

**Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej**

**Praca magisterska**

**Rafał Domaradzki**

kierunek studiów: **fizyka techniczna**

**Nadprzewodnictwo w cienkich warstwach metalicznych**

Opiekun: **dr inż. Paweł Wójcik**

**Kraków, wrzesień 2016**

Oświadczam, świadomy odpowiedzialności karnej za poświadczenie nieprawdy, że niniejszą pracę dyplomową wykonałem osobiście i samodzielnie i nie korzystałem ze źródeł innych niż wymienione w pracy.

……………………………………………….

(czytelny podpis)

Opinia Promotora:

Opinia Recenzenta:

*Składam serdeczne podziękowania*

*dr inż. Pawłowi Wójcikowi*

*za olbrzymią cierpliwość oraz pomoc*

*przy tworzeniu niniejszej pracy*

**Spis treści**

[1. Wprowadzenie 7](#_Toc461488658)

[1.1. Wstęp 7](#_Toc461488659)

[1.2. Cel pracy 8](#_Toc461488660)

[2. Informacje teoretyczne 9](#_Toc461488661)

[2.1. Równanie Bogoliubova-de Gennes 9](#_Toc461488662)

[2.2. Przygotowanie równania BdG do obliczeń numerycznych 10](#_Toc461488663)

[3. Obliczenia numeryczne i ich wyniki 16](#_Toc461488664)

[3.1. Wykonanie programu 16](#_Toc461488665)

[3.2. Potencjał chemiczny 16](#_Toc461488666)

[3.3. Przerwa nadprzewodząca 18](#_Toc461488667)

[3.4. Temperatura krytyczna 22](#_Toc461488668)

[3.5. Inne metale 24](#_Toc461488669)

[3.6. Porównanie parametrów 25](#_Toc461488670)

[3.7. Porównanie jakościowe z eksperymentem 26](#_Toc461488671)

[3.8. Porównanie ilościowe z eksperymentem 28](#_Toc461488672)

[4. Podsumowanie 30](#_Toc461488673)

# Wprowadzenie

## Wstęp

W ostatnich latach dokonał się bardzo duży postęp w nanotechnologii, który umożliwia wytwarzanie wysokiej jakości metalicznych nanostruktur, takich jak nanowarstwy, nanodruty oraz nanocząstki. W roku 1963 Blatt i Thomson zapoczątkowali badania nad kwantowym efektem rozmiarowym i jego wpływem na fazę nadprzewodzącą w cienkich warstwach metalicznych [1]. Ich praca dowiodła istnieniu oscylacji temperatury krytycznej w funkcji grubości warstwy, które są efektem wynikającym z ograniczenia ruchu elektronu w kierunku prostopadłym do powierzchni warstwy. Gdy rozmiary układu stają się porównywalne do długości fali elektronu na poziomie energii Fermiego w modelu elektronów swobodnych sfera Fermiego zostaje rozszczepiona na układ dyskretnych dwuwymiarowych podpasm parabolicznych, których energia wzrasta wraz ze zmniejszającą się grubością warstwy. Teoria przewiduje, że za każdym razem, gdy dno podpasma przechodzi przez poziom Fermiego następuje znaczny wzrost temperatury krytycznej   
w postaci piku. Niestety przez długi czas eksperymenty nie były w stanie tego wykazać,   
a spowodowane to było trudnościami technicznymi w wytwarzaniu jednorodnych warstw, które zwykle były polikrystaliczne i zawierały dużą liczbę defektów. Obecnie wiele trudności w wytwarzaniu warstw o odpowiedniej jakości zostało pokonanych, co ponownie otworzyło tematykę oscylacji temperatury krytycznej w nanowarstwach.

Ostatnio, Guo i in. w artykule [2] opisali wytwarzanie nanowarstw ołowiu na podłożu krzemowym i zaobserwowali wspomniane wyżej oscylacje temperatury krytycznej w funkcji liczby monowarstw ołowiu. Bezpośredni związek tych oscylacji z kwantowym efektem rozmiarowym został potwierdzony niezależnie przez pomiar energii stanów związanych w studni kwantowej przy użyciu spektroskopii fotoemisyjnej. Wyniki pomiarów zaprezentowane w [2] dotyczyły jednak tylko warstw o grubości większej niż 20 ML (z ang. monolayer – monowarstwa) z powodu występowania problemu stabilności termodynamicznej cieńszych warstw od 20 ML składających się z parzystej liczby monowarstw. Badania nad nanowarstwami ołowiu zostały także rozszerzone przez Eom   
i in. w artykule [3], w którym oscylacje zostały potwierdzone w warstwach ołowiu   
o grubości 5 – 18 ML. W eksperymencie tym temperatura krytyczna była mierzona za pomocą skaningowej mikroskopii tunelowej co pozwoliło na uniknięcie niejasności związanych z obecnością warstwy złota, koniecznej w pomiarach transportowych przeprowadzanych w pracy [2]. Odkryto istnienie bezpośredniej zależności pomiędzy oscylacjami gęstości stanów na poziomie Fermiego oraz oscylacjami temperatury krytycznej. Dodatkowo, pomiary temperatury krytycznej dla warstw ołowiu na podłożu krzemowym wykazały istnienie oscylacji z okresem dwóch nanowarstw atomowych (z ang. bilayer lub even-odd oscillations). Jak wykazano, temperatura krytyczna dla warstw   
o parzystej liczbie monowarstw jest większa niż dla warstw o nieparzystej ich liczbie   
w odpowiednich zakresach grubości warstw. Ta zależność zmienia się z okresem 7 - 9 ML co zostało zaobserwowane w wielu eksperymentach [4] [5] [6].

Obecnie nadal prowadzi się badania dotyczące tego zjawiska co widać na przykładzie pracy Zhanga i in. [7] opublikowanej w 2010 r., w której badają oni nadprzewodnictwo nanowarstw ołowiu oraz indu o grubości 1 ML na podłożach krzemowych. Podobnie w pracy Navarro-Moratalla i in. [8] z lutego tego roku bada się nadprzewodnictwo w cienkich warstwach, ale już nie metalicznych tylko półprzewodnikowych wykonanych z TaS2. Tak samo niniejsza praca jest przykładem, że temat ten nie został zapomniany i wiele takich badań zostanie jeszcze wykonanych   
w przyszłości.

## Cel pracy

W niniejszej pracy została zbadana możliwość wykorzystania równania Bogoliubova-de Gennes w celu otrzymania oscylacji temperatury krytycznej w cienkich warstwach metalicznych. Na początku zostały wykonane obliczenia analityczne przekształcające równanie Bogoliubova-de Gennes do postaci dogodnej dla obliczeń numerycznych. Następnie za jego pomocą dokonano symulacji przerwy nadprzewodzącej w funkcji grubości nanowarstw. Symulacje przeprowadzano dla różnych temperatur co umożliwiło otrzymanie temperatury krytycznej metali. Zbadano też wpływ kilku parametrów równania na wyniki obliczeń, a na samym końcu wyniki porównano jakościowo oraz ilościowo z rzeczywistymi eksperymentami.

# Informacje teoretyczne

## Równanie Bogoliubova-de Gennes

Istnieje wiele modeli teoretycznych wyjaśniających zjawisko nadprzewodnictwa. Jednym z głównych przykładów jest teoria BCS (nazwa pochodzi od inicjałów jej twórców: Johna Bardeena, Leona Coopera i Roberta Shrieffera), która zakłada, że w stanie nadprzewodzącym elektrony przewodnictwa metalu (fermiony) mogą łączyć się w pary (pary Coopera), które są bozonami i podlegają kondensacji Bosego-Einsteina. Za wyjaśnienie mikroskopowej natury nadprzewodnictwa twórcy tej teorii w 1972 r. dostali nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki [9].

Na podstawie teorii BCS Nikolay Bogoliubov wprowadził formalizm matematyczny, który następnie dzięki pomocy Pierre-Gilles de Gennes ewoluował w równanie Bogoliubova-de Gennes [10]. Równanie to dobrze nadaje się do opisu nadprzewodzących właściwości układów mikroskopowych, w których występują nieciągłości (takie jak brzegi nanowarstw) dlatego też zostanie tutaj użyte.

Postać równania Bogoliubova-de Gennes jest następująca:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (1) |

gdzie jest hamiltonianem dla elektronu, – potencjał chemiczny, – parametr porządku, i – elektronowe i dziurowe funkcje falowe, – energie własne układu.

Równanie Bogoliubova-de Gennes jest bardzo dobrym narzędziem do badania właściwości nadprzewodzących w nanowarstwach metalicznych jednak ma jedną istotną wadę – obliczenia numeryczne są zbyt długotrwałe. Można ją częściowo wyeliminować poprzez zastosowanie pewnych przybliżeń, które zostały przedstawione w poniższym podrozdziale.

## Przygotowanie równania BdG do obliczeń numerycznych

Jako pierwsze przybliżenie zakładamy, że nanowarstwa ma nieskończoną powierzchnię i skończoną grubość *L* jak to zostało przedstawione na rys. **1**:



**Rysunek 1.** Schemat nanowarstwy

W tym przypadku możemy funkcje falowe zapisać w postaci fal płaskich będących rozwiązaniem równania Schrödingera dla cząstki swobodnej:

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
|  |  | (2) | |
|  |  | | (3) |

Następnie zakładając wstawiamy równania (2) i (3) do równania (1) otrzymując:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | *(4)* |

gdzie

Dodatkowo w kierunku osi „z” układ ma postać nieskończonej studni potencjału (rys. **2**), a z mechaniki kwantowej wiemy, że funkcje oraz wartości własne nieskończonej studni potencjału są następującej postaci:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | *(5)* |
|  |  | *(6)* |



**Rysunek 2.** Funkcje falowe nieskończonej studni potencjału

Funkcje własne nieskończonej studni potencjału stanowią bazę zupełną, dlatego możemy zapisać w ich bazie:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | *(7)* |

Równanie to wstawiamy do (4) otrzymując dwa równania:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | *(8)* |

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | *(9)* |

Mnożymy obie strony równań przez i całkujemy po :

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (10) |

Pamiętając, że stany studni są ortogonalne:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (11) |

oraz:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (12) |

otrzymujemy:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (13) |

Analogicznie dla drugiego równania:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (14) |

Równania (13) i (14) możemy zapisać w postaci macierzowej:

)

gdzie ,

Jest to układ równań , który możemy uprościć przy założeniu (przybliżenie Andersona) otrzymując równań o postaci:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (16) |

Następnie rozwiązujemy problem własny z powyższego równania:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (17) |

Otrzymujemy wartości własne energii równe:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (18) |

gdzie:

Możemy także wyznaczyć iloczyn , który przyda nam się w dalszej części obliczeń:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (19) |

Wartość przerwy nadprzewodzącej dana jest wzorem:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (20) |

gdzie: – stała sprzężenia elektron-fonon, – rozkład Fermiego-Diraca:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (21) |

Sumowanie w równaniu (20) odbywa się po stanach, których energia , gdzie – częstotliwość Debye’a.

Następnie z równania (20) możemy rozpisać na składowe (gdzie i to wektory falowe odpowiednio w kierunku i ) otrzymując równanie w postaci trzech sum:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (22) |

Zapisując sumę po wektorze falowym jako całkę () mamy:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (23) |

Przechodzimy na współrzędne biegunowe ( jest jakobianem):

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (24) |

Następnie wstawiając z równania (7) oraz (19):

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (25) |

Mnożymy obustronnie przez i całkujemy :

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (26) |

Zapisując jeszcze w miejsce całki po symbol () otrzymujemy ostateczną postać równania na przerwę nadprzewodzącą, które posłuży do obliczeń numerycznych:

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
|  |  | (27) |

# Obliczenia numeryczne i ich wyniki

## Wykonanie programu

Program do wykonania obliczeń numerycznych został napisany w języku C ze względu na jego wysoką wydajność. Jego głównym zadaniem było numeryczne rozwiązanie równania samozgodnego (27) z parametrami jakie zostały wypisane w tabeli **1**, na podstawie, których widać zaletę z korzystania z jednostek atomowych jakie zostały w programie użyte. Obliczenia przeprowadzane były też dla kilku różnych metali, więc program miał możliwość czytania plików konfiguracyjnych z ich parametrami z tabeli **2**.

**Tabela 1.** Parametry programu

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Wielkość | Wartość w jednostkach SI | Wartość w jednostkach atomowych |
|  |  |  |
|  |  |  |
|  |  |  |
|  |  |  |
|  |  |  |
|  |  |  |

**Tabela 2.** Parametry metali

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Symbol metalu | Energia Debye’a |  |  |
|  |  |  |  |
|  |  |  |  |
|  |  |  |  |
|  |  |  |  |

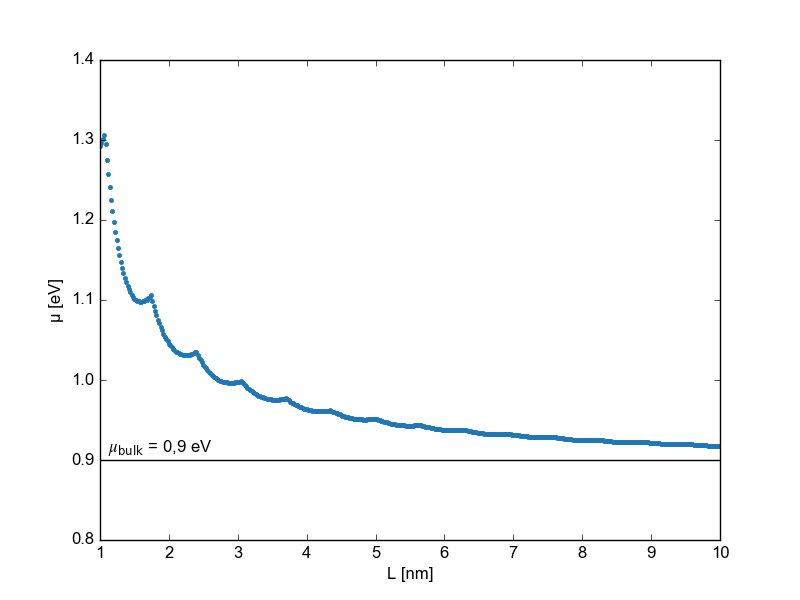
## Potencjał chemiczny

Do obliczeń jak to widać w równaniu (27) potrzebujemy wartości potencjału chemicznego . Dla temperatur bliskich zeru (czyli takich z jakimi będziemy mieli do czynienia w tej pracy) potencjał chemiczny można utożsamiać z energią Fermiego, która jest energią graniczną dla stanów fermionowych. Stany o energii niższej są zajęte przez fermiony, a stany o energii wyższej są wolne [11].

Dla metali makroskopowych wartość tego potencjału przyjęto . Jednak nie można założyć, że taką samą wartość będą miały nanowarstwy jedynie koncentracja elektronów powinna być na podobnym poziomie i dlatego na podstawie obliczono koncentrację elektronów z modelu trójwymiarowego gazu doskonałego:

i otrzymano wartość . Następnie przy założeniu stałej koncentracji elektronów wykorzystując równanie:

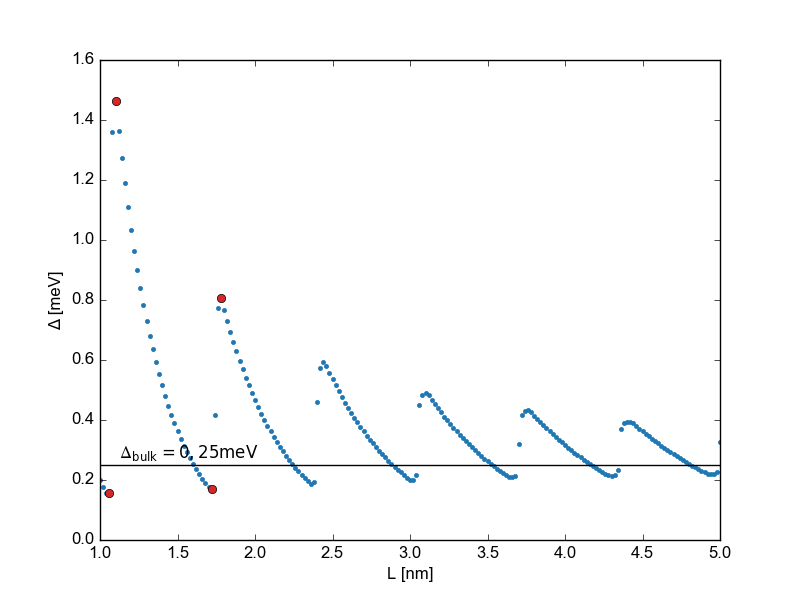
oraz korzystając z metody bisekcji obliczano wartość potencjału chemicznego odpowiadającego stałej koncentracji elektronów dla odpowiednich grubości nanowarstw metalicznych. Wyniki obliczeń zaprezentowano na rys. **3**. Widać, że wraz ze wzrostem grubości nanowarstwy potencjał chemiczny maleje z małymi skokami aż do osiągnięcia wartości jaką się otrzymuje dla materiałów makroskopowych.



**Rysunek 3.** Wartość potencjału chemicznego od grubości nanowarstwy

## Przerwa nadprzewodząca

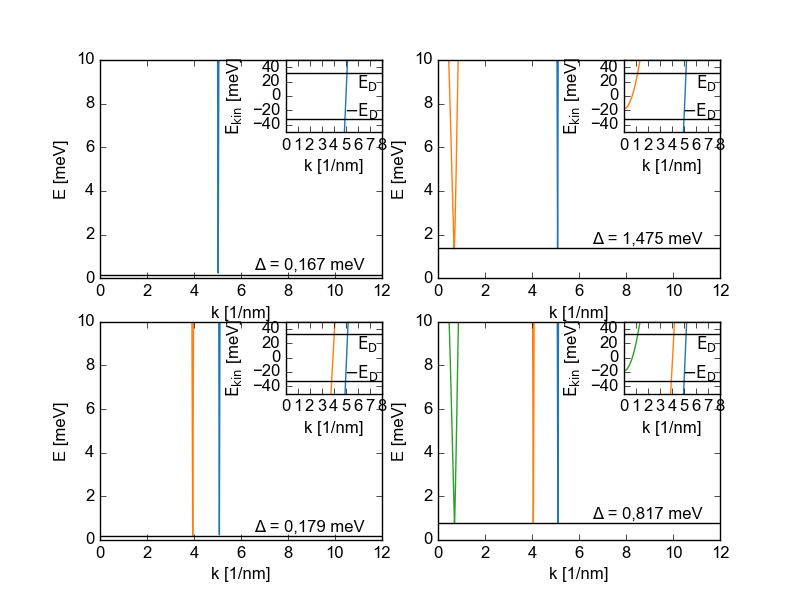
Wartość przerwy nadprzewodzącej otrzymano z równania (27). Jest to równanie samozgodne, które rozwiązuje się poprzez zadanie jakichś początkowych wartości dla przerwy nadprzewodzącej, a następnie wstawienie ich do tego równania i w ten sposób otrzymujemy nowe wartości . Robimy to tak długo aż wartości kolejnych przestaną się nam w istotny sposób zmieniać (w programie tę zmianę ustalono na poziomie ). Obliczenia te przeprowadzono dla glinu, przyjmując parametry z tabeli **2** i licząc od grubości nanowarstwy równej do z krokiem i w temperaturze . Wyniki przedstawiono na rys. **4**:



**Rysunek 4.** Wartość przerwy nadprzewodzącej od grubości nanowarstwy

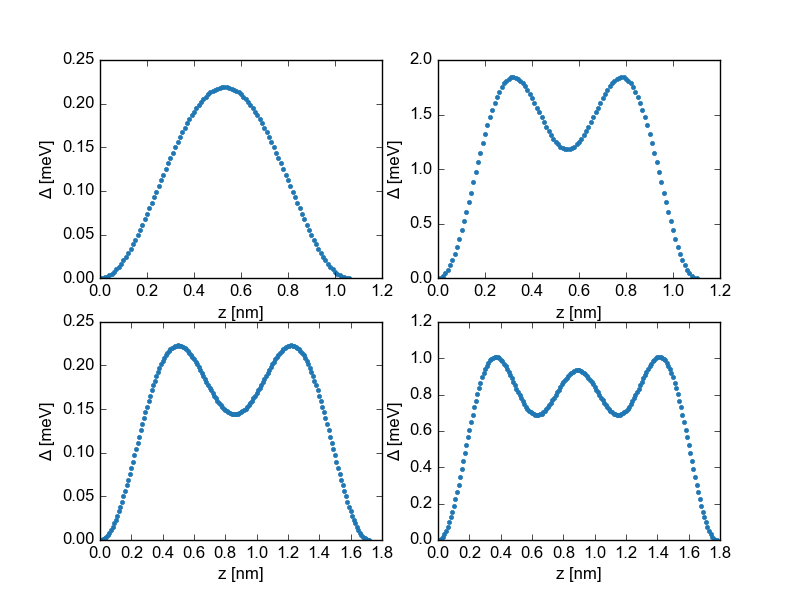
Zostały otrzymane oscylacje wartości przerwy nadprzewodzącej o amplitudzie zmniejszającej się wraz ze wzrostem grubości nanowarstwy. Wartość ta dąży do zaznaczonej na rysunku **4** dla warstwy glinu o grubości makroskopowej. Oscylacje te dla małych grubości mają dużą wartość w porównaniu do np. dla grubości wartość przerwy nadprzewodzącej jest blisko 6-krotnie wyższa od .

W nadprzewodnictwie pary Coopera tworzone są przez elektrony o energiach bliskich poziomowi Fermiego, a ta bliskość jest określona przez energię Debye’a . W modelu elektronów swobodnych jeśli grubość warstwy stanie się porównywalna z długością fali elektronu to z powodu ograniczenia ruchu elektronu sfera Fermiego przekształci się w układ parabolicznych podpasm, których energia się zwiększa wraz z zmniejszeniem grubości warstwy. Jeśli jakieś podpasmo znajdzie się w przedziale energii Debye’a to spowoduje wzrost liczby stanów mogących tworzyć pary Coopera, a tym samym wzrost wartości przerwy nadprzewodzącej. Na rysunku **4** kolorem czerwonym zaznaczono cztery punkty odpowiadające różnym grubościom nanowarstw: dwa z nich (dla i ) leżą w dołkach poniżej , a dwa (dla i ) na samych szczytach. Dla tych punktów na rysunku **5** narysowano relacje dyspersji energii nadprzewodzącej oraz energii kinetycznej względem wektora falowego . Na rysunku **5**(a), które odpowiada minimum wartości przerwy nadprzewodzącej widzimy tylko wykres dla jednego podpasma. Sytuacja zmienia się na rysunku **5**(b) gdzie dołącza drugie podpasmo, którego dno wpada w przedział energii Debye’a (na wykresie w rogu) co powoduje nagły wzrost liczby par Coopera obserwowany jako pik wartości przerwy nadprzewodzącej dla grubości . Analogicznie można przeanalizować rysunek **5**(c) odpowiadający jednemu z minimum przerwy nadprzewodzącej – na wykresie nie widać dna podpasma oraz rys. **5**(d) gdzie dno jest widoczne i tym samym mamy skok wartości .



**Rysunek 5.** Relacje dyspersji przedstawiające energie nadprzewodzące (główne wykresy) oraz energie kinetyczne (wykresy w prawych górnych rogach) w zależności od wektora falowego dla nanowarstw o grubości: (a) , (b) , (c) oraz (d)

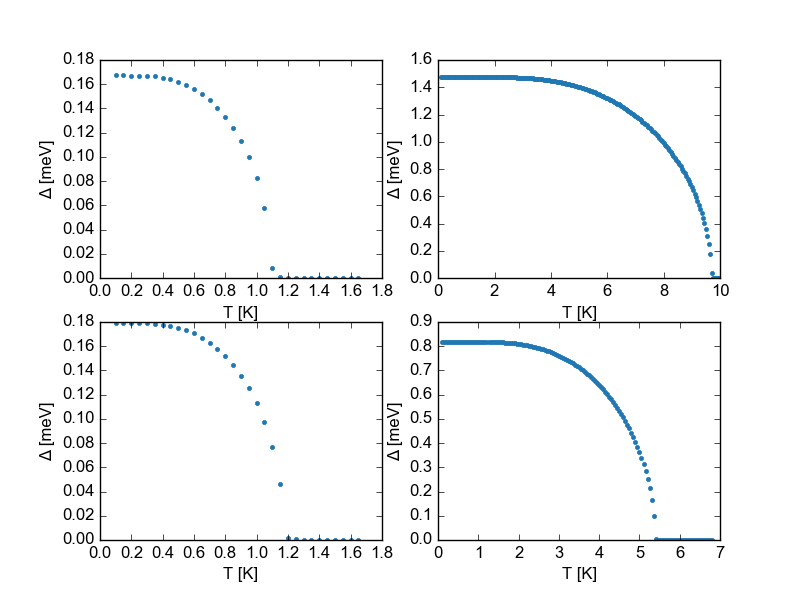
Rysunek **6** przedstawia rozkład wartości przerwy nadprzewodzącej wzdłuż osi „z” będącej grubością nanowarstwy dla nanowarstw o grubościach takich jak na poprzednim wykresie, na którym widać, że jest funkcją oscylującą i ma symetrię gęstości elektronowej w studni potencjału. Na rys. **6**(a) mamy tylko stan podstawowy studni potencjału, który bierze udział w nadprzewodnictwie, a na rysunkach **6**(b) oraz **6**(c) do niego dołącza następny stan, a na rysunku **6**(d) widać już trzy stany. Można też zauważyć, że na rysunkach z ta samą liczbą stanów (b i d) wraz ze wzrostem grubości nanowarstwy okres oscylacji się zwiększa, a ich amplituda się zmniejsza.



**Rysunek 6.** Wartość przerwy nadprzewodzącej wzdłuż osi będącej grubością warstwy dla nanowarstw o grubości: (a) , (b) , (c) oraz (d)

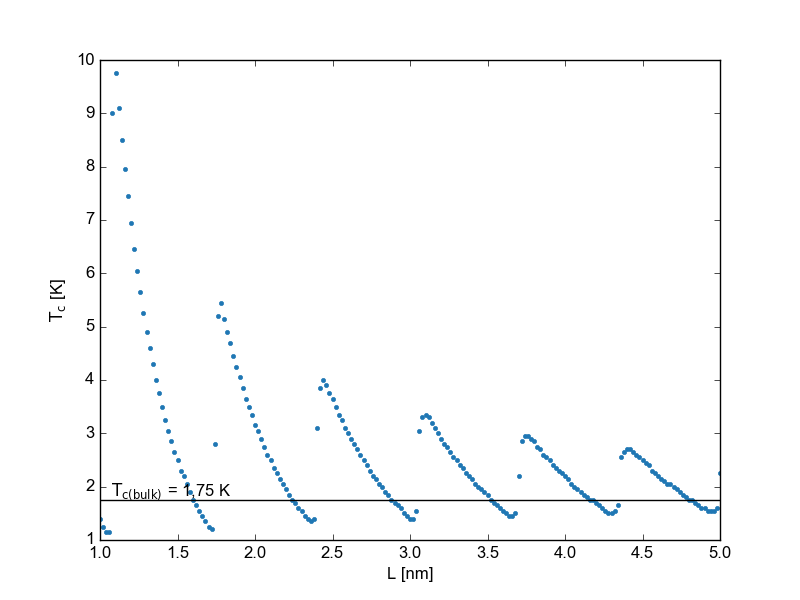
## Temperatura krytyczna

Obliczenia wartości przerwy nadprzewodzącej przeprowadzono także w różnych temperaturach od do kilkunastu z krokiem . Wyniki dla grubości warstw: , , oraz przedstawiono na rysunku **7**:



**Rysunek 7.** Wartość przerwy nadprzewodzącej od temperatury dla nanowarstw o grubości: (a) , (b) , (c) oraz (d)

Wraz ze wzrostem temperatury wartość przerwy nadprzewodzącej spada aż do osiągnięcia wartości bliskich . Dla tak niskich wartości nadprzewodnictwo zanika, więc temperatura temu odpowiadająca jest temperaturą krytyczną . Wykres dla wszystkich badanych grubości warstw przedstawiono na rysunku **8**:

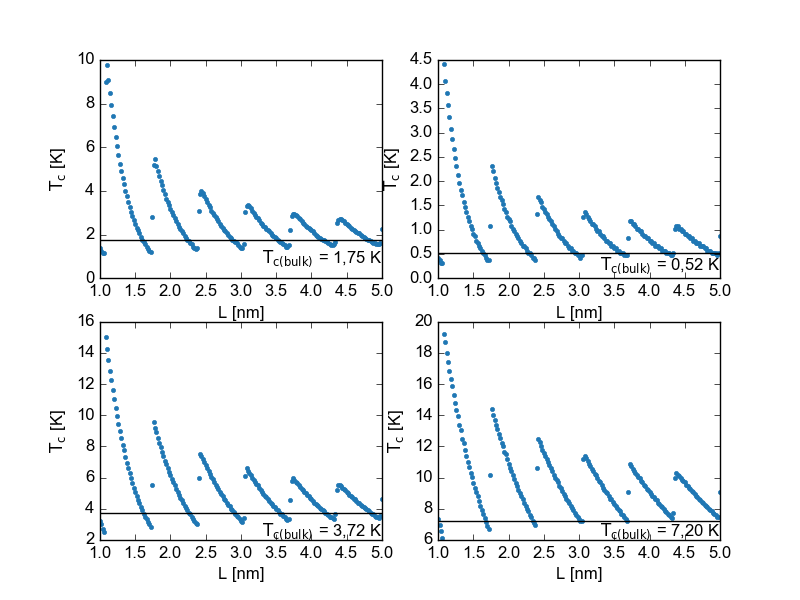


**Rysunek 8.** Wykres temperatury krytycznej od grubości nanowarstwy

Otrzymano wykres analogiczny do wykresu przerwy nadprzewodzącej z rys. **4**. Minimom wartości przerwy nadprzewodzącej odpowiadają minima wartości , a maksimom – maksima. Tak samo oscylacje zanikają wraz ze wzrostem grubości nanowarstwy. Na wykresie zaznaczono także co jest wartością temperatury krytycznej dla glinu o grubości makroskopowej, do której wykres powinien się zbiegać wraz ze wzrostem grubości . Patrząc na wykres można także zauważyć, że wytwarzając nanowarstwy glinu o grubości można by było zwielokrotnić wartość osiągając .

## Inne metale

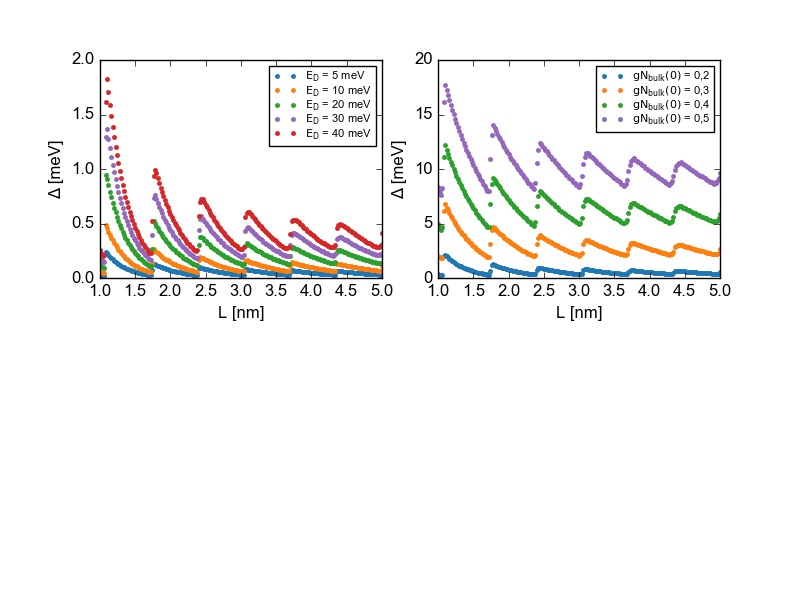
Korzystając z tabeli **2** przeprowadzono także symulacje dla innych metali tj. kadmu, cyny oraz ołowiu i wyniki prezentujące wykresy temperatur krytycznych od grubości nanowarstw przedstawiono na rys. **9**. Na wszystkich wykresach otrzymano gasnące oscylacje, które zbliżają się do wartości bliskich makroskopowym temperaturom krytycznym . Największe wzmocnienie temperatury krytycznej zaobserwowano dla kadmu równe w porównaniu do dla grubości , natomiast najwyższe bezwzględne temperatury krytyczne osiągnięto dla ołowiu (rys. **9**(b)), gdzie dla grubości temperatura krytyczna wyniosła . Nic więc dziwnego, że nanowarstwy ołowiowe używane są w eksperymentach badających tego typu oscylacje o czym wspomniano we wstępie na przykładzie prac [2] [3] [4] [5] [6].



**Rysunek 9.** Wykres temperatury krytycznej od grubości nanowarstwy dla metali: (a) , (b) , (c) oraz (d)

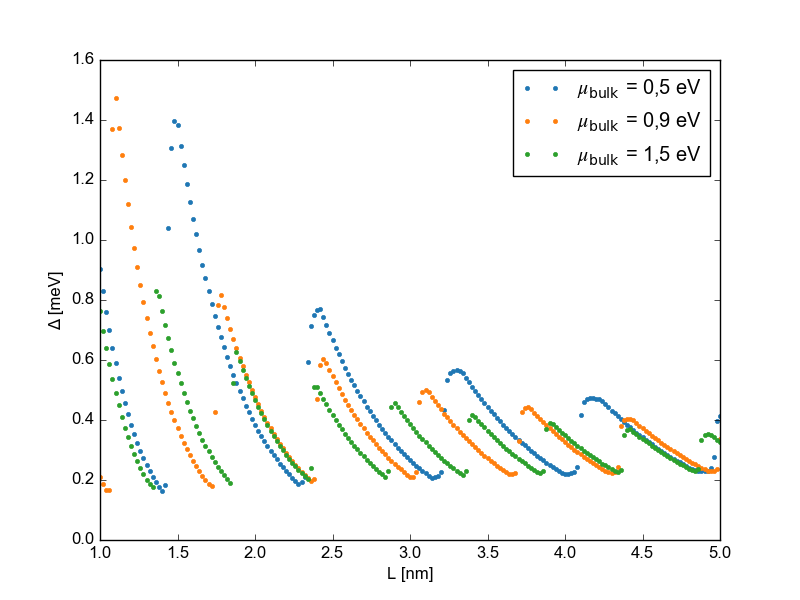
## Porównanie parametrów

Sprawdzono też zachowanie przerwy nadprzewodzącej względem energii Debye’a (rys. **10**(a)) oraz stałej sprzężenia elektron – fonon (rys. **10**(b)). Zwiększenie obu parametrów prowadzi do wzrostu bezwzględnej wartości przerwy nadprzewodzącej , jednak względne oscylacje ulegają zmniejszeniu np. na rys. **10**(a) dla pomiędzy najmniejszą wartością , a największą jest 12-krotna różnica, a dla jest ok. 9-krotna. Jeszcze bardziej to widać na przykładzie stałej sprzężenia elektron – fonon: dla otrzymano 7-krotne wzmocnienie, a dla już tylko ok. 2-krotne. Jest to potwierdzone też na rys. **9** gdzie kadm posiadający niskie oraz w porównaniu z resztą metali wykazuje najmocniejsze względne wzmocnienie.



**Rysunek 10.** Wykres przerwy nadprzewodzącej od grubości nanowarstwy dla różnych wartości parametrów: (a) oraz (b)

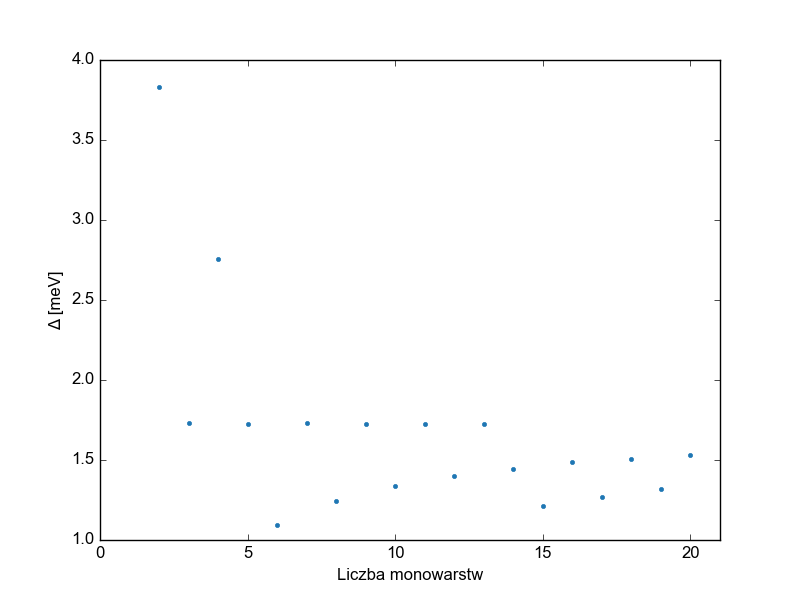
Innym parametrem mającym wpływ na wyniki obliczeń jest potencjał chemiczny , który sprawdzono przeprowadzając symulacje dla trzech różnych wartości i wyniki przedstawiono na rys. 11. Okazuje się, że jego zmiana nie wpływa znacząco ani na wartość bezwzględną przerwy nadprzewodzącej , ani amplitudę jej oscylacji. Zmienia się natomiast okres oscylacji, który spada wraz ze wzrostem .



**Rysunek 11.** Wykres przerwy nadprzewodzącej od grubości nanowarstwy dla różnych wartości potencjału chemicznego

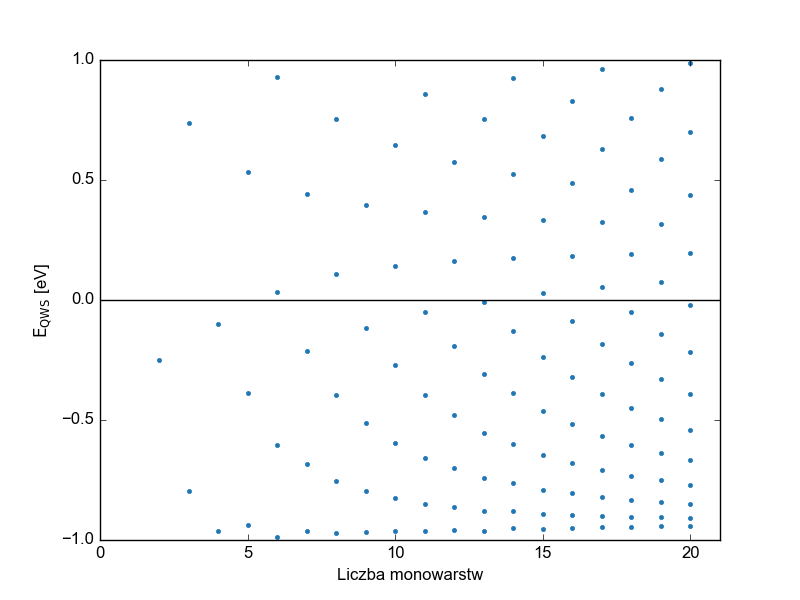
## Porównanie jakościowe z eksperymentem

W poprzednich podrozdziałach prezentowano wyniki obliczeń dla nanowarstw o różnych grubościach z krokiem . Jednak w rzeczywistych eksperymentach nie jest możliwe otrzymanie nanowarstw o dowolnej grubości, ze względu określoną grubość jednej monowarstwy metalu. W tym podrozdziale założono grubość jednej monowarstwy ołowiu równą i wyniki obliczeń przedstawiono w formie wykresu wartości przerwy nadprzewodzącej w funkcji liczby ML na rys. **12**:



**Rysunek 12.** Wykres przerwy nadprzewodzącej od grubości nanowarstwy dla rzeczywistych grubości monowarstw

Można zaobserwować, że w przedziale od 2 do 4 ML nanowarstwy o parzystej liczbie ML osiągają wyższe wartości przerwy nadprzewodzącej , następnie do 13 ML następuje zmiana i większą wartość mają nanowarstwy składające się z nieparzystej liczby ML i analogicznie od 14 ML sytuacja ponownie się zmienia. Zostało to zauważone w eksperymentach [3] [4] [5] [6], w których wykazano istnienie oscylacji z okresem dwóch ML ze zmianą co 7 - 9 ML. Efekt ten można wyjaśnić na wykresie energii stanów kwantowych studni potencjału w funkcji liczby ML (rys. **13**). Wykres ten został tak przeskalowany, że oznacza energię Fermiego i tylko stany o energii poniżej tego poziomu biorą udział w nadprzewodnictwie w stopniu zależnym bliskości temu poziomowi - im bliżej tym w większym stopniu. Widać, że od 2 do 4 ML bliżej są warstwy parzyste, od 5 do 13 ML – nieparzyste i następnie powyżej 13 ML znowu parzyste co potwierdza wyniki z rys. **12**.



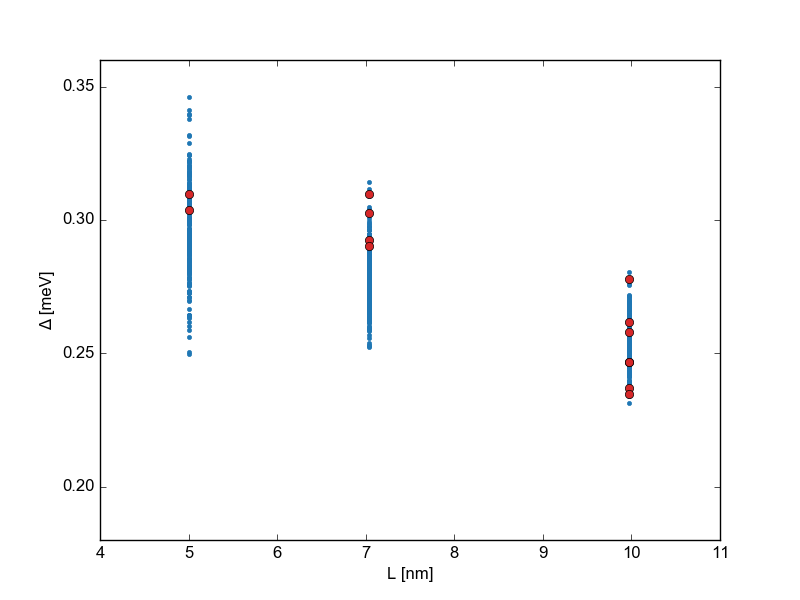
**Rysunek 13.** Wykres energii stanów kwantowych studni potencjału w funkcji liczby monowarstw

## Porównanie ilościowe z eksperymentem

Porównując ilościowo wyniki obliczeń numerycznych z eksperymentem należy wziąć pod uwagę, że wykonywane nanowarstwy nie są idealne i mogą zawierać niejednorodności powierzchni. Do zasymulowania tych niejednorodności posłużono się pracą [12], gdzie są one przybliżone za pomocą zmiany energii kinetycznej elektronów z wzoru:

gdzie – liczba losowa z rozkładu jednorodnego z przedziału , – zmiana grubości nanowarstwy przyjęta jako równa 1 ML co daje dla nanowarstw glinu.

Wykorzystując pomiary z pracy [13], w której zmierzono wartości przerwy nadprzewodzącej dla nanowarstw glinu o kilku grubościach wykonano po 500 niezależnych obliczeń dla grubości równych , oraz i wyniki przedstawiono na rys. **14**:



**Rysunek 14.** Porównanie z eksperymentem

Otrzymane wyniki w dobrym stopniu zgadzają się z danymi eksperymentalnymi (zaznaczonymi kolorem czerwonym) co potwierdza, że równania Bogoliubova-de Gennes dobrze odzwierciedlają fizykę związaną z nadprzewodnictwem w cienkich warstwach metalicznych.

# Podsumowanie

Celem pracy było zbadanie możliwości wykorzystania równania Bogoliubova-de Gennes w celu otrzymania oscylacji temperatury krytycznej w cienkich warstwach metalicznych. Oscylacje te wynikają z małej grubości takich nanowarstw, która ogranicza ruch elektronów co powoduje rozszczepienie sfery Fermiego z modelu elektronów swobodnych na szereg dyskretnych podpasm parabolicznych. Energia tych podpasm zależy od grubości nanowarstwy i dla pewnych grubości dno podpasma znajdzie się w przedziale energii Debye’a co powoduje nagły wzrost liczby par Coopera potęgujący efekt nadprzewodnictwa.

Niniejszą pracę rozpoczęto od wykonania przekształceń równania Bogoliubova-de Gennes umożliwiających znaczne przyspieszenie dalszych obliczeń. Następnie zakładając wartość potencjału chemicznego dla metali makroskopowych równą obliczono w jaki sposób będzie się on zachowywał dla nanowarstw metalicznych. Mając już wartość tego potencjału można było przejść do zasadniczych obliczeń. Numerycznie rozwiązując równanie samozgodne (27) otrzymane z równania Bogoliubova-de Gennes uzyskano zależność wartości przerwy nadprzewodzącej w funkcji grubości warstwy glinu, która okazała się funkcją oscylującą o amplitudzie zmniejszającej się wraz ze wzrostem grubości nanowarstwy i dążącą do (rys. **4**). Na rys. **5** przedstawiono energie kinetyczne elektronów w postaci parabol, które dla pewnych grubości nanowarstw wpadały w okno energii Debye’a co wyjaśniało skoki wartości dla tych grubości. Przeprowadzono też symulacje dla różnych temperatur, z których uzyskano rozkład temperatury krytycznej względem grubości otrzymując spodziewane oscylacje. Obliczenia te wykonano dla różnych metali tj. glin, kadm, cyna i ołów prezentując wyniki na wykresach na rys. **9**. Najwyższą bezwzględną temperaturę krytyczną osiągnięto dla ołowiu, a największe wzmocnienie względem (blisko 9-krotne) dla kadmu. Sprawdzono też zachowanie przerwy nadprzewodzącej względem energii Debye’a oraz stałej sprzężenia elektron – fonon (rys. **10**), co dowiodło, że zwiększenie któregokolwiek z tych parametrów prowadzi do wzrostu bezwzględnej wartości oraz zmniejszeniu względnych oscylacji.

Na końcu pracy porównano jakościowo oraz ilościowo wyniki obliczeń względem rzeczywistych eksperymentów. Porównanie jakościowe polegało na otrzymaniu oscylacji z okresem 2 monowarstw ołowiu opisanych w pracach [3] [4] [5] [6] co udało się na rys. **12** wykorzystując grubość jednej monowarstwy równą . W porównaniu ilościowym dodano efekt niejednorodności powierzchni uwzględniający trudności w wykonywaniu idealnych nanowarstw, a otrzymane wyniki okazały się zgodne z wynikami eksperymentu [13] co też potwierdziło użyteczność równania Bogoliubova-de Gennes.

**Bibliografia**

|  |  |
| --- | --- |
| [1] | T. C. J. Blatt J. M., „Phys. Rev. Lett. 10, 332,” 2006. |
| [2] | Z. Y. F. B. X. Y. H. T. Z. T. Z. Z. L. X. Z. W. G. W. E. G. N. Q. Q. Z. Q. J. F. Z. Z. X. X. Q. K. Guo Y., „Science 306, 1915,” 2004. |
| [3] | Q. S. C. M. Y. S. C. K. Eom D., „Phys. Rev. Lett. 96, 027005,” 2006. |
| [4] | T. Zhang, P. Cheng, W. J. Li, Y. J. Sun, X. G. Wang, G. Zhu, K. He, L. L. Wang, X. C. Ma, X. Chen, Y. Y. Wang, Y. Liu, L. H. Q, J. F. Jia i Q. K. Xue, „Nat. Phys. 6, 104,” 2010. |
| [5] | M. M. Özer, J. R. Thompson i H. H. Weitering, „Nat. Phys. 2, 173,” 2006. |
| [6] | M. M. Özer, Y. Jia, Z. Zhang, J. R. Thompson i H. H. Weitering, „Science 316, 1594,” 2007. |
| [7] | Z. T. i. in., „Superconductivity in one-atomic-layer metal films grown on Si(111),” *Nature Physics 6, 104,* 2010. |
| [8] | N.-M. E. i. in., „Enhanced superconductivity in atomically thin TaS2,” *Nature Communications 7, 11043,* 2016. |
| [9] | [Online]. Available: https://pl.wikipedia.org/wiki/Teoria\_BCS. [Data uzyskania dostępu: 20 08 2016]. |
| [10] | F. M. G., Proximity effects in superconducting spin-valve structures, Leiden: Leiden University, 2010. |
| [11] | [Online]. Available: https://pl.wikipedia.org/wiki/Potencja%C5%82\_chemiczny. [Data uzyskania dostępu: 10 09 2016]. |
| [12] | J. E. Han i V. H. Crespi, „Phys. Rev. B 69, 214526,” 2004. |
| [13] | N. A. Court, J. A. Ferguson i R. G. Clark, „Supercond. Sci. Technol. 21, 015013,” 2007. |
| [14] | M. D. C. F. M. P. A. A. Shanenko, „Oscillations of the superconductiing temperature induced by quantum well states in thin metallic films,” *Phys. Rev. B 75, 014519,* 2007. |

**Spis rysunków**

[**Rysunek 1.** Schemat nanowarstwy 10](#_Toc461488644)

[**Rysunek 2.** Funkcje falowe nieskończonej studni potencjału 11](#_Toc461488645)

[**Rysunek 3.** Wartość potencjału chemicznego od grubości nanowarstwy 18](#_Toc461488646)

[**Rysunek 4.** Wartość przerwy nadprzewodzącej od grubości nanowarstwy 19](#_Toc461488647)

[**Rysunek 5.** Relacje dyspersji przedstawiające energie nadprzewodzące (główne wykresy) oraz energie kinetyczne (wykresy w prawych górnych rogach) w zależności od wektora falowego dla nanowarstw o grubości: (a) , (b) , (c) oraz (d) 20](#_Toc461488648)

[**Rysunek 6.** Wartość przerwy nadprzewodzącej wzdłuż osi będącej grubością warstwy dla nanowarstw o grubości: (a) , (b) , (c) oraz (d) 21](#_Toc461488649)

[**Rysunek 7.** Wartość przerwy nadprzewodzącej od temperatury dla nanowarstw o grubości: (a) , (b) , (c) oraz (d) 22](#_Toc461488650)

[**Rysunek 8.** Wykres temperatury krytycznej od grubości nanowarstwy 23](#_Toc461488651)

[**Rysunek 9.** Wykres temperatury krytycznej od grubości nanowarstwy dla metali: (a) , (b) , (c) oraz (d) 24](#_Toc461488652)

[**Rysunek 10.** Wykres przerwy nadprzewodzącej od grubości nanowarstwy dla różnych wartości parametrów: (a) oraz (b) 25](#_Toc461488653)

[**Rysunek 11.** Wykres przerwy nadprzewodzącej od grubości nanowarstwy dla różnych wartości potencjału chemicznego 26](#_Toc461488654)

[**Rysunek 12.** Wykres przerwy nadprzewodzącej od grubości nanowarstwy dla rzeczywistych grubości monowarstw 27](#_Toc461488655)

[**Rysunek 13.** Wykres energii stanów kwantowych studni potencjału w funkcji liczby monowarstw 28](#_Toc461488656)

[**Rysunek 14.** Porównanie z eksperymentem 29](#_Toc461488657)