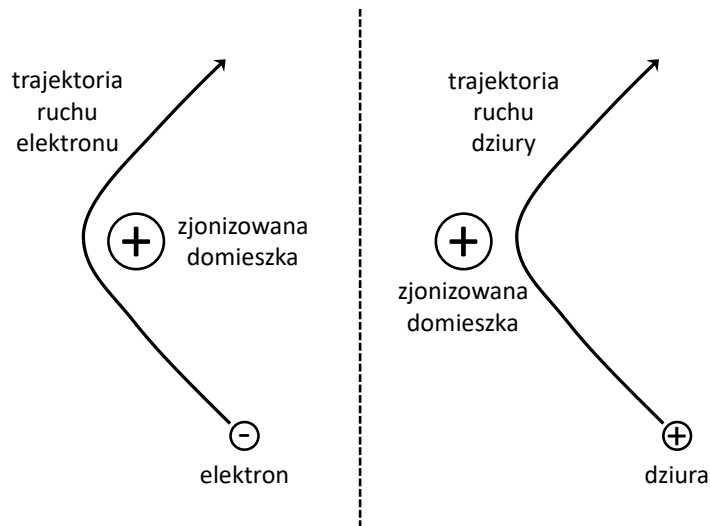
Potencjał deformacyjny odnosi się z kolei do fononów akustycznych, a więc do kolektywnych drgań atomów, prowadzących do ściskania lub rozszerzania sieci krystalicznej. Drgania te mogą odbywać się w kierunku propagacji i są zwane podłużnymi (ang. *longitudinal acoustic*, LA) oraz prostopadle do kierunku propagacji i są zwane poprzecznymi (ang. *transverse acoustic*, TA). Efekty drgań akustycznych powodują renormalizację relacji dyspersji w zakresie energii $\hbar\omega_D$ fononów akustycznych. Powodują tym samym, że relacja dyspersji w okolicy poziomu Fermiego staje się bardziej płaska. Prowadzi to do powstania charakterystycznych anomalii w zakresie od poziomu Fermiego do częstości Debye’a (ω_D) oraz jednorodnego poszerzenia pasma poniżej tej częstości (rys. 4). W przypadku InAs energia fononów TA wynosi ok. 7 meV , natomiast w przypadku fononów LA jest to ok. 21 meV [30].



Rysunek 4. Renormalizacja relacji dyspersji blisko poziomu Fermiego (linia ciągła) wynikająca z oddziaływań elektron-fonon. Linia przerywana przedstawia standardową relację dyspersji [31].

1.2.5.2. Oddziaływania elektron-elektron i elektron-donor

Elektron może oddziaływać z innym elektronem, a oddziaływania tego typu mają charakter elektrostatyczny. Zgodnie z prawem Coulomba elektrony jako cząstki o jednakowym ładunku się odpychają. Podlegają przy tym zakazowi Pauliego, który warunkuje dozwolone stany elektronów po ich zderzeniu. W przypadku półprzewodników domieszkowanych szczególnym typem oddziaływań elektrostatycznych są oddziaływania elektronów i dziur ze zjonizowanymi domieszkami [32]. Skutkują one zakrzywieniem trajektorii ruchu elektronów i dziur (rys. 5). Elektron jest przyciągany do zjonizowanej, dodatnio naładowanej domieszki, natomiast dziura jest od niej odpychana. Z tego powodu oddziaływania elektronów i dziur ze zjonizowanymi domieszkami mają duże znaczenie w przypadku półprzewodników silnie domieszkowanych.



Rysunek 5. Zakrzywienie trajektorii ruchu elektronu oraz dziury na skutek oddziaływania ze zjonizowaną, dodatnio naładowaną domieszką.

Potencjał dla tego typu oddziaływań zależy od atomu domieszki oraz odległości i wynosi:

$$V(\vec{r}) = \pm \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r\vec{r}} \quad (34)$$

gdzie: (Ze) – ładunek jonu, e – ładunek elektronu, ϵ_0 – przenikalność elektryczna próżni, ϵ_r – przenikalność elektryczna ośrodka, $\vec{r}$ – odległość.

Podobne oddziaływania występują również gdy obojętne elektrycznie zanieczyszczenia występujące w strukturze półprzewodnika zostaną spolaryzowane przez swobodne nośniki ładunku. Wówczas nośniki te mogą oddziaływać z tak powstałym momentem dipolowym, lecz efekt ten jest znacznie słabszy niż w przypadku zjonizowanych domieszek. Potencjał dla tego typu oddziaływań wynosi [28]:

$$V(\vec{r}) \simeq \frac{\hbar^2}{m^*} \sqrt{\frac{r_B}{r^5}} \quad (35)$$

gdzie: m^* – masa efektywna, r_B – promień Bohra atomu półprzewodnika, r – odległość między elektronem a centrum zaburzeń.

1.3. Półprzewodniki

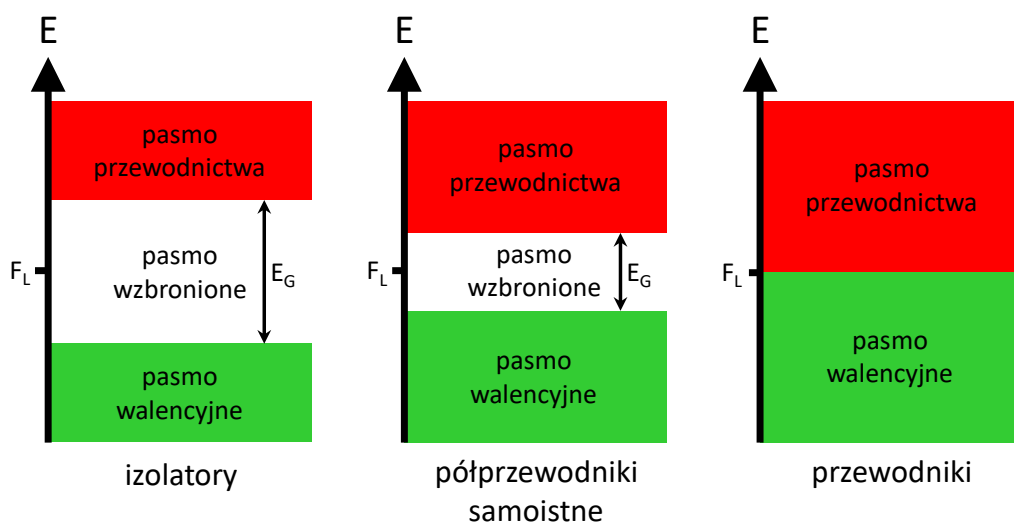
W tym rozdziale przedstawiono podstawowe zagadnienia dotyczące półprzewodników. Objąscono różnice między półprzewodnikami a przewodnikami oraz izolatorami. Opisano półprzewodniki samoistne, domieszkowane oraz zdegenerowane, a także przedstawiono niektóre zależności temperaturowe, którymi się cechują.

1.3.1. Podział ciał stałych ze względu na właściwości elektryczne

Ciała stałe ze względu na ich właściwości elektryczne można podzielić na izolatory, półprzewodniki, przewodniki oraz nadprzewodniki. W produkcji współczesnej elektroniki (m.in. tranzystorów czy układów scalonych) największe znaczenie mają jednak półprzewodniki. Te w sposób bardzo ogólny można zdefiniować jako materiały, których rezystywność jest mniejsza niż rezystywność izolatorów i większa niż przewodników.

Przewodnictwo elektryczne ciał stałych opisuje teoria pasmowa. Zgodnie z nią elektrony mogą posiadać energie należące do określonych przedziałów, które nazywa się pasmami energetycznymi. Największe znaczenie mają dwa pasma opisujące energię elektronów walencyjnych i swobodnych (rys. 6). Pierwszym z nich jest pasmo walencyjne, które jak nazwa wskazuje, określa zakres energii elektronów walencyjnych, związanych z jądrem atomu. Drugim jest pasmo przewodnictwa określające zakres energii elektronów

swobodnych. W przypadku izolatorów i półprzewodników oba te pasma są oddzielone pasmem wzbronionym o szerokości E_G , które określa się również jako przerwę wzbronioną. Istotnym parametrem jest ponadto poziom Fermiego (F_L), szerzej opisany w rozdziale 1.2.3, który odpowiada energii, poniżej której w temperaturze zera bezwzględnego wszystkie stany są obsadzone, a powyżej której są puste. Za izolatory i półprzewodniki uważa się materiały dla których gęstość stanów przy poziomie Fermiego i w okolicy jest zerowa, natomiast za przewodniki, gdy gęstość ta jest niezerowa (rys. 6).



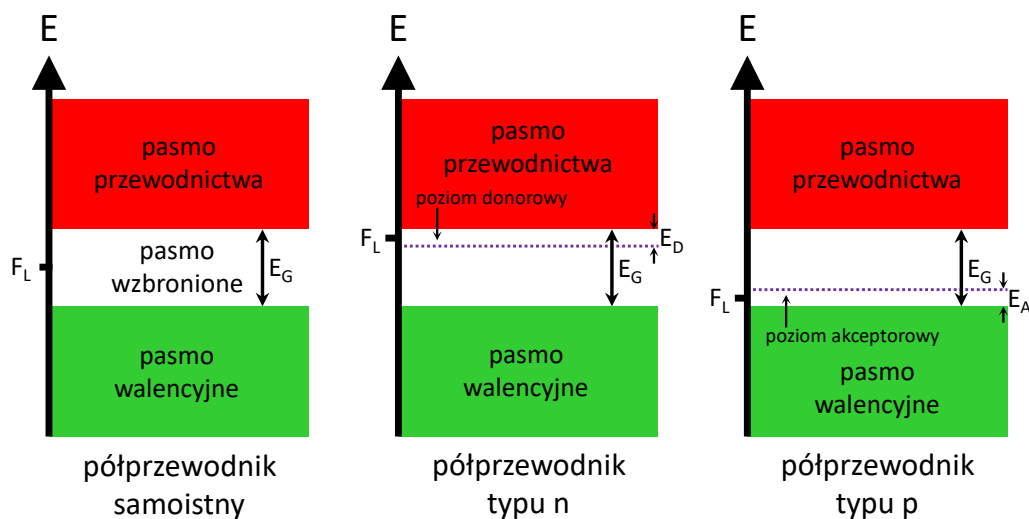
Rysunek 6. Przedstawienie struktury pasmowej materiałów na gruncie pasmowej teorii przewodnictwa.

Półprzewodniki można odróżnić od przewodników dzięki możliwości modyfikacji ich właściwości elektrycznych przez celowe wprowadzenie zanieczyszczeń w postaci obcych atomów, czyli tak zwanych domieszek, do ich struktury krystalicznej [33]. Proces ten zwany jest domieszkowaniem i stanowi kluczowy etap technologiczny w produkcji urządzeń elektronicznych opartych o półprzewodniki [34]. Rezystywność półprzewodników jest podatna na czynniki zewnętrzne i można ją zmieniać za pomocą m.in. promieniowania elektromagnetycznego czy ciepła. Wyróżnikiem półprzewodników jest również spadek ich rezystancji wraz ze wzrostem temperatury. Jest to zachowanie przeciwne w stosunku do metali, których rezystancja rośnie wraz ze wzrostem temperatury.

Różnice między półprzewodnikami a izolatorami nie są tak wyraźne i podział materiałów między te dwie grupy jest w dużej mierze umowny. Zazwyczaj przyjmuje się kryterium szerokości przerwy wzbronionej i gdy ta wynosi więcej niż kilka eV to materiał klasyfikowany jest jako izolator [35]. Nie jest to jednak kryterium ścisłe, ponieważ niektóre materiały, np. azotek glinu (AlN), którego przerwa energetyczna wynosi ok. 6 eV [36], mimo dużej przerwy wzbronionej są klasyfikowane jako półprzewodniki.

1.3.2. Półprzewodniki samoistne i domieszkowane

Półprzewodniki dzieli się na samoistne oraz domieszkowane. Półprzewodniki samoistne to takie, które nie zawierają w swojej strukturze krystalicznej obcych domieszek. W związku z tym koncentracja elektronów jest w nich równa koncentracji dziur. Przykładem takiego materiału jest m.in. krzem oraz german. Półprzewodniki samoistne mogą zostać domieszkowane przez wprowadzenie do ich struktury innych pierwiastków. Powoduje to, w zależności od domieszki, zwiększenie liczby elektronów lub dziur, a tym samym umożliwia modyfikację ich właściwości elektrycznych. Domieszkowanie atomami zapewniającymi nadmiar elektronów (donorami) prowadzi do powstania półprzewodnika typu n. Nadmiarowe elektrony tworzą poziom donorowy zlokalizowany tuż pod pasmem przewodnictwa (rys. 7). Dostarczenie energii większej od energii jonizacji donorów (E_D) w postaci np. ciepła powoduje wzbudzenie elektronów do pasma przewodnictwa, przez co stają się one swobodnymi nośnikami ładunku. W sytuacji gdy wprowadzone zostaną akceptory, czyli atomy mające mniej elektronów walencyjnych niż atomy półprzewodnika to powstaje półprzewodnik typu p. W tym przypadku nośnikami ładunku stają się dziury aktywowane przez barierę E_A , związaną ze stanami elektronowymi zlokalizowanymi tuż nad pasmem walencyjnym. Rodzaj domieszki określa zatem typ przewodnictwa, które może być elektronowe lub dziurowe. Domieszkowanie umożliwia natomiast łatwiejszą aktywację przewodnictwa, bo ta nie zachodzi już przez przerwę wzbronioną E_G , a przez niewielką (rzędu meV [37], w zależności od domieszki), barierę E_D lub E_A . Tym samym do aktywacji przewodnictwa nie potrzeba już wysokich temperatur.

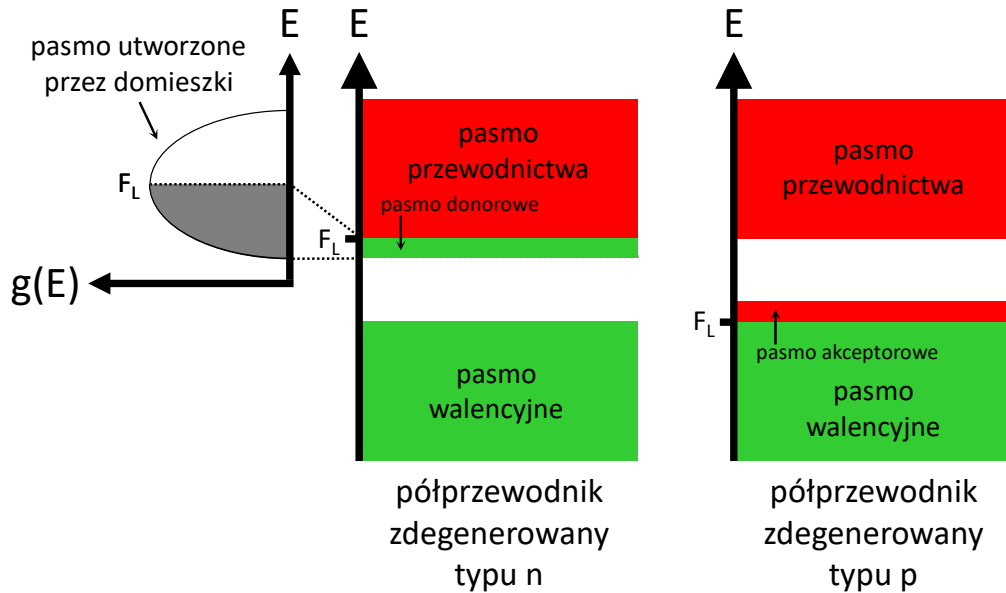


Rysunek 7. Struktura pasmowa półprzewodników samoistnych i domieszkowanych.

1.3.3. Półprzewodniki normalne i zdegenerowane

Półprzewodniki domieszkowane dzieli się na półprzewodniki normalne i zdegenerowane (rys. 8). Za półprzewodniki normalne uważa się półprzewodniki typu n oraz typu p, w których koncentracja nośników ładunku pochodzących od donorów lub akceptorów jest znacznie mniejsza niż efektywna gęstość stanów na krawędzi pasma przewodnictwa lub walencyjnego [17]. W tym przypadku donory lub dziury tworzą odrębne poziomy energetyczne przedstawione schematycznie na rysunku 8. Takie materiały w niskich temperaturach zachowują się jak klasyczne izolatory, ponieważ nie zachodzi termiczna aktywacja nośników. Zlokalizowane stany donorowe lub akceptorowe są wówczas obsadzone, pasmo przewodnictwa jest całkowicie puste, a pasmo walencyjne całkowicie zajęte. W wyższych temperaturach zaczynają jednak przewodzić prąd elektryczny, ponieważ zachodzi aktywacja nośników. Domieszkowanie do wysokich poziomów, zwłaszcza w sytuacji małych wartości E_D lub E_A , może spowodować, że związane z nieporządkiem niepewności energii stanów kwantowych będą porównywalne z E_D lub E_A . Wówczas poziomy domieszkowe zlewają się z pasmami. Dla takich materiałów istnieje pewien zakres temperatur, w którym przestają one wykazywać cechy charakterystyczne dla półprzewodników (np. wzrost przewodnictwa

wraz z temperaturą) i zaczynają zachowywać się jak klasyczne przewodniki. Takie materiały nazywa się półprzewodnikami zdegenerowanymi [17].



Rysunek 8. Struktura pasmowa półprzewodników zdegenerowanych.

1.3.4. Zależności temperaturowe dla półprzewodników

Temperatura ma znaczny wpływ na parametry półprzewodników takie jak poziom Fermiego, energia wzbroniona, energia jonizacji domieszek czy koncentracja nośników ładunku.

W przypadku półprzewodników samoistnych, dla których liczba elektronów odpowiada liczbie dziur, poziom Fermiego zależy w sposób liniowy od temperatury [17]:

$$E_F = \frac{E_p + E_w}{2} + \frac{3}{4}kT \ln \left(\frac{m_h^*}{m_e^*} \right) \quad (36)$$

gdzie: E_p – energia dolnej granicy pasma przewodnictwa, E_w – energia górnej granicy pasma walencyjnego, T – temperatura, m_h^* – masa efektywna dziur, m_e^* – masa efektywna elektronów.

W przypadku półprzewodników domieszkowanych poziom Fermiego zależy również od koncentracji domieszek, która wprowadza poprawkę do równania (36). W przypadku półprzewodnika typu n zależność ta jest następująca [38]:

$$E_F = \frac{E_p + E_w}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \left(\frac{m_h^*}{m_e^*} \right) + kT \ln \left(\frac{N_D}{n_i} \right) \quad (37)$$

gdzie: N_D – ilość domieszek donorowych, n_i – ilość elektronów wzbudzonych z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa.

Podobna sytuacja ma miejsce dla półprzewodnika typu p [38]:

$$E_F = \frac{E_p + E_w}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \left(\frac{m_h^*}{m_e^*} \right) - kT \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right) \quad (38)$$

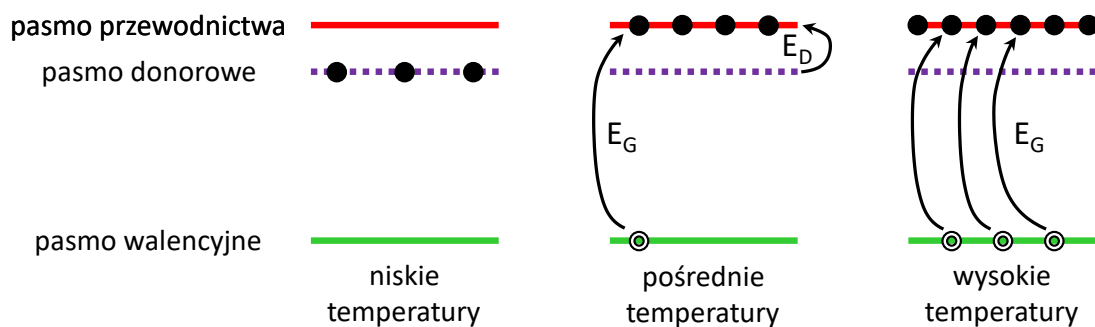
gdzie: N_A – ilość domieszek akceptorowych.

Wraz ze wzrostem temperatury słabną oddziaływania międzycząsteczkowe, co powoduje, że sieć krystaliczna ulega stopniowemu rozszerzaniu. Bezpośrednio przekłada się to na zmniejszenie energii, którą musi uzyskać elektron, żeby nastąpiło jego wzbudzenie do pasma przewodnictwa. Zależność szerokości przerwy wzbronionej od temperatury jest następująca [39]:

$$E_G(T) = E_G(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (39)$$

gdzie: $E_G(0)$ – szerokość przerwy wzbronionej w temperaturze zera bezwzględnego, α, β – stałe materiałowe wyznaczone eksperymentalnie.

Wyróżnikiem półprzewodników jest przewodnictwo elektryczne, którego charakter zależy od temperatury [40]. Cecha ta ściśle zależy od typu półprzewodnika, lecz w ogólny sposób można wyróżnić przedziały niskich, pośrednich i wysokich temperatur (rys. 9), w których zachodzą inne zjawiska dotyczące nośników ładunku.



Rysunek 9. Schematyczne zobrazowanie dominujących mechanizmów powstawania nośników ładunku w niskich, pośrednich oraz wysokich temperaturach.

W niskich temperaturach, ze względu na małą energię termiczną (w porównaniu do przerwy wzbronionej), elektrony z pasma walencyjnego nie uzyskują wystarczającej energii, aby wzbudzić się do pasma przewodnictwa. Co więcej, w temperaturach bliskich zera bezwzględnego energia ($k_B T$) może być mniejsza od energii potrzebnej do jonizacji domieszek, wzór (40), co powoduje, że nawet domieszki nie są wzbudzane i półprzewodnik ulega tak zwanemu zamrożeniu.

$$k_B T < E_D \quad (40)$$

gdzie: k_B – stała Boltzmanna, T – temperatura, E_D – energia jonizacji domieszek.

Wówczas koncentracja elektronów w paśmie przewodnictwa i dziur w paśmie walencyjnym (n_i) jest bardzo mała lub wręcz zerowa. Taki półprzewodnik charakteryzuje się bardzo niskim przewodnictwem elektrycznym, które szybko dąży do zera wraz ze spadkiem temperatury. Dla takiego przypadku koncentracja swobodnych nośników prądu, czyli elektronów w paśmie przewodnictwa dana jest wzorem [38]:

$$n = \sqrt{N_c N_d} \exp\left(-\frac{E_D}{2k_B T}\right) \quad (41)$$

gdzie: $N_c = 2 \left(\frac{k_B T m_e^*}{2\pi\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}$ – koncentracja nośników prądu w funkcji temperatury, m_e^* – masa efektywna elektronów, $\hbar$ – zredukowana stała Plancka, N_d – koncentracja donorów.

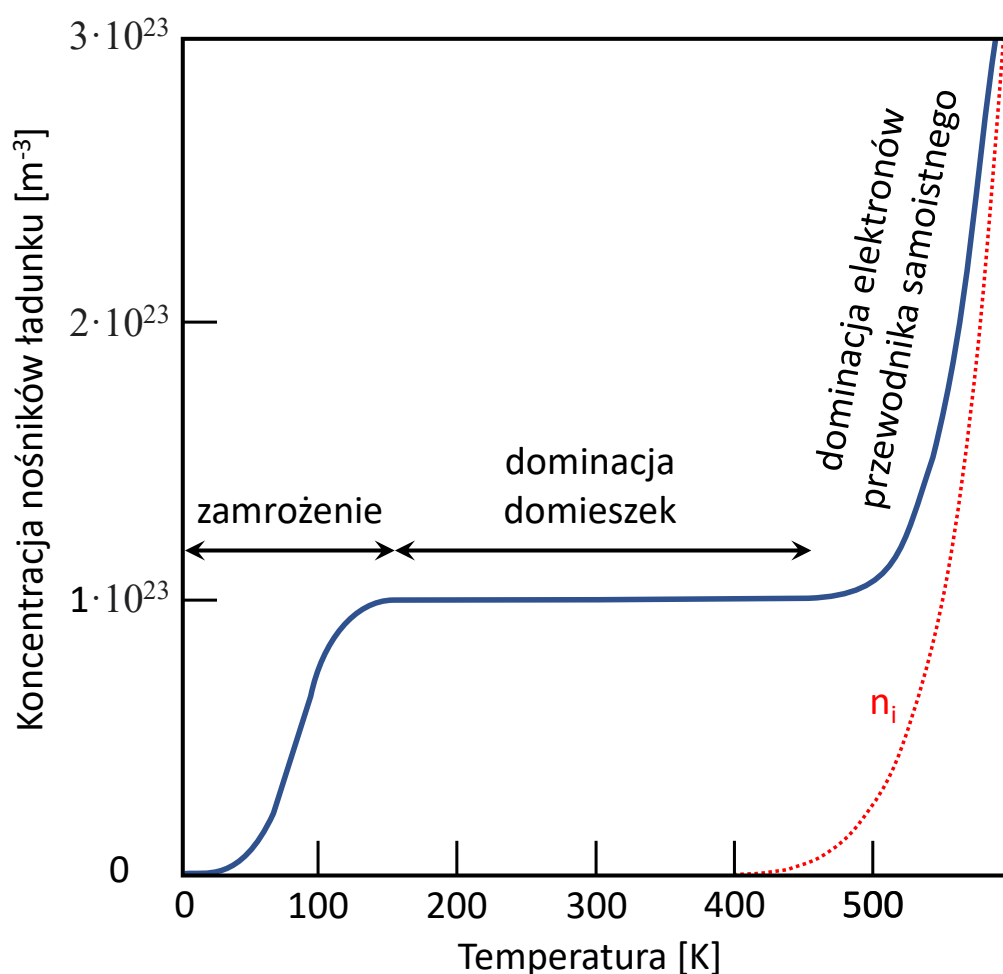
W pośrednich temperaturach następują już sporadyczne wzbudzenia elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa, ale jest to proces drugorzędny i nie daje znacznego wkładu w przewodnictwo elektryczne. Dominują tutaj procesy związane z domieszkami, których znaczna większość jest zjonizowana i to właśnie elektrony wzbudzone z pasma donorowego lub dziury z pasma akceptorowego stanowią znaczną większość nośników ładunku. Powoduje to, że równanie (41) przestaje obowiązywać w tym reżimie temperatur, bo koncentracja swobodnych nośników prądu staje się niezależna od temperatury i zależy tylko od stopnia domieszkowania. W takim przypadku wynosi ona [38]:

$$n = \frac{(N_d - N_a)}{2} + \sqrt{\frac{(N_d - N_a)^2}{4} + n_i^2} \quad (42)$$

gdzie: N_d – koncentracja donorów, N_a – koncentracja akceptorów, n_i – ilość elektronów wzbudzonych z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa.

W wysokich temperaturach energia termiczna jest na tyle duża, że umożliwia liczne wzbudzenia elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Ich ilość zaczyna dominować nad ograniczoną liczbą elektronów domieszek i w wysokich temperaturach to właśnie wzbudzone z pasma walencyjnego elektrony stanowią główny mechanizm powstawania nośników ładunku. W związku z tym ich liczba ponownie zaczyna zależeć od temperatury i silnie rośnie wraz z jej wzrostem.

Na rysunku 10. przedstawiono zależność koncentracji nośników ładunku w funkcji temperatury dla typowego półprzewodnika typu n, czyli krzemu domieszkowanego fosforem.



Rysunek 10. Koncentracja elektronów w funkcji temperatury dla krzemu domieszkowanego fosforem, a więc półprzewodnika typu *n* [41]. Wartość n_i oznacza koncentrację elektronów w przewodniku samoistnym.

Jak można zaobserwować, taki półprzewodnik w temperaturach bliskich zera bezwzględnej ulega zamrożeniu i zachowuje się jak klasyczny izolator, nie przewodząc prądu elektrycznego. Następnie wraz ze wzrostem temperatury koncentracja nośników ładunku szybko rośnie aż do temperatury nieco ponad 100 K, gdzie osiągnięta jest całkowita jonizacja donorów. Wówczas stabilizuje się i utrzymuje na stałym poziomie w szerokim zakresie temperatur, w tym w temperaturze pokojowej. Jest to ważna cecha półprzewodników domieszkowanych, która pozwala na wykorzystanie ich do produkcji elementów elektronicznych. Powyżej 500 K koncentracja nośników ładunku ponownie zaczyna szybko rosnąć i dzieje się tak, aż do temperatury topnienia.

1.4. Gięcie pasm i dwuwymiarowy gaz elektronowy na powierzchni półprzewodnika

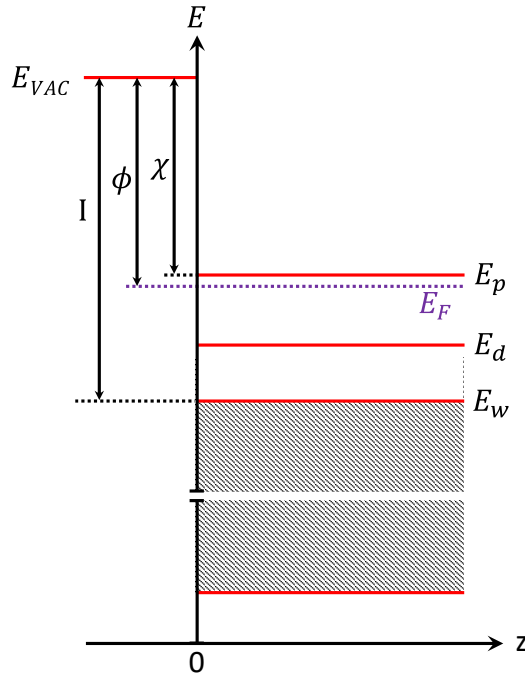
Na powierzchni półprzewodnika, rozumianej jako kilka (do trzech) wierzchnich warstw atomowych, może istnieć ładunek elektryczny. Może być on spowodowany stanami powierzchniowymi, które powodują naładowanie tej powierzchni, absorbatami na powierzchni w postaci np. metali alkalicznych lub zjonizowanymi domieszkami w warstwie powierzchniowej. Ponadto ładunek elektryczny może być ekranowany przez elektrony lub dziury, co może prowadzić do powstania warstwy akumulacyjnej ładunku. Tym samym, na powierzchni może istnieć potencjał elektrostatyczny, którego źródłem jest ładunek na powierzchni i ładunek zgromadzony w warstwie akumulacyjnej.

Właściwości elektroniczne powierzchni opisuje kilka parametrów z nią związanych. Głównym z nich jest praca wyjścia ϕ , zdefiniowana jako różnica energii między energią elektronu w próżni (na zewnątrz kryształu) a energią Fermiego (wewnątrz kryształu). W przypadku półprzewodników wyróżnić można również powinowactwo elektronowe χ oraz energię jonizacji I . Zgodnie z oznaczeniami przedstawionymi na rysunku 11. są one zdefiniowane w następujący sposób:

$$\phi = E_{vac} - E_F \quad (43)$$

$$\chi = E_{vac} - E_p^p \quad (44)$$

$$I = E_{vac} - E_w^p \quad (45)$$



Rysunek 11. Schematyczne przedstawienie pracy wyjścia ϕ , powinowactwa elektronowego χ oraz energii jonizacji I na przykładzie prostych pasm. Oznaczenia: E_w – pasmo walencyjne, E_d – pasmo donorowe, E_p – pasmo przewodnictwa, E_F – poziom Fermiego, E_{vac} – energia poziomu próżni.

W przypadku półprzewodników parametry te mogą zostać zmodyfikowane na skutek ugięcia się pasm na powierzchni, co zostało przedstawione na rysunku 12. Potencjał uginający pasma jest opisany przez równanie Poissona:

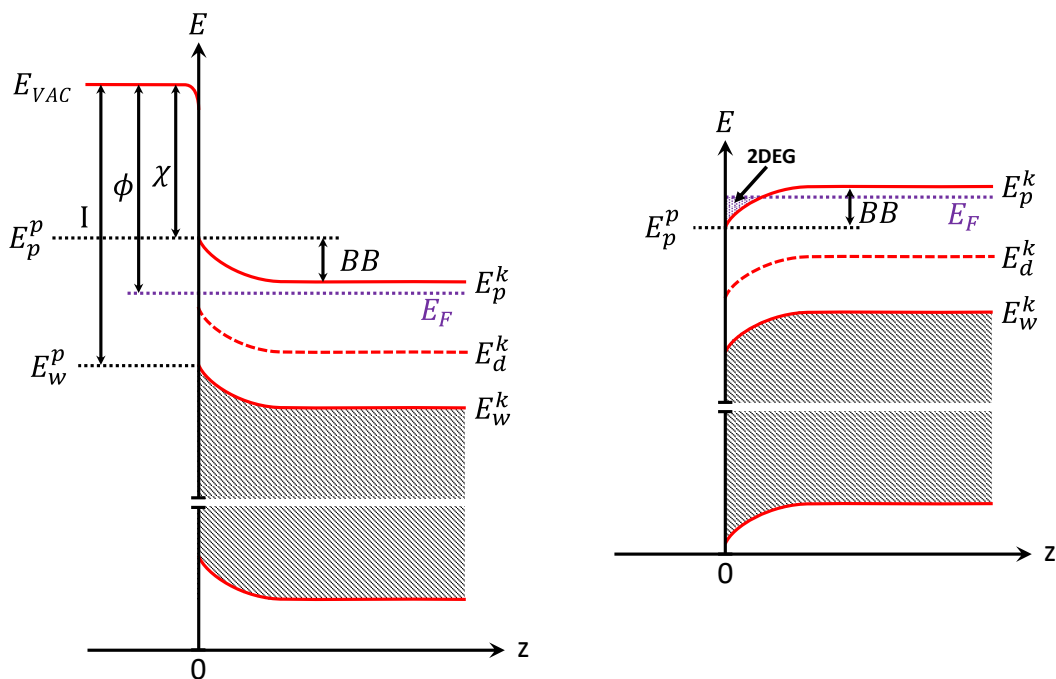
$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = -\frac{p(z)}{\epsilon\epsilon_0} \quad (46)$$

które łączy potencjał $V(z)$ z gęstością ładunku przestrzennego $p(z)$. Ujemne wartości potencjału oznaczają gięcie pasm w górę oraz dodatni ładunek na powierzchni. Dodatnie wartości oznaczają z kolei gięcie pasm w dół, a tym samym ujemny ładunek na powierzchni.

Całkowite ugięcie pasm odpowiada zatem różnicy energii:

$$BB = |E_p^p - E_p^k| = |E_w^p - E_w^k| = e|V^p| \quad (47)$$

gdzie: V^p – wartość potencjału na powierzchni.



Rysunek 12. Po lewej: schematyczne przedstawienie procesu gięcia pasm w górę. Po prawej: schematyczne przedstawienie procesu gięcia pasm w dół prowadzącego do powstania 2DEG na powierzchni. Oznaczenia: E_w – pasmo walencyjne, E_d – pasmo donorowe, E_p – pasmo przewodnictwa, E_F – poziom Fermiego, E_{vac} – energia poziomu próżni, BB – gięcie pasm. Górny indeks „k” odnosi się do wnętrza kryształu ($z \rightarrow \infty$), natomiast „p” do powierzchni ($z = 0$).

Uginanie pasm półprzewodników można wykorzystać do wytworzenia dwuwymiarowego gazu elektronowego na powierzchni. Wytworzenie czystej powierzchni półprzewodnika przez przełamanie go w warunkach ultrawysokiej próżni lub wykorzystanie innych metod prowadzi do zerwania wiązań chemicznych atomów znajdujących się na tej powierzchni [42, 43, 44]. Dzięki temu można wbudować w tę powierzchnię atomy pełniące funkcję donorów, a więc naładować ją dodatnio. Proces ten w dobrze kontrolowany sposób można przeprowadzić z wykorzystaniem np. źródła elektrochemicznego lub komórki efuzyjnej. Tak zdeponowane na powierzchnię atomy mogą utworzyć wiązania kowalencyjne z atomami podłoża, co jest zjawiskiem analogicznym do domieszkowania opisanego w rozdziale 1.3.2, lecz ograniczonego do samej powierzchni. Dla pewnych materiałów (w tym półprzewodników typu n) proces ten może spowodować ugięcie pasm w dół (rys. 12), a więc sprawić, że część pasma przewodnictwa odpowiadać obszarowi tuż przy

powierzchni znajdzie się poniżej poziomu Fermiego. W ten sposób na powierzchni zostanie utworzona akumulacyjna warstwa ładunku składająca się z gazu elektronowego. Zazwyczaj przyjmuje się, że 2DEG powstaje w wyniku tzw. silnej akumulacji, która ma miejsce, gdy pasmo ugina się poniżej poziomu Fermiego na głębokość znacznie większą niż energia kT . To z kolei powoduje, że półprzewodnik w cienkiej warstwie przypowierzchniowej staje się zdegenerowany (rozdział 1.3.3). Ruch elektronów jest ograniczony (w przybliżeniu) do płaszczyzny, ponieważ zostają one uwięzione na powierzchni w cienkiej warstwie. Tym samym tworzą na niej dwuwymiarowy gaz elektronowy.

Równanie Schrödingera dla elektronu tworzącego dwuwymiarowy gaz elektronowy przyjmuje następującą postać:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{m_x^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{m_y^*} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{m_z^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - eV(z) \right] \psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}) \quad (48)$$

gdzie: m_i^* – masa efektywna. Potencjał elektrostatyczny elektronu $V(z)$ został dobrany tak, aby na powierzchni ($z = 0$) wynosił V^p i zanikał wraz z odległością od powierzchni tak, by wewnątrz kryształu ($z \rightarrow \infty$) był zerowy.

Należy mieć tu na uwadze, że powyższe równanie dotyczy tylko pasm o charakterze parabolicznym. W przypadku pasm nieparabolicznych (np. w InAs) operator energii kinetycznej należy zastąpić odpowiednim operatorem nieparabolicznym. Niemniej, w celu zobrazowania koncepcji problemu wygodniej jest przeanalizować układ paraboliczny.

Równanie (48) można rozdzielić na układ niezależnych równań opisujących elektrony w różnych kierunkach przestrzeni. Ze względu na ograniczenie swobody ruchu elektronów tworzących 2DEG rozwiązaniem są funkcje falowe będące złożeniem funkcji periodycznych w płaszczyźnie i funkcji $\phi_i(z)$ prostopadłej do tej płaszczyzny:

$$\psi(\mathbf{r}) = \phi_i(z) e^{ik_x x + ik_y y} = \phi_i(z) e^{i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}} \quad (49)$$

gdzie: $\mathbf{k}_{\parallel}$ – składowa wektora falowego równoległa do płaszczyzny.

Równanie odpowiadające kierunkowi prostopadłemu do płaszczyzny przyjmuje postać:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_z^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - eV(z) \right] \phi_i(z) = \varepsilon_i \phi_i(z) \quad (50)$$

Wartości własne energii ε_i są dyskretne, co wynika z kształtu potencjału $V(z)$ o przybliżonej charakterystyce „trójkątnej studni” (rys. 13). Zawiera ona związane stany elektronowe, których długość fali jest określona przez szerokość tej studni.

Człon odpowiadający kierunkom równoległym do płaszczyzny:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_x^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\hbar^2}{2m_y^*} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] e^{ik_x x + ik_y y} = E_{xy} e^{ik_x x + ik_y y} \quad (51)$$

gdzie energia E_{xy} elektronów propagujących się w płaszczyźnie wynosi:

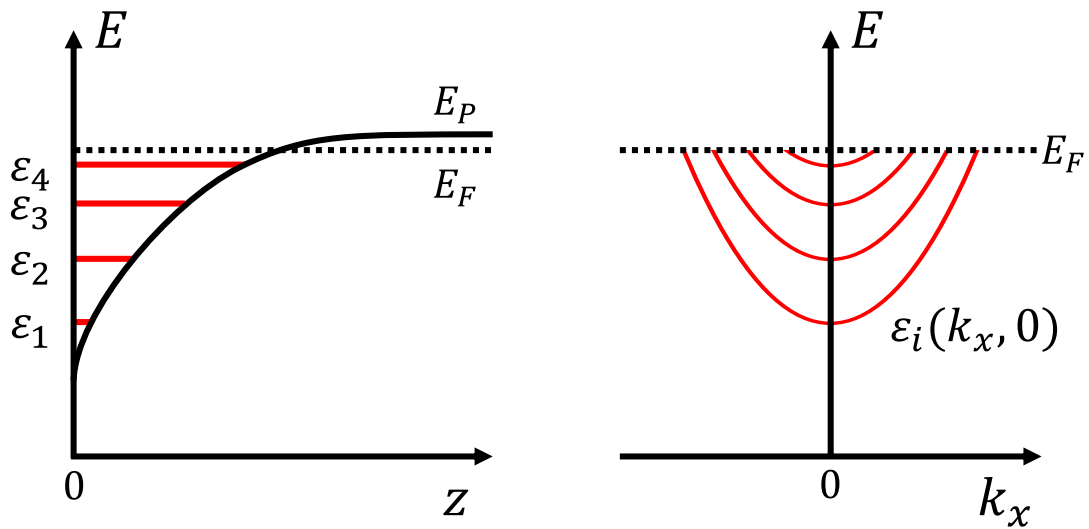
$$E_{xy} = \frac{\hbar^2}{2m_x^*} k_x^2 + \frac{\hbar^2}{2m_y^*} k_y^2 \quad (52)$$

Wobec tego całkowita energia wynosi:

$$E_i(\mathbf{k}_{\parallel}) = \frac{\hbar^2}{2m^*} k_{\parallel}^2 + \varepsilon_i \quad (53)$$

gdzie: $i = 0, 1, 2, 3, \dots$

Tym samym każdej wartości własnej energii ε_i odpowiada pasmo paraboliczne. Relacja dyspersji dla dwuwymiarowego gazu elektronowego ma zatem postać wielu parabolicznych pasm, które są przesunięte względem siebie o dyskretną wartość energii ε_i . Zostało to przedstawione schematycznie na rysunku 13.



Rysunek 13. Po lewej: gięcie pasma przewodnictwa.
Po prawej: relacja dyspersji dla dwuwymiarowego gazu elektronowego.

1.5. Przegląd literatury

Tematyka badań prowadzonych nad dwuwymiarowym gazem elektronowym jest bardzo zróżnicowana i obejmuje zagadnienia teoretyczne, a także eksperymentalne. Większość prac dotyczy jednak dwuwymiarowego gazu elektronowego wytworzonego w różnego rodzaju złączach. Niewiele jest przy tym publikacji dotyczących 2DEG wytworzonego bezpośrednio na powierzchni i poruszających tematykę jego struktury elektronowej. Zaletą drugiego podejścia jest możliwość bezpośredniego obrazowania struktury pasmowej 2DEG za pomocą metody ARPES, czego nie można zrealizować w pierwszym przypadku.

Poniżej dokonano przeglądu niektórych publikacji dotyczących dwuwymiarowego gazu elektronowego na powierzchni arsenku indu (InAs).

W publikacji [45] opisano elektronową warstwę akumulacyjną powstałą na czystej powierzchni InAs(001) o terminacji indowej. Uzyskano ją dzięki kilku naprzemiennym cyklom polegającym na bombardowaniu powierzchni jonami i wygrzewaniu w ok. 525°C w warunkach ultrawysokiej próżni. Wykonane za pomocą kątowno-zintegrowanej spektroskopii fotoelektronów pomiary pokazały, że na takiej powierzchni pojawia się

nadmiar ładunku pochodzący od atomów indu, co powoduje zwiększenie intensywności sygnału tuż przy poziomie Fermiego. W publikacji [46] opisano 2DEG wytworzony na powierzchni InAs(111), na którą w warunkach ultrawysokiej próżni zdeponowano kilka monowarstw bizmutu. Zauważono, że tylko dla dobrze uporządkowanych powierzchni bizmut indukuje dwuwymiarową warstwę ładunku, którą można zaobserwować na widmie ARPES tuż poniżej poziomu Fermiego. Wskazano, że właściwości 2DEG w takim układzie silnie zależą od uporządkowania powierzchni i stwierdzono, że bizmut pełni funkcję donora ładunku. Modyfikuje tym samym strukturę pasmową czystego InAs prowadząc do akumulacji ładunku na jego powierzchni. Podobne procesy opisano również dla innych pierwiastków, które nanoszono w warunkach ultrawysokiej próżni na powierzchnię InAs, takich jak: cez [47], cyna [48] oraz żelazo [49]. W publikacji [50] opisano powierzchnię InAs(111) trawioną 1% roztworem bromu w metanolu. Stwierdzono, że proces trawienia powoduje usunięcie z powierzchni tlenków, a gdy trwa on dostatecznie długo, to brom zostaje zaadsorbowany na powierzchni. Tworzy tym samym wiązania z indem oraz arsenem, co prowadzi do utworzenia dodatkowych stanów elektronowych na powierzchni. W publikacji [51] podjęto rozważania teoretyczne na temat 2DEG i określono renormalizację przerwy wzbronionej wynikającą z oddziaływań elektron-elektron oraz elektron-fonon. Eksperymentalnie temat ten podjęto w [13] gdzie stwierdzono, że w przypadku arsenku indu 2DEG prowadzi do zmniejszenia szerokości przerwy wzbronionej na powierzchni. Efekt ten przypisano oddziaływaniom wielociałowym.

Publikacje, które wprost poruszają tematykę struktury elektronowej dwuwymiarowego gazu elektronowego na powierzchni InAs dotyczą badań przeprowadzonych w poprzednich latach na Uniwersytecie Jagiellońskim i które są kontynuowane w ramach tej pracy doktorskiej. W publikacji [52] opisano powierzchnie InAs o terminacji indowej i arsenowej próbek przygotowanych przez bombardowanie jonami oraz przez trawienie chemiczne. Za pomocą metody ARPES dokonano analizy akumulacyjnej warstwy ładunku na takich powierzchniach. Dowiedziono, że trawienie chemiczne wprowadza znacznie

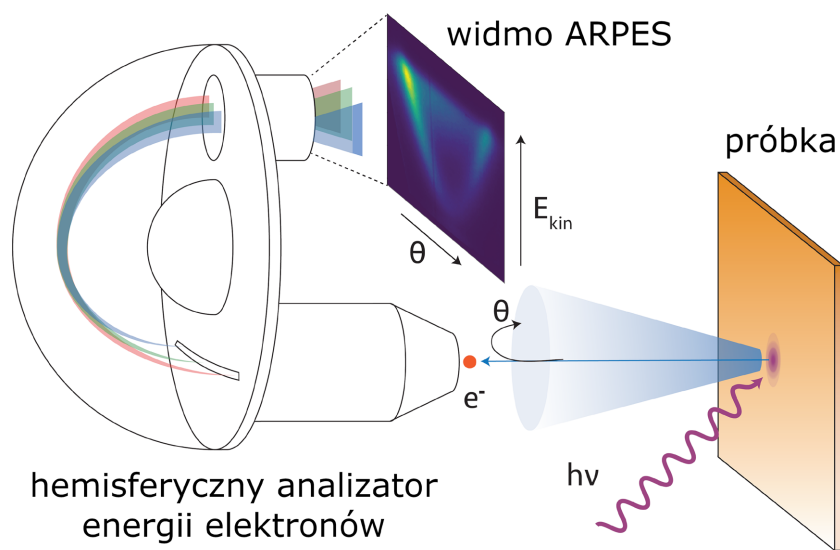
mniej defektów w strukturze krystalicznej InAs niż bombardowanie jonami. W publikacji [53] opisano strukturę pasmową powierzchni InAs, zarówno o terminacji indowej, jak i arsenowej, przygotowanych metodą trawienia chemicznego. Strukturę elektronową 2DEG na powierzchni InAs po naniesieniu na niej siarki opisano w publikacji [54]. Pokazano, że właściwości takiej powierzchni można modyfikować, zmieniając stopień pokrycia jej siarką oraz wskazano, że zmodyfikowany model Poissona-Schrödingera dobrze opisuje strukturę pasmową 2DEG. W publikacji [55] opisano strukturę elektronową 2DEG na różnych, zaburzonych powierzchniach InAs. Ostatecznie, w autorskiej publikacji [56] opisano strukturę pasmową 2DEG wytworzonego na powierzchni InAs(110) po naniesieniu na nią telluru i dokonano jej szczegółowej analizy w kontekście efektów wielociałowych. Przedstawiono wysokorozdzielcze widma ARPES wykonane w funkcji temperatury i gęstości 2DEG. Opisano również kształty pasm i ich poszerzenia.

2. Metody badawcze i układ badawczy

Do przeprowadzenia badań wykorzystano dwie metody badawcze: kątowno-rozdzielczą spektroskopię fotoelektronów (ARPES) oraz dyfrakcję elektronów niskoenergetycznych (LEED). W tym rozdziale zawarto podstawowy opis obu tych metod oraz przedstawiono wykorzystany układ badawczy.

2.1. Kątowno-rozdzielcza spektroskopia fotoelektronów (ARPES)

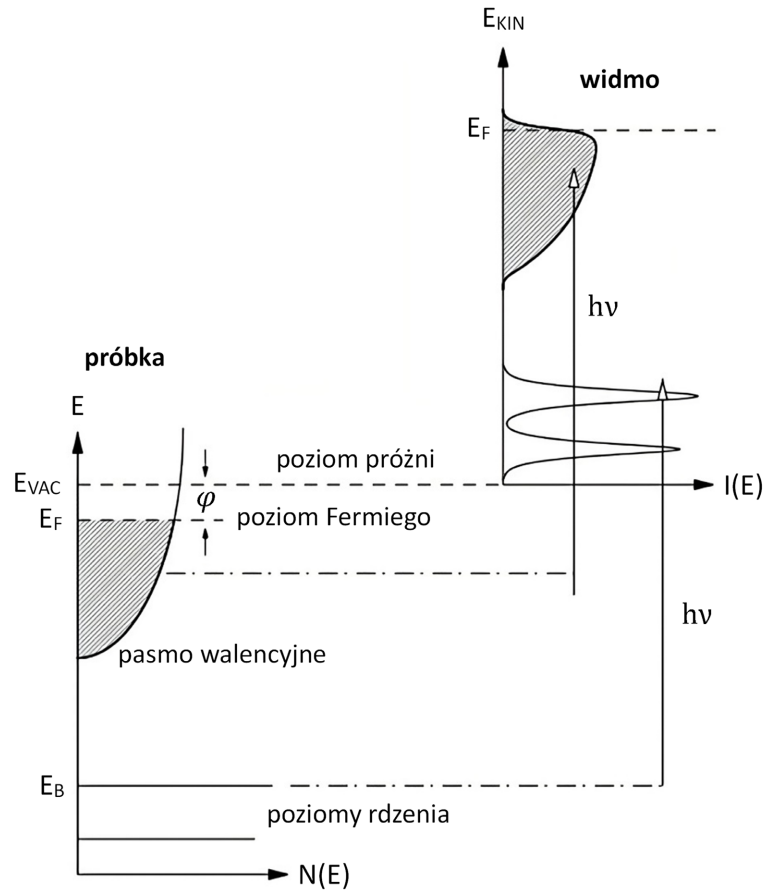
Kątowno-rozdzielcza spektroskopia fotoelektronów (ang. *angle-resolved photoelectron spectroscopy*, ARPES) jest metodą umożliwiającą badanie struktury elektronowej ciał stałych i końcowo obrazowania jej w formie tzw. widma przedstawiającego relację dyspersji, czyli zależność energii kinetycznej fotoelektronów od wektora falowego. Dzięki temu ARPES ma fundamentalne znaczenie w fizyce ciała stałego. Schematycznie metoda ta została przedstawiona na rysunku 14.



Rysunek 14. Schemat eksperymentu ARPES [57].

2.1.1. Podstawy teoretyczne metody ARPES

Metoda ARPES bazuje na efekcie fotoelektrycznym. Na próbkę kieruje się wiązkę monochromatycznego promieniowania ultrafioletowego. Fotony UV mogą zostać zaabsorbowane, a tym samym wzbudzić elektrony i spowodować ich ucieczkę z kryształu. Warunkiem zajścia tego procesu jest, aby energia fotonu była większa od pracy wyjścia (φ_p) charakterystycznej dla danego materiału, a więc różnicy energii pomiędzy poziomem Fermiego w ciele stałym a poziomem próżni (rys. 15).



Rysunek 15. Zależność pomiędzy poziomami energetycznymi w kryształach a rozkładem energii elektronów wytwarzanych przez fotony o energii $h\nu$ [57].

Energia kinetyczna tak wyemitowanego fotoelektronu wynosi:

$$E_{kin} = h\nu - \varphi_p - E_b \quad (54)$$

gdzie: $h\nu$ – energia fotonu, φ_p – praca wyjścia wynikająca z sił przyciągających pochodzących od innych atomów, E_b – energia wiązania elektronu w kryształach (w odniesieniu do poziomu Fermiego).

Wektor falowy fotoelektronu w próżni jest związany z jego energią kinetyczną następującą zależnością:

$$\vec{K} = \frac{\vec{p}}{\hbar} \Rightarrow |\vec{K}| = \frac{\sqrt{2mE_{kin}}}{\hbar} \quad (55)$$

gdzie: $\vec{p}$ – pęd fotoelektronu, $\hbar$ – zredukowana stała Plancka, m – masa elektronu swobodnego.

Można go rozłożyć na dwie składowe – równoległą ($\vec{K}_{\parallel}$) i prostopadłą ($\vec{K}_{\perp}$) do powierzchni:

$$\vec{K} = \vec{K}_{\parallel} + \vec{K}_{\perp} \quad (56)$$

Składowa równoległa może zostać ponadto wyrażona za pomocą sumy dwóch składowych w płaszczyźnie:

$$\vec{K}_{\parallel} = \vec{K}_x + \vec{K}_y \quad (57)$$

Składowa prostopadła odpowiada natomiast kierunkowi w głąb próbki:

$$\vec{K}_{\perp} = \vec{K}_z \quad (58)$$

Wobec tego wartości energii i składowych wektora falowego są następujące:

$$|\vec{K}_x| = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE_{kin}} \sin\theta \cos\phi \quad (59)$$

$$|\vec{K}_y| = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE_{kin}} \sin\theta \sin\phi \quad (60)$$

$$|\vec{K}_{\parallel}| = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE_{kin}} \sin\theta \quad (61)$$

$$|\vec{K}_{\perp}| = |\vec{K}_z| = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE_{kin}} \cos\theta \quad (62)$$

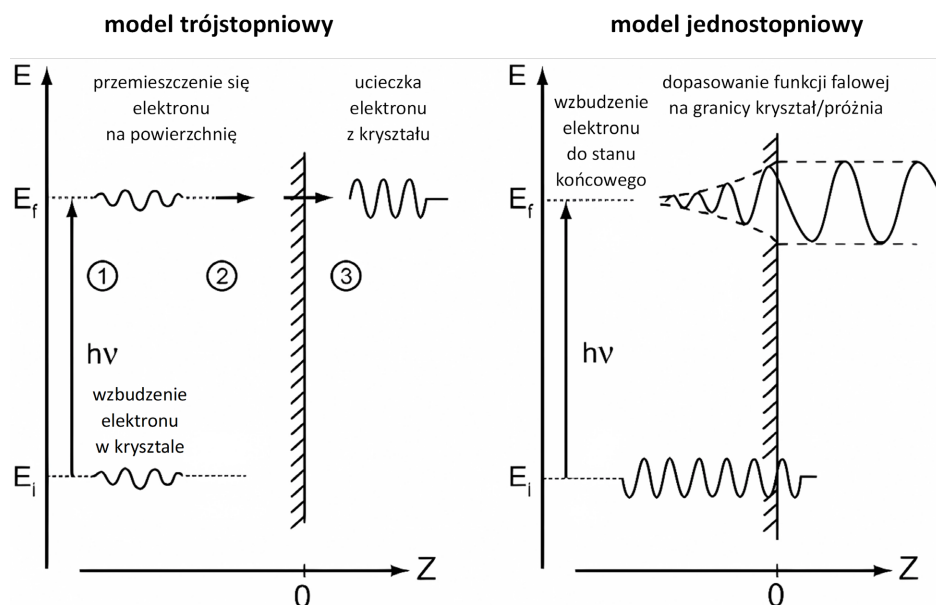
gdzie: θ – kąt biegunowy, ϕ – kąt azymutalny.

Powyższe relacje odnoszą się do już wyemitowanego ponad powierzchnię próbki fotoelektronu, natomiast istotą pomiaru ARPES jest określenie takich relacji dla elektronów w badanym materiale. Konieczne jest zatem dokonanie konwersji wektora falowego fotoelektronu na odpowiadający mu wektor falowy elektronu w kryształ.

2.1.2. Trójstopniowy i jednostopniowy model efektu fotoelektrycznego

Do opisu efektu fotoelektrycznego stosuje się dwa modele teoretyczne. Rygorystycznym, dającym pełen opis jest kwantowo-mechaniczny model jednostopniowy, który określa prawdopodobieństwa przejścia elektronów ze stanów w kryształach do stanów w próżni [58]. Tym samym opisuje efekt fotoelektryczny we wspólnych ramach, co czyni go trudnym w rozważaniach. Dlatego często wykorzystuje się prostszy i intuicyjny, ale wciąż dający poprawny opis model trójstopniowy. Dzieli on efekt fotoelektryczny zewnętrznego na trzy niezależne od siebie i następujące po sobie procesy [59]:

- 1) Wzbudzenie elektronu w wyniku oddziaływania z fotonem.
- 2) Przesunięcie się elektronu na powierzchnię.
- 3) Ucieczka elektronu z kryształu.



Rysunek 16. Schematyczne przedstawienie trójstopniowego oraz jednostopniowego modelu efektu fotoelektrycznego [59].

W pierwszym etapie na skutek absorpcji fotonu o energii $h\nu$ następuje wzbudzenie elektronu (fotoelektronu) w kryształ z jego stanu podstawowego o energii E_i , któremu odpowiada funkcja falowa ψ_i do stanu o energii E_f , któremu odpowiada funkcja falowa ψ_f . Zakładając, że oddziaływanie fotonu z elektronem powoduje niewielkie zaburzenie H_{int} można za pomocą złotej reguły Fermiego określić prawdopodobieństwo przejścia $w_{i \rightarrow f}$ między stanami początkowymi i końcowymi dla układu składającego się z N elektronów [60]:

$$w_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \psi_f^N | H_{int} | \psi_i^N \rangle \right|^2 \delta(E_f^N - E_i^N - h\nu) \quad (63)$$

gdzie: δ – delta Diraca.

Przy założeniu, że energia jest w tym procesie zachowana, hamiltonian H_{int} dany jest wzorem [60]:

$$H_{int} = \frac{e}{mc} \vec{A} \cdot \vec{p} \quad (64)$$

gdzie: e – ładunek elektronu, m – masa elektronu, c – prędkość światła w próżni, $\vec{A}$ – potencjał wektorowy pola elektromagnetycznego, $\vec{p}$ – operator momentu pędu elektronu.

W drugim etapie wzbudzony elektron przemieszcza się na powierzchnię kryształu. Na skutek oddziaływań z innymi elektronami i siecią krystaliczną może być w czasie tej drogi rozpraszany bez zmiany energii (elastycznie) albo ze zmianą energii (nieelastycznie). Wpływa to na rozkład energetyczny i kątowy fotoelektronów rejestrowanych na widmie.

Rozproszenia elastyczne są stosunkowo nieliczne, natomiast rozproszenia nieelastyczne określają czułość powierzchniową spektroskopii fotoemisyjnej. Interesujące są jednak elektrony nierozproszone, ponieważ tylko one zachowują informację o liczbach kwantowych, a więc energii, pędzie i spinie stanu początkowego.

Strumień tych elektronów maleje wraz z przebytą drogą [60]:

$$I(l) = I_0 \exp\left(-\frac{l}{\lambda_{in}}\right) \quad (65)$$

gdzie: l – droga, jaką pokonał elektron, λ_{in} – średnia droga swobodna elektronów rozproszonych nieelastycznie.

W trzecim etapie elektron może uciec z powierzchni i stać się elektronem swobodnym, gdy jego energia po wzbudzeniu jest większa od pracy wyjścia (φ_p) z danego materiału [60]:

$$\frac{\hbar^2 \vec{k}_\perp^2}{2m} \geq |E_0| + \varphi_p \quad (66)$$

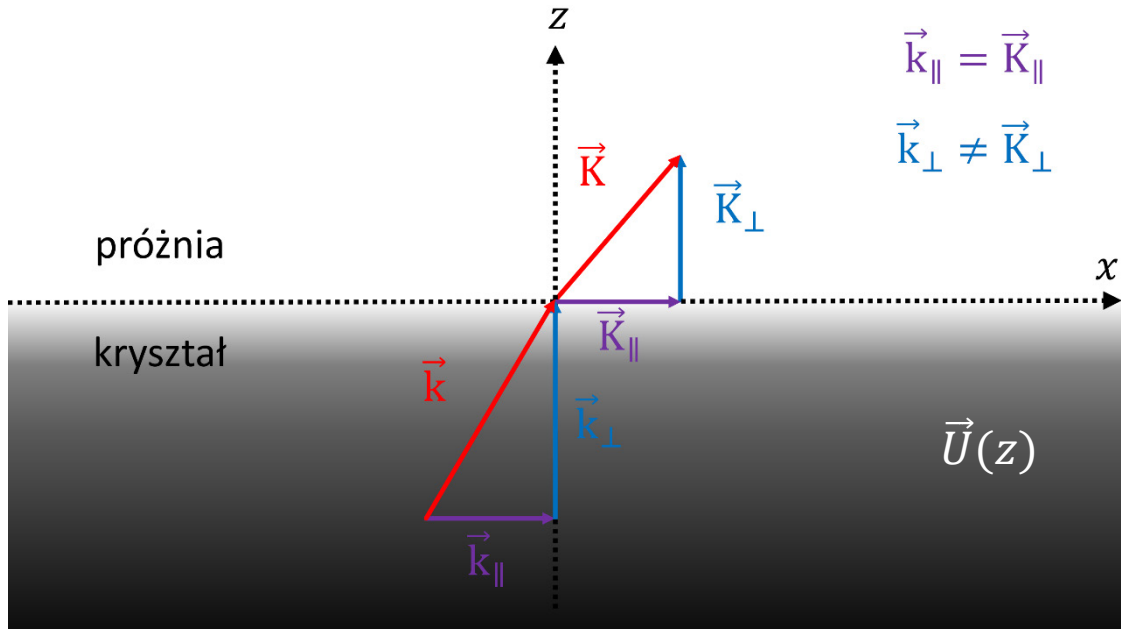
Przy przejściu przez powierzchnię pęd fotoelektronów w kierunku równoległym do tej powierzchni jest zachowany, a wynika to z istnienia symetrii translacyjnej (rys. 17). Można zatem zapisać:

$$\vec{K}_\parallel = \vec{k}_\parallel \quad (67)$$

gdzie: $\vec{k}_\parallel$ – składowa równoległa wektora falowego elektronu związanego w kryształach.

Tym samym pomiar ARPES dostarcza wprost informacji o składowej równoległej wektora falowego elektronu w funkcji zmierzonego kąta emisji fotoelektronu i energii [60]:

$$|\vec{k}_\parallel| = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE_{kin}} \sin\theta = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(h\nu - \varphi_p - E_b)} \sin\theta \quad (68)$$



Rysunek 17. Składowe wektora falowego elektronu na granicy powierzchnia – próżnia.

W kierunku prostopadłym do powierzchni (poza płaszczyznę) pęd nie jest zachowany (rys. 17), co wynika z istnienia tzw. potencjału wewnętrznego V_0 (ang. *inner potential*), który ma gradient skierowany prostopadle do powierzchni. Składowa prostopadła wektora falowego elektronu może zatem zostać zapisana jako [60]:

$$|\vec{k}_\perp| = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E_{kin} + V_0)} \cos\theta \quad (69)$$

Dokładna wartość potencjału wewnętrznego (V_0) nie jest zazwyczaj znana, lecz można ją wyznaczyć eksperymentalnie. Niemniej, dla badanego dwuwymiarowego gazu elektronowego składowa prostopadła wektora falowego elektronu jest nieokreślona. Dlatego ten przypadek nie będzie szerzej rozważany.

2.1.3. Energia własna i funkcja spektralna

Przybliżenie jednoelektronowe, a więc zaniedbujące efekty korelacyjne (poza zakazem Pauliego), nie opisuje dobrze widm ARPES, przez co konieczne jest włączenie do rozważań elektrostatycznych efektów korelacyjnych. Wzbudzenie elektronu do pasma o wyższej energii powoduje powstanie dziury w paśmie o niższej energii, gdzie pierwotnie znajdował się ten elektron. Można zatem zauważyć, że gdy fotoelektron opuści kryształ, a dziura nie zostanie ponownie zapełniona, to następuje zmiana układu składającego się z N elektronów w układ o jeden elektron uboższy ($N - 1$). Oddziaływania elektrostatyczne typu elektron-elektron oraz elektron-dziura mogą powodować renormalizację energii, a więc jej poprawkę wynikającą z uwzględnienia pozostałych efektów korelacyjnych lub oddziaływań z siecią krystaliczną. Efekty te są zazwyczaj bezpośrednio obserwowalne na widmie ARPES oraz mogą przybierać różnorodną postać, np. powodować poszerzenie i przesunięcie pasm. Tego typu poprawki rozpatrywane są w formalizmie funkcji Greena.

Funkcja Greena opisuje zachowanie kwazicząstek pod wpływem oddziaływań elektrostatycznych i dana jest wzorem [57]:

$$G(\mathbf{k}, \varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{\mathbf{k}} - \Sigma(\mathbf{k}, \varepsilon)} \quad (70)$$

gdzie: $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ – energia pasma w przybliżeniu jednoelektronowym, $\Sigma(\mathbf{k}, \varepsilon)$ – zespolona samoenergia (ang. *selfenergy*), która zawiera informację o renormalizacji energii i czasie życia kwazicząstek:

$$\Sigma(\mathbf{k}, \varepsilon) = \Sigma'(\mathbf{k}, \varepsilon) + i \Sigma''(\mathbf{k}, \varepsilon) \quad (71)$$

Metoda ARPES bezpośrednio mierzy funkcję spektralną w postaci [57]:

$$A(\mathbf{k}, \varepsilon) = -\frac{1}{\pi} \frac{\Sigma''(\mathbf{k}, \omega)}{[\varepsilon - \varepsilon_{\mathbf{k}} - \Sigma'(\mathbf{k}, \varepsilon)]^2 + [\Sigma''(\mathbf{k}, \varepsilon)]^2} \quad (72)$$

Część rzeczywista $\Sigma'(\mathbf{k}, \varepsilon)$ zespolonej samoenergii (ang. *selfenergy*) powoduje renormalizację (przesunięcie) energii $\varepsilon_{\mathbf{k}}$, a więc energii pasma w przybliżeniu jednoelektronowym. Część urojona $\Sigma''(\mathbf{k}, \varepsilon)$ powoduje poszerzenie maksimum spektralnego. Jest to związane jest z czasem życia kwazicząstek i przekłada się na skończoną szerokość pasm. Należy mieć tutaj również na uwadze, że pasma rejestrowane na widmach ARPES podlegają dodatkowym poszerzeniom aparaturowym. Ponadto do zespolonej energii własnej można włączyć inne oddziaływania, np. elektron-fonon, elektron-elektron czy elektron-donor (zob. rozdział [1.2.5](#)).

2.1.4. Źródła promieniowania

Ze względu na wykorzystanie efektu fotoelektrycznego kluczowe znaczenie ma źródło promieniowania, ponieważ decyduje ono o możliwościach eksperymentalnych danego układu badawczego. Energia promieniowania wpływa na głębokość próbkowania badanej powierzchni oraz na rozdzielczość mierzonego pędu – im niższa energia, tym lepsza rozdzielczość przy danej rozdzielczości kątowej [57].

Najczęściej stosowanymi źródłami światła są lampy wyładowcze emitujące monochromatyczne promieniowanie UV (np. HeI α , 21,22 eV). Źródła tego typu pozwalają na uzyskanie dobrej zdolności rozdzielczej, ale ze względu na dość duże rozmiary wiązki nadają się tylko do pomiarów próbek o dużej powierzchni. Zazwyczaj nie umożliwiają polaryzacji padającego światła. Problemy te rozwiązuje promieniowanie synchrotronowe, które łatwo skupić w wiązki o małych przekrojach i dodatkowo umożliwia płynną zmianę energii fotonów w szerokim zakresie. Dzięki temu pozwala wykonywać pomiary dla różnych energii i tworzyć mapy 3D struktury elektronowej (tzw. mapowanie $\vec{k}_{\perp}$). Obecnie coraz częściej wykorzystywane są również źródła laserowe, które cechują się dużą intensywnością i stabilnością emitowanej energii. Niskie energie fotonów umożliwiają uzyskanie dobrych zdolności rozdzielczych w przestrzeni energii i pędu.

2.1.5. Spektrometr fotoelektronów

Nieodzownym elementem układu ultrawysokiej próżni umożliwiającego wykonywanie pomiarów ARPES jest spektrometr fotoelektronów. Pozwala on mierzyć energię i kąt wyjścia wyemitowanych z powierzchni próbki fotoelektronów. Kluczową rolę spektrometru pełni najczęściej hemisferyczny analizator energii, który umożliwia pomiary w szerokim zakresie energii (od pojedynczych eV do nawet kilku keV). Fotoelektrony są początkowo ogniskowane na szczelinie wejściowej do analizatora z uwzględnieniem kątów, pod jakimi zostały wyemitowane z powierzchni próbki. Wykorzystuje się do tego soczewkę elektrostatyczną. Kolejno przechodzą one pomiędzy hemisferycznymi elektrodami, do których przyłożone są różne potencjały. Dzięki temu fotoelektrony są separowane z uwzględnieniem ich energii. Następnie, rozdzielona kątowo i energetycznie wiązka trafia do detektora. W jego skład wchodzi najczęściej płytka mikrokanalikowa (ang. *Microchannel plate*, MCP) umożliwiająca wzmocnienie sygnału poprzez namnażanie fotoelektronów w procesie emisji wtórnej. Te kolejno trafiają w warstwę pokrytą fosforem, dzięki czemu w procesie luminescencji następuje zobrazowanie fotoelektronów w postaci błysków. Ostatecznie za pomocą kamery CCD (ang. *charge-coupled device*) następuje akwizycja tych danych i ich zapisanie w formie cyfrowej na komputerze sterującym aparaturą.

Pomiar energii kinetycznej fotoelektronów z wykorzystaniem spektrometru powoduje, że wspomnianą we wcześniejszych rozważaniach pracę wyjścia z próbki (φ_p) należy zastąpić tzw. pracą wyjścia spektrometru. Wartość ta odnosi się do pracy wyjścia z detektora (MCP) i jest zazwyczaj mniejsza od pracy wyjścia z próbki. W konsekwencji powoduje to, że fotoelektrony w czasie przemieszczania się wewnątrz analizatora są przyspieszane i zwiększają swoją energię o wartość $(\varphi_p - \varphi_a)$. Detektor i próbka pozostają w kontakcie elektrycznym, przez co odpowiadające im poziomy Fermiego są sobie równe i tym samym poziom Fermiego jest niezmiennikiem przy danej energii fotonów.

Wobec tego rzeczywiście mierzona metodą ARPES energia kinetyczna fotoelektronów wynosi:

$$E_{\text{kin}} = h\nu - \varphi_p + (\varphi_p - \varphi_a) - E_b = h\nu - \varphi_a - E_b \quad (73)$$

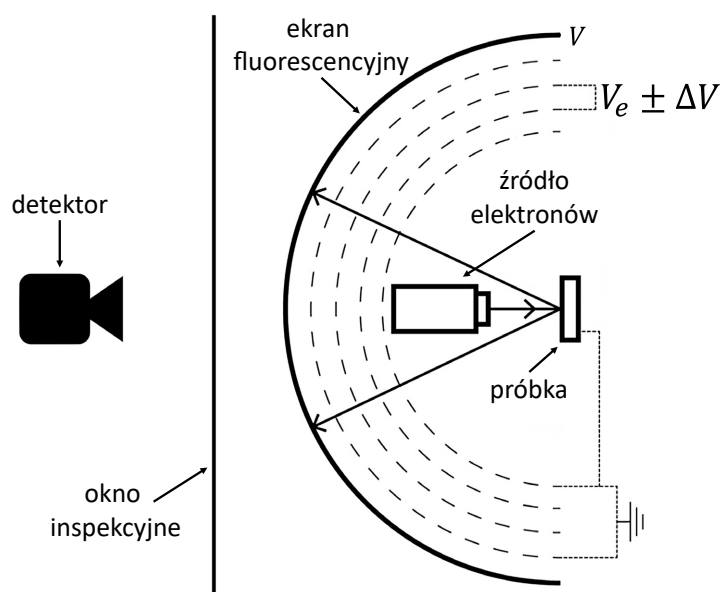
gdzie: $h\nu$ – energia fotonu, φ_p – praca wyjścia z próbki, φ_a – praca wyjścia spektrometru, E_b – energia wiązania elektronu w kryształ (w odniesieniu do poziomu Fermiego).

2.2. Dyfrakcja elektronów niskoenergetycznych (LEED)

Dyfrakcja elektronów niskoenergetycznych (ang. *low-energy electron diffraction*, LEED) jest metodą umożliwiającą badanie struktury krystalicznej powierzchni próbek monokrystalicznych [61]. Na powierzchnię próbki kieruje się wiązkę elektronów o energiach z zakresu od kilku eV do kilkuset eV, które są na niej rozpraszane wstecznie i tworzą obraz składający się z maksimów dyfrakcyjnych. Te układają się w różnego rodzaju charakterystyczne wzory dyfrakcyjne. Ich analiza umożliwia określenie orientacji krystalicznej powierzchni, odległości między atomami oraz innych właściwości strukturalnych. Dzięki temu metoda LEED jest szeroko stosowana w badaniach powierzchni metali, półprzewodników oraz izolatorów. LEED pozwala również na określenie rekonstrukcji powierzchni, czyli parametrów, np. wielkości, symetrii czy rotacji komórki elementarnej adsorbentu naniesionego na powierzchnię względem komórki elementarnej substratu. Ponadto pomiary intensywności poszczególnych maksimów dyfrakcyjnych względem innych maksimów lub tła, a także rejestracja intensywności w funkcji energii elektronów pozwalają tworzyć wykresy prądowo-napięciowe, które poprzez porównanie z krzywymi teoretycznymi mogą dać informację na temat rzeczywistych pozycji atomów.

2.2.1. Podstawy teoretyczne metody LEED

Pomiary metodą LEED prowadzone są w warunkach ultrawysokiej próżni, a główny instrument badawczy stanowi dyfraktometr przedstawiony schematycznie na rysunku 18.



Rysunek 18. Schemat dyfraktometru LEED.

W centralnej części dyfraktometru znajduje się źródło elektronów, które wytwarza elektrony o ściśle określonej energii, przy czym energia ta może być w szerokim zakresie regulowana. Jego działanie opiera się na termoemisji. Włókno wolframowe (katoda) jest rozgrzewane do temperatury ponad 2500°C, która zapewnia elektronom wystarczającą energię, by opuściły ten materiał. Następnie są one kolimowane i ogniskowane elektrostatycznie w wąską wiązkę, do czego najczęściej wykorzystywany jest cylinder z otworem (tzw. cylinder Wehnelta), który ma ujemny potencjał względem katody. Przez regulację tego potencjału można również sterować natężeniem wiązki elektronów. Ostatecznie elektrony są przyspieszane za pomocą anody o dużej względem katody różnicy potencjału i ponownie ogniskowane.

Tak przygotowana wiązka elektronów kierowana jest prostopadłe na powierzchnię próbki. Elektrony rozpraszając się na sieci powierzchniowej ulegają dyfrakcji, a część z nich wraca w kierunku ekranu fluorescencyjnego, który ma duży, dodatni potencjał elektryczny. Elektrony mogą ulegać rozproszeniom elastycznym (bez zmiany energii) lub nieelastycznym (ze zmianą energii). Te drugie są niepożądane, bo takie elektrony na ekranie fluorescencyjnym tworzyłyby tylko rozproszone tło. W celu ich eliminacji, przed

ekranem montuje się układ kilku siatek. Pierwsza, najbliższa próbce jest uziemiona, przez co zapewnia brak dodatkowego pola elektrycznego w najbliższym otoczeniu tej próbki. Do kolejnych siatek przykłada się ujemny potencjał, dzięki czemu blokują one elektrony rozproszone nieelastycznie. Wobec tego do ekranu fluorescencyjnego docierają tylko elektrony rozproszone elastycznie, uderzają w niego z dużą energią i wywołują zauważalne świecenie, tworząc wzór dyfrakcyjny. Ten może być obserwowany naocznie, jak również rejestrowany cyfrowo, np. za pomocą kamery CCD (ang. *charge-coupled device*).

Obserwowalny wzór dyfrakcyjny reprezentuje dwuwymiarową sieć odwrotną, a nie rzeczywistą. Zgodnie z koncepcją dualizmu korpuskularno-falowego padające na próbkę elektrony można traktować jako fale, które ulegają rozpraszaniu na atomach. Długość fali (λ) elektronu w odniesieniu do jego pędu (p), a zatem i energii (E) wynosi:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}} \quad (74)$$

gdzie: h – stała Plancka, m – masa elektronu.

Głębokość wnikania w próbkę niskoenergetycznych elektronów (z zakresu od kilku do kilkuset eV) wynosi zaledwie kilka angstromów [62]. To sprawia, że metoda LEED zapewnia informację o powierzchni badanej próbki. Warunki dyfrakcji zachodzącej w metodzie LEED ograniczają się tylko do dwóch wymiarów, czyli płaszczyzny. Wektory sieci odwrotnej ($\vec{a}^*$, $\vec{b}^*$) w odniesieniu do wektorów sieci rzeczywistej ($\vec{a}$, $\vec{b}$) wynoszą:

$$\begin{aligned} \vec{a}^* &= 2\pi \frac{\vec{b} \times \hat{n}}{|\vec{a} \times \vec{b}|} \\ \vec{b}^* &= 2\pi \frac{\hat{n} \times \vec{a}}{|\vec{a} \times \vec{b}|} \end{aligned} \quad (75)$$

gdzie: $\hat{n}$ – jednostkowy wektor prostopadły do powierzchni.

Dla elektronów rozproszonych elastycznie energia jest zachowana. Wektor falowy $\vec{k}_0$ elektronu przed rozproszeniem jest równy co do wartości wektorowi falowemu $\vec{k}$ elektronu po rozproszeniu:

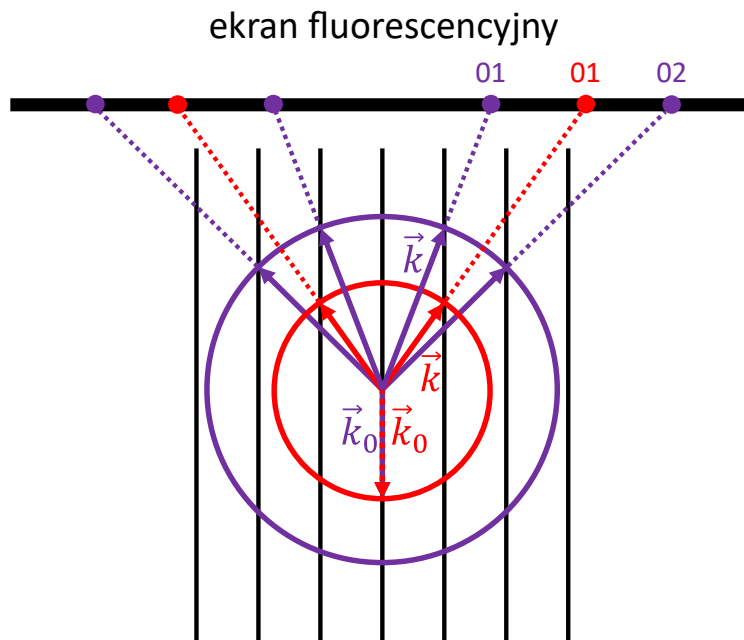
$$|\vec{k}| = |\vec{k}_0| \quad (76)$$

Warunek dyfrakcji Lauego wynosi zatem:

$$\vec{k} - \vec{k}_0 = \vec{G}_{hk} = h\vec{a}^* + k\vec{b}^* \quad (77)$$

gdzie: h, k – liczby całkowite.

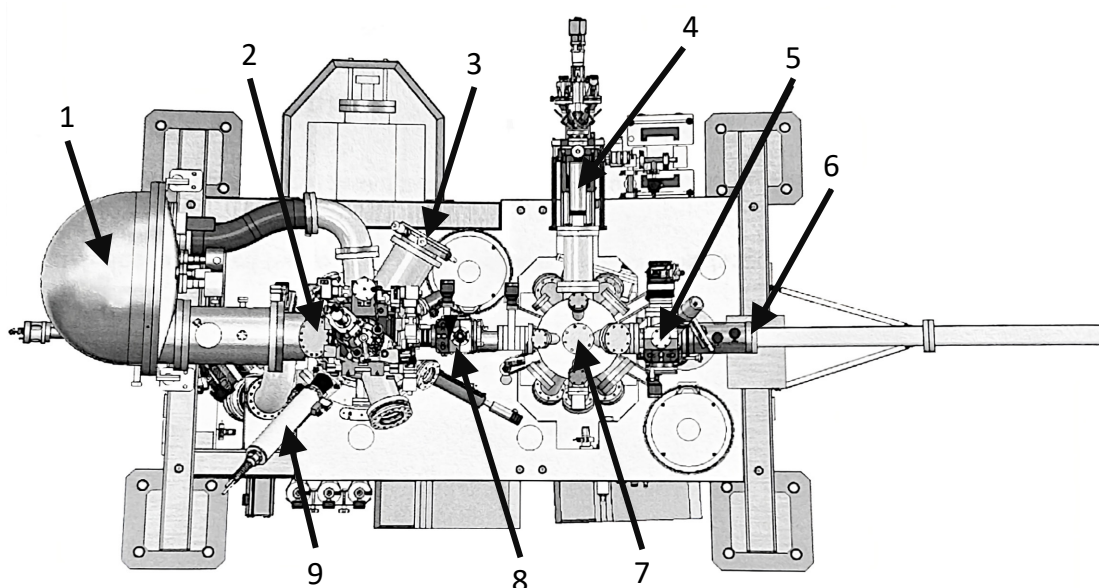
Geometrycznie warunek ten można przedstawić korzystając z pokazanej na rysunku 19. konstrukcji Ewalda. Maksima dyfrakcyjne są obserwowane w kierunkach wyznaczonych przez przecięcia się sfery z prętami sieci odwrotnej. Ponadto zmiana energii elektronów, czyli zmiana promienia $\vec{k}_0$ okręgu, spowoduje przesunięcie punktów dyfrakcyjnych.



Rysunek 19. Konstrukcja Ewalda dla przestrzeni dwuwymiarowej.

2.3. Układ badawczy

Do badań wszystkich próbek wykorzystano układ ultrawysokiej próżni (ang. *ultra-high vacuum*, UHV), którego schemat został przedstawiony na rysunku 20. Można w nim wyróżnić cztery oddzielone od siebie zaworami komory, tj. komorę analizy, preparacji, magazynową oraz załadowczą, które pełnią ściśle określone role, tworząc cały system. Przemieszczanie między tymi komorami próbek, zamocowanych na nośnikach, następuje z wykorzystaniem transferu liniowego.



Rysunek 20. Schemat wykorzystanego do badań układu ultrawysokiej próżni (widok z góry). Oznaczenia:

- 1 – elektrostatyczny analizator energii, 2 – komora analizy wraz z pięcioosiowym manipulatorem,
3 – dyfraktometr LEED, 4 – czteroosiowy manipulator wraz z piecykiem rezystywnym, elektronowym oraz
wagą kwarcową, 5 – komora załadowcza, 6 – transfer liniowy, 7 – komora preparacji,
8 – komora magazynowa, 9 – lampa rentgenowska.

Dzięki zastosowaniu złożonego systemu pompowania, w układzie badawczym możliwe jest uzyskanie ciśnień klasyfikowanych jako próżnia ultrawysoka, tj. w komorze analizy ciśnienie rzędu $4 \cdot 10^{-11}$ mbar i mniejsze, natomiast komorze preparacji $1,5 \cdot 10^{-10}$ mbar i mniejsze. Układ pompowania jest wielostopniowy i składa się z pomp rotacyjnych, turbomolekularnych, jonowych oraz tytanowo-sublimacyjnych.

Ciśnienia panujące w poszczególnych częściach układu mierzone są z wykorzystaniem różnego typu mierników niskiej, wysokiej oraz ultrawysokiej próżni.

Najważniejszą część układu stanowi komora analizy i to w niej odbywa się szeroko rozumiany proces badania próbek. Centralną częścią tej komory jest pięcioosiowy, zmotoryzowany manipulator, który umożliwia precyzyjne i powtarzalne ustawianie próbek w zadanych pozycjach pomiarowych i transferowych. Dodatkowo wyposażony jest on w kriostat przepływowy, dzięki czemu pomiary można prowadzić nawet w bardzo niskich temperaturach (przy wykorzystaniu ciekłego helu nawet w -266°C) oraz w grzałkę oporową, dzięki której pomiary można prowadzić również w temperaturze wyższej od pokojowej (do 200°C). Komora analizy wyposażona jest w elektrostatyczny analizator energii (model R4000/WAL) produkcji Gammatdata–Scienta, który w połączeniu z monochromatycznym źródłem promieniowania UV (Gammatdata–Scienta, model VUV5000) umożliwia badanie powierzchni próbek metodą kątowo-rozdzielczej spektroskopii fotoelektronów (ARPES), a w połączeniu z lampą rentgenowską (PREVAC, model RS 40B1) metodą rentgenowskiej spektrometrii fotoelektronów (XPS). Ponadto w tej komorze znajduje się dyfraktometr siatkowy (OCI-BDL-800-MCP) służący do badań powierzchni metodą dyfrakcji elektronów niskoenergetycznych (LEED). Wyposażony jest w kanałowy powielacz elektronów, dzięki czemu umożliwia obserwację nawet pojedynczych elektronów.

Komora preparacji wyposażona jest w aparaturę umożliwiającą przygotowanie próbek do badań. Centralną częścią tej komory jest czteroosiowy manipulator, wyposażony w piecyk rezystywny (umożliwiający grzanie do 1000°C), piecyk elektronowy (grzanie do 2000°C) oraz wagę kwarcową. W tej komorze znajduje się również działło jonowe umożliwiające czyszczenie powierzchni próbki jonami argonu. Liczne porty umożliwiają instalację dodatkowych instrumentów – w czasie badań wykorzystano elektrochemiczne źródła do nanoszenia siarki oraz selenu, jak również komórkę efuzyjną do nanoszenia telluru.

Komora magazynowa stanowi wydzieloną część komory analizy i zawiera jednoosiowy manipulator z czterema stacjami dokującymi nośniki próbek, dzięki czemu umożliwia bezpieczne ich przechowywanie w warunkach ultrawysokiej próżni.

Komora załadownicza zawiera jednoosiowy manipulator z dwoma stacjami dokującymi nośniki próbek i umożliwia wprowadzenie próbek do układu ultrawysokiej próżni. Proces ten odbywa się po zapowietrzeniu lub zaazotowaniu tej komory i otwarciu portu wejściowego. Dzięki niewielkiej objętości i wydajnemu układowi pomp, komorę załadowniczą można odpompować w stosunkowo krótkim czasie i przenieść próbki w dalszą część układu, tj. do komory preparatyki. Znaczną zaletą tej komory jest kompatybilność portu wejściowego z walizkami próżniowymi, przez co próbki można transportować bez kontaktu z powietrzem między różnymi układami badawczymi, jak również z komór rękawicowych.

3. Preparatyka próbek

Do badań wykorzystano niedomieszkowane oraz domieszkowane siarką kryształy arsenku indu (InAs), których parametry przedstawiono w tabeli 1. Wszystkie próbki przygotowano według tej samej, opisanej poniżej procedury.

Tabela 1. Parametry wykorzystanych w czasie badań kryształów arsenku indu.

Parametr	Wykorzystane kryształy	
	InAs niedomieszkowany	InAs domieszkowany siarką
Oznaczenie w tekście	InAs(undp)	InAs(S)
Producent	MTI Corporation	
Metoda produkcji	metoda Czochralskiego z hermetyzacją cieczą	
Orientacja krystalograficzna	$(100) \pm 0,5^\circ$	
Przewodnictwo	typu n	
Koncentracja nośników ładunku [cm^{-3}]	$< 3 * 10^{16}$	$2 * 10^{18}$
Ruchliwość elektronów [cm^2/Vs]	~ 20000	~ 9000

Z wafla kryształu InAs o orientacji krystalograficznej (001) wycinano prostokątne fragmenty o wymiarach ok. 9×10 mm, które montowano na nośnikach w standardzie Omicron. W celu zapewnienia możliwie dobrego kontaktu termicznego między nośnikiem i kryształem, jak również nośnikiem i piecykiem, na którym później wygrzewano próbkę, stosowano nośniki wykonane z molibdenu. Kryształy z kolei montowano na nośniku z wykorzystaniem szerokich, tantalowych łapek, których konstrukcja umożliwiała mocne dociśnięcie kryształu do nośnika.

Próbki do badań przygotowywano według ściśle opracowanej, czteroetapowej preparatyki. Jej poszczególne etapy dopracowano tak, aby wykluczyć wszystkie niepożądane efekty wpływające w znaczny sposób na końcowo otrzymywane wyniki doświadczalne.

Pierwszy etap preparatyki prowadzony był w komorze rękawicowej w atmosferze gazu obojętnego (azotu), a więc jeszcze poza układem ultrawysokiej próżni i polegał na trawieniu powierzchni próbki 1,25 M roztworem kwasu solnego w izopropanolu (HCl-IPA). Proces ten umożliwia usunięcie z powierzchni kryształu InAs naturalnie występującego na niej tlenku i innych zanieczyszczeń, nie naruszając przy tym jej struktury krystalicznej. Dzięki temu nie wprowadza się nieporządku na powierzchni, co ma miejsce w przypadku często stosowanej metody oczyszczania powierzchni przez bombardowanie jej jonami.

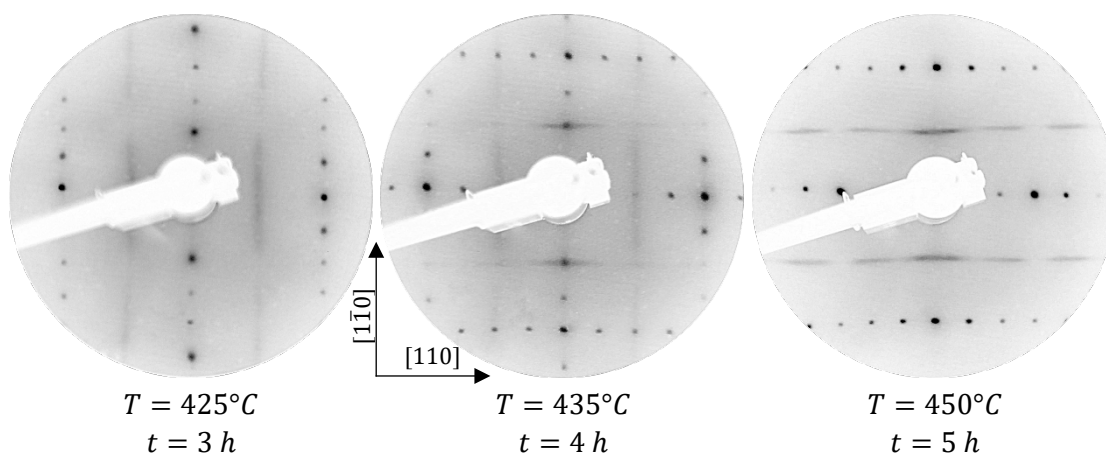
Proces trawienia realizowany był poprzez zrzucanie na powierzchnię kryształu pojedynczych kropli HCl-IPA (łącznie 25 ml roztworu) w czasie pięciu minut, według następującego schematu:

- przepłukanie powierzchni próbki silnym strumieniem izopropanolu;
- trawienie powierzchni 1,25 M roztworem HCl-IPA;
- ponowne przepłukanie powierzchni próbki silnym strumieniem izopropanolu;
- dokładne osuszenie powierzchni próbki za pomocą sprężonego helu (gazu obojętnego).

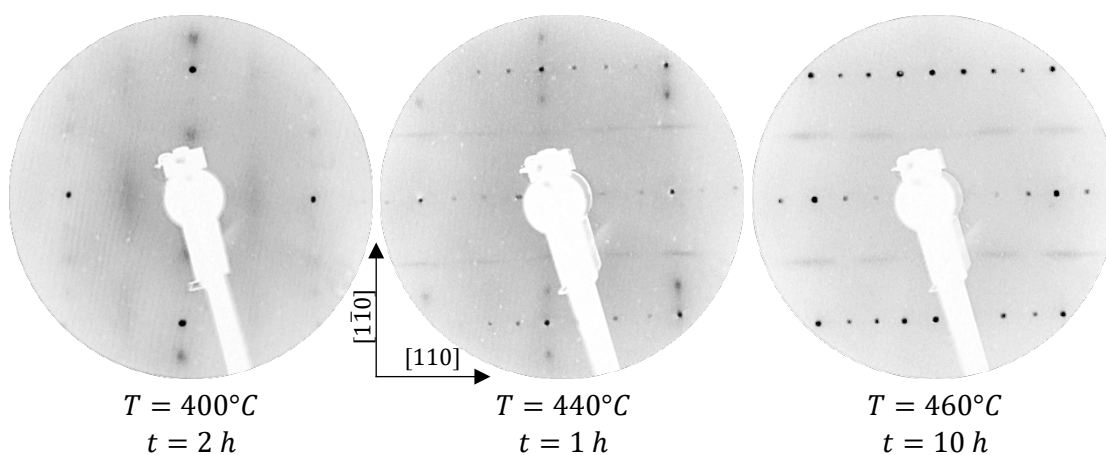
Po zakończonym procesie trawienia próbka była umieszczana w walizce próżniowej podłączonej do komory rękawicowej i bez kontaktu z powietrzem transportowana do układu ultrawysokiej próżni.

Drugi etap preparatyki (jak i wszystkie kolejne) odbywał się już z wykorzystaniem układu badawczego opisanego w rozdziale 2.3, a więc w warunkach ultrawysokiej próżni. Etap ten polegał na długim (kilkunastogodzinnym) wygrzewaniu próbki za pomocą piecyka rezystywnego w temperaturze 470°C. Celem tego procesu było uzyskanie możliwie dobrze uporządkowanej powierzchni o terminacji indowej, która jak zostało wcześniej zbadane, umożliwia uzyskanie najlepszych wyników doświadczalnych. Na powierzchni InAs mogą dominować atomy arsenu lub indu, w zależności od temperatury, w jakiej powierzchnia ta została wygrzana. Po procesie trawienia i wygrzewaniu w niskich temperaturach, orientacyjnie do ok. 420-440°C (w zależności od długości wygrzewania), na powierzchni InAs dominują atomy arsenu i wówczas taką powierzchnię określa się terminacją arsenową. W nieco wyższym, wąskim przedziale temperatur, powierzchnia InAs przyjmuje terminację mieszaną, tj. arsenowo-indową. Po wygrzaniu w temperaturze ponad 450°C na powierzchni dominują już atomy indu, przez co taką powierzchnię określa się terminacją indową. Powodem zmian na powierzchni jest stopniowa desorpcja atomów arsenu w czasie wygrzewania.

Obrazy dyfrakcyjne LEED przedstawiające różne terminacje powierzchni InAs(undp) zostały zaprezentowane na rysunku 21, natomiast powierzchni InAs(S) na rysunku 22.



Rysunek 21. Obrazy dyfrakcyjne LEED (49 eV) dla próbki InAs niedomieszkowanej z oznaczeniem parametrów wygrzewania. Kolejno terminacja: arsenowa, mieszana, indowa.



Rysunek 22. Obrazy dyfrakcyjne LEED (58 eV) dla próbki InAs domieszkowanej siarką z oznaczeniem parametrów wygrzewania. Kolejno terminacja: arsenowa, mieszana, indowa.

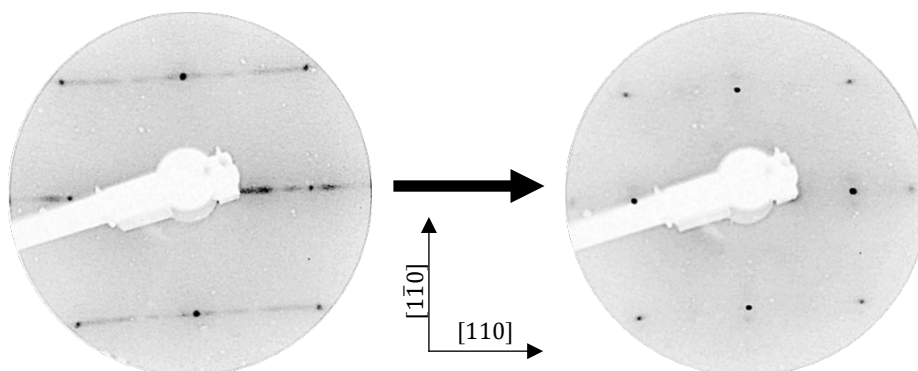
W trzecim etapie, po uzyskaniu dobrze uporządkowanej powierzchni o terminacji indowej, nanoszono na nią pierwiastki z grupy tlenowców. W zależności od próbki była to siarka lub selen deponowane z wykorzystaniem źródeł elektrochemicznych, lub tellur deponowany za pomocą komórki efuzyjnej. Umożliwiło to zbadanie szerokiej gamy próbek, które zestawiono w tabeli 2.

Tabela 2. Zestawienie zbadanych próbek i ich oznaczeń w tekście.

Pierwiastek wykorzystany do wytworzenia 2DEG	Wykorzystany kryształ InAs o orientacji krystalograficznej (001)	
	niedomieszkowany (undp)	domieszkowany siarką (S)
Siarka (S)	S/InAs(undp)	S/InAs(S)
Selen (Se)	Se/InAs(undp)	---
Tellur (Te)	Te/InAs(undp)	Te/InAs(S)

W przypadku wykorzystanych pierwiastków adsorpcja ma charakter chemisorpcji, co powoduje, że jest ona ograniczona do monowarstwy atomowej, lecz tuż po procesie depozycji na powierzchni znajdują się nadmiarowe warstwy atomowe związane przez adsorpcję fizyczną. W czasie pierwszego wygrzewania, prowadzonego bezpośrednio po procesie naniesienia pierwiastka na powierzchnię próbki, nadmiarowe warstwy atomowe ulegają desorpcji. Wówczas powierzchnia cechuje się jednowymiarowym nieporządkiem, co dobrze widać na obrazie dyfrakcyjnym LEED takiej powierzchni w postaci rozmytych refleksów (rys. 23).

W czwartym, ostatnim etapie preparatyki każda próbka była ponownie poddawana cyklowi kilku wygrzewań. W ich czasie następowała częściowa desorpcja zaadsorbowanych na powierzchni atomów oraz stopniowa rekonstrukcja i porządkowanie się tej powierzchni, co zostało przedstawione poniżej.



Rysunek 23. Po lewej: obraz dyfrakcyjny LEED nieuporządkowanej po trzecim etapie preparatyki powierzchni InAs. Po prawej: obraz dyfrakcyjny LEED powierzchni uporządkowanej na skutek cyklu wygrzewań.

4. Metodyka badań

Po zakończonym procesie preparatyki każdą z próbek poddawano cyklom pomiarów ARPES, które były wykonywane w szerokim zakresie temperatur, tj. od -180°C do 180°C . W przypadku wszystkich próbek do badań wykorzystano układ ultrawysokiej próżni opisany szerzej w rozdziale 2.3. Umożliwia on pomiary metodą ARPES z wykorzystaniem lampy UV jako źródła promieniowania. Czas akwizycji pojedynczego, wysokorozdzielczego i dobrego statystycznie widma wynosił kilka godzin. Przez ten okres struktura elektronowa powierzchni próbki nie mogła być w żaden sposób zaburzana, żeby nie wprowadzać dodatkowych poszerzeń pasm na rejestrowanym widmie. W wyższych temperaturach (powyżej ok. -60°C) próbki pozostawały całkowicie stabilne w czasie pomiaru. Nie obserwowano żadnych znaczących zmian na rejestrowanych widmach (np. spłycenia lub poszerzenia pasm) w czasie trwającej około 8 godzin akwizycji danych, jak również po powtórzeniu pomiaru nawet po upływie kilku dni. Przeciwnie sytuacja przedstawiała się w czasie pomiarów w niskich temperaturach (poniżej ok. -60°C). Wówczas prawdopodobnie na skutek adsorpcji na powierzchni próbki wodoru, wchodzącego w skład gazów reszkowych, znajdujących się w komorze analizy, obserwowano postępujące spłycanie się i poszerzanie pasm. Szybkość tego procesu zależała od temperatury, czym ta była niższa, tym następował on szybciej. Problem ten rozwiązano poprzez wykonywanie w tym zakresie temperatur, krótkich, kilkunastominutowych pomiarów, między którymi odgrzewano próbkę na piecyku rezystywnym. Temperatura tych wygrzewań była dobrana tak, żeby umożliwiała szybką desorpcję wodoru z powierzchni próbki, nie naruszając przy tym jej struktury. Poniżej temperatury -100°C już w czasie kilku minut po schłodzeniu próbki obserwowano na widmie ARPES silne zaburzenia jej struktury elektronowej.

5. Badania dwuwymiarowego gazu elektronowego

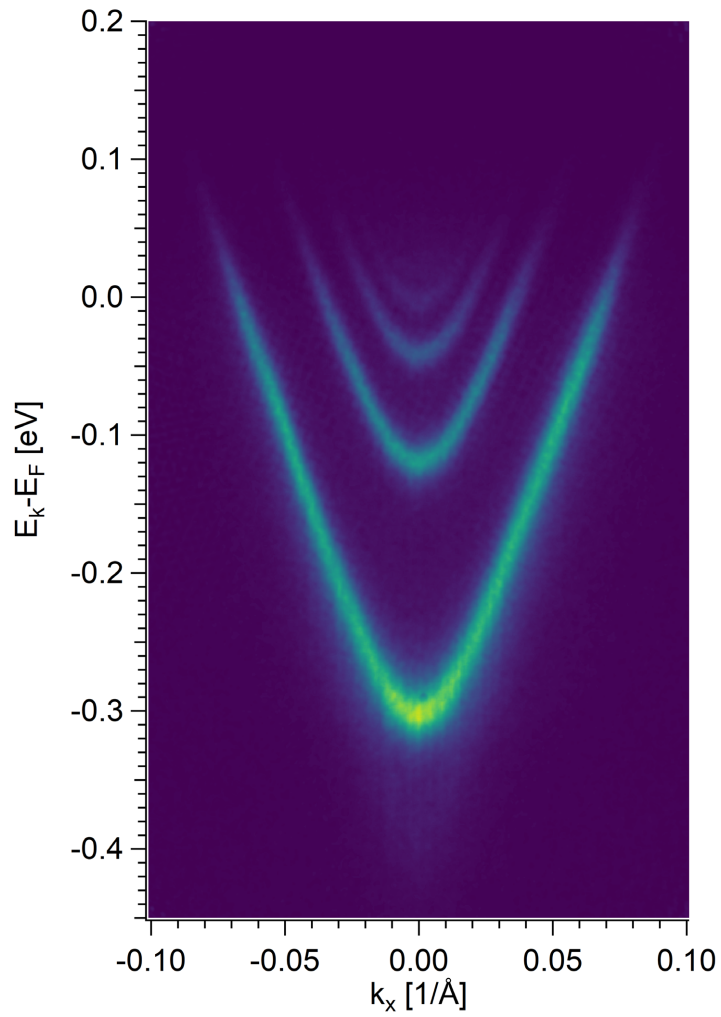
Do badań struktury elektronowej dwuwymiarowego gazu elektronowego wytworzonego na powierzchni półprzewodników III-V wykorzystano metodę ARPES. W tym rozdziale przedstawiono uzyskane wyniki doświadczalne wraz z ich opracowaniem.

5.1. Wysokorozdzielcze widma ARPES

W prowadzonych badaniach niezwykle istotną kwestią było uzyskanie wysokorozdzielczych i dobrych statystycznie widm ARPES, przedstawiających szczególnie strukturę elektronową dwuwymiarowego gazu elektronowego. Zamierzenie to udało się zrealizować dzięki dopracowanej preparatyce (zob. rozdział 3), która gwarantowała możliwie dobrą czystość i uporządkowanie powierzchni badanych próbek (wysoki stosunek sygnału do tła) oraz pracy z maksymalną zdolnością rozdzielczą wykorzystywanej aparatury badawczej.

5.1.1. Dwuwymiarowy gaz elektronowy na powierzchni InAs(undp)

Na rysunku 24. przedstawiono reprezentatywne widmo ARPES dwuwymiarowego gazu elektronowego wytworzonego na powierzchni niedomieszkowanego kryształu arsenku indu, oznaczonego w tekście skrótem InAs(undp).

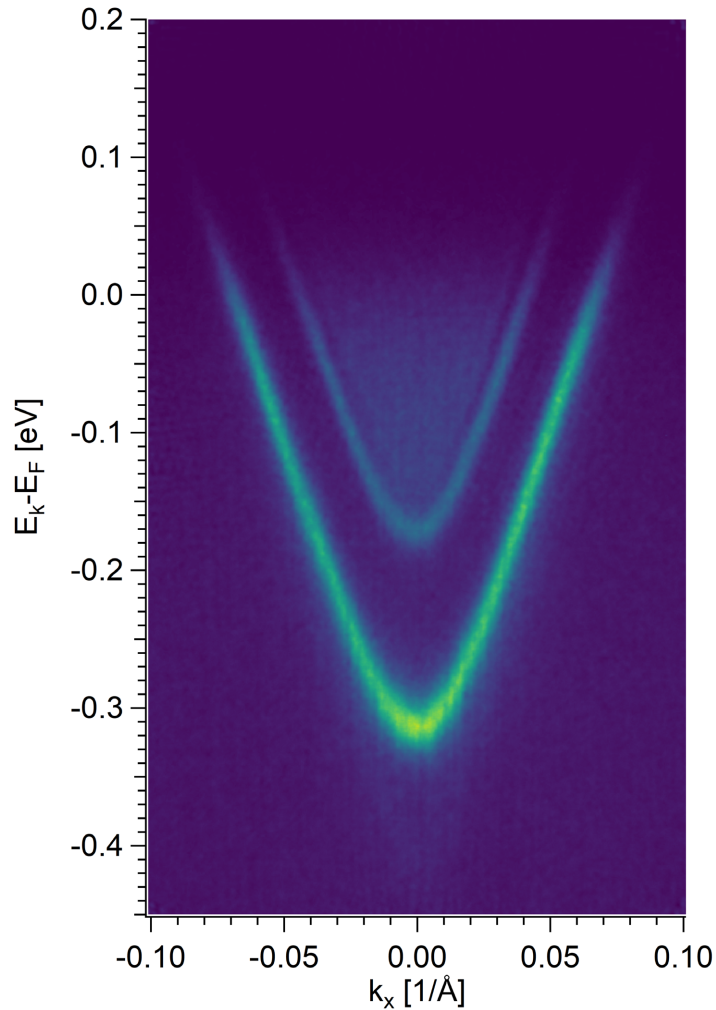


Rysunek 24. Wysokorozdzielcze widmo 2DEG: Te/InAs(undp) zarejestrowane w temperaturze 20°C .

Przedstawione widmo wyraźnie uwidacznia charakterystyczną strukturę pasmową badanego dwuwymiarowego gazu elektronowego. Energia 0 eV odpowiada tutaj poziomowi Fermiego. Na widmie zaobserwować można cztery pasma, które mają nieparaboliczny charakter. Ich ramiona z dala od minimów cechują się niemalże liniowym przebiegiem. Nad czwartym, najpłytszym pasmem zaobserwować można sygnał pochodzący od objętościowego pasma przewodnictwa lub kolejnego podpasma, lecz jest on zbyt słaby, aby mógł być szczegółowo analizowany.

5.1.2. Dwuwymiarowy gaz elektronowy na powierzchni InAs(S)

Na rysunku 25. przedstawiono reprezentatywne widmo ARPES dwuwymiarowego gazu elektronowego wytworzonego na powierzchni domieszkowanego siarką kryształu arsenku indu, oznaczonego w tekście jako InAs(S).

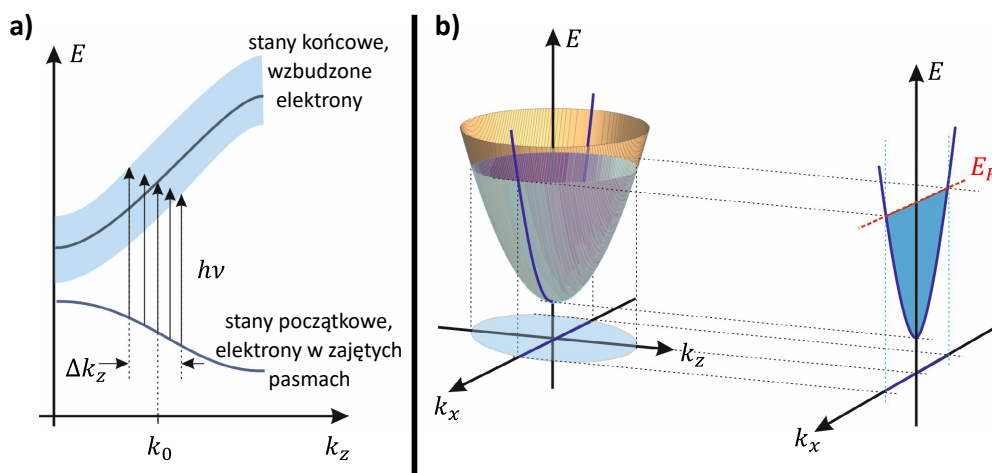


Rysunek 25. Wysokorozdzielcze widmo 2DEG: Te/InAs(S) zarejestrowane w temperaturze 20°C .

W przypadku próbek domieszkowanych siarką zaobserwować można tylko dwa nieparaboliczne pasma, których ramiona z dala od minimów mają liniowy przebieg. Poziom Fermiego przypada dla energii 0 eV. Dobrze obserwowalne jest również objętościowe pasmo przewodnictwa w postaci „wypełnionego” pasma, znajdującego się tuż ponad drugim, płytszym podpasmem (zob. rozdział 5.1.3).

5.1.3. Objętościowe pasmo przewodnictwa obserwowane przez ARPES

Oddziaływanie fotonów UV z elektronami w zajętych pasmach powoduje ich wzbudzenie ze stanów początkowych do stanów końcowych, a różnica energii między tymi stanami jest równa energii $h\nu$ fotonów. Z powodu krótkiej drogi swobodnej fotoelektronów w próbce (rzędu 1 nm), poprzez zasadę nieoznaczoności powstaje znaczna niepewność pędu w stanie końcowym fotoelektronu (zob. trójstopniowy model fotoemisji, rozdział 2.1.2). Składowe k_x oraz k_y wektora falowego ze względu na symetrię translacyjną są zachowane, przez co ich niepewności są małe. Niepewności stanów końcowych muszą zatem zostać sprowadzone do składowej $E(k_z)$ relacji dyspersji, co przedstawiono w postaci szerokiej, niebieskiej linii na rysunku 26a. Niepewności stanów początkowych, wynikające z czasu życia dziur, są przy tym niewielkie, przez co mogą zostać pominięte w rozważaniach. Dzięki temu wzbudzenie zachowujące energię jest możliwe w zakresie Δk_z wokół wartości k_0 , wynikającej z wyboru energii $h\nu$ fotonów.



Rysunek 26. Po lewej: pionowe przejście fotoelektryczne, łączące stany początkowe i końcowe. Po prawej: wyjaśnienie charakteru obserwowanych na widmach ARPES pasm.

Przyjmując, że Δk_x jest zakresem akceptacji spektrometru (związany z długością szczeliny wejściowej) i $k_y = 0$ (co wynika z geometrii szczeliny wejściowej) w czasie pomiaru ARPES mierzone są jednocześnie fotoelektrony ze wszystkich stanów zajętych, mieszczących się w podprzestrzeni $(\Delta k_x, \Delta k_z)$. W przypadku InAs pasmo przewodnictwa

jest zajęte do poziomu Fermiego. Przez to badana przestrzeń wektora falowego jest stosunkowo mała, zlokalizowana w obrębie minimum pasma i ograniczona przez projekcję powierzchni Fermiego (niebieski okrąg), a nie znacznie większy zakres Δk_z i Δk_x (rys. 26b). Ze względu na izotropowy charakter struktury pasmowej w strefie Brillouina kształt tej podprzestrzeni jest kołowy. Widmo ARPES otrzymuje się poprzez rzutowanie odpowiedniej części relacji dyspersji $E(k_x, k_z)$ na płaszczyznę $E(k_x)$. Niebieska linia odpowiada sekcji pasma $E(k_x, 0, 0)$ i stanowi bezpośrednio obserwowaną na widmie ARPES relację dyspersji. Tym samym charakterystyczne „wypełnione” pasmo, dobrze obserwowalne w przypadku 2DEG na powierzchni InAs(S), wskazuje na trójwymiarowość stanów elektronowych (zob. rys. 25).

5.2. Parametry charakteryzujące dwuwymiarowy gaz elektronowy

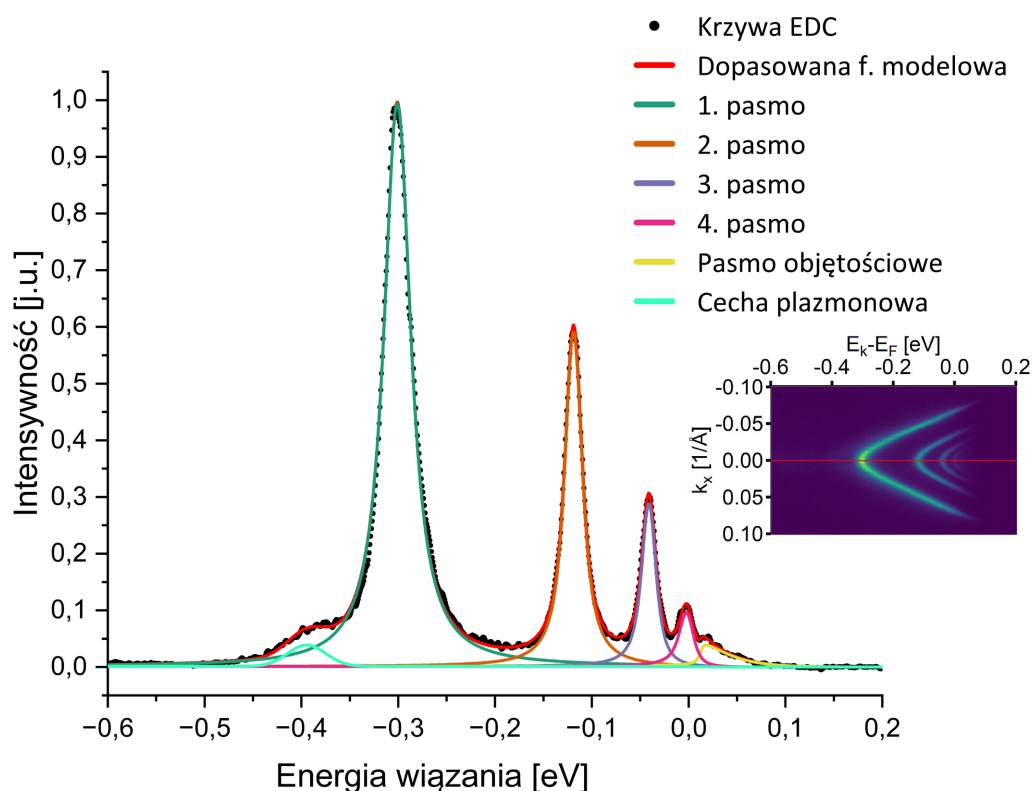
Dwuwymiarowy gaz elektronowy charakteryzują parametry, które można wyznaczyć na podstawie zarejestrowanych widm ARPES. Są to m.in.: minima i szerokości pasm, przerwa wzbroniona, gięcie pasm, masa efektywna elektronów oraz powierzchniowa gęstość elektronów.

5.2.1. Minima i szerokości pasm

5.2.1.1. 2DEG na powierzchni próbek niedomieszkowanych

Do wyznaczenia położenia minimów poszczególnych pasm oraz ich szerokości wykorzystano krzywą rozkładu energii (ang. *energy distribution curve*, EDC) opisującą elektrony wyemitowane w kierunku prostopadłym do powierzchni próbki.

Szczegółową analizę zarejestrowanych widm ARPES przeprowadzono, korzystając z krzywych rozkładu energii (EDC) dla $k_x = 0$. Przykład takiej krzywej przedstawiono na rysunku 27.



Rysunek 27. Krzywa EDC dla $\vec{k}_x = 0$. Próbką Te/InAs(undp). Temperatura pomiaru 20°C.

W celu jednoznacznego wyznaczenia położenia minimów poszczególnych pasm, a także ich szerokości (wzdłuż osi energii) opracowano model opisujący kształt krzywej EDC. Maksima mają mieszany charakter odpowiadający po części rozkładowi Lorentza (szerokie podstawy) oraz Guassa (rozkład normalny). Tym samym możliwe jest opisanie ich rozkładem Voigta, który tworzony jest przez splot funkcji obu wspomnianych rozkładów. Odpowiadającą rozkładowi Gaussa szerokość połówkową (ang. *full width at half maximum*, FWHM) przyjęto jako parametr stały i odniesiono ją do wartości energii odpowiadającej eksperymentalnej zdolności rozdzielczej. W przypadku pierwszego pasma cecha plazmonowa powoduje lewostronne (względem położenia maksimum) zwiększenie intensywności, przez co do opisu włączono dodatkową funkcję Gaussa korygującą ten efekt. W przypadku pozostałych pasm efekt ten jest niewielki, przez co pominięto go w opisie. Objętościowe pasmo przewodnictwa opisano zmodyfikowaną

funkcją arcus tangens, poprawnie oddającą kształt przebiegu krzywej EDC w pobliżu poziomu Fermiego.

Funkcja modelowa składa się zatem z sumy rozkładów Voigta odpowiadających poszczególnym pasmom 2DEG, funkcji Gaussa opisującej cechę plazmonową i zmodyfikowanej funkcji arcus tangens opisującej objętościowe pasmo przewodnictwa lub kolejne podpasmo w całości pomnożonej przez rozkład Fermiego-Diraca:

$$I = (P1 + P2 + P3 + P4 + G + atan) \cdot FD \quad (78)$$

gdzie: $P1, P2, P3, P4$ – funkcje Voigta odpowiadające kolejnym pasmom; G – funkcja Gaussa opisująca cechę plazmonową, $atan$ – zmodyfikowana funkcja arcus tangens opisująca pasmo przewodnictwa lub kolejne podpasmo, FD – rozkład Fermiego-Diraca.

Funkcję tej postaci dopasowywano do danych eksperymentalnych, co pozwoliło wyznaczyć położenia minimów poszczególnych pasm, a także ich szerokości wzdłuż osi energii rozumianych jako szerokość połówkową rozkładu Lorentza (zob. rozdział 6.1).

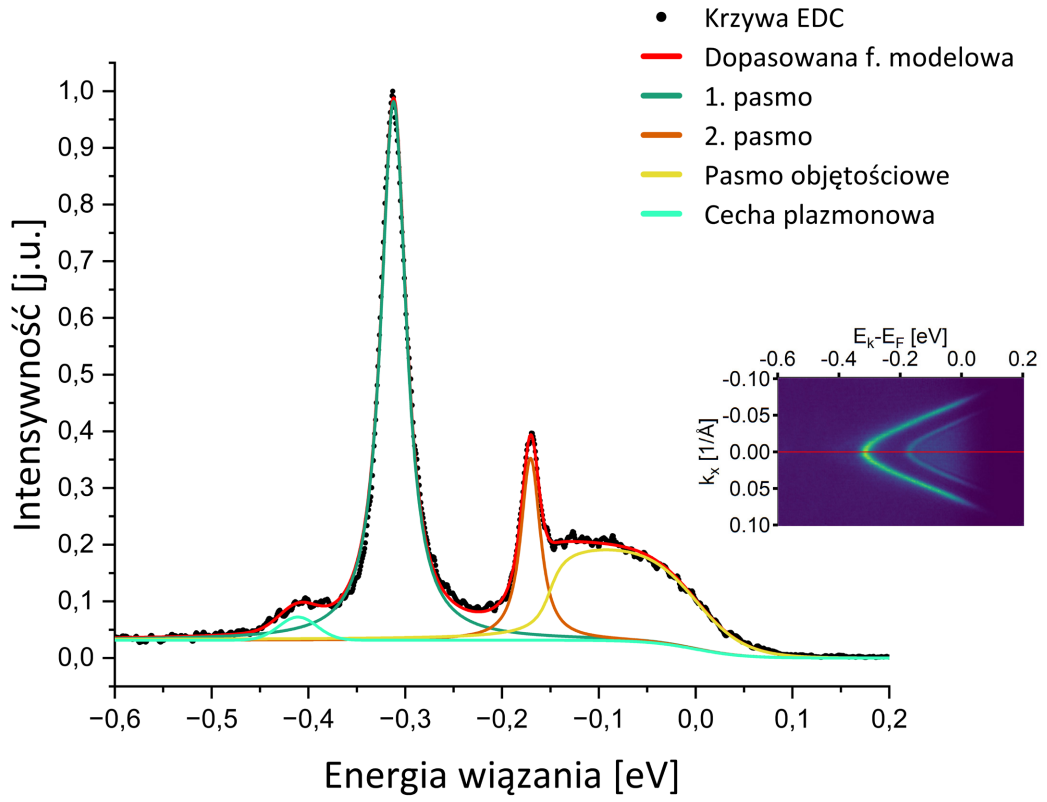
5.2.1.2. 2DEG na powierzchni próbek domieszkowanych siarką

Podobnie postąpiono w przypadku próbek domieszkowanych siarką. Do wyznaczenia położenia minimów poszczególnych pasm i ich szerokości (wzdłuż osi energii) posłużono się krzywymi EDC. Reprezentatywny przykład takiej krzywej przedstawiono na rysunku 28.

W tym przypadku funkcja modelowa ma postać sumy dwóch funkcji Voigta, funkcji Gaussa i zmodyfikowanej funkcji arcus tangens w całości pomnożonej przez rozkład Fermiego-Diraca:

$$I = (P1 + P2 + G + atan) \cdot FD \quad (79)$$

gdzie $P1, P2$ – funkcje Voigta odpowiadające kolejnym pasmom; G – funkcja Gaussa opisująca cechę plazmonową, $atan$ – zmodyfikowana funkcja arcus tangens opisująca objętościowe pasmo przewodnictwa, FD – rozkład Fermiego-Diraca.



Rysunek 28. Krzywa EDC dla $\vec{k}_x = 0$. Próbką Te/InAs(S). Temperatura pomiaru 20°C.

5.2.2. Przerwa wzbroniona

W przypadku badanego arsenku indu wartość przerwy wzbronionej jest sumą czynników zależnych od temperatury (E_g^T) oraz koncentracji donorów (E_g^{Nd}):

$$E_g = E_g^T - E_g^{Nd} \quad (80)$$

Wartość E_g^T wyznaczono korzystając z relacji [63]:

$$E_g^T = 0,415 - 2,76 * 10^{-4} * \frac{T^2}{T + 83} \text{ [eV]} \quad (81)$$

gdzie: T – temperatura kryształu.

Wartość $E_g^{N_d}$ wyznaczono, korzystając z relacji [64]:

$$E_g^{N_d} = 14,0 * 10^{-9} * N_d^{\frac{1}{3}} + 1,97 * 10^{-7} * N_d^{\frac{1}{4}} + 57,9 * 10^{-12} * N_d^{\frac{1}{2}} [eV] \quad (82)$$

gdzie: N_d – koncentracja donorów.

W przeprowadzonych badaniach wykorzystano dwa kryształy różniące się od siebie koncentracją donorów. Wyznaczone wartości $E_g^{N_d}$ zebrano w tabeli:

Tabela 3. Zestawienie koncentracji donorów N_d z odpowiadającymi im parametrami $E_g^{N_d}$.

Parametr	Próbka	
	InAs(undp)	InAs(S)
$N_d [cm^{-3}]$	$3 * 10^{16}$	$2 * 10^{18}$
$E_g^{N_d} [meV]$	16,97	106,93

Należy tutaj zaznaczyć, że istnieją również publikacje [16] wskazujące na znacznie mniejsze wartości $E_g^{N_d}$ w InAs i w przypadku InAs(S) jest to wartość ok. 14 meV, natomiast w przypadku InAs(undp) mniej niż 6 meV.

5.2.3. Gięcie pasm i maksimum pasma walencyjnego

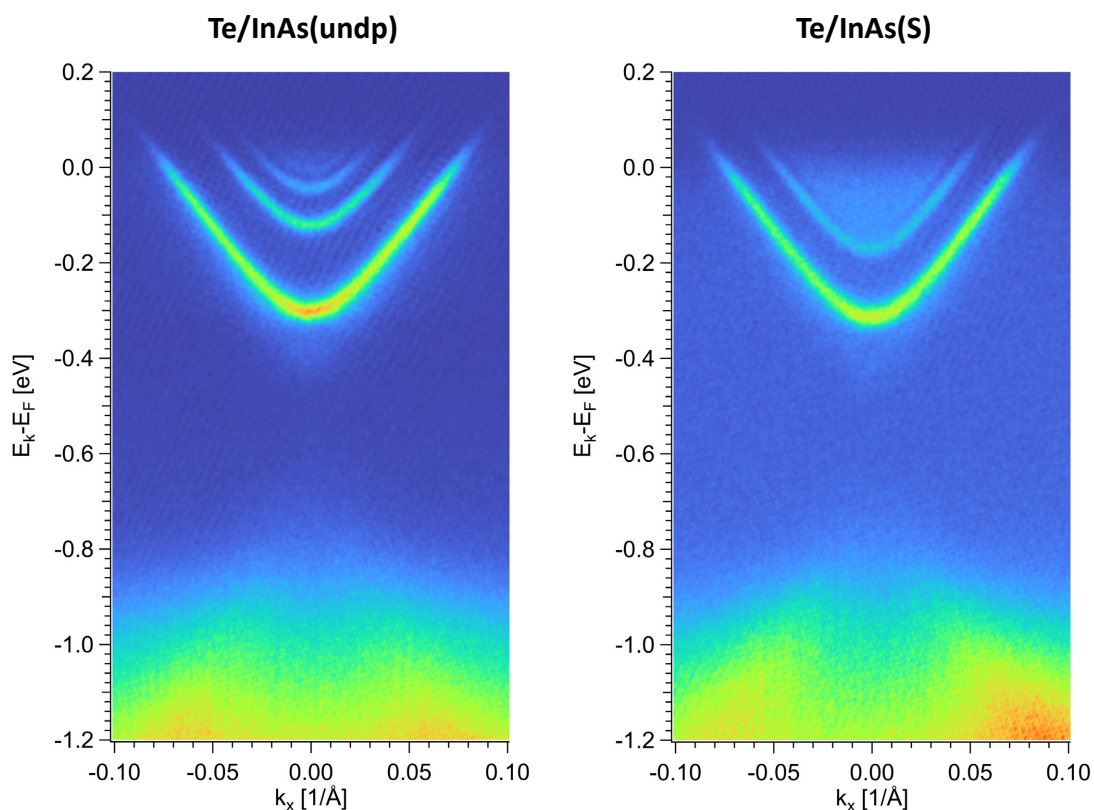
Gięcie pasm (ang. *band bending*, BB) wyznaczono na podstawie zależności [54]:

$$BB = -VBM - E_g - \Delta \quad (83)$$

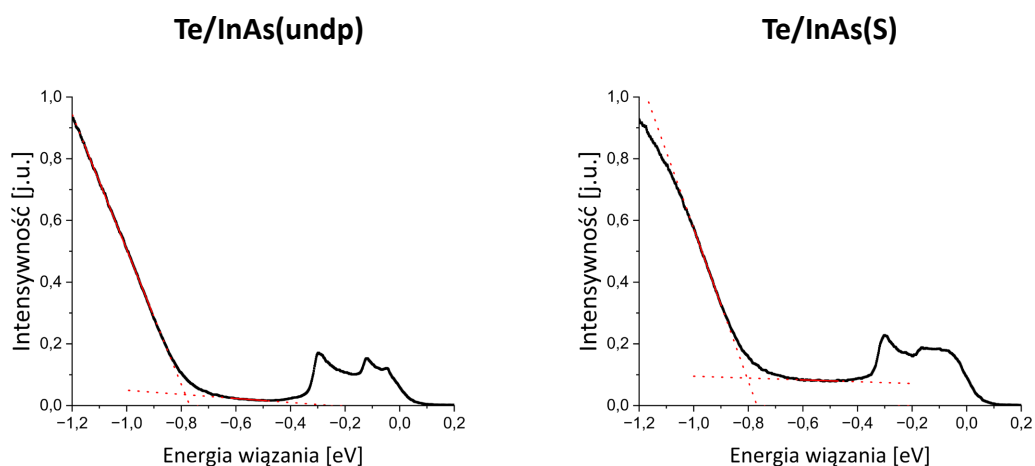
gdzie: VBM – krawędź pasma walencyjnego, E_g – przerwa wzbroniona wyznaczona w sposób przedstawiony w rozdziale 5.2.2, Δ – różnica energii między poziomem Fermiego, a objętościowym pasmem przewodnictwa.

W przypadku badanych próbek krawędź pasma walencyjnego nie była wyraźnie widoczna na widmie ARPES (rys. 29), wobec czego wartość VBM określającą maksimum pasma walencyjnego oszacowano na podstawie punktu przecięcia dwóch ekstrapolowanych funkcji liniowych, dopasowanych do prostoliniowych fragmentów

na krzywej otrzymanej przez scałkowanie widma ARPES po kątach. Zostało to pokazane na rysunku 30.



Rysunek 29. Widmo ARPES z widocznym pasmem walencyjnym (poniżej energii ok. -0,7 eV) dla próbki niedomieszkowanej (po lewej) oraz domieszkowanej siarką (po prawej).



Rysunek 30. Przedstawienie metodyki wyznaczenia wartości VBM dla próbki niedomieszkowanej (po lewej) oraz domieszkowanej siarką (po prawej).

Parametr Δ , zdefiniowany jako różnica energii między poziomem Fermiego a objętościowym pasmem przewodnictwa, wyznaczono przez dopasowanie funkcji modelowej danej równaniem (78) w przypadku próbek InAs(undp) oraz (79) w przypadku próbek InAs(S) do krzywej EDC.

5.2.4. Masa efektywna elektronów na dnie pasma

Pasma dwuwymiarowego gazu elektronowego wytworzonego na powierzchni InAs mają nieparaboliczny charakter. Z tego powodu do relacji dyspersji należy zastosować poprawkę. Przyjmuje ona postać:

$$E(1 + \alpha E) = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m_{\Gamma}^*} \quad (84)$$

gdzie: α – poprawka do energii (dla InAs $\alpha = 1,8 \text{ eV}^{-1}$), $\hbar$ – zredukowana stała Plancka, m_{Γ}^* – masa efektywna elektronów na dnie pasma ($\vec{k} = 0$).

5.2.5. Powierzchniowa gęstość elektronów

Powierzchnia Fermiego 2DEG na InAs ma symetrię kołową [56]. Wobec tego powierzchniową gęstość elektronów można wyznaczyć stosując regułę Luttingera:

$$n_{2D} = \sum_i \frac{\vec{k}_{Fi}^2}{2\pi} \quad (85)$$

gdzie: k_{Fi} – wektory Fermiego dotyczące kolejnych pasm.

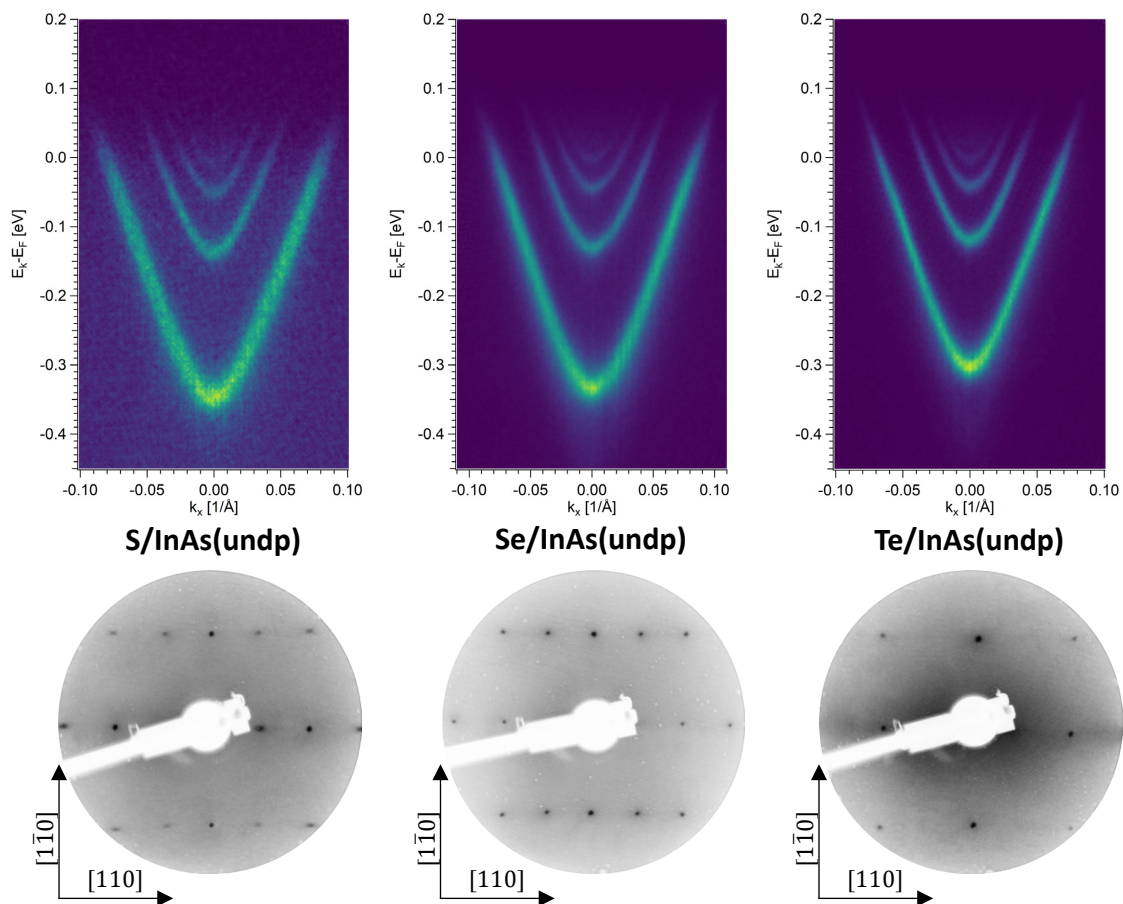
6. Parametry charakteryzujące dwuwymiarowy gaz elektronowy na powierzchni półprzewodników III-V

W tym rozdziale zebrano i porównano parametry charakteryzujące dwuwymiarowy gaz elektronowy wytworzony z wykorzystaniem siarki, selenu oraz telluru na powierzchni półprzewodnika III-V, jakim jest arsenek indu (InAs) niedomieszkowany oraz domieszkowany siarką.

6.1. Dwuwymiarowy gaz elektronowy na powierzchni InAs(undp)

W czasie przeprowadzonych badań wytworzono z wykorzystaniem siarki (S), selenu (Se) oraz telluru (Te) dwuwymiarowy gaz elektronowy na powierzchni niedomieszkowanego kryształu arsenku indu, oznaczonego w tekście jako InAs(undp).

Wykonane w temperaturze 20°C widma ARPES struktury pasmowej 2DEG oraz obrazy dyfrakcyjne takich powierzchni wykonane za pomocą metody LEED zaprezentowano na rysunku 31. Wszystkie próbki miały uporządkowane powierzchnie co potwierdzono za pomocą metody LEED. Powierzchnie próbek S/InAs(undp) oraz Se/InAs(undp) miały rekonstrukcję 2x1, natomiast próbka Te/InAs(undp) rekonstrukcję 1x1. Otrzymane widma ARPES są zbliżone do siebie. Przez ich porównanie wizualne można wprost stwierdzić, że główną różnicą jest głębokość pasm. Dopiero szczegółowa analiza otrzymanych wyników w kontekście parametrów charakteryzujących dwuwymiarowy gaz elektronowy ujawnia kolejne różnice.



Rysunek 31. Porównanie widm ARPES i obrazów dyfrakcyjnych LEED (54 eV) dla poszczególnych próbek: (od lewej) S/InAs(undp), Se/InAs(undp) oraz Te/InAs(undp). Temperatura pomiaru 20°C.

Zebrane widma poddano szczegółowej analizie i dla wszystkich próbek wyznaczono opisane w rozdziale 5.2 parametry charakteryzujące 2DEG. Porównano je w zależności od pierwiastka wykorzystanego do wytworzenia 2DEG na powierzchni InAs(undp).

Wyznaczone położenia minimum poszczególnych pasm zebrano w tabeli 4. Jak można zaobserwować, najgłębsze pasma zarejestrowano dla próbki S/InAs(undp), gdzie minimum głównego pasma przypadło dla energii ok. -344 meV . W przypadku próbki Se/InAs(undp) pasma były nieco płytsze, a minimum głównego z nich przypadło dla energii ok. -337 meV . Najpłytsze pasma zarejestrowano dla próbki Te/InAs(undp), gdzie minimum pierwszego pasma przypadło dla energii ok. -301 meV . W przypadku kolejnych pasm sytuacja była analogiczna.

Tabela 4. Minima pasm 2DEG na powierzchni InAs(undp), temperatura pomiaru 20°C.
Niepewności wynoszą ± 2 meV.

Położenie minimum pasma [meV]	Próbka		
	S/InAs(undp)	Se/InAs(undp)	Te/InAs(undp)
E_1	-344,41	-336,73	-300,98
E_2	-133,99	-129,87	-118,94
E_3	-49,67	-42,38	-40,82
E_4	-5,37	-2,01	-1,55

Kolejnym parametrem, który wyznaczono, jest szerokość (wzdłuż osi energii) danego pasma w jego minimum. Jako szerokość rozumiana jest tutaj szerokość połówkowa rozkładu Lorentza funkcji opisanej w rozdziale 5.2.1.1. W tabeli 5. zebrano otrzymane wartości. Analizę czwartego, najpłytszego pasma w tym przypadku pominięto ze względu na jego niewielką intensywność, która przekłada się na dużą niepewność wyznaczenia tej wartości. Najszersze pasma zaobserwowano dla próbki Se/InAs(undp), nieco węższe dla próbki S/InAs(undp), a najwęższe dla próbki Te/InAs(undp).

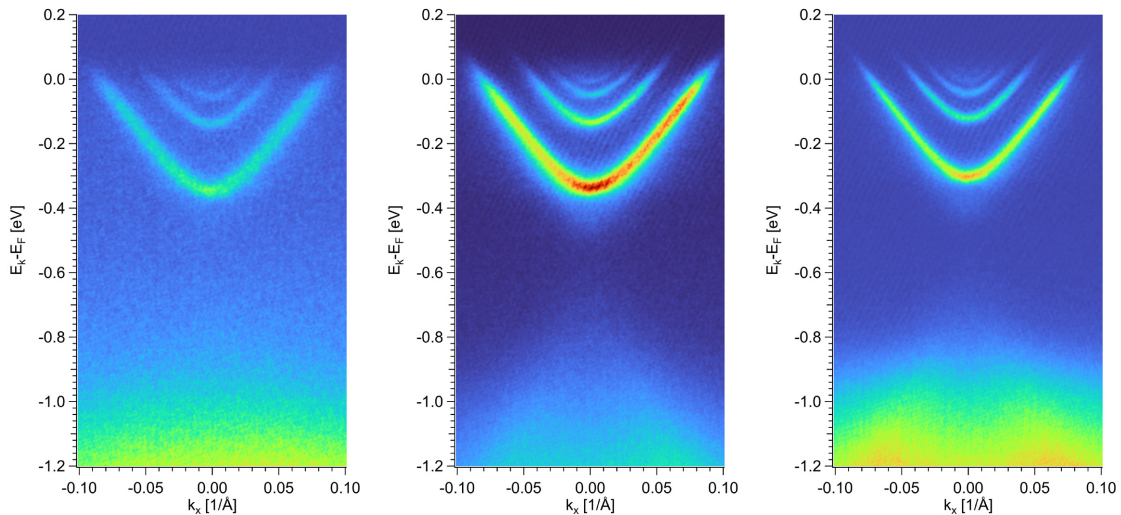
Tabela 5. Szerokości pasm 2DEG na powierzchni InAs(undp), temperatura pomiaru 20°C.
Niepewności wynoszą ± 2 meV.

Szerokość pasma w minimum [meV]	Próbka		
	S/InAs(undp)	Se/InAs(undp)	Te/InAs(undp)
Γ_1	35,82	37,55	31,48
Γ_2	21,59	24,48	18,4
Γ_3	13,99	15,8	14,1

W tabeli 6. zebrano wyznaczone wektory falowe Fermiego i obliczone za pomocą równania (85) powierzchniowe gęstości elektronów. Najwyższy wynik wynoszący $13,67(38) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ otrzymano dla próbki z siarką. Dla próbki z selenem otrzymano wartość $11,35(34) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, natomiast dla próbki z tellurem $10,18(33) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Tabela 6. Wektory falowe Fermiego oraz gęstości powierzchniowe elektronów 2DEG na powierzchni InAs(undp), temperatura pomiaru 20°C. Niepewności wektora falowego Fermiego wynoszą 0,008 Å⁻¹.

Parametr		Próbka		
		S/InAs(undp)	Se/InAs(undp)	Te/InAs(undp)
Wektor falowy Fermiego [Å ⁻¹]	k_{F1}	0,080	0,074	0,069
	k_{F2}	0,041	0,037	0,036
	k_{F3}	0,022	0,018	0,018
	k_{F4}	0,008	0,005	0,005
Gęstość powierzchniowa elektronów	$n_{2D} \left[\frac{10^{12}}{cm^2} \right]$	13,67(38)	11,35(34)	10,18(33)



Rysunek 32. Porównanie widm ARPES wykonanych w szerokim zakresie energii dla poszczególnych próbek: (od lewej) S/InAs(undp), Se/InAs(undp) oraz Te/InAs(undp). Temperatura pomiaru 20°C.

Kolejne wyznaczone dla zbadanych próbek parametry to maksimum pasma walencyjnego (VBM, zob. rozdział 5.2.3), gięcie pasm (BB, zob. rozdział 5.2.3) oraz masy efektywne elektronów m_{Γ}^* na dnie poszczególnych pasm (zob. rozdział 5.2.4). Podobnie jak w przypadku poprzednich parametrów największe wartości uzyskano dla 2DEG wytworzonego z wykorzystaniem siarki, nieco mniejsze z wykorzystaniem selenu i najmniejsze dla telluru. Wartości te zebrano w tabeli 7.

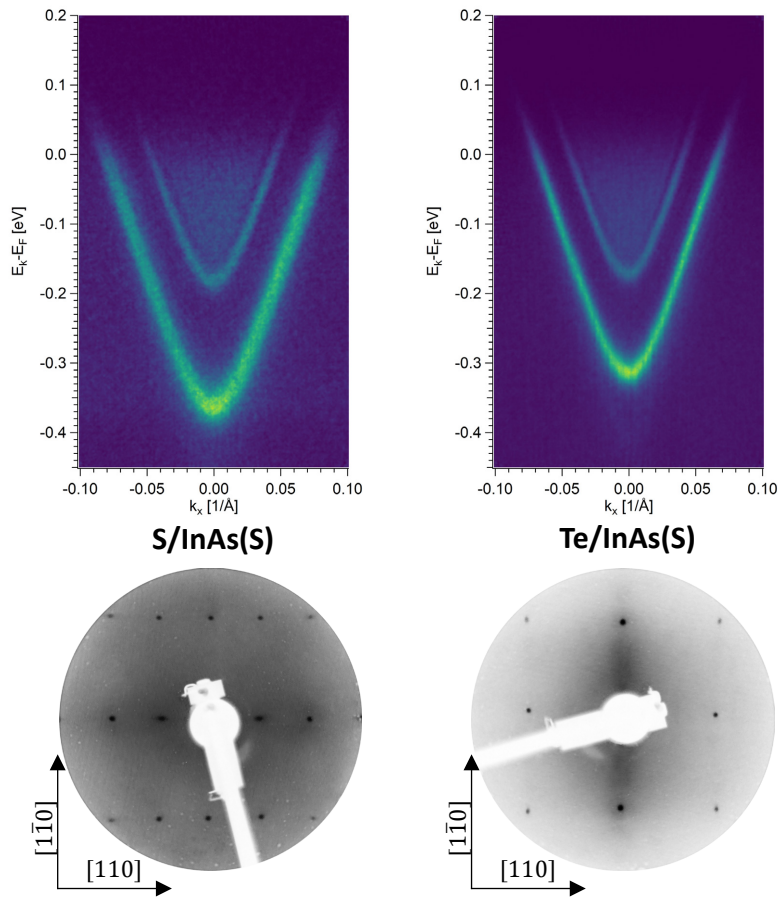
Tabela 7. Pozostałe parametry 2DEG na powierzchni InAs(undp), temperatura pomiaru 20°C. Niepewności dla VBM oraz BB wynoszą ± 25 meV.

Parametr		Próbka		
		S/InAs(undp)	Se/InAs(undp)	Te/InAs(undp)
VBM [meV]		-881	-824	-789
BB [meV]		502	439	408
Masa efektywna elektronów na dnie pasma [m_e]	$m_{\Gamma_1}^*$	0,00263(1)	0,00232(1)	0,00229(3)
	$m_{\Gamma_2}^*$	0,00229(2)	0,00217(2)	0,00204(3)
	$m_{\Gamma_3}^*$	0,00198(4)	0,00193(2)	0,00193(2)

6.2. Dwuwymiarowy gaz elektronowy na powierzchni InAs(S)

W przypadku próbek InAs domieszkowanych siarką, oznaczonych jako InAs(S), zbadano dwuwymiarowy gaz elektronowy wytworzony z wykorzystaniem siarki (S) oraz telluru (Te).

Wykonane w temperaturze 20°C widma ARPES przedstawiające strukturę pasmową 2DEG oraz obrazy dyfrakcyjne takich powierzchni wykonane za pomocą metody LEED zaprezentowano na rysunku 33. Obie powierzchnie były uporządkowane krystalograficznie, przy czym powierzchnia próbki S/InAs(S) miała rekonstrukcję 2x1, natomiast powierzchnia próbki Te/InAs(S) rekonstrukcję 1x1.



Rysunek 33. Porównanie widm ARPES i obrazów dyfrakcyjnych LEED (54 eV) dla poszczególnych próbek: (od lewej) S/InAs(S) oraz Te/InAs(S). Temperatura pomiaru 20°C.

Zebrane widma poddano szczegółowej analizie i dla wszystkich próbek wyznaczono opisane w rozdziale 5.2 parametry charakteryzujące 2DEG. Porównano je w zależności od pierwiastka wykorzystanego do wytworzenia 2DEG na powierzchni InAs(S).

Wyznaczone położenia minimów poszczególnych pasm zebrano w tabeli 8. Najgłębsze pasma zarejestrowano dla próbki S/InAs(S), dla której minimum głównego pasma przypadło dla energii ok. -361 meV , natomiast minimum drugiego pasma dla energii ok. -181 meV . W przypadku próbki Te/InAs(S) pasma były płytsze i minimum głównego pasma przypadło dla energii ok. -312 eV , a drugiego pasma dla energii ok. -169 meV .

Tabela 8. Minima pasm 2DEG na powierzchni InAs(S), temperatura pomiaru 20°C.
Niepewności wynoszą ± 2 meV.

Położenie minimum pasma [meV]	Próbka	
	S/InAs(S)	Te/InAs(S)
E_1	-360,68	-312,03
E_2	-181,12	-168,52

Szerokości pasm (wzdłuż osi energii) w ich minimach zebrano w tabeli 9. Szerokość jest tutaj rozumiana jako szerokość połówkowa rozkładu Lorentza funkcji opisanej w rozdziale 5.2.1.2. W przypadku próbki S/InAs(S) oba pasma w minimach były szersze niż w przypadku próbki Te/InAs(S).

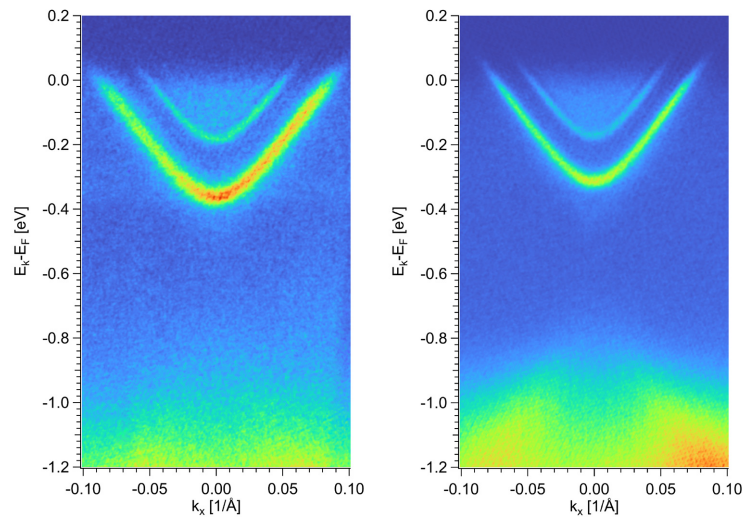
Tabela 9. Szerokości pasm 2DEG na powierzchni InAs(S), temperatura pomiaru 20°C.
Niepewności wynoszą ± 2 meV.

Szerokość pasma w minimum [meV]	Próbka	
	S/InAs(S)	Te/InAs(S)
Γ_1	41,61	29,51
Γ_2	26,71	20,62

W tabeli 10. zebrano wyznaczone wektory falowe Fermiego i obliczone z ich wykorzystaniem za pomocą równania (85) powierzchniowe gęstości elektronów. Dla próbki z siarką otrzymano wartość $13,62(32) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, natomiast dla próbki z tellurem $10,17(28) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Tabela 10. Wektory falowe Fermiego oraz gęstości powierzchniowe elektronów 2DEG na powierzchni InAs(S), temperatura pomiaru 20°C. Niepewności wektora falowego Fermiego wynoszą $0,008 \text{ \AA}^{-1}$.

Parametr		Próbka	
		S/InAs(S)	Te/InAs(S)
Wektor falowy Fermiego [$\text{\AA}^{-1}$]	k_{F1}	0,080	0,068
	k_{F2}	0,047	0,042
Gęstość powierzchniowa elektronów	$n_{2D} \left[\frac{10^{12}}{\text{cm}^2} \right]$	13,62(32)	10,17(28)



Rysunek 34. Porównanie widm ARPES wykonanych w szerokim zakresie energii dla poszczególnych próbek: (od lewej) S/InAs(S) oraz Te/InAs(S). Temperatura pomiaru 20°C.

W tabeli 11. zebrano pozostałe parametry charakteryzujące 2DEG na powierzchni InAs(S) takie jak maksimum pasma walencyjnego (VBM, zob. rozdział 5.2.3), gięcie pasm (BB, zob. rozdział 5.2.3) oraz masa efektywna elektronów m_{Γ}^* na dnie poszczególnych pasm (zob. rozdział 5.2.4). Ponownie, dla 2DEG wytworzonego z wykorzystaniem siarki wyznaczone wartości były największe.

Tabela 11. Pozostałe parametry 2DEG na powierzchni InAs(S), temperatura pomiaru 20°C. Niepewności dla VBM oraz BB wynoszą ± 25 meV.

Parametr		Próbka	
		S/InAs(S)	Te/InAs(S)
VBM [meV]		-886	-804
BB [meV]		584	496
Masa efektywna elektronów na dnie pasma [m_e]	$m_{\Gamma_1}^*$	0,00245(1)	0,00217(2)
	$m_{\Gamma_2}^*$	0,00206(2)	0,00191(2)

7. Opis dwuwymiarowego gazu elektronowego na gruncie modeli jednoelektronowych

W rozdziale przedstawiono opis dwuwymiarowego gazu elektronowego na gruncie modeli jednoelektronowych. Wykorzystano model $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ Kane'a do opisu zarejestrowanych za pomocą metody ARPES pasm oraz wyznaczenia mas efektywnych elektronów.

7.1. Model Poissona i Schrödingera z przybliżeniem Thomasa-Fermiego

Jednym ze sposobów opisu teoretycznego dwuwymiarowego gazu elektronowego jest wykorzystanie sprzężonych równań Poissona i Schrödingera [65].

Do wyznaczenia wartości potencjału jednoelektronowego $V(z)$ opisującego gięcie pasm w funkcji głębokości z pod powierzchnią kryształu wykorzystuje się równanie Poissona:

$$\frac{d^2}{dz^2} V(z) = \frac{e^2}{\epsilon_0 \epsilon_b} [p_{hh}(z) + p_{lh}(z) + p_d(z) - n_{cb}(z)] \quad (86)$$

gdzie: ϵ_0 – stała elektryczna próżni, ϵ_b – przenikalność elektryczna kryształu, p_{hh} – lokalna gęstość ciężkich dziur, p_{lh} – lokalna gęstość lekkich dziur, p_d – gęstość zjonizowanych donorów, n_{cb} – lokalna gęstość elektronowa.

Zakłada się przy tym, że potencjał $V(z)$ spełnia następujące warunki:

$$\begin{aligned} V(0) &= BB \\ V(z) &\rightarrow 0 \text{ dla } z \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (87)$$

gdzie: BB – gięcie pasm (ang. *band bending*).

Ponadto obojętność elektryczna kryształu (dla $V(z) = 0$) narzuca dodatkowy warunek, obowiązujący głęboko pod powierzchnią:

$$p_{hh} + p_{lh} + p_d - n_{cb} = 0 \quad (88)$$

Lokalną gęstość elektronową n_{cb} wyznacza się, korzystając z przybliżenia Thomasa-Fermiego i wyraża się ona jako:

$$n_{cb} = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{1 + \exp[\beta(E_{cb}(\mathbf{k}) - E_F + V(\mathbf{z}))]} \quad (89)$$

gdzie: $\beta = \frac{1}{k_B T}$, k_B – stała Boltzmanna, T – temperatura, E_{cb} – relacja dyspersji dla pasma przewodnictwa, E_F – poziom Fermiego, $V(\mathbf{z})$ – energia potencjalna elektronu.

Lokalna gęstość ciężkich (dla InAs $0,41m_e$) i lekkich ($0,021m_e$) dziur wynosi natomiast:

$$p_i = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{1 + \exp\left[\beta\left(E_g + \frac{\hbar^2}{2m_i} k^2 + E_F - V(\mathbf{z})\right)\right]} \quad (90)$$

gdzie: $i = \{hh, lh\}$, dla ciężkich i lekkich dziur.

Do wyznaczenia funkcji falowych oraz energii pasm 2DEG wykorzystuje się równanie Schrödingera, które ma postać:

$$[E_{cb}(\mathbf{k}^2) + V(\mathbf{z})]\psi = E\psi \quad (91)$$

gdzie: $\psi = \psi(x, y, z, k_x, k_y)$.

Funkcja falowa ψ może być rozdzielona na część zależną od zmiennych odnoszących się do płaszczyzny ($\parallel$) i część wychodzącą poza tę płaszczyznę ($\perp$):

$$\psi = \psi(\mathbf{r}_{\parallel}, \mathbf{z}, \mathbf{K}_{\parallel}) = \psi_{\parallel}(\mathbf{r}_{\parallel}, \mathbf{K}_{\parallel})\psi_{\perp}(\mathbf{z}, \mathbf{K}_{\parallel}) \quad (92)$$

Po wybraniu funkcji bazowych w postaci $\sin(k_z)$ problem ten sprowadza się do rozwiązywalnej numerycznie reprezentacji macierzowej [65]:

$$M_{\mathbf{K}_{\parallel}} a_{\mathbf{K}_{\parallel}} = E_{\mathbf{K}_{\parallel}} a_{\mathbf{K}_{\parallel}} \quad (93)$$

gdzie: $[M]_{mn} = E_{cb} \left(\sqrt{\mathbf{K}_{\parallel}^2 + \left(\frac{m\pi}{L}\right)^2} \right) \delta_{mn} + \frac{2}{L} \int_0^L dz V(\mathbf{z}) \sin\left(\frac{m\pi}{L} z\right) \sin\left(\frac{n\pi}{L} z\right)$,

L – długość dobrana tak, żeby funkcja falowa zanikała dla $z = L$.

Wartości i funkcje własne tej macierzy pozwalają wyznaczyć energie pasm i funkcje falowe normalne do powierzchni przy założeniu wspomnianego potencjału jednoelektronowego wyznaczonego równaniem Poissona (wzór 86).

7.2. Model $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ Kane'a

Model $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ Kane'a, szerzej opisany w rozdziale 1.2.2, odnosi się do trójwymiarowej sieci krystalicznej, co powoduje, że nie jest oczywistym czy można go wprost wykorzystać do opisu układu dwuwymiarowego. Niemniej, postać relacji dyspersji w modelu $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ wynika z formy i symetrii potencjału krystalicznego $V(\mathbf{r})$. Tym samym, ze względu na to, że 2DEG zajmuje warstwę o grubości od kilku do kilkunastu nanometrów forma i symetria $V(\mathbf{r})$ w istotnym obszarze są takie same jak w objętości. Wyjątek stanowi gradient potencjału elektrostatycznego na powierzchni, który jest jednak słaby w porównaniu z potencjałem krystalicznym. Drugą przesłanką do wykorzystania modelu $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ do opisu 2DEG są doniesienia literaturowe o masach efektywnych zależnych od uwięzienia elektronów, a więc szerokości studni potencjału [66, 67].

Relacja dyspersji $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$, uwzględniająca nieparaboliczność pasm, jest następująca:

$$E_{cb}(\mathbf{k}^2) = \frac{\hbar^2}{2m_0} \mathbf{k}^2 + \frac{E_g}{2} \left(\sqrt{1 + 4\mathbf{P}^2 \mathbf{k}^2} - 1 \right) \quad (94)$$

$$\mathbf{P}^2 = \frac{3\hbar^2}{2m_0} \left(\frac{m_e}{m_{cb}} - 1 \right) \frac{E_g + \Delta}{(3E_g + 2\Delta)E_g}$$

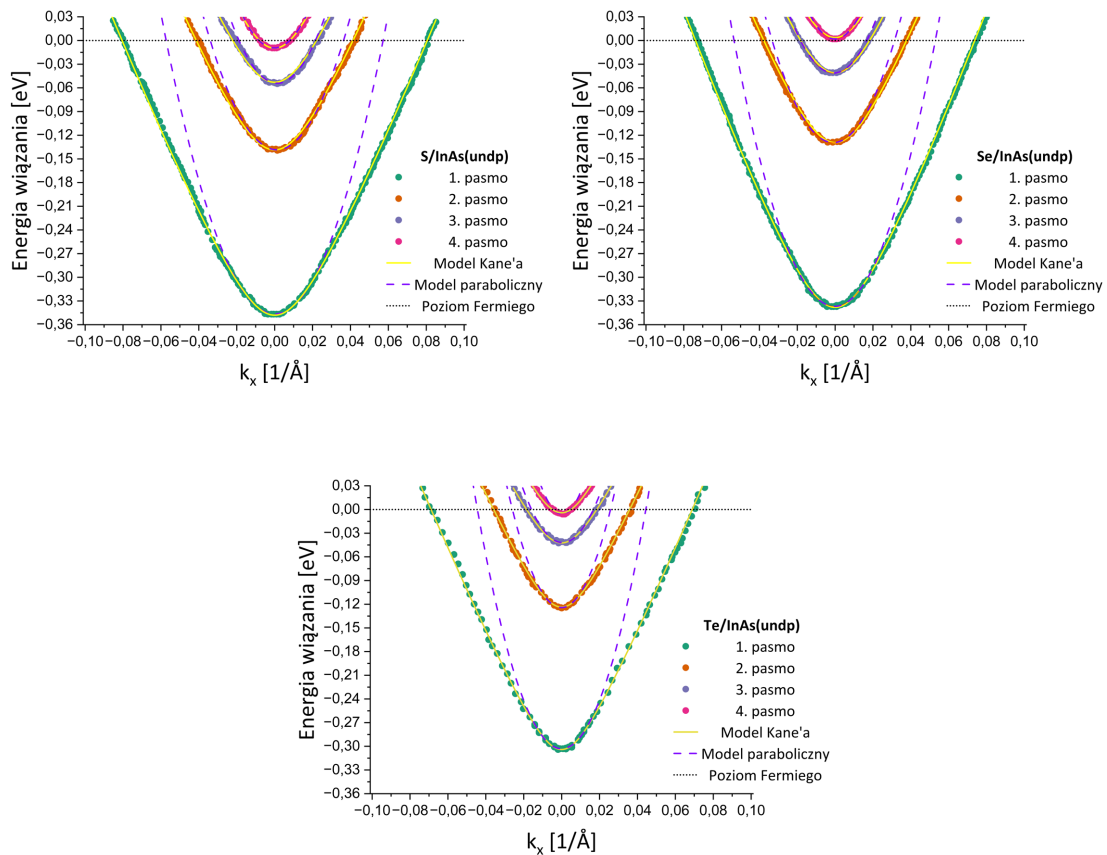
gdzie: E_g – przerwa wzbroniona wyznaczona w sposób przedstawiony w rozdziale 5.2.2, m_e – masa elektronu w próżni, Δ – stała sprzężenia spin-orbita (dla InAs $\Delta = 0,381$ eV), m_{cb} – masa efektywna elektronu w pasmie przewodnictwa.

Zarejestrowane widma ARPES poddano digitalizacji poprzez wyznaczenie gęstych punktów na liniach środkowych poszczególnych pasm, a następnie dokonano ich analizy

poprzez dopasowanie do ich przebiegu funkcji modelowych. W przypadku każdej z próbek do pierwszego pasma dopasowano relację dyspersji $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ Kane'a daną równaniem (94). Jedynym wolnym parametrem dopasowywanej funkcji była masa m_{cb} . Kolejne, płytsze pasma dostatecznie dobrze opisane zostały poprzez przesunięcie w pionie funkcji otrzymanej dla pierwszego pasma. Ponadto do niewielkiego wycinka pasm w obrębie ich minimów dopasowano funkcję paraboliczną.

7.2.1. Model $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ Kane'a dla 2DEG na powierzchni InAs(undp)

Przedstawione w rozdziale 6.1 widma ARPES dwuwymiarowego gazu elektronowego wytworzonego z wykorzystaniem siarki (S), selenu (Se) oraz telluru (Te) na powierzchni InAs(undp) poddano digitalizacji, a otrzymane wyniki zestawiono na rysunku 35. Rozmiar punktów na wykresach odnosi się do niepewności wyznaczenia środków pasm.



Rysunek 35. Digitalizacja zarejestrowanych za pomocą metody ARPES pasm 2DEG na powierzchni próbek InAs(undp) oraz dopasowanie modelu $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ Kane'a i funkcji parabolicznej.

Jak można zaobserwować na rysunku 36, w przypadku wszystkich próbek jednoelektronowy model Kane’a dobrze opisuje charakter i kształt zarejestrowanych pasm. Ponadto, dzięki dopasowaniu funkcji parabolicznych do niewielkich wycinków pasm w obrębie ich minimów, uwidacznia się ich silnie nieparaboliczny charakter.

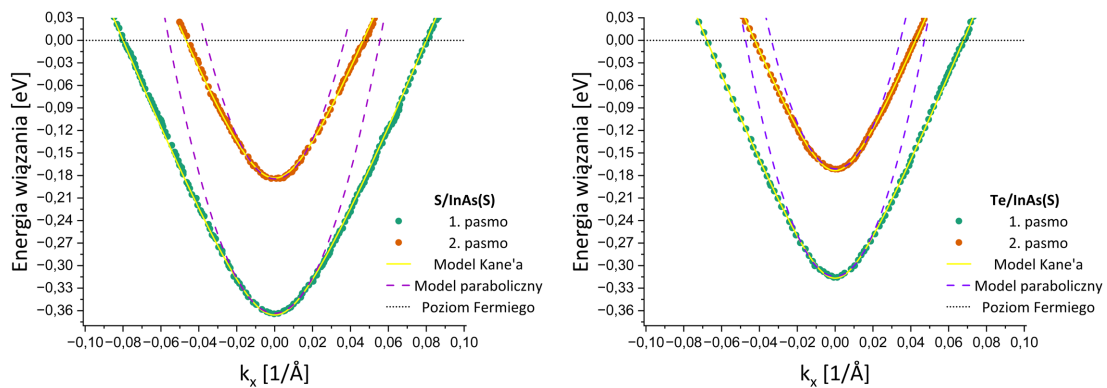
Wyznaczone z wykorzystaniem modelu $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ Kane’a masy m_{cb} zestawiono w tabeli 12. Jak można zaobserwować, w przypadku wszystkich próbek masy te są jednakowe w zakresie przyjętej niepewności.

Tabela 12. Wyznaczone za pomocą modelu Kane’a masy efektywne elektronów dla 2DEG na powierzchni InAs(undp).

Parametr	Próbka		
	S/InAs(undp)	Se/InAs(undp)	Te/InAs(undp)
$m_{cb} [m_e]$	0,036(2)	0,035(2)	0,035(2)

7.2.2. Model Kane’a dla 2DEG na powierzchni InAs(S)

Podobnie postąpiono w przypadku dwuwymiarowego gazu elektronowego wytworzonego z wykorzystaniem siarki (S) oraz telluru (Te) na powierzchni InAs(S). Przedstawione w rozdziale 6.2 widma ARPES poddano digitalizacji, a otrzymane wyniki zestawiono na rysunku 36. Rozmiar punktów na wykresach odnosi się do niepewności wyznaczenia środków pasm.



Rysunek 36. Digitalizacja zarejestrowanych za pomocą metody ARPES pasm 2DEG na powierzchni próbek InAs(S) oraz dopasowanie modelu Kane'a i funkcji parabolicznej.

Również w tym przypadku model Kane'a dobrze opisuje charakter i nieparaboliczny kształt zarejestrowanych pasm. Wyznaczone z wykorzystaniem tego modelu masy efektywne elektronów zestawiono w tabeli 13. Dla obu próbek masy te są jednakowe w zakresie przyjętej niepewności.

Tabela 13. Wyznaczone za pomocą modelu Kane'a masy efektywne elektronów dla 2DEG na powierzchni InAs(S).

Parametr	Próbka	
	S/InAs(S)	Te/InAs(S)
$m_{cb} [m_e]$	0,038(2)	0,040(2)

8. Oddziaływania wielociałowe w dwuwymiarowym gazie elektronowym

Efekty oddziaływań wielociałowych można bezpośrednio zbadać za pomocą kątowno-rozdzielczej spektroskopii fotoelektronów (ARPES), w której następuje pomiar funkcji spektralnej (zob. rozdział 2.1.3) zawierającej zespoloną energię własną w postaci $\Sigma = \Sigma_R + i\Sigma_I$:

$$A(k, \omega) \propto \frac{\Sigma_I(k, \omega)}{[\hbar\omega - \varepsilon(k) - \Sigma_R(k, \omega)]^2 + [\Sigma_I(k, \omega)]^2} \quad (95)$$

gdzie: ω – częstość.

Funkcja $\varepsilon(k)$ odpowiada relacji dyspersji bez oddziaływań wielociałowych, natomiast suma $\varepsilon(k) + \Sigma_R(k, \omega)$ odpowiada centroidom poszczególnych pasm. Część urojona energii własnej Σ_I związana jest z czasem życia kwazicząstek (ang. *lifetime effects*) i odnosi się do szerokości mierzonych pasm. Oba składniki zespolonej energii własnej $\Sigma_{R,I}$ można odnieść do efektów wspomnianych oddziaływań wielociałowych: $\Sigma_{R,I}^{e-f}$ (elektron-fonon), $\Sigma_{R,I}^{e-e}$ (elektron-elektron) oraz $\Sigma_{R,I}^{e-d}$ (elektron-donor). Efekty tych oddziaływań nie zawsze dają się rozgraniczyć, ale na potrzeby przeprowadzonej analizy założono, że można je rozróżnić.

8.1. Oddziaływania elektron-fonon

Efekty oddziaływań elektron-fonon są widoczne na widmach ARPES i powodują poszerzenia pasm ze wzrostem temperatury. Charakteryzuje je stała sprzężenia elektron-fonon λ_{e-ph} , która jest wyznaczana doświadczalnie poprzez zbadanie jak szerokości poszczególnych pasm (wzdłuż osi energii) zależą od temperatury. Szerzej temat ten został poruszony w rozdziale 1.2.5.

8.1.1. Pomiary zależności temperaturowej

W celu wyznaczenia stałych sprzężenia elektron-fonon wykonano wysokorozdzielcze pomiary ARPES w różnych temperaturach, obejmujących szeroki zakres od -180°C (93,15 K) do 180°C (453,15 K). W przypadku pomiarów poniżej temperatury pokojowej manipulator w komorze analizy, na którym znajdowała się próbka, chłodzono ciekłym azotem i jednocześnie stabilizowano temperaturę za pomocą grzałki oporowej, dzięki czemu temperatura próbki była stała w czasie długotrwałego pomiaru. Powyżej temperatury pokojowej wykorzystywano tylko grzałkę oporową. Między kolejnymi pomiarami próbkę przenoszono do komory preparacji i wygrzewano, aby oczyścić jej powierzchnię. Proces ten miał istotne znaczenie w przypadku pomiarów w niskich temperaturach, co zostało szerzej opisane w rozdziale 4.

Zgodnie z modelem Debye'a powyżej temperatury $\frac{\Theta_D}{3}$, gdzie Θ_D jest temperaturą Debye'a, szerokość pasm (wzdłuż osi energii) powinna rosnąć w sposób liniowy wraz ze wzrostem temperatury. Dla InAs temperatura Debye'a wynosi ok. 262 K [68], wobec czego w całym mierzonym zakresie temperatur liniowa zależność szerokości pasm od temperatury powinna być spełniona. Wyznaczony doświadczalnie współczynnik kierunkowy a prostej opisującej tę zależność powinien odpowiadać wartości [69]:

$$a = 2\pi k_B \lambda_{e-ph} \quad (96)$$

gdzie: k_B – stała Boltzmanna, λ_{e-ph} – stała sprzężenia elektron-fonon.

Tym samym stała sprzężenia elektron-fonon λ_{e-ph} dana jest wzorem:

$$\lambda_{e-ph} = \frac{a}{2\pi k_B} \quad (97)$$

gdzie: a – wyznaczony doświadczalnie współczynnik kierunkowy prostej.

Wyznaczenie stałej sprzężenia elektron-fonon pozwala obliczyć renormalizację energii Σ_R^{e-ph} , która wynika z tego typu oddziaływań:

$$\sum_R^{e-ph} = \lambda_{e-ph} k_B \Theta_D \quad (98)$$

gdzie: k_B – stała Boltzmanna, λ_{e-ph} – stała sprzężenia elektron-fonon, Θ_D – temperatura Debye’a (dla InAs 262 K [68]).

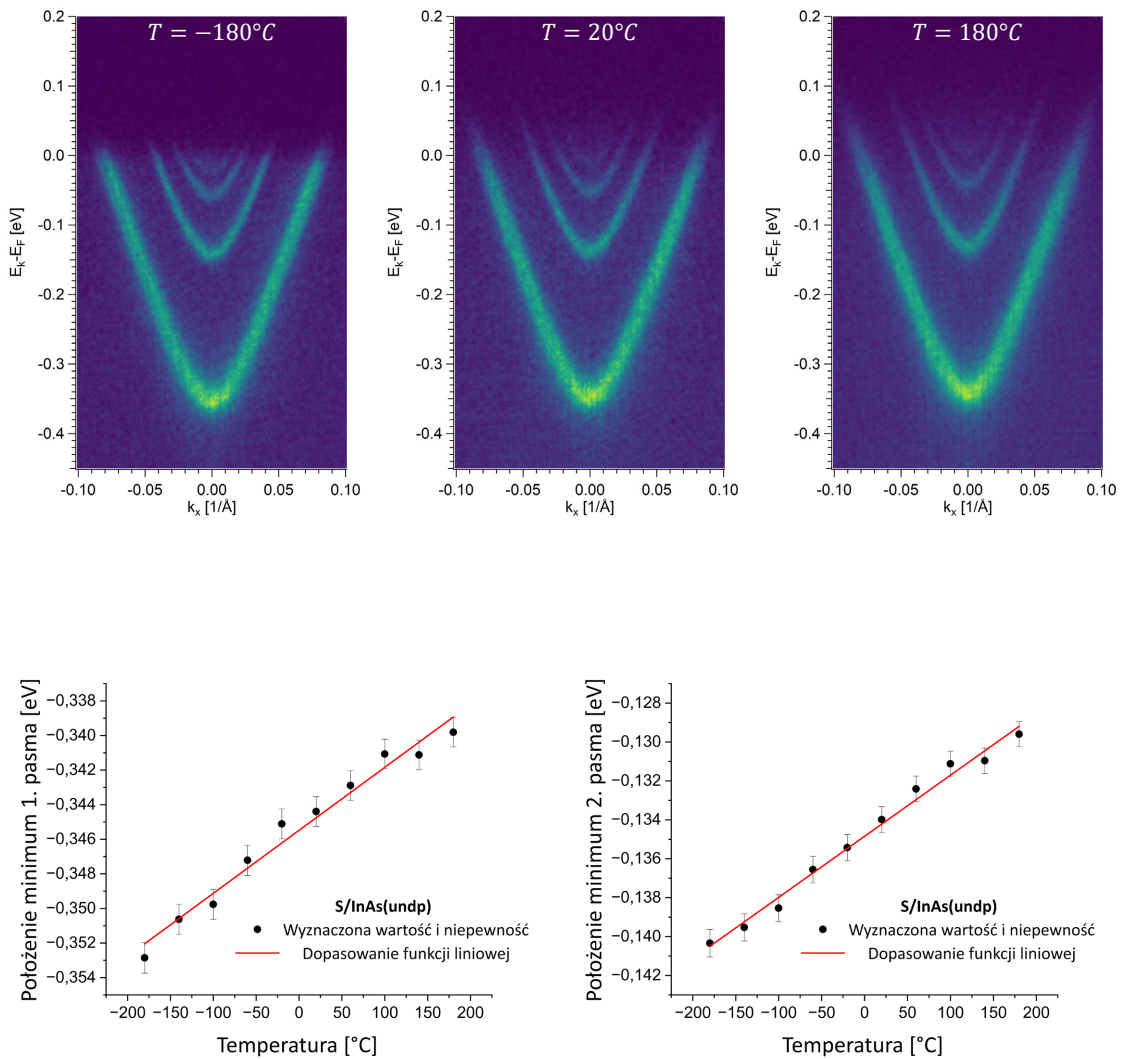
Dla energii odpowiadającej poziomowi Fermiego renormalizacja ta jest zerowa, a poniżej tej energii rośnie i dla energii $-k_B \Theta_D$ osiąga ekstremum wynoszące $\lambda_{e-ph} k_B \Theta_D$, po czym ponownie zmierza do zera [69]. Wobec tego dla InAs maksymalna wartość renormalizacji wynikającej z oddziaływań elektron-fonon powinna przyjmować wartość maksymalną dla energii ok. $-22,58 \text{ meV}$, a więc tuż poniżej poziomu Fermiego.

8.1.1.1. Pomiary zależności temperaturowej 2DEG na powierzchni InAs(undp)

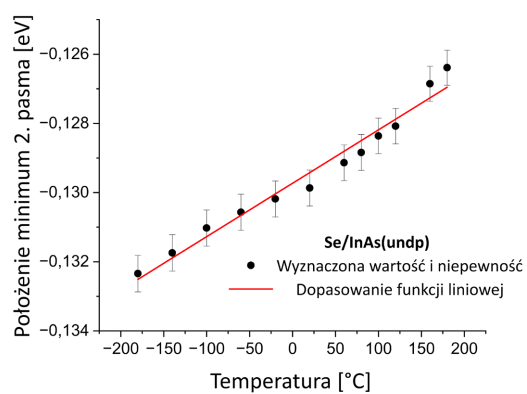
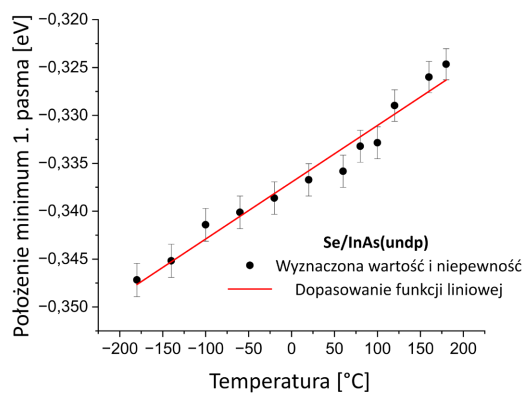
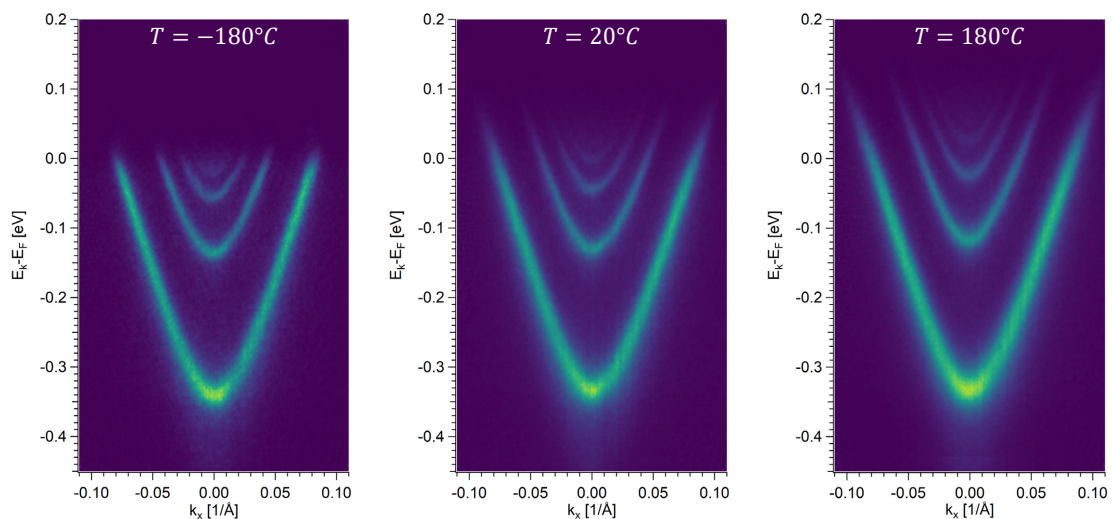
Reprezentatywne widma ARPES przedstawiające wyniki pomiarów struktury pasmowej 2DEG na powierzchni InAs(undp) wykonane w skrajnych temperaturach (-180°C i 180°C) oraz temperaturze pośredniej (20°C) przedstawiono na rysunku 37. dla siarki, rysunku 38. dla selenu oraz rysunku 39. dla telluru.

Wykonane w szerokim zakresie temperatur widma ARPES poddano szczegółowej analizie w celu wyznaczenia położenia minimów poszczególnych pasm. W tym celu posłużono się krzywymi EDC i opracowaną funkcją modelową opisaną w rozdziale 5.2.1.1.

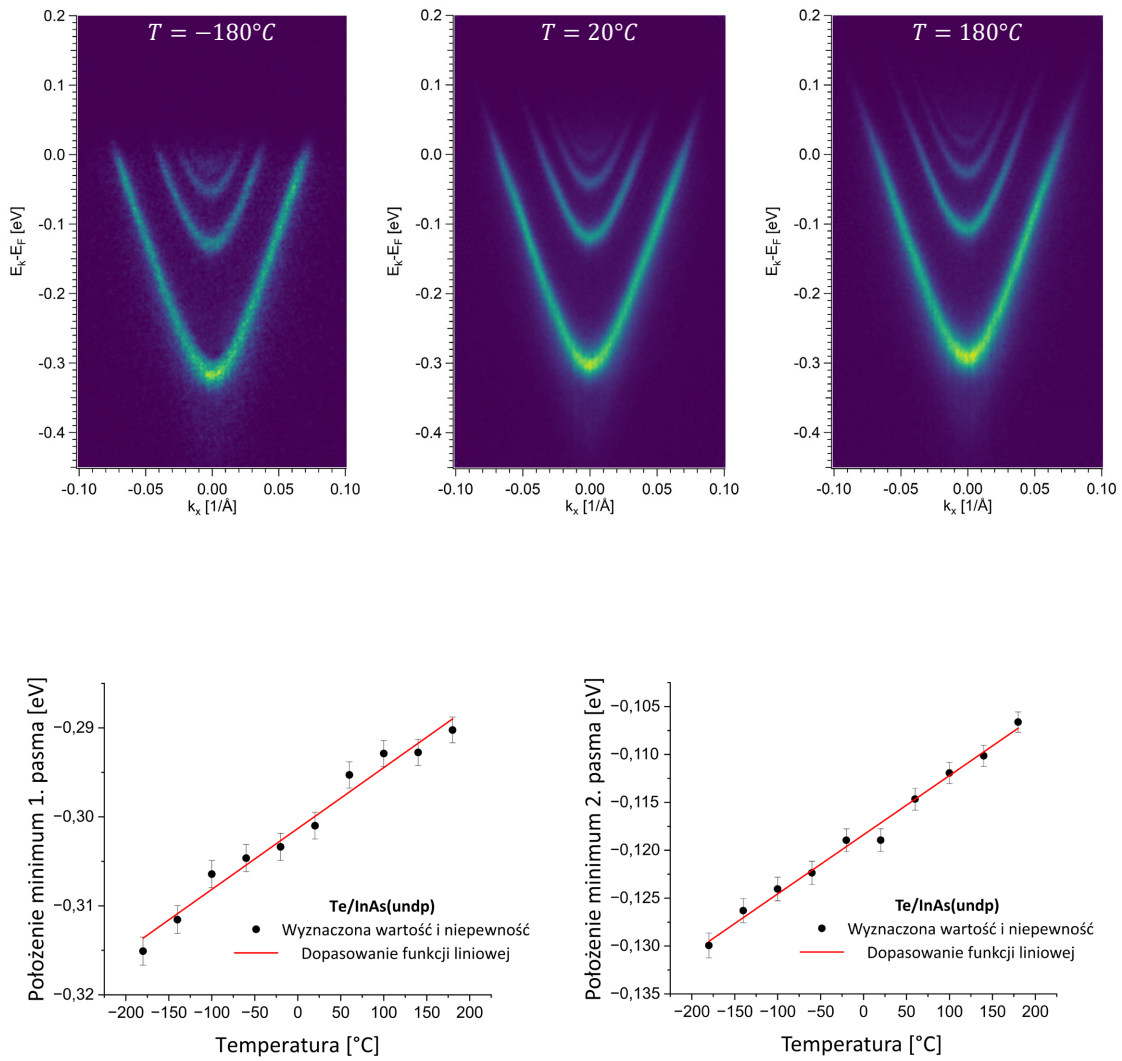
W każdym przypadku zaobserwowano, że w najniższej temperaturze zarejestrowane pasma były najgłębsze i wraz ze wzrostem temperatury ulegały stopniowemu spłycaniu. Zmiany energii były jednak niewielkie, przez co można założyć, że energia pasma (w przybliżeniu) nie zmienia się wraz z temperaturą. Ponadto miały one w zakresie przyjętych niepewności pomiarowych liniowy charakter. Dobrze zaobserwować można również zjawisko „rozmycia się” poziomu Fermiego wraz ze wzrostem temperatury, co zostało opisane w rozdziale 1.2.3.



Rysunek 37. Wykonane we wskazanych temperaturach widma ARPES próbki S/InAs(undp) oraz wyznaczone wartości minimów dwóch najgłębszych pasm w zależności od temperatury.



Rysunek 38. Wykonane we wskazanych temperaturach widma ARPES próbki Se/InAs(undp) oraz wyznaczone wartości minimum dwóch najgłębszych pasm w zależności od temperatury.



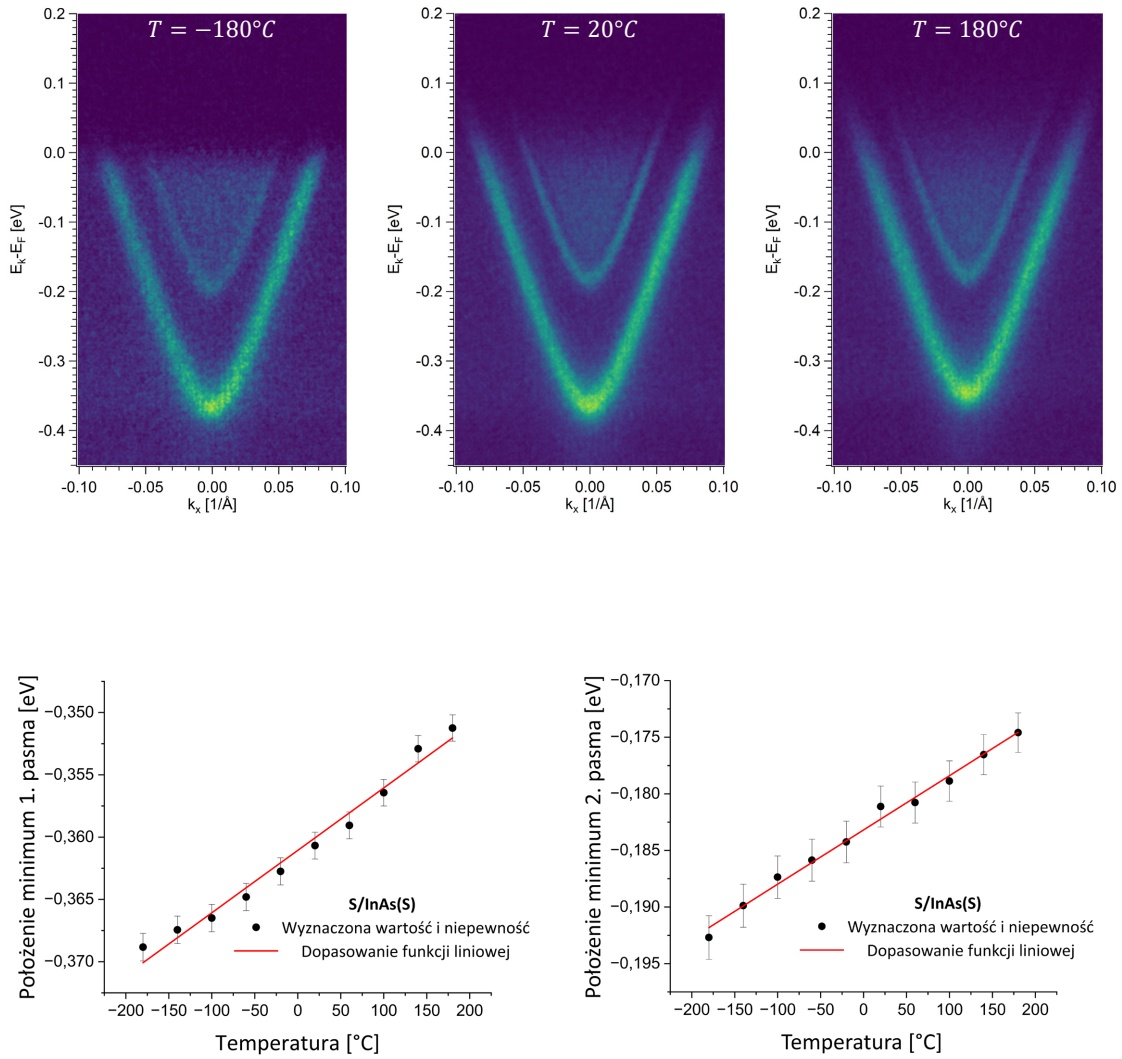
Rysunek 39. Wykonane we wskazanych temperaturach widma ARPES próbki Te/InAs(undp) oraz wyznaczone wartości minimum dwóch najgłębszych pasm w zależności od temperatury.

8.1.1.2. Pomiary zależności temperaturowej 2DEG na powierzchni InAs(S)

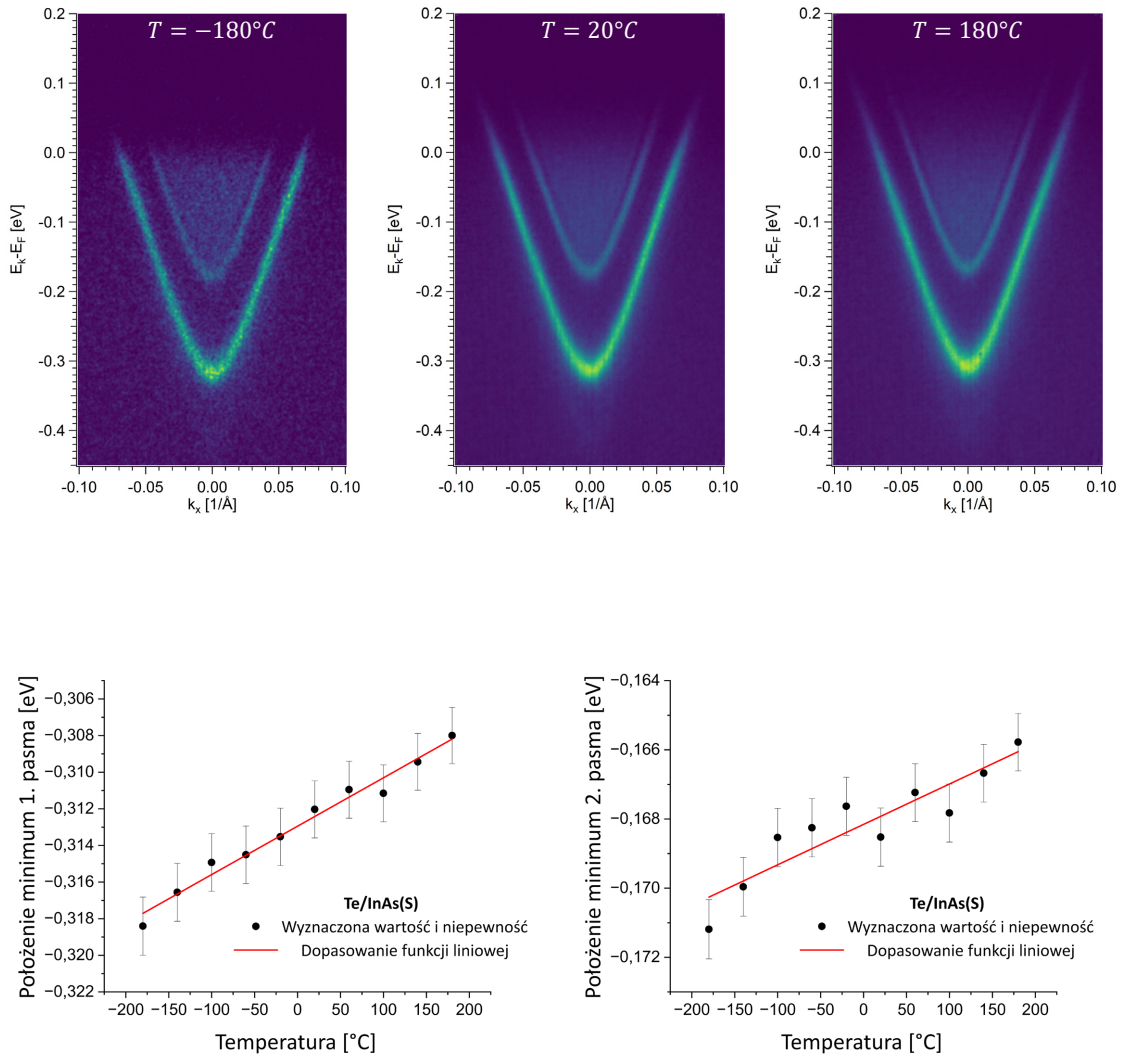
Reprezentatywne widma ARPES przedstawiające wyniki pomiarów struktury pasmowej 2DEG na powierzchni InAs(S) wykonane w skrajnych temperaturach (-180°C i 180°C) oraz temperaturze pośredniej (20°C) przedstawiono na rysunku 40. dla siarki i rysunku 41. dla telluru.

Podobnie jak w przypadku próbek niedomieszkowanych wyznaczono położenia minimum poszczególnych pasm. Również dla tych próbek zaobserwowano, że w najniższej temperaturze zarejestrowane pasma były najgłębsze i wraz ze wzrostem

temperatury ulegały stopniowemu spłycaaniu, a zmiany te miały liniowy, w zakresie przyjętych niepewności pomiarowych, charakter.



Rysunek 40. Wykonane we wskazanych temperaturach widma ARPES próbki S/InAs(S) oraz wyznaczone wartości minimów pasm w zależności od temperatury.



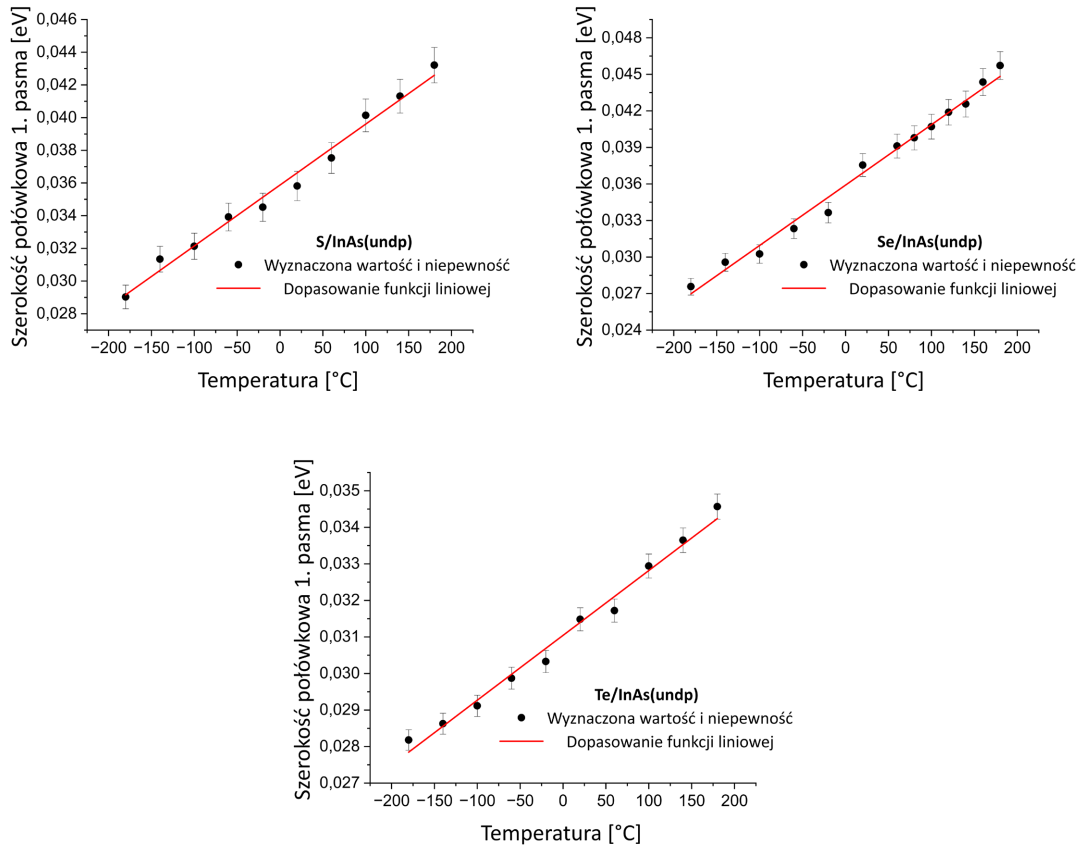
Rysunek 41. Wykonane we wskazanych temperaturach widma ARPES próbki Te/InAs(S) oraz wyznaczone wartości minimumów pasm w zależności od temperatury.

8.1.2. Oddziaływania elektron-fonon w 2DEG na powierzchni InAs(undp)

W celu obliczenia renormalizacji energii związanej z oddziaływaniami elektron-fonon w 2DEG wytworzonym z wykorzystaniem siarki (S), selenu (Se) oraz telluru (Te) na powierzchni InAs(undp) wyznaczono eksperymentalnie stałą sprzężenia charakteryzującą te oddziaływania dla poszczególnych próbek.

Z wykorzystaniem krzywych EDC oraz funkcji modelowej opisanej w rozdziale 5.2.1.1 wyznaczono szerokości (wzdłuż osi energii) poszczególnych pasm w ich minimach.

Szczegółowej analizie poddano pierwsze, najgłębsze pasmo charakteryzujące się dużą intensywnością sygnału. Otrzymane wyniki zebrano w formie wykresów przedstawiających zależność szerokości pasm od temperatury (rys. 42).



Rysunek 42. Wyznaczone szerokości połówkowe pierwszego, najgłębszego pasma dla 2DEG na powierzchni InAs(undp).

Dla wszystkich zbadanych próbek zaobserwowano poszerzenie pasm wraz ze wzrostem temperatury. W zakresie niepewności pomiarowych poszerzenia te miały zgodnie z założeniami liniowy charakter (zob. rozdział 8.1.1). Do otrzymanych danych dopasowano funkcje liniowe i dla każdej z próbek odczytano współczynnik nachylenia prostej, a następnie obliczono zgodnie z równaniem (98) wartość renormalizacji energii.

Wyznaczone stałe sprzężenia elektron-fonon λ_{e-ph} oraz maksymalne renormalizacje energii Σ_R^{e-ph} wynikające z tych oddziaływań zebrano w tabeli 14. Wartości te są niewielkie, co powoduje, że efekty tych oddziaływań, spodziewane tuż poniżej poziomu Fermiego (zob. rozdział 8.1.1), nie są bezpośrednio widoczne na zarejestrowanych widmach ARPES.

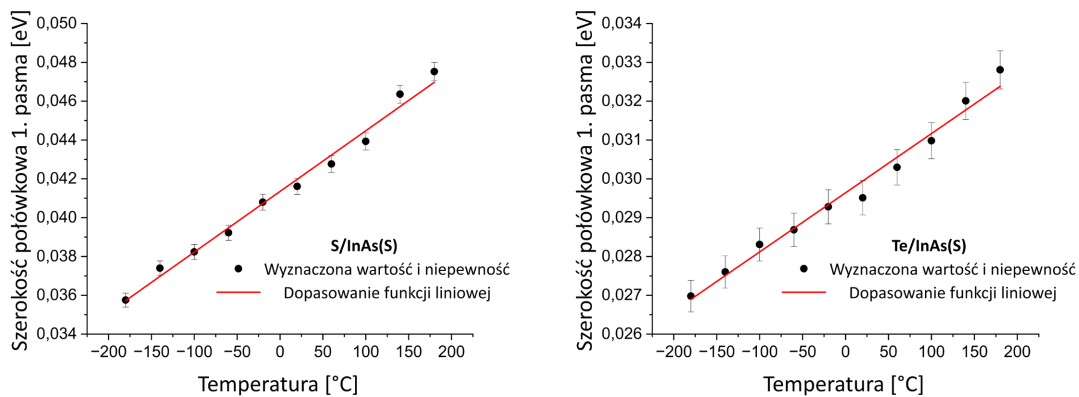
Tabela 14. Wyznaczone wartości sprzężenia elektron-fonon i wynikające z nich renormalizacje energii dla 2DEG na powierzchni InAs(undp).

Parametr	Próbka		
	S/InAs(undp)	Se/InAs(undp)	Te/InAs(undp)
λ_{e-ph}	0,069(2)	0,092(2)	0,033(2)
Maksymalna renormalizacja Σ_R^{e-ph} [meV]	1,66	2,21	0,79

8.1.3. Oddziaływania elektron-fonon w 2DEG na powierzchni InAs(S)

W celu obliczenia renormalizacji energii związanej z oddziaływaniami elektron-fonon w 2DEG wytworzonym z wykorzystaniem siarki (S) oraz telluru (Te) na powierzchni InAs(S) wyznaczono eksperymentalnie stałą sprzężenia charakteryzującą te oddziaływania dla poszczególnych próbek.

Za pomocą krzywych EDC i funkcji modelowej opisanej w rozdziale 5.2.1.2 wyznaczono szerokości pasm w ich minimach (wzdłuż osi energii) i przedstawiono je w funkcji temperatury na wykresach (rys. 43).



Rysunek 43. Wyznaczone szerokości półwłokowe pierwszego, najgłębszego pasma dla 2DEG na powierzchni InAs(S).

Podobnie jak w przypadku 2DEG na powierzchni InAs(undp) dla wszystkich zbadanych próbek zaobserwowano poszerzenie pasm wraz ze wzrostem temperatury, które miało liniowy charakter. Do otrzymanych danych dopasowano funkcje liniowe i dla każdej z próbek odczytano współczynnik nachylenia prostej, a następnie obliczono zgodnie z równaniem (98) wartość renormalizacji energii.

Wyznaczone stałe sprzężenia elektron-fonon λ_{e-ph} oraz maksymalne renormalizacje energii $\sum_R^{e-ph}$ wynikające z tych oddziaływań zebrano w tabeli 15. Również w tym przypadku wartości te są niewielkie, przez co efekty oddziaływań elektron-fonon nie są bezpośrednio widoczne na widmach ARPES.

Tabela 15. Wyznaczone wartości sprzężenia elektron-fonon i wynikające z nich renormalizacje energii dla 2DEG na powierzchni InAs(S).

Parametr	Próbka	
	S/InAs(S)	Te/InAs(S)
λ_{e-ph}	0,058(2)	0,028(2)
Maksymalna renormalizacja $\sum_R^{e-ph}$ [meV]	1,39	0,68

8.2. Oddziaływania elektron-elektron

Oddziaływania elektron-elektron cechują się zależną od energii szerokością pasm. Dla układów trójwymiarowych renormalizacja energii, wynikająca z tego typu oddziaływań, wynosi [70]:

$$\sum_I^{e-e} = \beta[(\pi k_B T)^2 + E^2] \quad (99)$$

gdzie: β – stała.

Szerokość pasm wynikająca z oddziaływań elektron-elektron dana jest przy tym zależnością [70]:

$$\Gamma_{e-e} = 2 \sum_I^{e-e} \quad (100)$$

Stałą β wyznaczono na podstawie [71]:

$$\beta = \frac{\sqrt{r_s^5}}{263} [eV^{-1}] \quad (101)$$

gdzie: r_s – promień Wignera-Seitz'a oszacowany na podstawie powierzchniowych gęstości elektronów (tabela 6 i 10).

W przypadku układów dwuwymiarowych, a więc dwuwymiarowego gazu elektronowego, równanie (99) można wykorzystać do oszacowania rzędu wielkości spodziewanych renormalizacji wynikających z oddziaływań elektron-elektron [70]. Dla danego pasma poszerzenie wynikające z oddziaływań elektron-elektron przyjmuje maksymalną wartość w jego minimum. Renormalizacje zależą przy tym od temperatury oraz od położenia minimum danego pasma, które jak pokazano wcześniej, również zależy od temperatury. Wyniki dla skrajnych temperatur (-180°C i 180°C) oraz temperatury pośredniej (20°C) zebrano w tabeli 16. dla 2DEG wytworzonego na powierzchni InAs(undp) oraz tabeli 17. dla 2DEG na powierzchni InAs(S).

Tabela 16. Wyznaczone parametry r_s i poszerzenia najgłębszego pasma wynikające z oddziaływań elektron-elektron dla 2DEG na powierzchni InAs(undp).

Parametr		Próbka		
		S/InAs(undp)	Se/InAs(undp)	Te/InAs(undp)
r_s		0,09(1)	0,10(1)	0,11(1)
$\Gamma_{e-e} [\mu eV]$ dla $T =$	-180°C	2,33	2,93	2,72
	20°C	2,21	2,75	2,55
	180°C	2,15	2,56	2,37

Tabela 17. Wyznaczone parametry r_s i poszerzenia najgłębszego pasma wynikające z oddziaływań elektron-elektron dla 2DEG na powierzchni InAs(S).

Parametr		Próbka	
		S/InAs(S)	Te/InAs(undp)
r_s		0,09(1)	0,11(1)
$\Gamma_{e-e} [\mu eV]$ dla $T =$	-180°C	2,56	2,85
	20°C	2,43	2,74
	180°C	2,31	2,67

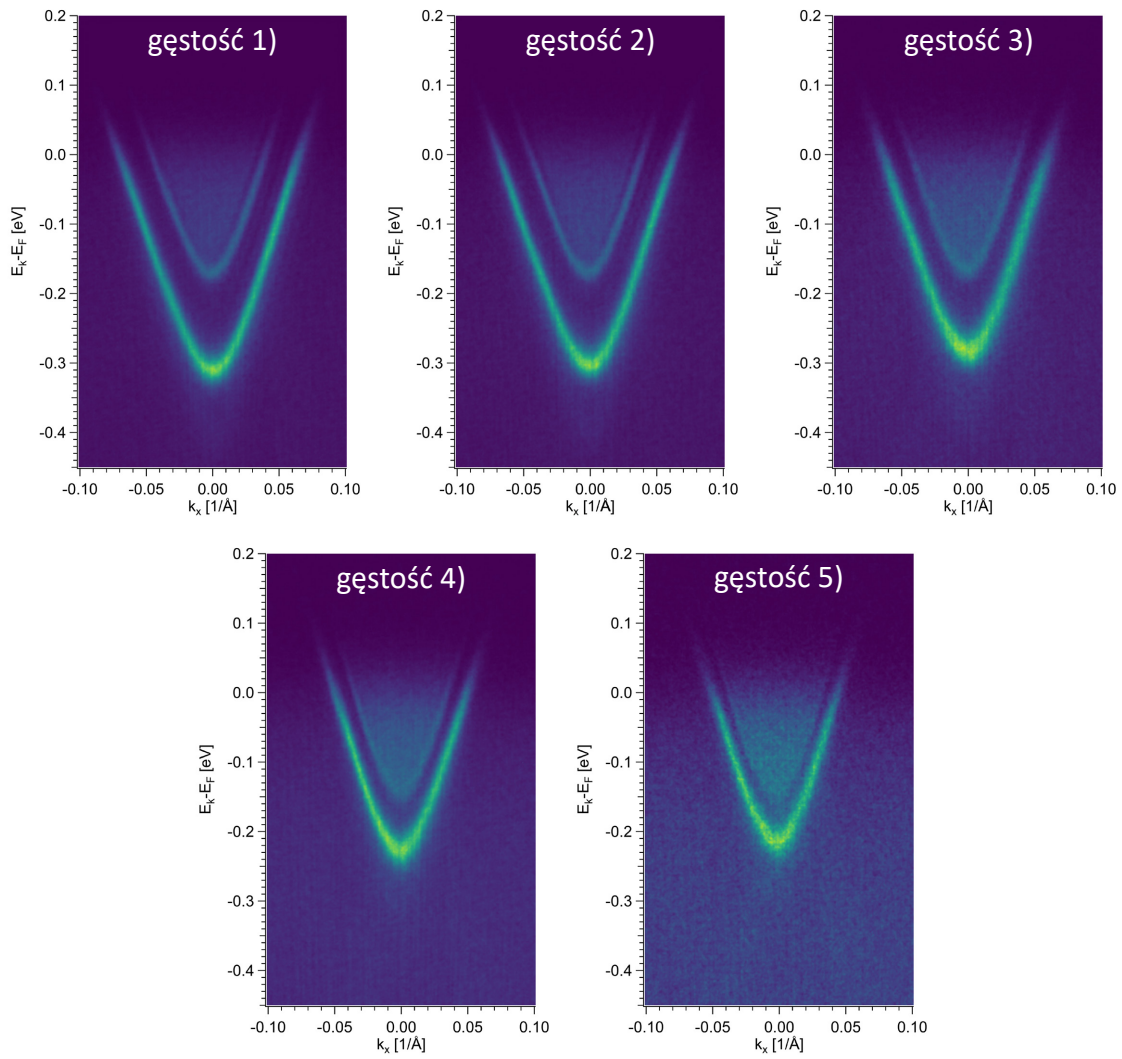
Wyznaczony rząd wielkości poszerzeń pasm wynikających z oddziaływań elektron-elektron jest niewielki i wynosi poniżej $3 \mu eV$, co powoduje, że przy wyznaczonych doświadczalnie szerokościach pasm rzędu $28 - 40 meV$ (w zależności od próbek i temperatury, rys. 42, 43) efekty tych oddziaływań są marginalne. Oddziaływania elektron-elektron w badanym 2DEG są więc bardzo słabe.

W przypadku układów o mniejszej wymiarowości, takich jak badany dwuwymiarowy gaz elektronowy, założyć można, że renormalizacje wynikające z tych oddziaływań będą dwu- lub trzykrotnie większe [72, 73]. Mimo to obserwowane doświadczalnie szerokości pasm wciąż są zbyt duże, aby można było wytłumaczyć je na gruncie oddziaływań elektron-elektron.

8.3. Oddziaływania elektron-donor

Kolejnym rozpatrzonym typem oddziaływań są oddziaływania elektron-donor. Zazwyczaj powodują one tylko proste przesunięcie pasm na osi energii, bez zmiany ich kształtów [74]. Niemniej, niektóre publikacje wskazują, że dla silnie domieszkowanych próbek bardziej złożone renormalizacje pasm wynikające z oddziaływań elektron-donor są obserwowane [75]. Istnieją także publikacje pokazujące w sposób teoretyczny, że takie renormalizacje są możliwe [76].

W celu analizy efektów oddziaływań elektron-donor przygotowano próbki o różnej gęstości dwuwymiarowego gazu elektronowego na powierzchni domieszkowanego siarką arsenku indu. Zrealizowano to przez kontrolowaną desorpcję telluru wykorzystanego do wytworzenia 2DEG na tej powierzchni. Zestawienie wyników pomiarów ARPES dla tych próbek przedstawiono na rysunku 44.



Rysunek 44. Zestawienie widm ARPES dla coraz to mniejszych gęstości 2DEG na Te/InAs(S).

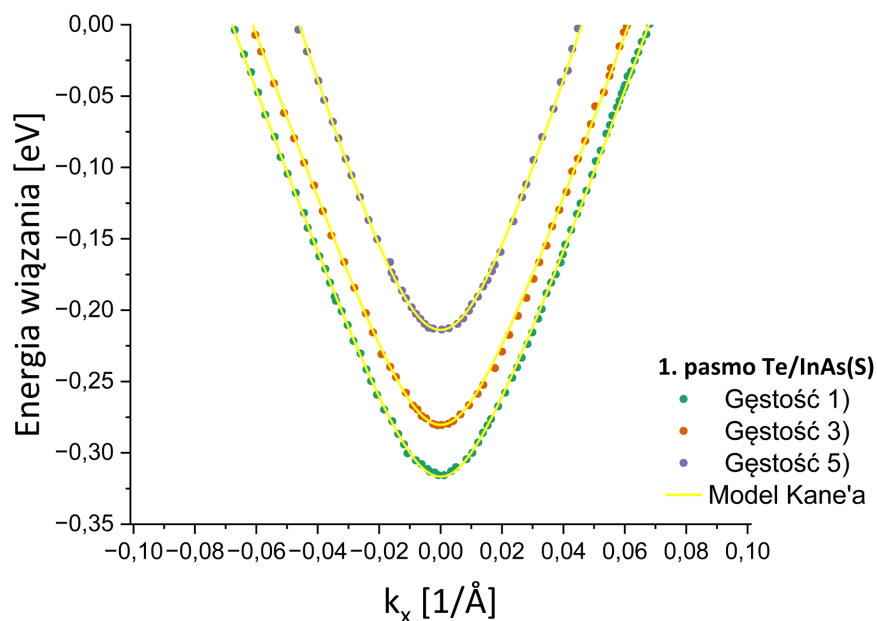
Otrzymane widma poddano analizie zgodnie z opisem zamieszczonym w rozdziale [5.2.1.2](#) i dla każdej z próbek wyznaczono minima oraz szerokości pierwszego pasma w jego minimum. Wyniki zestawiono w tabeli [18](#).

Tabela 18. Wyznaczone minima pierwszego pasma i szerokości wzdłuż osi energii w tych minimach dla coraz to mniejszych gęstości 2DEG na Te/InAs(S). **Niepewności wynoszą ± 2 meV.**

Parametr	Różne gęstości 2DEG na Te/InAs(S)				
	Gęstość 1)	Gęstość 2)	Gęstość 3)	Gęstość 4)	Gęstość 5)
Minimum 1. pasma [meV]	-309,10	-301,75	-281,61	-231,89	-213,69
Szerokość 1. pasma w minimum [meV]	28,51	31,11(2)	35,72	37,44	38,91

Jak można zaobserwować, poszerzenie pierwszego pasma na skutek zmniejszającej się gęstości 2DEG na powierzchni InAs(S) jest znaczne. Dla próbek o skrajnych gęstościach (1 oraz 5) wyniosło ono aż 10 meV, co pozwala zauważyć, że oddziaływania elektron-donor mają w dwuwymiarowym gazie elektronowym dominujący charakter. Wynik ten jest zgodny z publikacjami doświadczalnymi raportującymi, że ekstremalnie wysokie ruchliwości elektronów w układach 2DEG są ograniczone jedynie przez obecność i bliskość domieszek oraz zanieczyszczeń [77, 78].

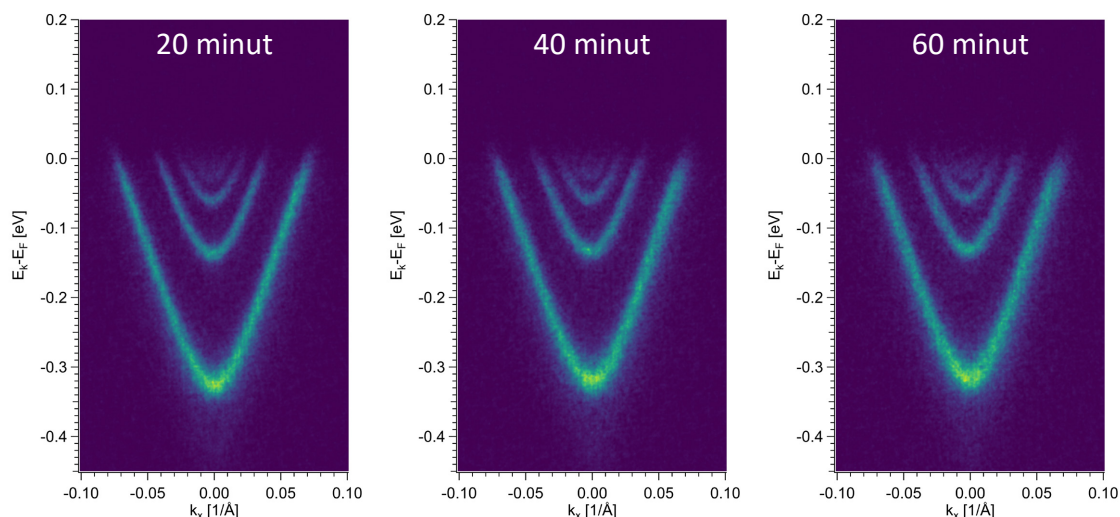
Nie zaobserwowano przy tym renormalizacji kształtu pasm 2DEG, a tym samym zmiany masy efektywnej elektronów. Na rysunku 45. przedstawiono zestawienie poddanych digitalizacji pierwszych pasm zarejestrowanych dla próbek Te/InAs(S) o różnych gęstościach 2DEG na powierzchni. Charakter każdego z nich dobrze opisuje jednoelektronowy model $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ Kane’a, przy założeniu jednakowej masy efektywnej elektronów, wynoszącej $0,040(2)m_e$.



Rysunek 45. Dopasowanie modelu Kane'a do pierwszych pasm 2DEG na powierzchni Te/InAs(S) dla różnych gęstości 2DEG.

Modyfikację struktury elektronowej powoduje również adsorpcja wodoru na schłodzonej do niskich temperatur powierzchni próbki [79, 80, 81]. Efekt ten był wyraźnie obserwowany dla wszystkich badanych próbek po ich schłodzeniu poniżej temperatur z zakresu od -60°C do -100°C (w zależności od próbki). Powodował znaczne poszerzanie oraz spłykanie się pasm wraz z czasem ekspozycji powierzchni na wodór wchodzący w skład gazów reszkowych znajdujących się w wykorzystywanym układzie badawczym. W przypadku wyższych temperatur próbki pozostawały całkowicie stabilne i efekt ten nie był obserwowalny w czasie trwających kilka, a nawet kilkanaście godzin pomiarów.

Widma ARPES przedstawiające poszerzenia pasm wynikające z ekspozycji na wodór, schłodzonej do temperatury -140°C , powierzchni próbki przez wskazany czas przedstawiono na rysunku 46. Jak można zaobserwować, już w czasie 60. minut pasma ulegają niewielkiemu spłyceciu oraz poszerzeniu.



Rysunek 46. Zestawienie widm ARPES zarejestrowanych we wskazanych czasach ekspozycji powierzchni próbki na gazy reszkowe od momentu schłodzenia próbki do temperatury -140°C .

Zebrane widma poddano analizie i wyznaczono położenia minimów pierwszego pasma oraz jego szerokości w minimum w zależności od czasu ekspozycji powierzchni próbki na gazy reszkowe. Dane zestawiono w tabeli 19. Godzinna ekspozycja powodowała poszerzenie głównego pasma o około 8 meV . Należy tutaj zaznaczyć, że przedstawione w poprzednich rozdziałach niskotemperaturowe pomiary prowadzone były tak, żeby uniknąć tego typu niepożądanych efektów (zob. rozdział 4).

Tabela 19. Zestawienie wyznaczonych minimów pierwszego pasma oraz jego szerokości w tym minimum dla widm ARPES zarejestrowanych we wskazanych czasach ekspozycji powierzchni próbki na gazy reszkowe od momentu schłodzenia próbki do temperatury -140°C . **Niepewności wynoszą $\pm 2\text{ meV}$.**

Parametr	Czas ekspozycji na gazy reszkowe liczony od momentu schłodzenia próbki do temperatury -140°C		
	20 minut	40 minut	60 minut
Minimum 1. pasma [meV]	-308,17	-301,60	-297,76
Szerokość 1. pasma w minimum [meV]	30,28	35,75	38,07

9. Podsumowanie

W pracy przedstawiono badania dwuwymiarowego gazu elektronowego (2DEG) wytworzonego z wykorzystaniem siarki (S), selenu (Se) oraz telluru (Te) na powierzchni niedomieszkowanego kryształu arsenku indu, oznaczonego jako InAs(undp) oraz domieszkowanego siarką kryształu arsenku indu, oznaczonego jako InAs(S).

Zaprezentowano oraz opisano wysokorozdzielcze widma ARPES przedstawiające strukturę elektronową 2DEG, a także dokonano analizy 2DEG w zależności od pierwiastka wykorzystanego do jego wytworzenia, jak i powierzchni, na której został wytworzony. Dla wszystkich próbek wyznaczono parametry charakteryzujące 2DEG. Należy mieć jednak na uwadze, że na otrzymane wartości wpływają w dużej mierze szczegóły preparatyki powierzchni, przez co nie są one uniwersalne. Mogą stanowić jednak punkt odniesienia w przypadku dalszych badań o tej tematyce.

- Gięcie pasm (BB) dla 2DEG wytworzonego na powierzchni InAs(undp) za pomocą siarki wyniosło $502 \pm 25 \text{ meV}$, za pomocą selenu $439 \pm 25 \text{ meV}$, natomiast za pomocą telluru $408 \pm 25 \text{ meV}$. W przypadku domieszkowanego siarką InAs wartości te wyniosły $584 \pm 25 \text{ meV}$ dla siarki oraz $496 \pm 25 \text{ meV}$ dla telluru. Pozwala to stwierdzić, że na wartość BB wpływa zarówno pierwiastek, jak i rodzaj podłoża wykorzystanego do wytworzenia 2DEG.
- Maksimum pasma walencyjnego (VBM) dla próbki S/InAs(undp) wyniosło $-881 \pm 25 \text{ meV}$, dla Se/InAs(undp) $-824 \pm 25 \text{ meV}$, natomiast dla Te/InAs(undp) $-789 \pm 25 \text{ meV}$. Dla 2DEG na InAs(S) wartość ta wyniosła $-886 \pm 25 \text{ meV}$ w przypadku siarki oraz $-804 \pm 25 \text{ meV}$ w przypadku telluru. W tym przypadku można zauważyć, że dla 2DEG wytworzonych na różnych podłożach z wykorzystaniem tych samych pierwiastków wartości VBM były zgodne ze sobą w zakresie przyjętej niepewności pomiarowej. Tym samym na wartość VBM wpływał tylko rodzaj wykorzystanego do wytworzenia 2DEG pierwiastka, a nie domieszkowanie podłoża.

- Wyznaczone masy efektywne elektronów na dnie poszczególnych pasm wyniosły ok. $0,002m_e$, przy czym największe wartości otrzymano dla 2DEG wytworzonego z wykorzystaniem siarki, a najmniejsze z wykorzystaniem telluru. Ponadto zaobserwowano, że masy te zależą również od głębokości pasma. Dla pierwszego, najgłębszego pasma są największe, a następnie maleją dla kolejnych, coraz to płytszych pasm.
- Podobną zależność zaobserwowano dla powierzchniowej gęstości elektronów, gdzie dla 2DEG wytworzonych za pomocą tego samego pierwiastka na różnych podłożach otrzymano zbliżone do siebie w zakresie niepewności pomiarowej wartości. Dla 2DEG wytworzonego z wykorzystaniem siarki wartość ta wyniosła $13,67(38) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ dla podłoża InAs(undp) oraz $13,62(32) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ dla podłoża InAs(S). Analogiczne wyniki dla telluru wyniosły $10,18(33) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ oraz $10,17(28) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. W przypadku próbki Se/InAs(undp) otrzymano wartość $11,35(34) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Widoczne na widmach ARPES pasma 2DEG poddano digitalizacji i do tak otrzymanych danych dopasowano jednoelektronowy model $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ Kane'a. Pokazano, że przyjmując jako wolny parametr tylko masę efektywną elektronów, model ten dobrze opisuje kształt i charakter zarejestrowanych pasm. Wyznaczone w ten sposób masy efektywne elektronów wyniosły ok. $0,035m_e$ dla 2DEG na powierzchni InAs(undp) oraz ok. $0,039m_e$ dla 2DEG na powierzchni InAs(S).

Dokonano szczegółowej analizy efektów wielociałowych w 2DEG. Pokazano, że oddziaływania elektron-elektron mają marginalny charakter i powodują renormalizację rzędu pojedynczych μeV , co przy szerokościach pasm rzędu kilkudziesięciu meV jest znikomą wartością. Silniejsze są natomiast oddziaływania elektron-fonon, ponieważ powodują mierzalne poszerzenia pasm rzędu pojedynczych meV . Dominujący charakter w badanym dwuwymiarowym gazie elektronowym okazały się mieć oddziaływania elektron-donor, które powodowały znaczne, dobrze widoczne na widmach ARPES poszerzenia pasm 2DEG.

Bibliografia

1. Kumar, A., Csáthy, G. A., Manfra, M. J., Pfeiffer, L. N., & West, K. W. (2010). Nonconventional Odd-Denominator Fractional Quantum Hall States in the Second Landau Level. *Physical Review Letters*, 105(24).
2. Li, S. S., & Thurber, W. R. (1977). The dopant density and temperature dependence of electron mobility and resistivity in n-type silicon. *Solid-State Electronics*, 20(7), 609–616.
3. Khandelwal, S., Goyal, N., & Fjeldly, T. A. (2011). A Physics-Based Analytical Model for 2DEG Charge Density in AlGaIn/GaN HEMT Devices. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 58(10), 3622–3625.
4. Shinohara, K., Regan, D., Corrión, A., Brown, D., Tang, Y., Wong, J., ... Micovic, M. (2012). Self-aligned-gate GaN-HEMTs with heavily-doped n+-GaN ohmic contacts to 2DEG. 2012 International Electron Devices Meeting.
5. Syaranamual, G. J., Sasangka, W. A., Made, R. I., Arulkumaran, S., Ng, G. I., Foo, S. C., ... Thompson, C. V. (2016). Role of two-dimensional electron gas (2DEG) in AlGaIn/GaN high electron mobility transistor (HEMT) ON-state degradation. *Microelectronics Reliability*, 64, 589–593.
6. Lenka, T. R., & Panda, A. K. (2011). Characteristics study of 2DEG transport properties of AlGaIn/GaN and AlGaAs/GaAs-based HEMT. *Semiconductors*, 45(5), 650–656.
7. Hu, G., & Xiang, B. (2020). Recent Advances in Two-Dimensional Spintronics. *Nanoscale Research Letters*, 15(1).
8. Zhao, Y., Wang, L., Zhang, Y., Qiao, S., Liang, S., Zhang, X., ... Yang, Z. (2019). High-speed efficient terahertz modulation based on tunable collective-individual state conversion within an active 3nm-two dimensional electron gas metasurface. *Nano Letters*.
9. Baig, S. A., Boland, J. L., Damry, D. A., Tan, H. H., Jagadish, C., Joyce, H. J., & Johnston, M. B. (2017). An Ultrafast Switchable Terahertz Polarization Modulator Based on III–V Semiconductor Nanowires. *Nano Letters*, 17(4), 2603–2610.
10. Hur, J.-H., & Jeon, S. (2016). III–V compound semiconductors for mass-produced nano-electronics: theoretical studies on mobility degradation by dislocation. *Scientific Reports*, 6(1).
11. Lin, B. J. F., Tsui, D. C., & Weimann, G. (1985). Mobility transition in the two-dimensional electron gas in GaAs/AlGaAs heterostructures. *Solid State Communications*, 56(3), 287–290.
12. Sammon, M., Zudov, M. A., & Shklovskii, B. I. (2018). Mobility and quantum mobility of modern GaAs/AlGaAs heterostructures. *Physical Review Materials*, 2(6).
13. King, P. D. C., Veal, T. D., McConville, C. F., Zúñiga-Pérez, J., Muñoz-Sanjosé, V., Hopkinson, M., ... Hofmann, P. (2010). Surface Band-Gap Narrowing in Quantized Electron Accumulation Layers. *Physical Review Letters*, 104(25).
14. Baraff, G. A., & Appelbaum, J. A. (1972). Effect of Electric and Magnetic Fields on the Self-Consistent Potential at the Surface of a Degenerate Semiconductor. *Physical Review B*, 5(2), 475–497.
15. Luo, H. ., Shen, W. ., Zhang, Y. ., & Yang, H. . (2002). Study of band gap narrowing effect in n-GaAs for the application of far-infrared detection. *Physica B: Condensed Matter*, 324(1-4), 379–386.

16. Palankovski, V., Kaiblinger-Grujin, G., & Selberherr, S. (1999). Study of dopant-dependent band gap narrowing in compound semiconductor devices. *Materials Science and Engineering: B*, 66(1-3), 46–49.
17. Kittel, C. (2004). *Introduction to Solid State Physics*. Wiley. ISBN: 9780471415268.
18. Ashcroft, N. W., Mermin, N. D. (1976). *Solid State Physics*. Holt-Saunders.
19. Lew Yan Voon, L. C., & Willatzen, M. (2009). *The k.p Method: Electronic Properties of Semiconductors*. Springer.
20. Kittel, C., Kroemer, H. (1980). *Thermal Physics* (2nd ed.). W. H. Freeman.
21. Masut, R. A. (2022). Highlighting non-parabolic bands in semiconductors. *European Journal of Physics*, 43, 015501.
22. Hasselbeck, M. P., & Enders, P. M. (1998). Electron-electron interactions in the nonparabolic conduction band of narrow-gap semiconductors. *Physical Review B*, 57(16), 9674–9681.
23. Whalley, L. D., Frost, J. M., Morgan, B. J., & Walsh, A. (2019). Impact of nonparabolic electronic band structure on the optical and transport properties of photovoltaic materials. *Physical Review B*, 99(8).
24. Ariel, V., (2012). Effective Mass and Energy-Mass Relationship. arXiv:1205.3995.
25. Gopal, Vishnu. (1982). Temperature Dependence of Effective Mass of Electrons & Holes and Intrinsic Concentration in Silicon. *Indian Journal of Pure and Applied Physics*. 20. 180 - 182.
26. Chen, X., Parker, D., & Singh, D. J. (2013). Importance of non-parabolic band effects in the thermoelectric properties of semiconductors. *Scientific Reports*, 3(1).
27. Li, S. S. (2006). Scattering Mechanisms and Carrier Mobilities in Semiconductors. *Semiconductor Physical Electronics*, 211–245.
28. Dresselhaus, M.S. (2001). *Solid State Physics, Part I: Transport Properties of Solids*. 6.732, Fall.
29. Goñi, A. R., Siegle, H., Syassen, K., Thomsen, C., & Wagner, J.-M. (2001). Effect of pressure on optical phonon modes and transverse effective charges in GaN and AlN. *Physical Review B*, 64(3).
30. Ghodsi Nahri, D., & Raymond Ooi, C. H. (2014). Modeling temperature-dependent shift of photoluminescence peak of In(Ga)As quantum dots with acoustic and optical phonons as two oscillators. *Journal of the Optical Society of America B*, 31(5), 1182.
31. Gayone, J. E., Kirkegaard, C., Wells, J. W., Hoffmann, S. V., Li, Z., & Hofmann, P. (2005). Determining the electron-phonon mass enhancement parameter λ on metal surfaces. *Applied Physics A*, 80(5), 943–949.
32. Kaveh, M., & Wiser, N. (1984). Electron-electron scattering in conducting materials. *Advances in Physics*, 33(4), 257–372.
33. Schubert, E. F. (1994). Doping in III-V Semiconductors. *MRS Proceedings*, 340.
34. Ohring, M. (1995). *Semiconductor materials and devices: science and technology*. *Engineering Materials Science*, 611–664.
35. Hybertsen, M. S., & Louie, S. G. (1986). Electron correlation in semiconductors and insulators: Band gaps and quasiparticle energies. *Physical Review B*, 34(8), 5390–5413.
36. Taniyasu, Y., Kasu, M., & Makimoto, T. (2006). An aluminium nitride light-emitting diode with a wavelength of 210 nanometres. *Nature*, 441(7091), 325–328.

37. Sze, S. M., & Ng, K. K. (2006). *Physics of Semiconductor Devices*. ISBN: 9780471143239
38. Pierret, R. F. (1995). *Semiconductor Device Fundamentals*. Prentice Hall, New York. ISBN: 0201543931
39. Varshni, Y. P. (1967). Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physica*, 34(1), 149–154.
40. Pires, R. G., Dickstein, R. M., Titcomb, S. L., & Anderson, R. L. (1990). Carrier freezeout in silicon. *Cryogenics*, 30(12), 1064–1068.
41. Masetti, G., Severi, M., & Solmi, S. (1983). Modeling of carrier mobility against carrier concentration in arsenic-, phosphorus-, and boron-doped silicon. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 30(7), 764–769.
42. Van Dorp, D. H., Arnauts, S., Holsteyns, F., & De Gendt, S. (2015). Wet-Chemical Approaches for Atomic Layer Etching of Semiconductors: Surface Chemistry, Oxide Removal and Reoxidation of InAs (100). *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, 4(6), N5061–N5066.
43. Bogumilowicz, Y., Hartmann, J. M., Truche, R., Campidelli, Y., Rolland, G., & Billon, T. (2004). Chemical vapour etching of Si, SiGe and Ge with HCl; applications to the formation of thin relaxed SiGe buffers and to the revelation of threading dislocations. *Semiconductor Science and Technology*, 20(2), 127–134.
44. Sun, S., Sun, Y., Liu, Z., Lee, D.-I., Peterson, S., & Pianetta, P. (2006). Surface termination and roughness of Ge(100) cleaned by HF and HCl solutions. *Applied Physics Letters*, 88(2), 021903.
45. De Padova, P., Quaresima, C., Perfetti, P., Larciprete, R., Brochier, R., Richter, C., ... Hricovini, K. (2001). Electron accumulation layer on clean In-terminated InAs(001)(4×2)-c(8×2) surface. *Surface Science*, 482-485, 587–592.
46. Szamota-Leandersson, K., Leandersson, M., Göthelid, M., & Karlsson, U. O. (2011). Correlated development of a (2×2) reconstruction and a charge accumulation layer on the InAs(111)–Bi surface. *Surface Science*, 605(1-2), 12–17.
47. Szamota-Leandersson, K., Göthelid, M., Leandersson, M., & Karlsson, U. O. (2006). Adsorption of Cs on InAs(111) surfaces. *Applied Surface Science*, 252(15), 5267–5270.
48. Szamota-Leandersson, K., Göthelid, M., Kanski, J., Ilver, L., Le Lay, G., & Karlsson, U. O. (2006). Creation of a metallic channel at the Sn/InAs(111)B surface studied using synchrotron-radiation photoelectron spectroscopy. *Physical Review B*, 74(20).
49. Morgenstern, M., Getzlaff, M., Haude, D., Wiesendanger, R., & Johnson, R. L. (2000). Coverage dependence of the Fe-induced Fermi-level shift and the two-dimensional electron gas on InAs(110). *Physical Review B*, 61(20), 13805–13812.
50. Eassa, N., Betz, R., Coetsee, E., Swart, H. C., Venter, A., & Botha, J. R. (2013). Surface modification of bulk n-InAs (111)A etched in bromine–methanol. *Current Applied Physics*, 13(2), 366–370.
51. Das Sarma, S., Jalabert, R., & Yang, S.-R. E. (1989). Band-gap renormalization in quasi-two-dimensional systems induced by many-body electron-electron and electron-phonon interactions. *Physical Review B*, 39(8), 5516–5519.

52. Tomaszewska, N., Walczak, L., Lis, J., & Kolodziej, J. J. (2015). Surface states and charge accumulation states on reconstructed InAs(001) surfaces. *Surface Science*, 632, 103–110.
53. Olszowska, N., & Kolodziej, J. J. (2016). Electronic structure of reconstructed InAs(001) surfaces — identification of bulk and surface bands based on their symmetries. *Surface Science*, 644, 95–101.
54. Olszowska, N., Lis, J., Ciochon, P., Walczak, Ł., Michel, E. G., & Kolodziej, J. J. (2016). Effect of a skin-deep surface zone on the formation of a two-dimensional electron gas at a semiconductor surface. *Physical Review B*, 94(11).
55. Kolodziej, J. J., Wutke, D., Lis, J., & Olszowska, N. (2021). Electronic structure of two-dimensional electron gases at differently prepared indium arsenide surfaces. *Applied Surface Science*, 555, 149516.
56. Wutke, D., Garb, M., Krawczyk, A., Mielczarek, A., Olszowska, N., Rosmus, M., & Kolodziej, J. J. (2023). Band structure of a nonparabolic two-dimensional electron gas system. *Phys. Rev. B*, 107, 155139.
57. Damascelli, A., Hussain, Z., & Shen, Z.-X. (2003). Angle-resolved photoemission studies of the cuprate superconductors. *Reviews of Modern Physics*, 75(2), 473–541.
58. Schneider, C. (2012). Photoelectron Emission Spectroscopy. *Lecture Notes of the 43rd IFF Spring School*. ISBN: 978-3-89336-759-7.
59. Damascelli, A. (2004). Probing the Electronic Structure of Complex Systems by ARPES. *Physica Scripta*, T109, 61.
60. Hüfner, S. (2003). Photoelectron Spectroscopy. *Advanced Texts in Physics*. ISBN: 978364275209
61. VanHove, M. A., Weinberg, W. H., & Chan, C. M. (2012). Low-energy electron diffraction: experiment, theory and surface structure determination (Vol. 6). Springer Science & Business Media.
62. Seah, M. P., & Dench, W. A. (1979). Quantitative electron spectroscopy of surfaces: A standard data base for electron inelastic mean free paths in solids. *Surface and Interface Analysis*, 1(1), 2–11.
63. Fang, Z. M., Ma, K. Y., Jaw, D. H., Cohen, R. M., & Stringfellow, G. B. (1990). Photoluminescence of InSb, InAs, and InAsSb grown by organometallic vapor phase epitaxy. *Journal of Applied Physics*, 67(11), 7034–7039.
64. Jain, S. C., McGregor, J. M., & Roulston, D. J. (1990). Band-gap narrowing in novel III-V semiconductors. *Journal of Applied Physics*, 68(7), 3747–3749.
65. King, P. D. C., Veal, T. D., & McConville, C. F. (2008). Nonparabolic coupled Poisson-Schrödinger solutions for quantized electron accumulation layers: Band bending, charge profile, and subbands at InN surfaces. *Physical Review B*, 77(12).
66. Huan, S., Mandray, A., & Etienne, B. (1992). Nonparabolicity effects on cyclotron mass in GaAs quantum wells. *Physical Review B*, 46(4), 2613–2616.
67. Whall, T. E., Plews, A. D., Matthey, N. L., Phillips, P. J., & Ekenberg, U. (1995). Effective mass and band nonparabolicity in remote doped Si/Si_{0.8}Ge_{0.2} quantum wells. *Applied Physics Letters*, 66(20), 2724–2726.
68. Steigmeier, E. F. (2004). The Debye temperatures of III-V compounds. *Applied Physics Letters*, 3(1), 6–8.

69. Hengsberger, M., Frésard, R., Purdie, D., Segovia, P., & Baer, Y. (1999). Electron-phonon coupling in photoemission spectra. *Physical Review B*, 60(15), 10796–10802.
70. Valla, T., Fedorov, A. V., Johnson, P. D., & Hulbert, S. L. (1999). Many-Body Effects in Angle-Resolved Photoemission: Quasiparticle Energy and Lifetime of a Mo(110) Surface State. *Physical Review Letters*, 83(10), 2085–2088.
71. Quinn, J. J., & Ferrell, R. A. (1958). Electron Self-Energy Approach to Correlation in a Degenerate Electron Gas. *Physical Review*, 112(3), 812–827.
72. Tränkle, G., Leier, H., Forchel, A., Haug, H., Ell, C., & Weimann, G. (1987). Dimensionality dependence of the band-gap renormalization in two- and three-dimensional electron-hole plasmas in GaAs. *Physical Review Letters*, 58(4), 419–422.
73. Das Sarma, S., Jalabert, R., & Yang, S.-R. E. (1989). Band-gap renormalization in quasi-two-dimensional systems induced by many-body electron-electron and electron-phonon interactions. *Physical Review B*, 39(8), 5516–5519.
74. Jain, S. C., & Roulston, D. J. (1991). A simple expression for band gap narrowing (BGN) in heavily doped Si, Ge, GaAs and $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ strained layers. *Solid-State Electronics*, 34(5), 453–465.
75. Szmyd, D. M., Porro, P., Majerfeld, A., & Lagomarsino, S. (1990). Heavily doped GaAs:Se. I. Photoluminescence determination of the electron effective mass. *Journal of Applied Physics*, 68(5), 2367–2375.
76. Lu, I.-T., Zhou, J.-J., & Bernardi, M. (2019). Efficient ab initio calculations of electron-defect scattering and defect-limited carrier mobility. *Physical Review Materials*, 3(3).
77. Hatke, A. T., Wang, T., Thomas, C., Gardner, G. C., & Manfra, M. J. (2017). Mobility in excess of $10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ in InAs quantum wells grown on lattice mismatched InP substrates. *Applied Physics Letters*, 111(14), 142106.
78. Gardner, G. C., Fallahi, S., Watson, J. D., & Manfra, M. J. (2016). Modified MBE hardware and techniques and role of gallium purity for attainment of two dimensional electron gas mobility $35 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ in AlGaAs/GaAs quantum wells grown by MBE. *Journal of Crystal Growth*, 441, 71–77.
79. Gierster, L., Vempati, S., & Stähler, J. (2021). Ultrafast generation and decay of a surface metal. *Nature Communications*, 12(1).
80. Ozawa, K., & Mase, K. (2010). Metallization of ZnO(10-10) by adsorption of hydrogen, methanol, and water: Angle-resolved photoelectron spectroscopy. *Physical Review B*, 81(20).
81. Deinert, J.-C., Hofmann, O. T., Meyer, M., Rinke, P., & Stähler, J. (2015). Local aspects of hydrogen-induced metallization of the ZnO(10-10) surface. *Physical Review B*, 91(23).

Spis rysunków

Rysunek 1. Relacja dyspersji w modelu prawie swobodnych elektronów.	10
Rysunek 2. Rozkład Fermiego-Diraca w różnych temperaturach.	14
Rysunek 3. Graficzne przedstawienie różnych definicji masy efektywnej.	15
Rysunek 4. Renormalizacja relacji Fermiego blisko poziomu Fermiego wynikająca z oddziaływań elektron-fonon.	19
Rysunek 5. Zakrzywienie trajektorii ruchu elektronu oraz dziury na skutek oddziaływania ze zjonizowaną, dodatnio naładowaną domieszką.	20
Rysunek 6. Przedstawienie struktury pasmowej materiałów na gruncie pasmowej teorii przewodnictwa.	22
Rysunek 7. Struktura pasmowa półprzewodników samoistnych i domieszkowanych.	24
Rysunek 8. Struktura pasmowa półprzewodników zdegenerowanych.	25
Rysunek 9. Schematyczne zobrazowanie dominujących mechanizmów powstawania nośników ładunku w niskich, pośrednich oraz wysokich temperaturach.	27
Rysunek 10. Koncentracja elektronów w funkcji temperatury dla krzemu domieszkowanego fosforem, a więc półprzewodnika typu n.	29
Rysunek 11. Schematyczne przedstawienie pracy wyjścia ϕ , powinowactwa elektronowego χ oraz energii jonizacji I na przykładzie prostych pasm.	31
Rysunek 12. Schematyczne przedstawienie procesu gięcia pasm w górę oraz procesu gięcia pasm w dół prowadzącego do powstania 2DEG na powierzchni.	32
Rysunek 13. Gięcie pasma przewodnictwa i relacja dyspersji dla dwuwymiarowego gazu elektronowego.	35
Rysunek 14. Schemat eksperymentu ARPES.	38
Rysunek 15. Zależność pomiędzy poziomami energetycznymi w kryształach a rozkładem energii elektronów wytwarzanych przez fotony o energii $h\nu$	39
Rysunek 16. Schematyczne przedstawienie trójstopniowego oraz jednostopniowego modelu efektu fotoelektrycznego.	41
Rysunek 17. Składowe wektora falowego elektronu na granicy powierzchnia – próżnia.	44
Rysunek 18. Schemat dyfraktometru LEED.	49
Rysunek 19. Konstrukcja Ewalda dla przestrzeni dwuwymiarowej.	51
Rysunek 20. Schemat wykorzystanego do badań układu ultrawysokiej próżni (widok z góry).	52
Rysunek 21. Obrazy dyfrakcyjne LEED (49 eV) dla próbki InAs niedomieszkowanej z oznaczeniem parametrów wygrzewania.	57
Rysunek 22. Obrazy dyfrakcyjne LEED (58 eV) dla próbki InAs domieszkowanej siarką z oznaczeniem parametrów wygrzewania.	57
Rysunek 23. Obraz dyfrakcyjny LEED nieuporządkowanej po trzecim etapie preparatyki powierzchni InAs oraz obraz dyfrakcyjny LEED powierzchni uporządkowanej na skutek cyklu wygrzewań.	58
Rysunek 24. Wysokorozdzielcze widmo 2DEG: Te/InAs(undp) zarejestrowane w temperaturze 20°C.	61
Rysunek 25. Wysokorozdzielcze widmo 2DEG: Te/InAs(S) zarejestrowane w temperaturze 20°C.	62
Rysunek 26. Pionowe przejście fotoelektryczne, łączące stany początkowe i końcowe oraz wyjaśnienie charakteru obserwowanych na widmach ARPES pasm.	63
Rysunek 27. Krzywa EDC dla $k_x = 0$. Próbką Te/InAs(undp). Temperatura pomiaru 20°C.	65
Rysunek 28. Krzywa EDC dla $k_x = 0$. Próbką Te/InAs(S). Temperatura pomiaru 20°C.	67
Rysunek 29. Widmo ARPES z widocznym pasmem walencyjnym dla próbki niedomieszkowanej oraz domieszkowanej siarką.	69
Rysunek 30. Przedstawienie metodyki wyznaczenia wartości VBM dla próbki niedomieszkowanej oraz domieszkowanej siarką.	69
Rysunek 31. Porównanie widm ARPES i obrazów dyfrakcyjnych LEED (54 eV) dla poszczególnych próbek: S/InAs(undp), Se/InAs(undp) oraz Te/InAs(undp). Temperatura pomiaru 20°C.	72

Rysunek 32. Porównanie widm ARPES wykonanych w szerokim zakresie energii dla poszczególnych próbek: S/InAs(undp), Se/InAs(undp) oraz Te/InAs(undp). Temperatura pomiaru 20°C.-----	74
Rysunek 33. Porównanie widm ARPES i obrazów dyfrakcyjnych LEED (54 eV) dla poszczególnych próbek: S/InAs(S) oraz Te/InAs(S). Temperatura pomiaru 20°C.-----	76
Rysunek 34. Porównanie widm ARPES wykonanych w szerokim zakresie energii dla poszczególnych próbek: S/InAs(S) oraz Te/InAs(S). Temperatura pomiaru 20°C.-----	78
Rysunek 35. Digitalizacja zarejestrowanych za pomocą metody ARPES pasm 2DEG na powierzchni próbek InAs(undp) oraz dopasowanie modelu k·p Kane'a i funkcji parabolicznej.-----	82
Rysunek 36. Digitalizacja zarejestrowanych za pomocą metody ARPES pasm 2DEG na powierzchni próbek InAs(S) oraz dopasowanie modelu Kane'a i funkcji parabolicznej. -----	83
Rysunek 37. Wykonane we wskazanych temperaturach widma ARPES próbki S/InAs(undp) oraz wyznaczone wartości minimów dwóch najgłębszych pasm w zależności od temperatury.--	87
Rysunek 38. Wykonane we wskazanych temperaturach widma ARPES próbki Se/InAs(undp) oraz wyznaczone wartości minimów dwóch najgłębszych pasm w zależności od temperatury.--	88
Rysunek 39. Wykonane we wskazanych temperaturach widma ARPES próbki Te/InAs(undp) oraz wyznaczone wartości minimów dwóch najgłębszych pasm w zależności od temperatury.--	89
Rysunek 40. Wykonane we wskazanych temperaturach widma ARPES próbki S/InAs(S) oraz wyznaczone wartości minimów pasm w zależności od temperatury.-----	90
Rysunek 41. Wykonane we wskazanych temperaturach widma ARPES próbki Te/InAs(S) oraz wyznaczone wartości minimów pasm w zależności od temperatury.-----	91
Rysunek 42. Wyznaczone szerokości połówkowe pierwszego, najgłębszego pasma dla 2DEG na powierzchni InAs(undp).-----	92
Rysunek 43. Wyznaczone szerokości połówkowe pierwszego, najgłębszego pasma dla 2DEG na powierzchni InAs(S). -----	93
Rysunek 44. Zestawienie widm ARPES dla coraz to mniejszych gęstości 2DEG na Te/InAs(S). -----	97
Rysunek 45. Dopasowanie modelu Kane'a do pierwszych pasm 2DEG na powierzchni Te/InAs(S) dla różnych gęstości 2DEG.-----	99
Rysunek 46. Zestawienie widm ARPES zarejestrowanych we wskazanych czasach ekspozycji powierzchni próbki na gazy resztkowe od momentu schłodzenia próbki do temperatury -140°C. -----	100

Spis tabel

Tabela 1. Parametry wykorzystanych w czasie badań kryształów arsenku indu.	54
Tabela 2. Zestawienie zbadanych próbek i ich oznaczeń w tekście.	58
Tabela 3. Zestawienie koncentracji donorów N_D z odpowiadającymi im parametrami E_G^{ND}	68
Tabela 4. Minima pasm 2DEG na powierzchni InAs(undp), temperatura pomiaru $20^\circ C$	73
Tabela 5. Szerokości pasm 2DEG na powierzchni InAs(undp), temperatura pomiaru $20^\circ C$	73
Tabela 6. Wektory falowe Fermiego oraz gęstości powierzchniowe elektronów 2DEG na powierzchni InAs(undp), temperatura pomiaru $20^\circ C$	74
Tabela 7. Pozostałe parametry 2DEG na powierzchni InAs(undp), temperatura pomiaru $20^\circ C$	75
Tabela 8. Minima pasm 2DEG na powierzchni InAs(S), temperatura pomiaru $20^\circ C$	77
Tabela 9. Szerokości pasm 2DEG na powierzchni InAs(S), temperatura pomiaru $20^\circ C$	77
Tabela 10. Wektory falowe Fermiego oraz gęstości powierzchniowe elektronów 2DEG na powierzchni InAs(S), temperatura pomiaru $20^\circ C$	77
Tabela 11. Pozostałe parametry 2DEG na powierzchni InAs(S), temperatura pomiaru $20^\circ C$	78
Tabela 12. Wyznaczone za pomocą modelu Kane'a masy efektywne elektronów dla 2DEG na powierzchni InAs(undp).	83
Tabela 13. Wyznaczone za pomocą modelu Kane'a masy efektywne elektronów dla 2DEG na powierzchni InAs(S).	84
Tabela 14. Wyznaczone wartości sprzężenia elektron-fonon i wynikające z nich renormalizacje energii dla 2DEG na powierzchni InAs(undp).	93
Tabela 15. Wyznaczone wartości sprzężenia elektron-fonon i wynikające z nich renormalizacje energii dla 2DEG na powierzchni InAs(S).	94
Tabela 16. Wyznaczone parametry r_s i poszerzenia najgłębszego pasma wynikające z oddziaływań elektron-elektron dla 2DEG na powierzchni InAs(undp).	95
Tabela 17. Wyznaczone parametry r_s i poszerzenia najgłębszego pasma wynikające z oddziaływań elektron-elektron dla 2DEG na powierzchni InAs(S).	95
Tabela 18. Wyznaczone minima pierwszego pasma i szerokości wzdłuż osi energii w tych minimach dla coraz to mniejszych gęstości 2DEG na Te/InAs(S).	98
Tabela 19. Zestawienie wyznaczonych minimów pierwszego pasma oraz jego szerokości w tym minimum dla widm ARPES zarejestrowanych we wskazanych czasach ekspozycji powierzchni próbki na gazy resztkowe od momentu schłodzenia próbki do temperatury $-140^\circ C$	100