

Spektroskopia THz magnetoplazmonów
w heterostrukturze GaAs/AlGaAs o wysokiej ruchliwości
elektronów



Praca doktorska wykonana w Zakładzie Fizyki Ciała Stałego
Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego
pod opieką dr. hab. Jerzego Łusakowskiego, prof. UW

Marcin Białek
Warszawa, wrzesień 2015

Streszczenie

W ramach badań, opisanych w niniejszej pracy doktorskiej, zajmowałem się charakteryzacją wzbudzeń dwuwymiarowego gazu elektronowego (2DEG) w polu magnetycznym pod wpływem promieniowania terahercowego (THz). Promieniowanie THz to promieniowanie elektromagnetyczne o zakresie częstości 0.1–10.0 THz. Przedmiot moich badań wywodzi się z szerszego nurtu inżynierijno-naukowego, zapoczątkowanego w latach 90. XX w., mającego na celu stworzenie detektorów promieniowania THz opartych na wzbudzeniach plazmy w urządzeniach półprzewodnikowych o przestrajalnej częstości detekcji. Zastosowania promieniowania THz są bardzo obiecujące ze względu na jego niezwykle własności – jest to promieniowanie elektromagnetyczne przenikliwe dla licznej grupy materiałów nieprzezroczystych w świetle widzialnym, a jednocześnie wiele związków chemicznych ma w tym zakresie charakterystyczne linie absorpcyjne i emisyjne. Poza obrazowaniem, wskazuje się również promieniowanie THz jako nośnik zdalnej komunikacji. Ze względu na liczne potencjalne zastosowania urządzeń pracujących w zakresie THz, nastąpił duży postęp technologiczny w tej dziedzinie i obecnie dostępne są już komercyjne urządzenia, umożliwiające np. obrazowanie w zakresie THz.

Inspiracją dla tych badań były prace M. Dyakonova oraz M. Shura przewidujące, że w tranzystorze polowym (FET), poddanym wpływowi promieniowania THz, powstaje stałe napięcie pomiędzy kontaktami prądowymi tego urządzenia. Taki skok napięcia nazywany jest fotonapięciem (PV). Powstanie tego zjawiska tłumaczone jest niestabilnością prądu spowodowaną wzmocnieniem fal plazmowych na granicach tranzystora. Dyakonov i Shur przewidzieli, że FET powinien odpowiadać na promieniowanie THz w częstościach rezonansowych, związanych z jego wymiarami – spodziewali się, że kanał tranzystora polowego stanowi wnękę rezonansową dla fal plazmowych. Nie było to nowatorskie podejście, gdyż już w latach 70. XX w. obserwowano wzbudzenia dwuwymiarowej plazmy w 2DEG o skończonych wymiarach. Wcześniej jednak nie przewidywano powstawania rezonansowego sygnału fotonapięciowego. Co więcej, Dyakonov i Shur spodziewali się, że jako detektory można wykorzystać powszechnie dostępne tranzystory polowe. Przewidywana przez autorów częstość takich rezonansowych modów mieściła się w zakresie THz widma promieniowania elektromagnetycznego. Jednocześnie, Dyakonov i Shur przewidzieli, że FET będzie również odpowiadać w częstościach nierezonansowych, jeśli ruchliwość elektronów nie jest zbyt duża.

Zgodnie ze teorią Dyakonova-Shura, tranzystor polowy może być detektorem i źródłem promieniowania THz. Jednak zaobserwowana do

tej pory emisja promieniowania THz z tranzystorów polowych ma zbyt niską moc, aby możliwe było praktyczne wykorzystanie FET jako emitera. Tym bardziej, że konieczne jest jego schłodzenie to temperatur kriogenicznych. Z tego względu, FET obecnie przegrywa z takimi źródłami promieniowania dalekiej podczerwieni, jak np. kwantowe laser kaskadowe.

Detekcję nierezonansową odkryto na całej serii materiałów i w różnych typach tranzystorów polowych. Badano m.in. tranzystory typu MOSFET (metal-tlenek-półprzewodnik) oparte na krzemie oraz HEMT (tranzystory o wysokiej ruchliwości nośników) oparte na różnych złączach materiałów (np. GaN/AlGa_N, GaAs/AlGaAs, InGaAs/InAlAs). Sygnał nierezonansowy pojawia się nawet w temperaturze pokojowej i urządzenia wykorzystujące ten efekt są już wytwarzane jako produkty komercyjne (np. wielopikselowa kamera THz oparta na krzemowych MOSFETach). Obecnie bada się możliwość spektralnego zwężenia nierezonansowej odpowiedzi tranzystora polowego za pomocą rezonansowych anten.

Z drugiej strony, odkryte dotychczas rezonanse plazmowe w sygnale fotonapięcia z tranzystorów polowych okazały się być słabe i widoczne tylko w niskich temperaturach. Aby zrozumieć powody, które stoją za takim wynikiem, zdecydowaliśmy się przygotować próbki przykryte siatką metalicznych pasków o określonym okresie – tj. klasyczny układ, w jakim zaobserwowano plazmony po raz pierwszy w półprzewodnikowym 2DEG – a następnie zmierzyć sygnał PV z takich próbek, gdzie plazmony powinny zachowywać się w dobrze znany sposób. Interesujące było to, jaką odpowiedź w fotonapięciu uzyskuje się w przypadku struktur, w których powinny wzbudzić się, dobrze znane od lat 70. XX w., rezonanse magnetoplazmowe. Dla porównania postanowiono również zbadać struktury referencyjne: nieprzykryte bramką i przykryte bramką jednorodną.

Mój obszar badań obejmuje temat detekcji rezonansowej w 2DEG przykrytym i nieprzykrytym bramką. Podstawowym celem mojej pracy była charakteryzacja wzbudzeń plazmy w zależności od takich parametrów, jak pole magnetyczne, częstość promieniowania THz czy napięcie polaryzujące bramkę. Posługując się źródłami monochromatycznego promieniowania THz o przestrajanej częstości, pokrywającymi zakres 0.1–0.7 THz, scharakteryzowano wzbudzenia magnetoplazmowe obserwowane w sygnale detekcji generowanym przez serię różnych próbek. Celem było porównanie wzbudzeń w próbkach z bramkami o różnych geometriach i w próbkach bez bramek. Wyniki te uzupełniono pomiarami wykonanymi z wykorzystaniem pojedynczych linii laserowych z zakresu 1.5–1.8 THz.

Wykonano również porównanie wyników otrzymanych przy oświetleniu próbki monochromatycznym i niemonochromatycznym promie-

niowaniem THz, w celu sprawdzenia, czy detektor daje równoważne wyniki w obu przypadkach. Jest to informacja bardzo istotna w przypadku projektowania detektorów, gdyż, w zależności od potrzeb, mogą one być poddane działaniu obu rodzajów promieniowania. Przeprowadzono także pomiary charakteryzujące zależność częstości magnetoplazmonów od napięcia polaryzującego bramkę oraz od obecności promieniowania widzialnego. Te zależności są bardzo istotne w praktycznym zastosowaniu detektorów THz oraz umożliwiają strojenie rezonansowej częstości detektora.

Teoretyczny opis badanych zjawisk jest przedmiotem 1. rozdziału niniejszej pracy. Opis próbek i ich procesu wytworzenia znajduje się w 2. rozdziale. Do najważniejszych faktów należy zaliczyć to, że do wytworzenia próbek wykorzystano heterostrukturę GaAs/AlGaAs o wysokiej ruchliwości elektronów. Wybrana została heterostruktura pochodząca z laboratorium prof. Vladimira Umanskyego z Instytutu Weizmanna w Izraelu. Próbki te charakteryzują się bardzo dużą ruchliwością elektronów, nieosiągalną obecnie w innych materiałach. Heterostruktury na których wytworzono badane w niniejszej pracy próbki, charakteryzował się ruchliwością elektronów ok. $1.5 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ w $T = 4 \text{ K}$. Wytworzone próbki miały postać prostokątów o powierzchni ok. 0.06 mm^2 , niektóre z nich zostały przykryte bramką, a inne pozostawiono bez bramki. Bramki miały różne kształty, co pozwalało na lepsze zrozumienie ich wpływu na odpowiedź próbki.

Rozdział 3. poświęcony jest opisowi wykorzystanych technik eksperymentalnych. Próbki badane były jako detektory w niskich temperaturach, najczęściej w 4.2 K . Próbka była poddawana działaniu promieniowania THz pochodzącego z szeregu źródeł monochromatycznych, w tym karcinotronu, diody VDI i lasera THz, o częstościach z zakresu $0.1\text{--}1.8 \text{ THz}$ lub z lampy rtęciowej wykorzystanej w spektrometrze fourierowskim. Próbka była umieszczona w polu magnetycznym o kierunku prostopadłym do jej powierzchni, pomiar sygnału detekcji odbywał się w zależności od wielkości pola magnetycznego. Mierzono odpowiedź próbki będącą fotonapięciem generowanym przez promieniowanie THz pomiędzy dwoma kontaktami prądowymi.

W rozdziale 4. opisano wyniki eksperymentów oraz ich interpretację. Pomiar PV wykonany w zależności od pola magnetycznego pokazuje serię maksimów poprzedzających pole magnetyczne odpowiadające rezonansowi cyklotronowemu. Sekwencja pomiarów wykonanych dla różnych częstości promienia THz pokazuje, że maksima przesuwają się w kierunku wyższych pól magnetycznych wraz z rosnącą częstością. Maksima zinterpretowane zostały jako kolejne mody magnetoplazmonu. W badanych próbkach magnetoplazmon może być wzbudzony na dwa sposoby: z wektorem falowym określonym okresem metalicznej siatki

albo rozmiarem próbki. Dla większości próbek zaobserwowano drugi rodzaj wzbudzenia plazmy, który można wyobrazić sobie jak fale stojące w rezonatorze.

Pokazano, że widoczność wybranej rodziny modów magnetoplazmonów zależy od stosunków ich częstości oraz częstości pobudzającego układu promieniowania. Jest to efekt związany z nakrywaniem się maksimum odpowiadających kolejnym modom rezonansu magnetoplazmowego, w przypadku pomiarów wykonanych dla dostatecznie wysokich częstości promieniowania. Aby uniknąć tego efektu, przyszły detektor promieniowania THz należy projektować w możliwie prosty sposób, bez zbędnych wnęk rezonansowych, w których mogą wzbudzać się plazmony. Komercyjnie dostępne tranzystory mają często skomplikowane kształty, w których znajduje się wiele wnęk rezonansowych dla fal plazmowych. Z kolei, w przypadku urządzeń zawierających metaliczne siatki, rozmiar całego urządzenia musi być odpowiednio duży, aby wzbudzenia plazmy związane z wymiarami urządzenia miały znacząco mniejsze częstości od wzbudzeń związanych z okresem metalizacji.

Jeśli założyć dla każdego zaobserwowanego modu wzbudzeń plazmy odpowiadającą mu wartość wektora falowego, można wówczas wyznaczyć relację dyspersyjną plazmonu w szerokim zakresie częstości i wektorów falowych. Relacja dyspersyjna, obserwowanych w eksperymencie wzbudzeń, okazała się być taka sama dla próbek z cienką metalizacją bramki, jak i dla próbek bez bramki. Efekt ten został zinterpretowany jako skutek przezroczystości w zakresie THz cienkich warstw metalizacji (15 nm), z których wykonano bramki. Jednak w przypadku próbek z cienką bramką obserwowany jest wyłącznie co drugi mod, spośród tych obserwowanych w przypadku próbek bez bramki. W próbce o grubej metalizacji bramki, magnetoplazmon wzbudzany jest z dyspersją uwzględniającą ekranowanie 2DEG przez bramkę. Ta różnica w dyspersji plazmonów, w przypadkach próbek z cienką i grubą metalizacją, tłumaczona jest zależnością ekranowania promieniowania THz od grubości metalizacji. Kolejną obserwacją jest obecność w widmach, otrzymanych w szerokim zakresie częstości, maksimum odpowiadającego drugiej harmonicznej rezonansu cyklotronowego. Ten efekt tłumaczony jest jako skutek działania silnego i niejednorodnego w przestrzeni, oscylującego pola elektrycznego, powstającego na krawędziach metalizacji, a w szczególności, na krawędziach bramek.

Wykonano także pomiary zależności widma detekcji od napięcia polaryzującego bramkę, pokazujące efekt przesuwania się położenia maksimum rezonansów magnetoplazmowych. Jest to bardzo pożądane zjawisko, pozwalające na sterowanie rezonansową częstością detekcji za pomocą napięcia przyłożonego do bramki FET. Przeprowadzono także eksperyment, w którym położenia maksimum rezonansów magnetoplazmowych przesunięto poprzez oświetlenie próbki światłem widzialnym.

Dowiedziano także, że spektroskopia fourierowska pozwala uzyskać wyniki będące w zgodzie z wynikami uzyskanymi za pomocą monochromatycznych źródeł promieniowania pracujących w podobnym zakresie częstości, z dokładnością do faktu, że w eksperymencie fourierowskim obserwowany jest wyłącznie podstawowy mod magnetoplazmonu.

Przedstawione wyniki opisują wzbudzenia magnetoplazmowe w próbkach o średnich rozmiarach w zakresie częstości promieniowania od 0.1 do 2.5 THz. Wnioski wynikające z niniejszej pracy mogą pozwolić na zbudowanie detektora promieniowania THz o przestrajalnej częstości rezonansowej, a projekt urządzenia o dobrze rozdzielonych rezonansach magnetoplazmowych przedstawiony jest w podsumowaniu.

Abstract

My Ph.D. thesis is devoted to characterization of plasmon excitations in a two-dimensional electron gas (2DEG) exposed to terahertz (THz) radiation at magnetic fields. THz radiation covers a range of the electromagnetic spectrum of the frequency from 0.1 THz to 10.0 THz. This work originates from a wider scientific and engineering movement, started in 1990s, aiming at building an efficient and voltage-tunable semiconductor detector of THz radiation based on plasmon excitations. Properties of materials at THz frequencies, like transparency or characteristic emission or absorption lines, make potential applications of THz radiation very promising. Beside imaging, THz radiation could be used in a high speed wireless communication. Because of multiple potential applications, research on THz devices was very intense in the recent years, which led to a huge technical development. For instance, there is now a commercial THz multipixel camera available.

The inspiration of this work were papers published by M. Dyakonov and M. Shur showing that a field-effect transistor (FET) subject to THz radiation might produce a voltage drop between its two current-supplying contacts. Such a voltage drop is called a photovoltage (PV). This effect is explained as a result of a current instability caused by a plasma wave amplification at transistor's boundaries. Dyakonov and Shur predicted that a FET should respond to THz radiation at resonant frequencies, defined by its dimensions—they were expecting that a FET channel acts as a resonant cavity for plasma waves. It was not a new idea, since plasmons in a 2DEG of a finite size were observed for the first time in 1976. However, before the Dyakonov-Shur model, no resonant photovoltage signal in a FET was predicted. Moreover, Dyakonov and Shur expected that common FETs can be used as THz detectors. Resonant plasmon frequencies, expected for nanometer devices were predicted to fall into the THz range. Beside a resonant signal, a wide-frequency nonresonant PV signal was also predicted, when the electron mobility was not high enough.

In the Dyakonov-Shur theory, a FET could act both as a detector and an emitter of THz radiation. However, emission observed to the day from FETs is too weak to be used as a THz source. Another obstacle is the necessity to use cryogenic temperatures. Because of that, a FET THz emitter is currently losing with other commercial THz sources, like quantum cascade laser, which are more efficient.

A nonresonant detection was found in many types of FETs, including silicon MOSFETs and HEMTs based on different materials, like GaN/AlGa_N, GaAs/AlGaAs and InGaAs/InAlAs. Nonresonant signal is observed even at room temperature and devices using this effect are

currently being produced commercially (for example, a multipixel camera based on silicon MOSFETs). The current research considers, in particular, a spectral narrowing of a PV signal by using resonant antennas.

On the other hand, plasma resonances were found experimentally in FETs PV signal, but proved to be weak and available only at cryogenic temperatures. To understand the reason behind this result, we decided to prepare samples covered with periodic stripes of metallization, called a grid-gate—a classical system where plasmons were first observed in a semiconductor-based 2DEG—and to measure a PV signal on such structures, where plasmons should behave in already known manner. We decided to prepare also reference samples without a gate and with an uniform gate.

My field of research concerned the resonant detection in gated and ungated 2DEG. The basic task of my research was to characterize plasma excitations with a set of parameters like: magnetic field, THz radiation frequency or gate voltage bias. This was done on different samples with the use of tunable monochromatic THz sources, covering the range of 0.1–0.7 THz. One of goals was to compare PV spectra on samples of different gate shapes and without a gate. These results were extended using a few THz laser lines from the range of 1.5–1.8 THz. Additionally, we compared results obtained with monochromatic THz sources and with a wide-range nonmonochromatic THz source (Fourier spectroscopy), in order to check, whether these results are in an agreement. This an important information, since a detector can work both with monochromatic or wide spectral range THz illuminations. We characterised plasmon resonances as a function of a gate bias, as well as under an influence of visible radiation illumination. These results are of a practical importance and both can be used to tune resonant plasmon frequency in a detector.

The theoretical background is the subject of the 1st chapter of my Ph.D. dissertation. The process of samples' preparation and their description is the main topic of the 2nd chapter. Crucial points here are that we used a high-electron-mobility GaAs/AlGaAs heterostructure, produced by Vladimir Umansky at the Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel. These samples show a very high electron mobility, unavailable in other materials, reaching in used wafers approximately $1.5 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ at $T = 4 \text{ K}$. Fabricated samples were, in most cases, mid-sized (0.06 mm^2), rectangular mesas of a 2DEG, some covered with a gate, some left ungated. The gates were of different forms and geometries helping to understand their influence on a response of a sample.

In the 3rd chapter, experimental techniques are explained in detail. An examined sample was used as a THz radiation detector in cryogenic temperatures, typically at 4.2 K. The sample was subject to a THz radiation emitted by a variety of monochromatic sources, including a

back-wave oscillator, Virginia Diodes sources and a THz laser, covering the range of 0.1–1.8 THz or a mercury-vapor lamp used with a Fourier spectrometer. The magnetic field was perpendicular to a sample surface, and typically a response signal of the sample was measured as a function of magnetic field. The response signal was a PV generated between two current-supplying contacts of a sample.

In the 4th chapter, experimental results and their interpretation are presented. Photovoltage measurements, performed as a function of magnetic field, show a series of maxima preceding the cyclotron resonance magnetic field. A sequence of such measurements, made at different frequencies of the incident THz radiation, shows that maxima move towards higher magnetic field with increasing radiation frequency. Maxima were interpreted as subsequent modes of a magnetoplasmon excitation. A magnetoplasmon might be excited in two ways: either due to a periodicity of a grid-gate or due to a finite size of a sample. In most of samples, we have observed the latter type of a magnetoplasmon, which might be imagined as a standing wave in a resonator.

It was shown that an observability of a particular type of magnetoplasmon mode depends on ratios of frequencies of the two types of resonances and the frequency of the radiation. This effect is a result of overlapping magnetoplasmon maxima at high radiation frequencies. In order to avoid this effect, a designed detector must have a 2DEG shape as simple as possible, without unnecessary cavities in which plasmon resonances might be excited. Commercially available FETs usually show very complicated shapes with multiple plasmon cavities. In the case of grid-gated devices, the size of the overall 2DEG channel must be considerably larger than the grid-gate period. In such conditions, frequencies of plasmon resonances defined by a 2DEG mesa size are much smaller than these connected with the grid-gate period.

When a wave vector is ascribed to every observed plasmon mode, it is possible to determine a dispersion relation of a plasma wave in a wide range of frequencies and wave vectors. The dispersion relation of the observed excitation was found to be the same in ungated samples and samples with thin metallization of gates. This effect was explained as a result of THz transparency of thin (15 nm) metallic layers forming gates. However, every second mode is absent in the case of thin-gated samples. In the sample with a thick metallization of the gate, the magnetoplasmon was excited with dispersion showing an influence of a screening of the 2DEG by the gate. We explain this difference as an effect of a different efficiency of a THz screening with a metal layer in cases of thick and thin gates. Another observation is a maximum in spectra obtained in a wide range of excitation frequencies coinciding with the second harmonic of the cyclotron resonance. We explain this observation as a result of a strong, nonuniform, oscillating electric field

generated by an incoming THz radiation at edges of metallic objects, in particular at edges of a gate.

The influence of the gate voltage was studied, showing shifts of magnetoplasmon maxima with the gate bias. Such a shift is a desired effect, allowing for a control of a resonant detection frequency with a bias applied to a FET's gate. In another experiment, magnetoplasmon maxima were shifted under a visible radiation illumination. Finally, it was shown, that a Fourier spectroscopy gives results in agreement with the results obtained with monochromatic radiation sources working in the same spectral range. However, only the fundamental magnetoplasmon mode is observed in the Fourier spectroscopy experiment.

Presented research characterized magnetoplasmon resonances in mid-sized samples in a range of radiation frequencies of 0.1–2.5 THz. Research presented in the thesis might allow to build sensitive and frequency-tunable detectors, and a possible device, with well-resolved plasmon resonances, is proposed in the concluding chapter.

Podziękowania

W pierwszej kolejności chciałbym podziękować mojemu promotorowi, dr. hab. Jerzemu Łusakowskiemu, prof. UW, za udzieloną pomoc, wsparcie, wskazywanie prawidłowych dróg badawczych i interpretacyjnych oraz wiele dni poświęconych na dyskusje i analizę obserwowanych zjawisk.

Podziękowania składam również dr. Krzysztofowi Karpierzowi oraz dr. Karolowi Nogajewskiemu za czas, jaki poświęcili na uczenie mnie obsługi i budowy układu eksperymentalnego.

Dziękuję również prof. dr. hab. Marianowi Grynbergowi za liczne dyskusje i wszelką niezbędną pomoc, bez której przeprowadzenie moich badań nie byłoby możliwe.

Dziękuję prof. Władimirowi Umanskyemu za udostępnienie wyśmienitej jakości heteostruktury GaAs/AlGaAs, która stała się przedmiotem moich badań.

Realizacja mojej pracy doktorskiej była możliwa dzięki pomocy przy projektowaniu i wykonaniu badanych próbek, za pomocą litografii elektronowej, udzielonej przez prof. dr. hab. Jerzego Wróbla oraz Panią Magdę Czapkiewicz, dr. Krzysztofa Fronca i Pana Piotra Nowickiego.

Badania z wykorzystaniem spektrometru fourierowskiego zostały wykonane dzięki pomocy dr. hab. Andrzeja Witowskiego oraz dr. Milana Orlity.

Wielkie podziękowania należą się dla Panów Marcina Króla i Bartosza Karpiłowskiego, dzięki którym, mimo wielkich problemów technicznych, nie brakowało ciekłego helu dla moich pomiarów.

Dziękuję również Ignasowi Igrigelionisowi za towarzystwo i pomoc w laboratorium.

Spis treści

Spis treści	xiii
1 Wprowadzenie	1
1.1 Dwuwymiarowy gaz elektronowy	1
1.2 Plazmony i magnetoplazmony	9
1.3 Promieniowanie terahercowe	26
1.4 Fotonapięcie	32
2 Próbki	39
2.1 Heterostruktura GaAs/Ga _x Al _{1-x} As	39
2.2 Koncepcje próbek	41
2.3 Procesy litograficzne	43
3 Układy eksperymentalne	49
3.1 Układ kriogeniczny	49
3.2 Detekcja promieniowania monochromatycznego	52
3.3 Spektrometr fourierowski	67
4 Wyniki i interpretacja pomiarów	71
4.1 Przewodnictwo	72
4.2 Detekcja promieniowania ze źródeł o przestrajalnej częstotliwości	76
4.3 Laser THz	111
4.4 Spektrometr fourierowski	122
5 Podsumowanie	135
Bibliografia	139

Spis skrótów i oznaczeń

t	–	czas
x	–	położenie w przestrzeni
E	–	energia
\mathbf{E}	–	wektor pola elektrycznego
B	–	natężenie pola magnetycznego
ω_c	–	kołowa częstość cyklotronowa
\mathbf{B}	–	wektor pola magnetycznego
k, q	–	wartość wektora falowego
\mathbf{k}	–	wektor falowy
h	–	stała Plancka
k_B	–	stała Boltzmana
e	–	ładunek elementarny
m^*	–	masa efektywna elektronu
m	–	numer poziomu Landaua
ϵ_0	–	przenikalność elektryczna próżni
ϵ_{st}	–	względna statyczna stała dielektryczna materiału
ϵ_∞	–	względna wysokoczęstotliwościowa stała dielektryczna materiału
$\epsilon(k)$	–	efektywna funkcja dielektryczna plazmonów
$\epsilon_g(k)$	–	efektywna funkcja dielektryczna plazmonów w 2DEG przykrytym bramką
$\epsilon_{ug}(k)$	–	efektywna funkcja dielektryczna plazmonów w 2DEG nieprzykrytym bramką
ω	–	częstość kołowa
f	–	częstość
n	–	numer modu wzbudzenia plazmy
$\omega_{p,n}$	–	częstość kołowa n -tego modu plazmonu w $B = 0$
$f_{p,n}$	–	częstość n -tego modu plazmonu w $B = 0$
ω_p	–	częstość kołowa plazmonu w $B = 0$ (bez wskazania numeru modu)
f_p	–	częstości plazmonu w $B = 0$ (bez wskazania numeru modu)
λ	–	długość fali
k	–	wartość wektora falowego
k_n	–	wartość wektora falowego n -tego modu plazmowego
N, N_S	–	koncentracja elektronów w 2DEG
v_F	–	prędkość Fermiego
μ	–	ruchliwość elektronów
τ	–	czas relaksacji pędowej elektronów

τ_q	–	czas relaksacji kwantowej elektronów
W	–	szerokość próbki
L	–	długość próbki
a	–	okres periodyczności bramki próbki
d	–	grubość bariery w heterostrukturze
U	–	napięcie, potencjał
U_G	–	napięcie przyłożone pomiędzy bramką a źródłem
U_{DS}	–	napięcie przyłożone pomiędzy źródłem a drenem
U_{th}	–	napięcie odcięcia tranzystora
I_{DS}	–	natężenie prądu płynącego pomiędzy źródłem i drenem
I_G	–	natężenie prądu płynącego pomiędzy bramką i źródłem
ν	–	współczynnik wypełnienia poziomów Landaua
j.u.	–	jednostki umowne
T	–	temperatura
T_L	–	temperatura kryształu
T_e	–	temperatura elektronów
2DEG	–	dwuwymiarowy gaz elektronu
2CR	–	druga harmoniczna rezonansu cyklotronowego
BWO	–	karcinotron, lampa elektronowa o fali wstecznej
CR	–	rezonans cyklotronowy
FET	–	tranzystor polowy
FFT	–	szybka transformacja Fouriera
HEMT	–	tranzystor polowy o wysokiej ruchliwości nośników
MIRO	–	oscylacje magnetooporu wywołane promieniowaniem mikrofalowym
MOSFET	–	tranzystor polowy w strukturze metal, tlenek, półprzewodnik
PV	–	fotonapięcie
SdH	–	oscylacje Shubnikova-de Haasa
THz	–	promieniowanie terahercowe, daleka podczerwień
VDI	–	źródło promieniowania THz Virginia Diodes

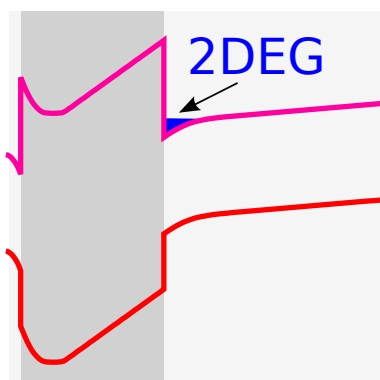
Rozdział 1

Wprowadzenie

1.1 Dwuwymiarowy gaz elektronowy

Określenie dwuwymiarowy gaz elektronowy (2DEG – Two-Dimensional Electron Gas) oznacza elektrony, których ruch w jednym z wymiarów został ograniczony, mogą jednak poruszać się swobodnie w dwóch pozostałych kierunkach. Pierwszą realizacją dwuwymiarowego gazu elektronowego było, w 1964 r, naładowanie powierzchni ciekłego helu [1]. Dwuwymiarowy gaz elektronowy w ciele stałym realizowany jest poprzez wytworzenie heterostruktury i studni kwantowej w której znajdują się elektrony. Elektrony znajdują się zatem w jednowymiarowej jamie potencjału, pozwalającej na swobodny ruch tylko w dwóch kierunkach.

Wyróżnia się dwa typy heterostruktur i zarazem studni potencjału. W przypadku omawianym w niniejszej pracy, jama potencjału o trójkątnym profilu powstaje na złączeniu dwóch materiałów o różnych przerwach energetycznych. Rysunek 1.1 przedstawia złączenie dwóch materiałów oraz przestrzenny profil potencjału powstającego w pobliżu takiego złącza.¹ Warto zaznaczyć, że w takim przypadku studnia potencjału istnieje tylko dla elektronów, natomiast dziury pozostają niezwiązane



Rysunek 1.1: Przestrzenny układ pasm przewodnictwa i walencyjnego w heterostrukturze półprzewodnikowej zawierającej 2DEG.

¹Kształt pasm energetycznych przedstawionych na Rys. 1.1 został uzyskany dzięki obliczeniom wykonanym przez dr Monikę Maziarz dla heterostruktury badanej w niniejszej pracy. W rzeczywistości pasmo walencyjne i przewodnictwa są dużo bardziej oddale od siebie energetycznie – dla czytelności w zaprezentowanym rysunku zmniejszono przerwę energetyczną.

w tym obszarze przestrzeni, jak pokazuje to Rys. 1.1. Drugim przypadkiem jest złącze składające się z trzech warstw, przy czym, zwykle warstwy zewnętrzne składają się z tego samego materiału. W takiej heterostrukturze jama potencjału powstaje w materiale środkowym i ma prostokątny profil, o ile brak jest domieszkowania. Grubość warstwy materiału środkowego musi być na tyle mała, aby elektrony pozostawały związane w kierunku wzrostu kryształu, a zatem swobodne tylko w dwóch wymiarach.

1.1.1 Przewodnictwo gazu elektronowego

Relacje dyspersyjne dla plazmonów i magnetoplazmonów w gazie elektronowym wyprowadza się korzystając z wysokoczęstotliwościowego tensora przewodności elektrycznej $\sigma(\omega)$, takiego, że:

$$\mathbf{j}(\omega) = \sigma(\omega)\mathbf{E}, \quad (1.1)$$

gdzie \mathbf{j} to gęstość prądu, \mathbf{E} to całkowite pole elektryczne, a ω to częstość kołowa fali propagującej się w gazie elektronowym. Aby przejść do problemu drgań plazmy należy rozwiązać najpierw problem zależności tensora przewodności elektrycznej od częstości.

Najogólniej, transport w gazie elektronowym określony jest przez rozwiązanie równania Boltzmanna opisującego dynamikę funkcji rozkładu gęstości elektronów. Rozwiązany jest problem odpowiedzi układu na pole elektryczne \mathbf{E} w postaci fali płaskiej o częstości ω . Zakładając, że wzbudzony prąd \mathbf{j} ma również postać fali płaskiej, można za pomocą równania Boltzmanna i prawa Ohma (1.1) otrzymać postać wysokoczęstotliwościowego tensora przewodnictwa $\sigma(\omega)$. Dokładne rozwiązanie przedstawione jest w Ref. [2–7]. Takie rozwiązanie ogranicza się do wyłącznie liniowej odpowiedzi elektronów na zewnętrzne pole elektromagnetyczne, co oznacza, że nie opisuje ono dobrze przypadku, gdy intensywność pobudzającego promieniowania jest duża.

Okazuje się, że identyczne rozwiązanie można otrzymać w dużo prostszym, jednoelektronowym modelu Drudego, w granicy bardzo silnej degeneracji, kiedy czas rozpraszania τ opisany jest pojedynczą wartością dla energii Fermiego. Istotą modelu Drudego jest rozważenie ruchu pojedynczego elektronu w polu elektrycznym \mathbf{E} i magnetycznym \mathbf{B} oraz założeniu, że wszystkie elektrony niezależnie spełniają to samo równanie ruchu:

$$m^* \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{m^* \mathbf{v}}{\tau}, \quad (1.2)$$

gdzie e to ładunek elementarny, a \mathbf{v} to prędkość dryfu elektronów. Wpływ sieci krystalicznej wyraża się przez masę efektywną elektronu m^* i pędowy

czas rozpraszania elektronów τ . Aby znaleźć tensor przewodności elektrycznej w przypadku pola elektrycznego \mathbf{E} , oscylującego harmonicznie z częstotliwością kołową ω , poszukujemy rozwiązania równania 1.2 w postaci $\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}_0 e^{-i\omega t + \phi}$. Dla $\mathbf{B} = 0$ rozwiązaniem równania jest:

$$\mathbf{v}_0 e^{i\phi} = \frac{-e\tau}{m^*(1 - i\omega\tau)} \mathbf{E}, \quad (1.3)$$

co przy założeniu, że gęstość prądu $\mathbf{j} = eN\mathbf{v}$ daje $\mathbf{j} = e^2 N \tau \mathbf{E} / m^* (1 - i\omega\tau)$. Jest to równanie niezależne od wymiarowości układu – jednostka koncentracji elektronów N może być zarówno trójwymiarowa (m^{-3}) jak i dwuwymiarowa (m^{-2}), wraz z odpowiednią jednostką gęstości prądu \mathbf{j} (odpowiednio A/m^2 lub A/m). Porównując to wyrażenie z relacją 1.1, definiującą $\sigma(\omega)$ jako przewodnictwo elektryczne elektronów w materiale, otrzymujemy:

$$\sigma(\omega) = \frac{Ne^2\tau^*}{m^*}, \quad (1.4)$$

gdzie $\tau^* = \tau / (1 - i\omega\tau)$. Definiujemy ruchliwość elektronów jako

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*}, \quad (1.5)$$

o jednostce niezależnej od wymiarowości układu. Dla $\omega = 0$, tj. dla przewodności stałoprądowej, $\sigma = Ne\mu$.

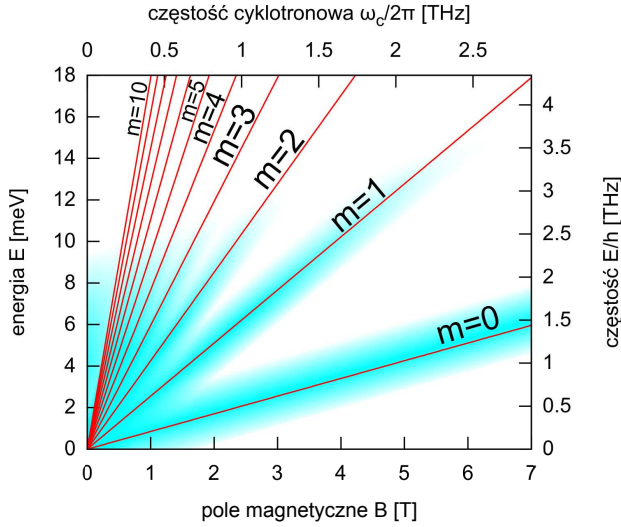
W obecności pola magnetycznego \mathbf{B} ujawnia się tensorowy charakter przewodnictwa elektrycznego. W przypadku układu współrzędnych, w którym pole magnetyczne skierowane jest wzdłuż osi z wyznaczonej przez wektor jednostkowy $\hat{\mathbf{z}}$ tak, że $\mathbf{B} = B\hat{\mathbf{z}}$, zachodzi

$$\sigma(B) = \frac{Ne^2\tau^*}{m^*} \frac{1}{1 + (\omega_c\tau^*)^2} \begin{pmatrix} 1 & \omega_c\tau^* & 0 \\ -\omega_c\tau^* & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 + (\omega_c\tau^*)^2 \end{pmatrix}, \quad (1.6)$$

gdzie $\omega_c = eB/m^*$ to częstota cyklotronowa.

1.1.2 Gaz elektronowy w polu magnetycznym

W tej części niniejszej pracy omówione będzie niezwykle istotne zjawisko, widocznym w odpowiednio silnym polu magnetycznym, zarówno w dwuwymiarowym, jak i trójwymiarowym gazie elektronowym, jakim jest kwantyzacja landauowska poziomów elektronowych. Z tego efektu wynika pojawianie się oscylacji Shubnikova-de Haasa w magnetooporze oraz rezonans cyklotronowy obecny przy oświetleniu próbki promieniowaniem.



Rysunek 1.2: Schemat ewolucji energii i odpowiadających im częstości pierwszych jedenastu poziomów Landaua w funkcji pola magnetycznego dla elektronu o masie efektywnej, jak w GaAs. Niebieskie obszary schematycznie ukazują stany zajęte przez elektrony. Poszerzenie poziomów Landaua wywołane niejednorodnością potencjału.

Poziomy Landaua

W mechanice klasycznej częstość cyklotronowa to częstość ruchu elektronu na kołowej orbicie zdefiniowanej przez wartość pola magnetycznego B . Promień tej orbity jest odwrotnie proporcjonalny do pola magnetycznego:

$$r = \frac{m^*v}{eB}, \quad (1.7)$$

gdzie v to prędkość elektronów. Warto zauważyć, że częstość cyklotronowa ω_c jest niezależna od prędkości elektronów:

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*}. \quad (1.8)$$

Jest to wielkość o tyle istotna, że w obliczeniach teoretycznych brana jest za miarę wielkości pola magnetycznego. Także w niniejszej pracy, w miejscach gdzie pojawia się oznaczenie ω_c , najczęściej w istocie chodzi o natężenie pola magnetycznego.

W dostatecznie silnym polu magnetycznym stany swobodnych elektronów ulegają rozszczepieniu na tzw. poziomy Landaua. Wielkość tego rozszczepienia jest zazwyczaj większa od rozszczepienia związanego ze spinem elektronów. Powstanie poziomów Landaua łatwo jest zrozumieć rozwiązując równanie Schrödingera z hamiltonianem opisującym elektron w polu magnetycznym:

$$\frac{1}{2m^*} (\mathbf{p} + e\mathbf{A})^2. \quad (1.9)$$

Przy założeniu potencjału wektorowego pola magnetycznego $\mathbf{B} = B\hat{\mathbf{z}}$ w postaci $\mathbf{A} = xB\hat{\mathbf{y}}$, $\nabla \times \mathbf{A} = B\hat{\mathbf{z}}$ (cechowanie Landaua), gdzie $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$ i $\hat{\mathbf{z}}$ to wektory

jednostkowe, odpowiednio, w kierunkach x , y i z . W 2DEG leżącym w płaszczyźnie wyznaczonej przez \hat{x} i \hat{y} , $p_z = 0$, a Hamiltonian upraszcza się do postaci [8]:

$$\frac{1}{2m^*}p_x^2 + \frac{1}{2m^*}(p_y + eBx)^2. \quad (1.10)$$

Jest to równanie ruchu oscylatora harmonicznego z przesuniętym minimum potencjału, co widać po przekształceniu przy wykorzystaniu wzoru 1.8:

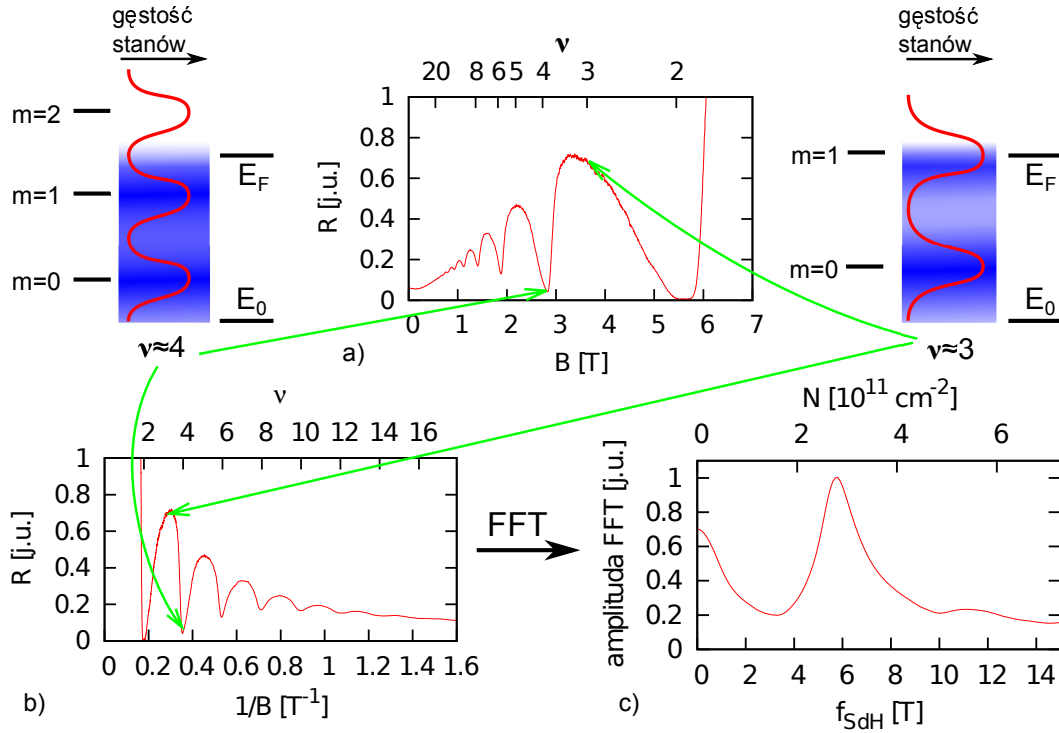
$$\frac{1}{2m^*}p_x^2 + \frac{1}{2}m^*\omega_c^2 \left(x + \frac{p_y}{m^*\omega_c} \right)^2. \quad (1.11)$$

Hamiltonian o postaci 1.11 można interpretować tak, że pole magnetyczne wytwarza wokół elektronów wiążący potencjał harmoniczny. Warto przy tym zauważyć, że w silnym polu magnetycznym elektrony są bardzo mocno zlokalizowane w przestrzeni. Rozwiązania równania Schrödingera, w polu magnetycznym opisanym takim potencjałem, mają postać funkcji oscylatora harmonicznego z energiami

$$E_m = \frac{p_x^2}{2m^*} + \hbar\omega_c \left(m + \frac{1}{2} \right), \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (1.12)$$

gdzie m oznacza numer modu (poziomu Landaua). Wynik ten oznacza, że pasmo przewodnictwa rozszczepia się w polu magnetycznym na wiele podpas. Klasycznie, poziomy Landaua odpowiadają elektronom poruszającym się po orbitach o coraz większych, skwantowanych promieniach. Średni promień funkcji falowych będących rozwiązaniami równania Schrödingera z hamiltonianem w postaci 1.11 to $r = \sqrt{(2m+1)\hbar/eB}$. W silnym polu magnetycznym uwidacznia się rozszczepienie poziomów Landaua ze względu na spin elektronów. Degeneracja poziomu Landaua na jednostkę powierzchni wynosi eB/h dla wybranego kierunku spinu. Odpowiada to liczbie kwantów strumienia indukcji magnetycznej przechodzących przez jednostkę powierzchni próbki.

Poziomy Landaua pojedynczego elektronu w opisanym wyżej przykładzie mają szerokość zdefiniowaną wyłącznie zasadą nieoznaczoności Heisenberga. Wyznaczona z pomiarów szerokość jest jednak znacznie większa, gdyż mierzona jest kolektywna odpowiedź od elektronów z całej próbki, a potencjał, w którym się one znajdują jest niejednorodny w przestrzeni. Głównym źródłem niejednorodności potencjału są naładowane jony domieszek oraz inne defekty sieci. Takie fluktuacje są zatem powiązane z ruchliwością elektronów w materiale. Okazuje się jednak, że szerokością poziomów Landaua nie rządzi wspomniany wcześniej transportowy czas rozpraszania elektronów τ , a tzw. kwantowy czas rozpraszania τ_q . Różnica polega na tym, że w przypadku transportu procesy rozpraszające, które nie zmieniają kierunku ruchu elektronu są nieistotne, natomiast w przypadku τ_q , każde rozproszenie elektronu



Rysunek 1.3: Schemat wypełnienia poziomów Landaua w przypadkach $\nu = 4$ i $\nu = 3$ wraz ze wskazaniem, jakim warunkom w realnym pomiarze oporu (a) one odpowiadają. Wykres b) pokazuje ten sam pomiar oporu w zależności od odwrotności pola magnetycznego, a wykres c) – transformatę Fouriera tego wyniku, pozwalającą na wyznaczenie koncentracji N w badanej próbce. E_0 jest energią dna pasma, a E_F schematycznie przedstawia poziom Fermiego.

zmienia jego stan kwantowy. Wyraża się, to zależnościami: $\tau_q^{-1} = \int P(\theta)d\theta$ i $\tau^{-1} = \int P(\theta)(1 - \cos(\theta))d\theta$, gdzie $P(\theta)$ to prawdopodobieństwo rozprzyszczenia elektronu pod kątem θ . Kwantowy czas rozprzyszczenia jest zatem zawsze mniejszy od czasu transportowego. Stosunek obu czasów zależy od tego, czy mamy do czynienia z rozprzyszczeniem krótkozasięgowym – wówczas $\tau \approx \tau_q$ – czy też z rozprzyszczeniem dalekozasięgowym, dla którego $\tau \gg \tau_q$.

Oscylacje Shubnikova-de Haasa

Zjawisko oscylacji Shubnikova-de Haasa (SdH) jest wynikiem przechodzenia poziomu Fermiego przez kolejne poziomy Landaua, zachodzącym podczas zmiany wielkości pola magnetycznego. Oscylacje SdH zaobserwowano po raz pierwszy w 1930 r. w pomiarach napięcia Halla, w objętościowych kryształach bizmutu, w temperaturach ok. kilkunastu K [9]. Wyjaśniono je dzięki opublikowanej w tym samym roku pracy L. Landaua [10], ukazującej istnienie,

skwantowanych przez pole magnetyczne, poziomów energetycznych elektronów. Degeneracja poziomów Landaua rośnie liniowo wraz ze wzrostem wielkości pola magnetycznego. Mając stałą liczbę elektronów w próbce, oznacza to, że wraz ze wzrostem pola magnetycznego, elektrony opuszczają kolejne wyższe poziomy Landaua. Jeśli poziom Fermiego wypada w obrębie poziomu Landaua, wówczas próbka ma większy opór ponieważ elektrony są silniej rozpraszane niż w sytuacji, kiedy poziom Fermiego wypada pomiędzy poziomami Landaua. Innymi słowy, czas rozpraszania elektronu τ jest oscylującą funkcją położenia poziomu Fermiego względem poziomów Landaua i jest to decydujący czynnik dla wielkości oporu 2DEG w polu magnetycznym.

Dla określenia sytuacji fizycznej, w jakiej znajduje się układ, wprowadza się tzw. współczynnik wypełnienia poziomów Landaua ν będący stosunkiem całkowitej ilości elektronów do degeneracji poziomu Landaua:

$$\nu = \frac{hN}{eB}. \quad (1.13)$$

Wartość ν jest liczbą wypełnionych poziomów Landaua uwzględniającą degenerację ze względu na spin. Dla $\nu = 2$ mamy całkowicie wypełnione dwa poziomy Landaua o $m = 0$. Wartość ν to – z dokładnością do czynnika $\frac{h}{e}$ – stosunek koncentracji elektronów N do wartości pola magnetycznego B , jak w równaniu 1.13.

Zaniedbując rozszczepienie spinowe, minima oscylacji SdH w oporze pojawiają się w polach magnetycznych B_j spełniających równość:

$$N = j \frac{2eB_j}{h}, \quad (1.14)$$

gdzie $j = 1, 2, \dots$ to numer minimum, taki, że $j = \nu/2$, co oznacza, że $j - 1$ odpowiada numerowi najwyższego zapełnionego poziomu Landaua. Odwrotności pól magnetycznych $1/B_j$ są proporcjonalne do j :

$$\frac{1}{B_j} = \frac{2}{N} \frac{e}{h} j. \quad (1.15)$$

Oscylacje SdH są zatem okresowe w odwrotności pola magnetycznego (Rys. 1.3b), a ich okres jest odwrotnie proporcjonalny do koncentracji elektronów N . Ta zależność pozwala na wyznaczenie N na podstawie okresu lub częstości oscylacji SdH f_{SdH} , poprzez skorzystanie z zależności:

$$N = \frac{2e}{h} \left(\frac{1}{B_{j+1}} - \frac{1}{B_j} \right)^{-1} = \frac{2e}{h} f_{SdH}. \quad (1.16)$$

Przykład takiej analizy ukazany jest na Rys. 1.3c, gdzie za pomocą szybkiej transformacji Fouriera (FFT) uzyskano wartość częstości oscylacji SdH f_{SdH} ,

która pozwala obliczyć wielkość koncentracji elektronów N . Częstość oscylacji SdH można otrzymać metodami prostszymi niż transformacja Fouriera. Metoda ta jest jednak niezastąpiona, jeśli w transporcie bierze udział więcej niż jedna populacja nośników, np. dziury i elektrony lub elektrony w obszarach przykrytych i nieprzykrytych bramką.

W pomiarach próbek w postaci krzyży hallowskich o wysokiej ruchliwości elektronów przeprowadzanych w niskich temperaturach zaobserwowano przeszło 30 lat temu [11], że minima w mierzonym oporze podłużnym ρ_{xx} sięgają zera w okolicach parzystych wartości ν . Jednocześnie opór ρ_{xy} ukazuje w tych samych obszarach stałe wartości, niezależne od kształtu próbki, a proporcjonalne wyłącznie do ν . Zjawisko to nazwane zostało kwantowym efektem Halla, a jego obserwacja zaowocowała nagrodą Nobla dla odkrywców. W próbkach o dostępnej obecnie ruchliwości elektronów jest to zjawisko typowe i dobrze zrozumiane. Wspomniano o nim, ponieważ omawiany efekt widoczny był w próbkach badanych w ramach prac opisanych w niniejszym doktoracie (np. okolice $\nu = 2$ i $B = 5.6 T$ w Rys. 1.3). Nie jest to jednakże przedmiot przedstawianych badań, dlatego nie będzie on szerzej opisany. Dokładny opis kwantowego efektu Halla można znaleźć np. w Ref. [8, 12].

Rezonans cyklotronowy

W ujęciu klasycznym, rezonans cyklotronowy jest to wzbudzenie gazu elektronowego zachodzące w przypadku zgodności częstości promieniowania z częstością cyklotronową ω_c . W ujęciu kwantowym natomiast, rezonans cyklotronowy związany jest z przejściem elektronu pomiędzy sąsiadującymi poziomami Landaua (Rys. 1.2). Symetrie stanów Landaua, takie same jak dla oscylatora harmonicznego, pozwalają na przejście elektryczne dipolowe tylko o jeden poziom: $n \rightarrow n+1$, o ile zaniedbane są efekty nieliniowe.

Rezonans cyklotronowy w dwuwymiarowym gazie elektronowym zaobserwowano po raz pierwszy w 1976 r. w pomiarach transmisji przez strukturę typu MOSFET opartą na krzemie [13]. Do dziś toczy się dyskusja, czy w eksperymentach obserwujemy bezpośrednio rezonans cyklotronowy czy też rezonans magnetoplazmowy o częstości bardzo zbliżonej do rezonansu cyklotronowego [14]. Interpretacja ruchu elektronów w warunkach rezonansu cyklotronowego opiera się na obserwacji, że elektron poruszający się po orbicie z częstością ω_c , zadaną polem magnetycznym, doznaje stałej siły przyspieszającej pochodzącej od promieniowania o kołowej polaryzacji i skrętności odpowiadającej skrętności ruchu elektronu w polu magnetycznym.

W zależności opisującej częstość rezonansu cyklotronowego (równanie 1.8) pojawia się tzw. efektywna masa cyklotronowa m^* , która jest bliska, ale w ogólności różna od masy efektywnej elektronów. Powodem tej różnicy jest to, że

masa efektywna opisuje krzywiznę pasma przewodnictwa, a efektywna masa cyklotronowa opisuje częstość ruchu elektronu na orbicie cyklotronowej. Masa cyklotronowa wykazuje m.in. oscylacje w zależności od wartości współczynnika wypełnienia poziomów Landaua [15], co związane jest z oscylacją energii Fermiego i nieparabolicznością pasma przewodnictwa.

1.2 Plazmony i magnetoplazmony

Nazwa plazma wywodzi się z końca lat 20. XX wieku i powstała poprzez skojarzenie zaobserwowanych oscylacji w lampach elektronowych z zachowaniem żywych komórek oglądanych pod mikroskopem. I. Langmuir zapożyczył część słowa *protoplasma*, aby nazwać badaną przez siebie fazę materii [16, 17]. Plazmony są to oscylacje plazmy o charakterze falowym. Zaburzeniu ulega gęstość elektronów, co pociąga za sobą również zaburzenie ich średniej prędkości, temperatury oraz wielu innych parametrów fizycznych opisujących elektrony oraz kryształy w którym się znajdują. Plazmony mogą oddziaływać z innymi wzbudzeniami o charakterze falowym, jak fonony czy promieniowanie elektromagnetyczne. Jeśli wzbudzenie plazmy ma miejsce w obecności pola magnetycznego, wówczas mówimy o magnetoplazmonach.

1.2.1 Wyprowadzenie relacji dyspersyjnej

Wzbudzenie plazmowe można opisać teoretycznie rozwiązując równania Maxwella w ośrodku wypełnionym plazmą elektronową. Poszukujemy rozwiązań w postaci monochromatycznych biegnących fal płaskich $\sim e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r}-\omega t)}$, gdzie \mathbf{k} to wektor falowy wzbudzenia, \mathbf{r} to wektor położenie w przestrzeni, ω to częstość kołowa wzbudzenia, a t to czas. Wówczas równanie falowe ma postać

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon \mathbf{E} + i\omega\mu_0 \mathbf{j} = 0, \quad (1.17)$$

gdzie c to prędkość światła, ϵ to względna przenikalność dielektryczna ośrodka, a μ_0 to przenikalność magnetyczna próżni. Przy uwzględnieniu wysokoczęstotliwościowego prawa Ohma (równanie 1.1) otrzymujemy [4]

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon(\omega) \mathbf{E} = 0, \quad (1.18)$$

gdzie

$$\epsilon(\omega) = \epsilon + \frac{i\sigma(\omega)}{\omega\epsilon_0}, \quad (1.19)$$

a ϵ_0 to przenikalność dielektryczna próżni. Korzystając z $\sigma(\omega)$ o postaci wyznaczonej w granicy silnej degeneracji (równanie 1.6) otrzymujemy równanie macierzowe, którego rozwiązanie jest poszukiwaną ogólną relacją dyspersyjną plazmonów i magnetoplazmonów. Postać równania zależy od kąta pomiędzy wektorem falowym plazmonu a polem magnetycznym oraz od polaryzacji promieniowania. Przyrównując wyznacznik macierzy mnożącej wektor \mathbf{E} do zera otrzymujemy skalarne równanie będące równaniem dyspersyjnym wzbudzeń plazmy. W kolejnych częściach niniejszej pracy przedstawiane będą wyłącznie wyniki tak wykonanych obliczeń. Alternatywnie, dyspersję plazmonów, w trój- i dwuwymiarowej plazmie elektronowej można wyprowadzić w języku drugiej kwantyzacji [18].

1.2.2 Plazmony w trzech wymiarach

W tej części pracy opisane zostaną podstawowe właściwości plazmonów i magnetoplazmonów propagujących się w trzech wymiarach. O ile wzbudzenia te nie są przedmiotem niniejszej rozprawy, o tyle wydaje się, że krótkie omówienie ich właściwości umożliwi odszukanie analogii do wzbudzeń w dwóch wymiarach.

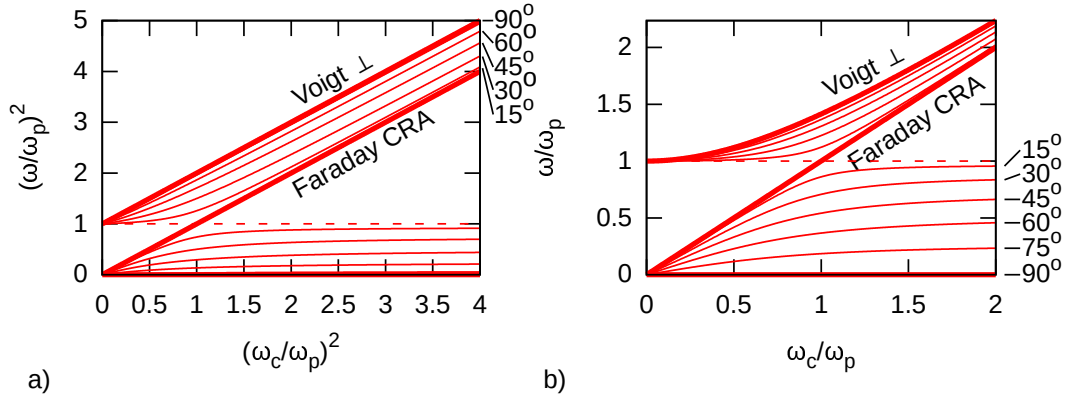
Fale plazmowe, w przypadku elektronów swobodnych w trzech wymiarach, wykazują bardzo słabą zależność od wektora falowego. Można to zrozumieć, jeśli zauważymy, że plazmony w trójwymiarowym gazie elektronowym propagują się jako równoległe płaszczyzny o zwiększonej lub zmniejszonej gęstości elektronów. W takim przypadku, wypadkowa wartość pola elektrycznego nie zależy od odległości pomiędzy płaszczyznami o przeciwny zaburzeniu ładunku, a zatem od długości fali plazmonu. Relacja dyspersyjna plazmonu propagującego się w trzech wymiarach to [6, 19–21]:

$$\omega \approx \sqrt{\frac{Ne^2}{m^* \epsilon \epsilon_0} + v_F k^2}, \quad (1.20)$$

gdzie v_F to prędkość elektronów na powierzchni Fermiego (prędkość Fermiego). Definiujemy dla uproszczenia:

$$\omega_p^{3D} = \sqrt{\frac{Ne^2}{m^* \epsilon \epsilon_0}}. \quad (1.21)$$

Drugi człon w równaniu 1.20 jest związany z nieliniowym oddziaływaniem zaburzeń gęstości nośników. Nie jest to zatem efekt przewidziany w wyprowadzeniu streszczonym w punkcie 1.2.1 niniejszej pracy. Jest to zarazem dominujący czynnik zależny od wektora falowego wzbudzenia. Ze względu na większe



Rysunek 1.4: Zależność częstości rezonansowych trójwymiarowej plazmy od częstości cyklotronowej dla różnych kątów θ pomiędzy wektorem falowym magnetoplazmonu a polem magnetycznym. Segmenty a) i b) przedstawiają te same zależności w tych samych zakresach częstości, ale w innych współrzędnych: a) współrzędne są kwadratami częstości, b) współrzędne są liniowe.

tłumienie plazmonów o małych długościach fali, bardzo często powyższą relację upraszcza się do jednej wartości odpowiadającej częstości drgań plazmy o zerowym wektorze falowym (limit bardzo długich fal) [3]:

$$\omega = \omega_p^{3D}. \quad (1.22)$$

1.2.3 Magnetoplazmony w trzech wymiarach

W opisie magnetoplazmonów w trójwymiarowym gazie elektronowym różni się dwa szczególne przypadki, różniące się kątem pomiędzy wektorem falowym magnetoplazmonu a polem magnetycznym. W tzw. konfiguracji Faradaya, oba wektory są do siebie równoległe, a w konfiguracji Voigta – prostopadłe. Ze względu na inny charakter oddziaływania fali plazmowej z polem magnetycznym, zależność częstości od wielkości pola magnetycznego jest różna w obu przypadkach.

W przypadku konfiguracji Faradaya rozróżnia się dwie kołowe polaryzacje światła wzbudzającego plazmę. Ta, której skrętność zgodna jest ze skrętnością ruchu elektronu w polu magnetycznym, nazywana jest aktywną w rezonansie cyklotronowym (CRA – Cyclotron Resonance Active). W tej konfiguracji pole elektryczne fali elektromagnetycznej ma skrętność taką samą, jak ruch elektronu na orbicie cyklotronowej. Można wówczas wyobrazić sobie, że elektron jest dodatkowo przyspieszany na orbicie cyklotronowej przez pole elektryczne spolaryzowanej kołowo fali elektromagnetycznej. Dla polaryzacji CRA promieniowanie wzbudza rezonans w plazmie o częstości ω_c . Dla przeciwnej kołowej

polaryzacji fali elektromagnetycznej, nazywanej nieaktywną w rezonansie cyklotronowym (CRI – Cyclotron Resonance Inactive), nie jest obserwowany żaden rezonans.

W konfiguracji Voigta rozróżnia się dwie, prostopadłe do siebie, polaryzacje liniowe. Tylko wtedy, gdy polaryzacja fali jest prostopadła do kierunku pola magnetycznego (Voigt \perp) wzbudzany jest magnetoplazmon o następującej zależności od pola magnetycznego:

$$\omega = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2}. \quad (1.23)$$

Ze względu na taki związek pomiędzy częstością plazmową a częstością cyklotronową, w literaturze często można spotkać się z określeniem magnetoplazmonu jako przesuniętego rezonansu cyklotronowego. Dla polaryzacji promieniowania równoległej do pola magnetycznego plazmon nie jest wzbudzany, a funkcja dielektryczna nie zależy od pola magnetycznego.

W przypadku, gdy kąt θ pomiędzy polem magnetycznym i wektorem falowym magnetoplazmonu spełnia warunek $0^\circ < \theta < 90^\circ$, a polaryzacja promieniowania jest prostopadła do \mathbf{B} , częstości rezonansowe opisane są następującym wzorem [3]:

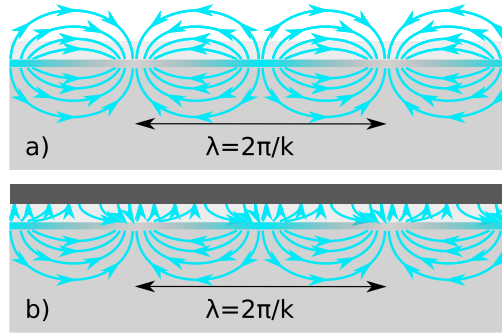
$$\omega = \left(\frac{1}{2} \left(\omega_p^2 + \omega_c^2 \pm \sqrt{(\omega_p^2 + \omega_c^2)^2 - 4\omega_p^2\omega_c^2 \cos^2 \theta} \right) \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.24)$$

Obliczone dla wybranych kątów θ częstości rezonansowe przedstawione są na Rys. 1.4. Gałąź CRA z konfiguracji Faradaya ($\theta = 0^\circ$) przechodzi w magnetoplazmon wzbudzany promieniowaniem o polaryzacji liniowej prostopadłej do \mathbf{B} (Voigt \perp , $\theta = 90^\circ$). Dla $\theta \neq 0$ obecne są dwa rezonanse,² z których ten mający częstość bliską ω_p ma małą amplitudę, a rezonans mający częstość bliską ω_c jest zazwyczaj silny [3].

Opisana powyżej analiza dotyczy trójwymiarowego gazu elektronowego o nieskończonych rozmiarach. W przypadku odpowiednio małej próbki, mogą pojawić się rezonanse związane z jej polaryzacją, których częstość zależy od jej rozmiarów i kształtu. W najprostszym przypadku rozważyć można sferę o średnicy dużo mniejszej niż długość fali padającego promieniowania. W sferze wzbudzone są wówczas mody drgań plazmy o kształtach odpowiadających harmonikom sferycznym Y_{lm} , a nie falom płaskim. Spośród modów o $l = 1$, tylko te dla których $m = \pm l$ dają nietrywialne rozwiązania w zależności od pola magnetycznego [22, 23]. W małych przewodzących sferach spodziewamy

²Należy zaznaczyć, że chociaż ω_p jest rozwiązaniem równania 1.24 dla $\theta = 0^\circ$, to nie jest to częstość rezonansowa w konfiguracji Faradaya, mimo tego, co mógłby sugerować Rys. 1.4. Związane jest to, że właściwe równanie pozwalające na obliczenie częstości rezonansów magnetoplazmowych ma nieco inną postać niż równanie 1.24.

Rysunek 1.5: Ideowy schemat rozkładu gęstości ładunku w fali plazmowej oraz pola elektrycznego przez nią wytwarzanego w przypadkach: a) 2DEG nieprzykrytego bramką i b) 2DEG z bramką (ekranowanego).



się wówczas następującej zależności częstotliwości magnetoplazmonu od pola magnetycznego, dla $l = 1$ i $m = \pm 1$

$$\omega_{l,m} = \sqrt{\omega_{p,l}^2 + \frac{\omega_c^2}{4}} + \frac{\omega_c \text{sgn}(m)}{2}. \quad (1.25)$$

1.2.4 Plazmony w dwuwymiarowym gazie elektronowym

Pierwsze prace teoretyczne opisujące propagację zaburzeń gęstości plazmy w cienkich warstwach metalu zostały opublikowane już w latach 50. XX w. [24,25]. Pierwsza eksperymentalna obserwacja takich wzbudzeń została wykonana w 1975 r., w 2DEG wytworzonym na powierzchni ciekłego helu [26,27]. Plazmony zaobserwowane w tym układzie, ze względu na niską koncentrację elektronów ($\sim 10^6 \text{ cm}^{-2}$), mają bardzo niskie częstotliwości, mieszczące się w zakresie mikrofalowym ($\sim 100 \text{ MHz}$). Wektor falowy tych wzbudzeń określony jest przez rozmiary wytworzonego 2DEG – innymi słowy mamy do czynienia z falą stojącą w rezonatorze. Rok później opublikowana została praca opisująca pierwszą obserwację plazmonów w strukturach półprzewodnikowych z okresową bramką [28]. Dopiero na przełomie lat 80. i 90. przeprowadzono pierwsze eksperymenty pokazujące wzbudzenia plazmonu o wektorze falowym określonym rozmiarami gazu dwuwymiarowego w strukturach półprzewodnikowych.

Dyspersja plazmonów w 2DEG

Pole elektryczne wytworzone przez elektrony składające się na 2DEG znajduje się w całej trójwymiarowej przestrzeni (Rys. 1.5). Elektrony oddziałują zatem z otoczeniem gazu dwuwymiarowego mimo tego, że same nie mogą się tam znaleźć. Trójwymiarowość pola elektrycznego, wytworzonego przez elektrony w 2DEG, jest również powodem, dla którego plazmony w nim wzbudzone

wykazują zależność dyspersyjną od długości fali (wektora falowego). Można to sobie wyobrazić analogicznie do przypadku plazmonów trójwymiarowych – jako przyciąganie się równoległych linii ładunków o przeciwnych znakach – jak wiadomo siła w takim przypadku zależy odwrotnie proporcjonalnie od odległości pomiędzy liniami. W efekcie, częstość plazmonów dwuwymiarowych istotnie zależy od wektora falowego wzbudzenia, a w szczególności dąży do zera, wraz z wartością wektora falowego dążącą do zera, inaczej niż w przypadku wzbudzeń trójwymiarowej plazmy.

Podstawowa zależność $\omega(k)$ dla plazmonów propagujących się w dwuwymiarowym gazie elektronowym to [29]:

$$\omega_p(k) = \sqrt{\frac{Ne^2}{2m^*\epsilon_0} \frac{k}{\epsilon(k)}}, \quad (1.26)$$

gdzie k to wartość wektora falowego wzbudzenia drgań plazmy. Poza obecnością wektora falowego w głównym członie zależności, wzór ten różni się od częstości plazmy w trzech wymiarach (równanie 1.21) czynnikiem 2 w mianowniku.

Kluczową kwestią, w przypadku próbek badanych w niniejszej pracy, jest postać efektywnej funkcji dielektrycznej $\epsilon(k)$. W najprostszym przypadku, jeśli 2DEG umieszczony jest pomiędzy dwoma materiałami o stałych dielektrycznych ϵ_1 i ϵ_2 to:

$$\epsilon(k) = \frac{1}{2} (\epsilon_1 + \epsilon_2), \quad (1.27)$$

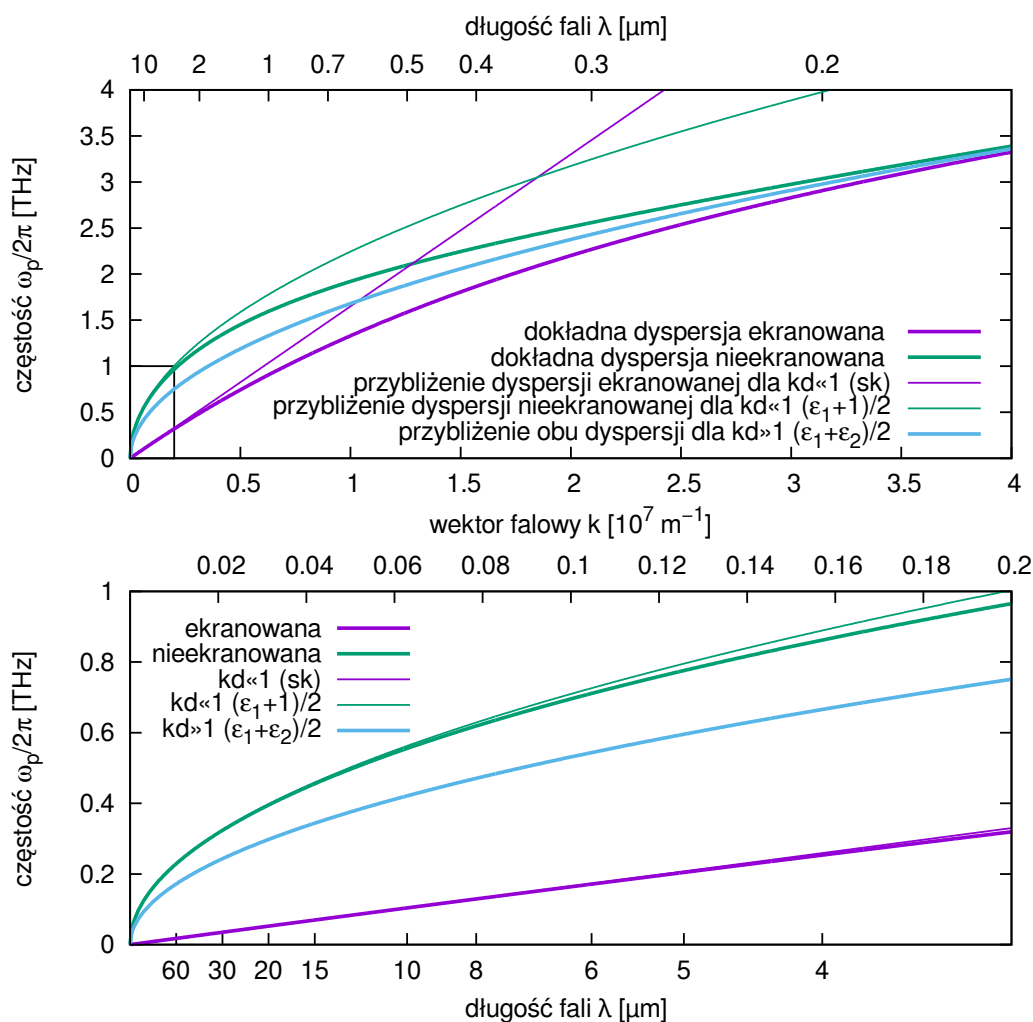
co jest po prostu średnią arytmetyczną dwóch stałych dielektrycznych. W realnych układach, dla przynajmniej jednej z warstw należy przyjąć jej skończoną grubość d . Pojawia się wówczas zależność efektywnej stałej dielektrycznej od wektora falowego plazmonu. Jest to szczególnie istotne dla krótkich wektorów falowych. Rozróżnia się tutaj dwa przypadki: gaz elektronowy ekranowany przez metaliczną bramkę [30, 31]:

$$\epsilon_g(k) = \frac{1}{2} (\epsilon_1 + \epsilon_2 \coth(kd)), \quad (1.28)$$

oraz nieprzykryty bramką, a zatem nieekranowany przez metal [32]:

$$\epsilon_{ug}(k) = \frac{1}{2} \left(\epsilon_1 + \epsilon_2 \frac{1 + \epsilon_2 \tanh(kd)}{\epsilon_2 + \tanh(kd)} \right). \quad (1.29)$$

Częstość plazmonu w 2DEG nieprzykrytym bramką jest, dla ustalonych k i d , zawsze wyższa od częstości plazmonu w 2DEG przykrytym bramką, przy czym różnica ta jest tym istotniejsza, im krótsze wektory falowe rozważamy.



Rysunek 1.6: Dyspersja plazmonów w 2DEG nieprzykrytym bramką (zielona pogrubiona krzywa), przykrytym bramką (fioletowa pogrubiona krzywa) oraz stosowane przybliżenia narysowane liniami najcieńszymi. Górny rysunek obejmuje zakres dużych i średnich wektorów falowych, a dolny krótkich wektorów falowych. Objasnienia symboli w tekście.

	długie wektory falowe $kd \gg 1$	krótkie wektory falowe $kd \ll 1$
$\epsilon_{ug}(k)$	$\frac{1}{2}(\epsilon_1 + \epsilon_2)$	$\frac{1}{2}(\epsilon_1 + 1)$
$\epsilon_g(k)$	$\frac{1}{2}(\epsilon_1 + \epsilon_2)$	$\sim k^{-1}$

Tablica 1.1: Przybliżenia stosowane w opisie efektywnej funkcji dielektrycznej 2DEG w zakresie krótkich i długich wektorów falowych.

Konieczne jest rozważenie serii przybliżeń podanych powyżej wzorów pojawiających się w literaturze. W dwóch reżimach wartości wektorów falowych stosuje się przybliżenia przedstawione w Tab. 1.1. Granicą pomiędzy oboma reżimami jest wektor falowy $k = d^{-1}$, wynoszący w przypadku badanych próbek ok. $2.08 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$. Warto zaznaczyć, że dla reżimu krótkich fal (długich wektorów falowych), funkcja dielektryczna ekranowanego i nieekranowanego 2DEG jest prawie identyczna i przybliżana jednym wzorem 1.27. Związane jest to z faktem, że dla bardzo krótkich fal, pole elektryczne plazmonu praktycznie nie oddziałuje z obiektami w odległości d od gazu dwuwymiarowego, nieistotne zatem, czy znajduje się tam metal, czy też próżnia.

W przypadku krótkich wektorów falowych, funkcja dielektryczna nieprzykrytego bramką 2DEG również odpowiada wzorowi 1.27, ale przy założeniu, że $\epsilon_2 = 1$. Można zatem powiedzieć, że bardzo długie fale praktycznie nie oddziałują z warstwą materiału o stałej dielektrycznej ϵ_2 , a zachowują się tak, jakby propagowały się na powierzchni materiału o stałej dielektrycznej ϵ_1 umieszczonego w próżni. W literaturze często pojawia się także uproszczona wersja wzoru 1.29 w postaci $\epsilon_{ug}(k) = \frac{1}{2}(\epsilon_1 + \epsilon_2 \tanh(kd))$ [33], stosowana ze względu na symetryczną postać względem wzoru 1.28 i zgrubną zgodność z dokładną zależnością w szerokim zakresie wektorów falowych. Okazuje się jednak, że w zakresie krótkich wektorów falowych plazmonu, przybliżenie to wprowadza większy błąd niż pozornie bardziej uproszczona zależność $\epsilon_{ug}(k) = \frac{1}{2}(\epsilon_1 + 1)$.

Bardzo znamienne jest przybliżenie stosowane dla przykrytego bramką 2DEG w zakresie krótkich wektorów falowych. W takiej sytuacji pole elektryczne plazmonu jest całkowicie ekranowane przez bramkę, która położona jest bardzo blisko w porównaniu do długości fali plazmonu. Wówczas $\epsilon_g(k) \sim k^{-1}$, co skutkuje tym, że dyspersja plazmonów, dla odpowiednio niskich k , jest w tym przypadku z dobrą dokładnością liniowa. Można więc zapisać $\omega_p = sk$, gdzie s jest prędkością fali plazmowej.

Plazmony w 2DEG w strukturach okresowych

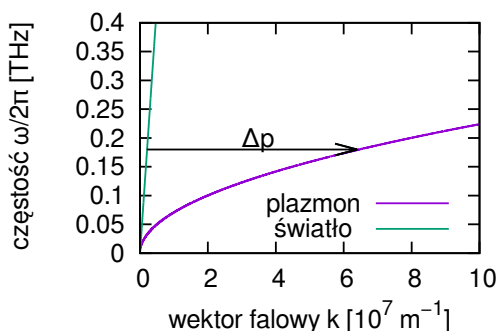
Omawiane wyżej wzbudzenia mają ciągłą dyspersję, ponieważ rozważany był jednorodny ośrodek o nieskończonych rozmiarach z zachowaną symetrią translacyjną. Plazmony w 2DEG opartym o struktury półprzewodnikowe

po raz pierwszy zaobserwowano w 1977 r. [28]. Gaz dwuwymiarowy wytworzony był w strukturze krzemowej typu MOSFET przykrytej półprzezroczystą branką, z nałożonymi na nią paskami dodatkowej metalizacji o okresie a , tworząc tym samym brankę o modulowanej grubości. Był to zatem układ niejednorodny, ze względu na złamanie w ten sposób ciągłej symetrii translacyjnej.

W eksperymencie wykonano, za pomocą spektrometru fourierskiego, pomiar widm transmisji w zależności od napięcia polaryzującego bramkę, a zatem w zależności od koncentracji elektronów. Zaobserwowane plazmony miały przewidzianą wcześniej zależność dyspersyjną, charakterystyczną dla oscylacji plazmy w ekranowanym 2DEG, a ich wektor falowy określony był przez okres modulacji grubości bramki jako $k_n = 2\pi n/a$, gdzie n to numer modu drgań plazmy. Od tego czasu, badania plazmonów w gazie dwuwymiarowym w półprzewodnikach wykonywane były prawie wyłącznie

w strukturach o periodyczności określonej przez różne typy bramek. Również w 1977 r. przeprowadzono eksperyment, w którym na podobnych próbkach zaobserwowano magnetoplazmony w 2DEG opartym o półprzewodniki [34].

Bramki miały strukturę periodyczną, gdyż jednym z podstawowych problemów fizycznych dla wzbudzenia fali plazmowej w dwuwymiarowym gazie elektronowym przez falę elektromagnetyczną jest zasada zachowania pędu. Z uwagi na istotnie różne relacje dyspersyjne światła i dwuwymiarowego plazmonu, obie fale o takich samych energiach mają istotnie różny pęd. Brakujący pęd wynika z bardziej ogólnego twierdzenia Kohna [35], mówiącego, że w układzie o ciągłej symetrii translacyjnej nie może nastąpić sprzężenie światła ze zjawiskami związanymi z oddziaływaniem elektron-elektron o $k \rightarrow 0$. Takim zjawiskiem jest m.in. plazmon. W przypadku plazmonów propagujących się w trójwymiarowym gazie elektronowym $\omega(k=0) > 0$, co oznacza, że istnieje przecięcie dyspersji światła i plazmonów dla $k \neq 0$, a więc wzbudzenie plazmonu przez światło jest możliwe. W przypadku dwuwymiarowym, ze względu na retardację plazmonów (rozdział 1.2.6), dyspersje plazmonów i światła nigdy się nie przecinają. Problem można rozwiązać pobudzając plazmon w układzie z nałożoną pewnego rodzaju okresowością. Wówczas załamuje się ciągła

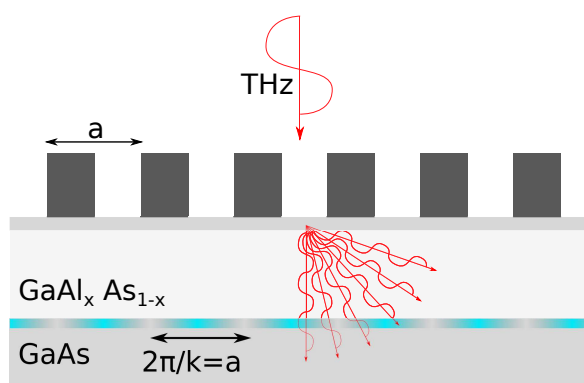


Rysunek 1.7: Relacja dyspersyjna światła porównana z relacją dyspersyjną plazmonu w 2DEG ukazuje problem brakującego pędu Δp .

symetria translacyjna układu, co umożliwia optyczne pobudzenie wzbudzeń o $k \neq 0$. Wektor falowy wzbudzanego plazmonu jest wtedy skwantowany, a jego wartość określona jest przez okres modulacji 2DEG.

We wspomnianych powyżej eksperymentach wykazano, że zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi [31,36], mody plazmonów wzbudzanych w 2DEG przykrytym periodyczną metaliczną strukturą mają wektory falowe określone przez okres siatki a jako $k_n = n2\pi/a$, gdzie n jest liczbą całkowitą oznaczającą numer modu. Amplituda fali elektromagnetycznej tuż za siatką złożoną z metalicznych pasków jest modulowana z okresem a (tzw. bliskie pole), co pozwala promieniowaniu elektromagnetycznemu sprzęgnąć się z plazmonem o wektorze falowym k_n . Podsumowując, idea nałożenia okresowej struktury na 2DEG ma na celu:

- dyfrakcję padającego promieniowania elektromagnetycznego, co w bliskim polu moduluje promieniowanie, umożliwiając wzbudzenie plazmonu;
- modulację przestrzenną własności 2DEG, w szczególności koncentracji elektronów, co samo w sobie może umożliwić wzbudzenie plazmonu [37];
- określenie wektorów falowych wzbudzonych plazmonów.



Rysunek 1.8: Schemat wzbudzania plazmonów w heterostrukturze GaAs/AlGaAs przykrytej paskami metalicznymi.

W sytuacji wektory falowe określone okresem metalizacji i wykazują dyspersję odpowiadającą przykrytemu [38–40] lub nieprzykrytemu bramką 2DEG [41]. Jeszcze inni twierdzą, że w takiej strukturze, pod pewnymi warunkami, wzbudzają się mody zarówno w częściach przykrytych, jak i nieprzykrytych

W pracy omówionej w poprzednim akapicie cała próbka przykryta była metalizacją o zmodulowanej grubości. Dyspersja plazmonów w takim przypadku ma postać uwzględniającą ekranowanie przez metal. Postać dyspersji plazmonów w strukturach przykrytych metaliczną siatką, gdzie na przemian obecne są obszary pokryte metalizacją i całkowicie odkryte, jest bardziej skomplikowana, co jest przedmiotem wielu publikacji. Część autorów uważa, że plazmony mają w tej

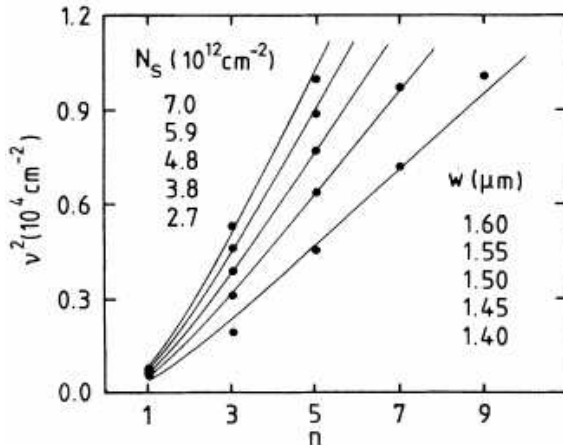
bramką, o wektorach falowych określonymi rozmiarami tych obszarów [42]. Są też autorzy, którzy uznają, że mody plazmonów wzbudzone w 2DEG, przykrytym okresowymi paskami metalu, są mieszkanką obu rodzajów wzbudzeń o dyspersji będącej wypadkową obu typów dyspersji [43–46]. Wyniki badań przedstawionych w niniejszej pracy wskazują raczej na tę ostatnią tezę. W większości przypadków zaobserwowano jednak w badanych próbkach wzbudzenia związane nie z okresem metalicznej siatki, a z rozmiarem 2DEG. To zjawisko opisane jest w następnym rozdziale.

Alternatywnie do metalicznych pasków położonych na powierzchni próbek, plazmony w 2DEG można wzbudzić za pomocą innych rodzajów okresowości wprowadzonych na powierzchnię próbki. Jednym ze zrealizowanych pomysłów jest określenie wektora falowego plazmonu poprzez powierzchniowe fale dźwiękowe [47]. Zaletą tego typu wprowadzenia okresowości do 2DEG jest większa ilość promieniowania pobudzająca plazmon. W przypadku metalicznych siatek, duża część promieniowania jest odbijana, a w zależności od polaryzacji – także absorbowana – gdyż metaliczna siatka jest jednocześnie polaryzatorem.

Plazmony w strukturach 2DEG o skończonych rozmiarach

Obserwacja fal plazmowych w 2DEG miała miejsce po raz pierwszy w warunkach, w których wektor falowy wzbudzenia określony był rozmiarami 2DEG. Gaz dwuwymiarowy wytworzono na powierzchni ciekłego helu [26]. Jak widać, nie jest zatem konieczne, aby w pobliżu 2DEG istniała okresowa struktura na której może zachodzić dyfrakcja promieniowania elektromagnetycznego. W wielu starszych publikacjach, jak Ref. [28, 34, 38], badano próbki półprzewodnikowe z nałożoną okresową bramką, nie obserwowano tam jednak plazmonów o wektorach falowych określonych rozmiarami 2DEG. Wynikało to ze znacząco większych rozmiarów próbek od okresu nałożonej siatki – a co za tym idzie – dużo niższej częstości takich plazmonów od plazmonów o wektorze falowym określonym przez okres siatki. W rezultacie, przy wykorzystywanych ówczesnie technikach eksperymentalnych i dostępnej jakości próbek, plazmony związane z rozmiarami 2DEG nie były obserwowane.

Mimo tych pierwszych obserwacji, dalsze badania wzbudzeń plazmy w 2DEG w półprzewodnikach skupiły się na próbkach z nałożoną periodycznością. Nawet w pracy przeglądowej Ando, Fowlera i Sterna z 1982 r. [5], autorzy wymieniają kilka pierwszych publikacji pokazujących obserwacje dwuwymiarowych plazmonów, w tym wspomnianą wyżej pracę opisującą wzbudzenia plazmy na powierzchni ciekłego helu [26], po czym, po kilku zdaniach, błędnie piszą, iż wszystkie one dotyczyły przypadku, gdy w pobliżu 2DEG znajdowała się metaliczna siatka definiująca wektor falowy plazmonu. Okazuje się jednak, że w układach półprzewodnikowych dyfrakcja na krawędziach mesy



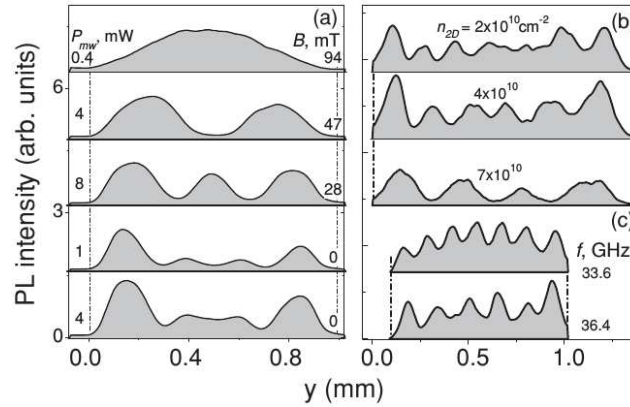
Rysunek 1.9: Wyznaczone kwadraty częstości ν kolejnych modów plazmowych numerowanych indeksem n dla różnych koncentracji elektronów N_S [48]. Autorzy publikacji stwierdzili, że wraz ze wzrostem koncentracji elektronów zwiększa się także w pewnym stopniu szerokość pasków 2DEG.

2DEG jest wystarczająca, aby wzbudzić w nim fale plazmowe o wektorze falowym określonym rozmiarami 2DEG, zachowując przy tym zasadę zachowania pędu. Przykłady prac opisujących takie obserwacje przedstawione są w kolejnych akapitach.

Pierwsze obserwacje dwuwymiarowych plazmonów o wektorze falowym skwantowanym z powodu skończonego rozmiaru 2DEG, w strukturach półprzewodnikowych miały miejsce dopiero na przełomie lat 80. i 90. Pierwsza praca dotyczyła obserwacji plazmonów w strukturze typu MOS (metal-oxide-semiconductor – metal-tlenek-półprzewodnik), na której wytworzono bramkę o okresowej strukturze [48]. Bramka ta została jednak spolaryzowana na tyle mocno, że koncentracja elektronów pod nią była zerowa. W skutek tego autorzy mieli do czynienia z oddzielnymi paskami gazu dwuwymiarowego. Podczas pomiaru transmisji przez taką próbkę, zaobserwowano kilka maksimum, które zinterpretowano jako mody związane ze skończoną szerokością W wytworzonych przez polaryzację bramki pasków. Zgodnie z przewidywaniami autorów, wzbudzone zostały tylko mody z nieparzystą liczbą połówek długości fal mieszczących się w szerokości kanału, tak że $k_n = (2n-1)/W$, gdzie n to numer modu. Autorzy oparli swoje przewidywania na klasycznym modelu wzbudzenia oscylacji ładunku, gdzie oczekujemy gromadzenia się ładunków o przeciwnych znakach na obu końcach przewodzącego obiektu. Mody drgań plazmy, gdzie na obu końcach wnętrza gromadziłyby się ładunki o tym samym znaku, nie są wzbudzane.

W 1993 r. inni autorzy przeprowadzili pomiary na pojedynczym kanale [49], które również wykazały wzbudzenie plazmonów o wektorze falowym określonym szerokością kanału o $k = \pi/W$. Autorzy tej publikacji nie zaobserwowali wyższych modów wzbudzeń plazmy. Badana próbka była wytworzona na heterostrukturze GaAs/AlGaAs w postaci krzyża hallowskiego, a mierzono zmianę jej oporu wskutek oświetlenia jej promieniowaniem dalekiej podczerwieni. Au-

Rysunek 1.10: Pomiar intensywności luminescencji ze swobodnych ekscytonów zmierzonej w zależności od położenia w poprzek próbki [52]. Segment a) pokazuje zależność dla różnych wartości pola magnetycznego i różnych mocy promieniowania mikrofalowego. Segment b) ukazuje tę zależność dla różnych koncentracji elektronów lub częstości promieniowania mikrofalowego.



torzy omawianej pracy zmierzili częstości magnetoplazmonów kontrolowane wielkością pola magnetycznego. Była to jedna z pierwszych prac, w których zaobserwowano plazmony w strukturze nieprzykrytej bramką, a zatem o nieekranowanej dyspersji.

Dopiero w 2006 r. pojawiła się publikacja mówiąca o wzbudzeniu kilku modów magnetoplazmonów o wektorze falowym zdefiniowanym szerokością kanału badanej struktury [50]. Autorzy zaobserwowali trzy mody magnetoplazmonów w mikrofalowym zakresie częstości od 20–80 GHz. Przedstawiają oni fakt zaobserwowania tylko nieparzystych modów wzbudzeń plazmy jako efekt, przewidziany teoretycznie przez jednego ze współautorów [51], będący w zgodzie z przybliżeniem dipolowym. Wg autorów, warunkiem koniecznym dla takiej reguły wyboru wektorów falowych jest jednorodność przestrzenna fali elektromagnetycznej pobudzającej próbkę.

W przypadku pomiarów, których rezultaty opublikowano w 2011 r, autorzy zaobserwowali także parzyste mody plazmonów [52]. Należy jednak zauważyć, że obserwowane wzbudzenia miały miejsce w kanale 2DEG o szerokości aż 1.3 mm i dla częstości promieniowania mikrofalowego ok. 33 GHz. W takim układzie bardzo prawdopodobne jest, że rozkład mocy promieniowania był niejednorodny na szerokości kanału badanej próbki i dlatego możliwe było wzbudzenie modów o parzystej liczbie połówek długości fal.

Na uwagę zasługuje wykorzystana w Ref. [52] technika eksperymentalna. Połączono bowiem techniki mikrofalowe z pomiarami mikroluminescencji, co pozwoliło na uzyskanie tak spektakularnego efektu, jak mapowanie amplitudy fal plazmowych w próbkach. Okazuje się, że w badanych próbkach intensywność świecenia ze swobodnych ekscytonów zależała od lokalnej temperatury

elektronów. Ta rośnie wskutek oświetlenia próbki promieniowaniem mikrofalowym. Przekrój intensywności luminescencji z wybranych linii wykonany w poprzek próbki pokazał oscylacyjne kształty pojawiające się, gdy wartość koncentracji elektronów, pola magnetycznego i częstości promieniowania odpowiada pobudzeniu magnetoplazmonów o wektorach falowych $k_n = n\pi/W$, gdzie n to liczba całkowita (Rys. 1.10). Profile te pokazują wprost kształt wzbudzanych przez promieniowanie fal plazmowych. Widać w szczególności fakt, że wzbudzane są również mody o parzystej liczbie połówek długości fali. Inne istotniejsze wnioski płynące z tego eksperymentu to fakt, że obserwowany kształt jest daleki od sinusoidy oraz, że pomiary wykonane wzdłuż próbki nie wykazały wzbudzania żadnych fal plazmowych.

W eksperymencie opisanym w publikacji [53] zaobserwowano plazmony w wnęce zawierającej nieprzykrytą bramką 2DEG o szerokości $140 \mu\text{m}$. Podobnie, jak w omówionym wyżej eksperymencie [52], wzbudzone zostały wszystkie (parzyste i nieparzyste) mody drgań plazmy. Taki efekt można tłumaczyć, dość szczególnymi warunkami brzegowymi: jedna krawędź obszaru zdefiniowana była kontaktem omowym, druga natomiast dużym obszarem przykrytym bramką. W omawianych wcześniej publikacjach obie krawędzie obszarów, w których wzbudzały się plazmony, były identyczne.

Magnetoplazmony w 2DEG

Podobnie, jak w przypadku plazmy trójwymiarowej, zależność częstości magnetoplazmonu od pola magnetycznego w większości przypadków dana jest równaniem 1.23. W przypadku, gdy płaszczyzna gazu dwuwymiarowego nie jest prostopadła do pola magnetycznego, magnetoplazmony zachowują się tak, jakby znajdowały się w polu magnetycznym o indukcji wyznaczonej przez składową \mathbf{B} prostopadłą do płaszczyzny 2DEG.

Należy nadmienić, że istnieje wiele teoretycznych i eksperymentalnych publikacji (np. [54–62]) poświęconych wzbudzeniom w strukturach o kształcie koła lub elipsy. Główną różnicą, w porównaniu do wzbudzeń magnetoplazmonów w próbkach o kształcie wydłużonych pasków 2DEG, jest ich zależność od natężenia pola magnetycznego. Okazuje się, że w takich próbkach widoczne są dwie gałęzie magnetoplazmonów, z których jedna zmniejsza częstość wraz ze wzrostem pola magnetycznego, a częstość drugiej rośnie, zgodnie ze wzorami 1.25. Wynika to, podobnie jak w przypadku trójwymiarowych plazmonów w niewielkich sferach, z innej symetrii wzbudzanych fal: w przypadku próbek 2DEG z periodyczną bramką lub o wydłużonych kształtach mamy do czynienia z falami płaskimi; w przypadku próbek o małych rozmiarach wzbudzane są mody o symetrii sferycznej. Gałąź, która zwiększa swoją energię z polem magnetycznym nazywa się objętościową, natomiast gałąź, której energia ma-

leje z polem magnetycznym utożsamiana jest z tzw. magnetoplazmonami krańcowymi. W zerowym polu magnetycznym obie gałęzie mają taką samą częstość.³

W publikacji z 1993 r. [64], autorzy opisali system, w którym są w stanie kontrolować, czy mają do czynienia z magnetoplazmonami zdefiniowanymi okresem modulacji próbki, czy też z magnetoplazmonami zdefiniowanymi rozmiarem układu. Powierzchnia próbki przykryta była siecią kropek pokrytych wysoką warstwą izolującego rezystu. Całość próbki pokryta była metalizacją bramki, jednak tylko obszar pomiędzy kropkami był polaryzowany elektrycznie, gdyż metalizacja na kropkach rezystu pozostała odizolowana od reszty układu. Przy małych polaryzacjach bramki, gdy koncentracje elektronów w obszarach 2DEG pod kropkami i poza nimi pozostawały podobne, wzbudzone były magnetoplazmony o wektorze falowym określonym odległością pomiędzy kropkami (okresem modulacji). Przy dużej polaryzacji, gdy elektrony pozostawały jedynie pod odizolowanymi od siebie kropkami rezystu, obserwowane były wzbudzenia określone rozmiarami kropek. Ze względu na ich kształt, zależność częstości od pola magnetycznego uległa istotnej zmianie ze wzoru 1.23 na wzór 1.25.

1.2.5 Poprawki nielocalne

Źródło tzw. poprawek nielokalnych znajduje się już w sposobie wyznaczenia tensora przewodnictwa elektrycznego w plazmie za pomocą równania Boltzmann'a. Wielkość poprawek zależy od parametru nielokalnego X , zdefiniowanego jako

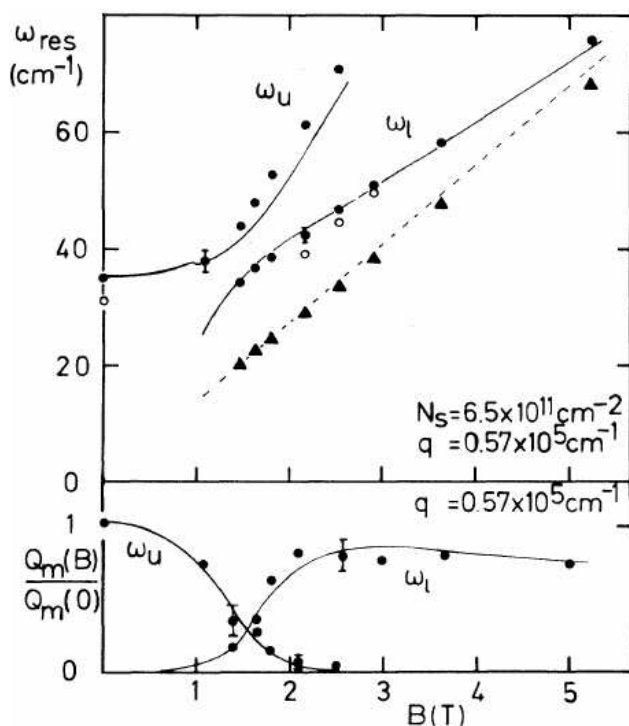
$$X = \frac{k_x v_F}{\omega_c}, \quad (1.30)$$

gdzie k_x to składowa wektora falowego prostopadła do pola magnetycznego $\mathbf{B} = B\mathbf{z}$, a v_F to prędkość Fermiego. Wartość k_x w typowej sytuacji eksperymentalnej, gdy płaszczyzna 2DEG jest prostopadła do \mathbf{B} , odpowiada po prostu wektorowi falowemu plazmonu \mathbf{k} . Im większa wartość parametru X , tym poprawki nielocalne są coraz istotniejsze. Widać, że fizyczna interpretacja parametru to stosunek wielkości orbity cyklotronowej elektronu do długości fali plazmowej.

Poprawki nielocalne zmieniają częstość plazmonów już w zerowym polu magnetycznym, zgodnie z zależnością [29]:

$$\omega^2 = \omega_{p,n}^2(k) + \frac{3}{4} (k v_F)^2 + \dots \quad (1.31)$$

³Jeśli wytworzyć sieć krążków, wówczas plazmony w nich wzbudzone oddziałują ze sobą w niskim polu magnetycznym, powodując odseparowanie energetyczne obu gałęzi [57, 58]. Podobnie, dla próbki w kształcie elipsy, zachodzi rozszczepienie w zerowym polu magnetycznym, tym silniejsze im większy jest mimośród elipsy [63].



Rysunek 1.11: Górna część rysunku zaczerpniętego z [65] przedstawia oddziaływanie magnetoplazmonu i modu Bernsteina na wykresie częstości od pola magnetycznego objawiające się jako odpychanie się obu rezonansów. Dolna część rysunku przedstawia zależność względnej amplitudy obu modów, zidentyfikowanych zgodnie z liniami naszkicowanymi na górnej części rysunku, od pola magnetycznego.

Widać tu pewne podobieństwo do zależności otrzymanej dla plazmonów w plazmie trójwymiarowej (1.20). Jednak w przypadku dwuwymiarowym już pierwszy człon zależy od długości wektora falowego k , i to dużo szybciej niż drugi. Poprawka ta zostanie zaniedbana w niniejszej pracy, gdyż nie zwiększa ona częstości plazmowej bardziej niż o 5 GHz. Poza tym, istnieje jeszcze dużo słabszych efektów, które zmniejszają częstość rezonansów plazmy (punkt 1.2.6). Można zatem założyć, że suma wszystkich tych poprawek daje łącznie jeszcze mniejszy wkład.

Oddziaływanie magnetoplazmonów z modami Bernsteina

Mody Bernsteina są to wzbudzenia plazmy o częstości bliskiej harmonicznemu rezonansu cyklotronowego, tj. $\omega_{B,j} = j\omega_c$. Takie fale plazmowe przewidziane zostały teoretycznie w 1956 r. [66]. Mody Bernsteina mają charakter zaburzenia o symetrii sferycznej w przestrzeni pędu [67], w przeciwieństwie do plazmonów, które są zaburzeniem gęstości elektronów mającym charakter fali płaskiej propagującej się w przestrzeni rzeczywistej. Amplituda obserwowanych w eksperymentach modów Bernsteina jest na tyle mała w porównaniu do amplitudy magnetoplazmonów, że wzbudzenia te zazwyczaj są niewidoczne. Istotne jest jednak, że oba typy wzbudzeń oddziałują ze sobą i w sytuacji gdy $\omega_{p,n} = \omega_{B,j}$ dochodzi do zmian częstości i amplitud obu wzbudzeń (Rys.

1.11). Na wykresie częstości wzbudzeń od pola magnetycznego objawia się to jako odpychanie się obu rezonansów w miejscu, gdzie miałyby się skrzyżować (niedozwolone przecięcie). Przyczyną tego zachowania jest wspomniana wyżej różnica symetrii magnetoplazmonu i modu Bernsteina, co nie pozwala, aby obie fale wzbudziły się jednocześnie z taką samą częstością. W szczególności, w typowej sytuacji eksperymentalnej, gdy mody Bernsteina mają bardzo małą amplitudę, mogą istotnie zwiększyć swoją amplitudę wskutek oddziaływania z magnetoplazmonami [68–70].⁴ W innym ujęciu, można powiedzieć, że mamy do czynienia z dwoma nowymi rezonansami, których charakter zależy od tego, czy w danym polu magnetycznym znajdują się one przed, czy też po niedozwolonym przecięciu. W pobliżu niedozwolonego przecięcia oba mody mają mieszany charakter, co dobrze obrazuje dolna część rysunku 1.11.

Oddziaływanie modów Bernsteina z plazmonami zostało zaobserwowane w trójwymiarowej [74] i dwuwymiarowej plazmie elektronowej [7, 65, 75–79], drutach kwantowych [59, 80, 81], a nawet w kropkach kwantowych [59, 79]. Częstości mieszanych wzbudzeń można wyznaczyć korzystając z równania [7]:

$$1 - 4 \frac{\omega_{p,n}^2}{X^2} \sum_{m=1}^{m_{max}} \frac{m^2 J_m^2(X)}{\omega^2 - (m\omega_c)^2} = 0, \quad (1.32)$$

gdzie J_m to funkcja Bessela pierwszego rodzaju. Wartość m_{max} ustala się na tak dużą wartość, aby uwzględniała odpowiednią liczbę modów Bernsteina, z którymi oddziałują plazmony, ale na tyle niską, aby obliczenia nie były zbyt długotrwałe. Warto zauważyć, że dla $X \rightarrow 0$, rozwiązanie równania 1.32 sprowadza się do $\omega^2 = \omega_{p,n}^2 + \omega_c^2$, a więc do zależności 1.23. W dwuwymiarowej plazmie, w półprzewodnikach, rzadko obserwuje się oddziaływania z wyższym niż trzeci mod Bernsteina.

1.2.6 Inne efekty

Plazmony wykazują dużą liczbę innych efektów obserwowanych w eksperymentach lub przewidzianych teoretycznie. W tej części pracy opisane zostaną pokrótce te, które zostały pominięte w analizie danych przedstawionych w niniejszej pracy. Jednym z bardziej znanych efektów jest oddziaływanie plazmonów z fononami, gdzie, podobnie jak w przypadku modów Bernsteina, obserwujemy niedozwolone przecięcia obu wzbudzeń [82]. W przedstawianych w niniejszej pracy eksperymentach efekt ten jest zaniedbywalny, ponieważ w arsenku galu częstości fononów są dużo wyższe od częstości wykorzystanego promieniowania.

⁴Należy odnotować, że publikacje opisujące obserwacje modów Bernsteina daleko od obszaru ich oddziaływania z magnetoplazmonami powstawały już kilka lat po ich teoretycznym przewidzeniu przez I. Bernsteina, np. [68, 71–73].

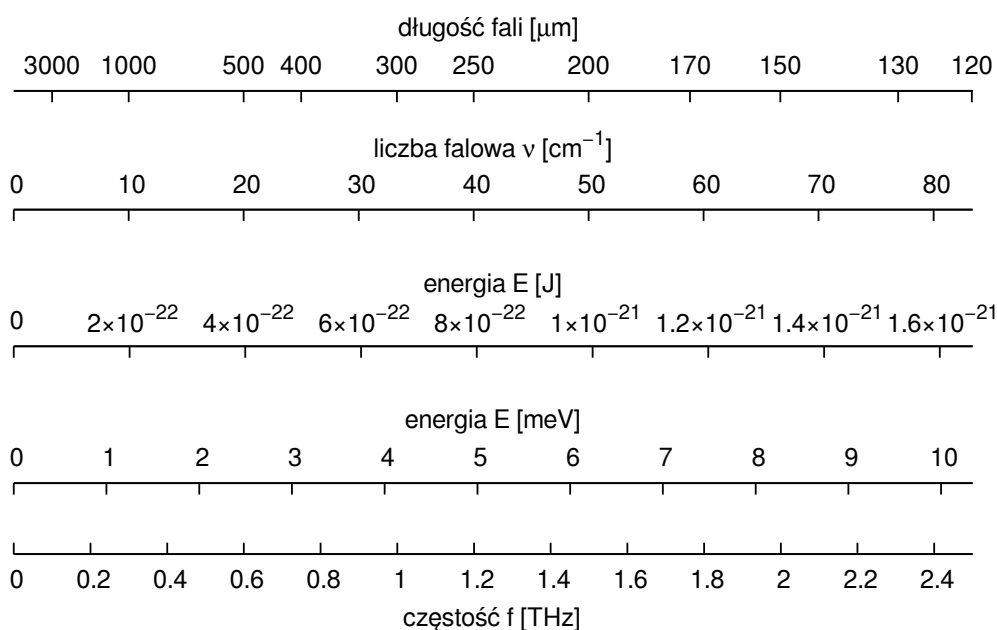
Efekt retardacyjny pojawia się jako korekta do pierwiastkowego charakteru dyspersji plazmonów dla bardzo małych wektorów falowych. W tych warunkach prędkość propagacji fal w plazmie staje się dużym ułamkiem prędkości światła [51]. Dochodzi wówczas do zmniejszenia faktycznej częstości drgań plazmy względem częstości przewidzianej przez opisane wcześniej pierwiastkowe dyspersje. W badanych próbkach efekt ten nie powinien być jednak bardzo istotny gdyż, dla większości zaobserwowanych modów wzbudzeń plazmy, stosunek ten był poniżej 20%. W dalszych rozdziałach zostanie także zaniebany wpływ kontaktów omowych zmniejszający częstość plazmową [83]. Jest to dość nowy, niezaweryfikowany jeszcze, model. Obliczenia wymagają znajomości nieznanych zazwyczaj parametrów próbek, a dla modów plazmowych o dość krótkich wektorach falowych, efekt ten i tak jest zaniedbywalny.

Pominięte będą także następujące efekty obniżające częstość plazmową (za [38]): niezerowa grubość warstwy gazu dwuwymiarowego zmienia efektywny potencjał kulombowski ładunków w 2DEG, modyfikując tym samym efektywną funkcję dielektryczną $\epsilon(k)$; możliwość związanego ruchu elektronów w kierunku prostopadłym do płaszczyzny 2DEG; korelacje pomiędzy elektronami.

1.3 Promieniowanie terahercowe

Promieniowanie terahercowe jest to promieniowanie elektromagnetyczne z zakresu częstości od 0.1 THz do 10.0 THz. Inna nazwa tego zakresu promieniowania elektromagnetycznego to daleka podczerwień. Takie określenie jest częściej spotykane w starszej literaturze, gdyż nazwa promieniowanie terahercowe pojawiła się dopiero w latach 90. XX w. W dalszej części pracy będzie używany także skrót THz. Podany wyżej zakres częstości odpowiada zakresowi długości fal około $30 \mu\text{m} - 3 \text{ mm}$ i energii $0.4 \text{ meV} - 40 \text{ meV}$. Płynne przeliczenie między tymi oraz innymi jednostkami oferuje Rys. 1.12. Ten zakres częstości mieści się pomiędzy obszarem wykorzystywanym obecnie w elektronice ($< 0.1 \text{ GHz}$), a obszarem użytecznym w urządzeniach optycznych ($> 10 \text{ THz}$). Można powiedzieć, że zakres częstości terahercowych jest obszarem przejściowym pomiędzy klasyczną elektroniką a urządzeniami optycznymi. Żadna z tych technologii nie działa do dziś w tym zakresie częstości z pełną wydajnością, dlatego mówi się o technologicznej przerwie terahercowej. Poniżej przedstawiono listę niektórych potencjalnych i faktycznych zastosowań promieniowania dalekiej podczerwieni.

W badaniach chemicznych, szczególnie użytecznymi cechami opisywanego promieniowania są charakterystyczne dla różnych cząsteczek linie absorpcyjne lub emisyjne związane z przejściami pomiędzy poziomami oscylacyjno-rotacyjnymi. Chemicy wykorzystują je do sprawdzania poprawności modeli



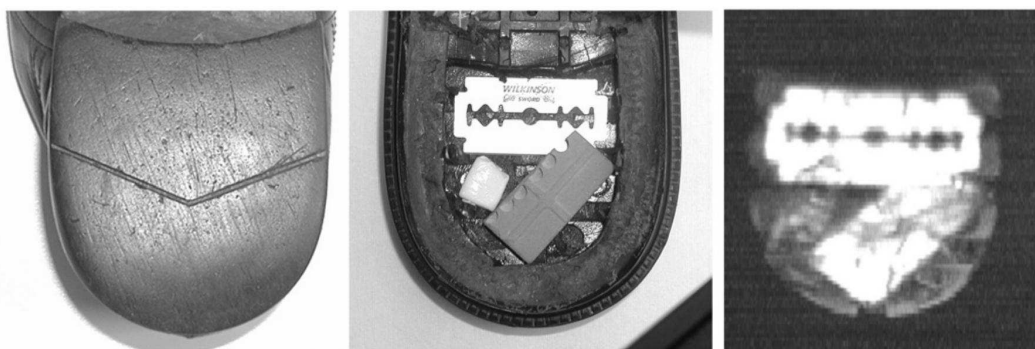
Rysunek 1.12: Przeliczenia między jednostkami używanymi dla określenia promieniowania elektromagnetycznego w zakresie THz. Wykres zawiera zakres częstotliwości, w którym prowadzona była większość badań opisanych w niniejszej pracy.



Rysunek 1.13: Zdjęcie pudełka z zapawkami wykonane w zakresie terahercowym (po środku). Jako odniesienie zamieszczono zdjęcia w świetle widzialnym zamkniętego pudełka (po lewej stronie) oraz wnętrza pudełka otwartego (po stronie prawej) [86].

teoretycznych opisujących badane molekuly. Tak uzyskana wiedza pozwala na zdalne identyfikowanie związków chemicznych obecnych w oddalonych obiektach. Astronomowie potrafią identyfikować związki chemiczne obecne w mgławicach [84]. Również skład chemiczny wysokich partii atmosfery Ziemi może być badany za pomocą bardzo podobnych metod [85].

Co więcej, wiele materiałów, jak papier czy tekstylia, jest przezroczystych dla promieniowania THz [87]. Ta własność, w połączeniu z charakterystycz-

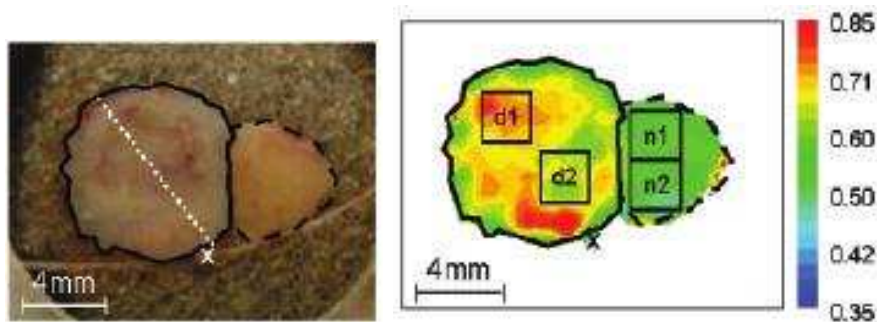


Rysunek 1.14: Zdjęcie podeszwy buta wykonane w zakresie terahercowym (po prawej stronie) ukazuje ukryte w niej żyłkę i materiał wybuchowy [88]. Dla porównania, po lewej stronie zdjęcie buta w świetle widzialnym, a w środku zdjęcie buta z otwartą podeszwą.

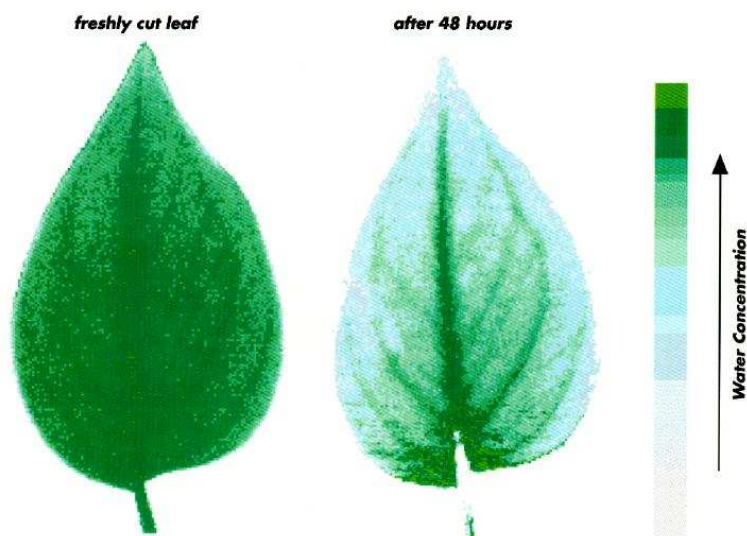
nymi dla różnych molekuł cechami spektralnymi, obiecują jedno z najbardziej spektakularnych zastosowań promieniowania THz, jaką jest możliwość wykonywania zdjęć obiektów niewidocznych w świetle widzialnym, przy jednoczesnej możliwości sprawdzenia ich składu chemicznego. Dotyczy to np. przedmiotów zamkniętych wewnątrz opakowań wykonanych z materiałów przezroczystych dla promieniowania dalekiej podczerwieni. Możliwym zastosowaniem jest automatyczna kontrola jakości produktów zamkniętych w nieprzezroczystych w świetle widzialnym pojemnikach. Jako przykład można pokazać zdjęcia zapalek w zamkniętym pudełku wykonane w zakresie THz (Rys. 1.13).

Obrazowanie w dalekiej podczerwieni można również wykorzystać w systemach bezpieczeństwa, np. na lotniskach, czy dworcach kolejowych. Wykonywane zdjęcia mogą ujawnić próbę wniesienia ukrytych niebezpiecznych przedmiotów, jak ostrza, również niemetaliczne, czy materiały wybuchowe (Rys. 1.14). Potencjalnym zastosowaniem może być także sterowanie statkami powietrznymi w sytuacjach, kiedy widoczność w świetle widzialnym jest ograniczona przez smog. Inne zastosowania to wykrywanie prób przemytu narkotyków za pośrednictwem poczty.

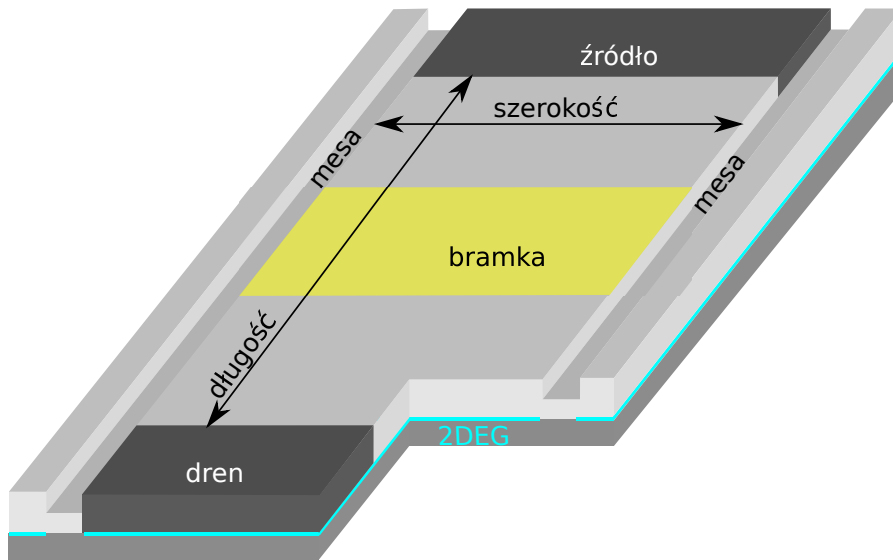
Kolejnym potencjalnym zastosowaniem obrazowania w zakresie terahercowym jest wykonywanie nieszkodliwych prześwietleń organizmów żywych. Nieszkodliwość promieniowania terahercowego wynika z niskiej energii fotonów, w szczególności, w porównaniu do używanego obecnie w tych celach promieniowania X. Ze względu na istotne różnice w transmisji tkanki nowotworowej i zdrowej w zakresie THz, możliwe jest ukazanie zmian nowotworowych niewidocznych gołym okiem (Rys. 1.15). Prześwietlenia można wykorzystać również w rolnictwie, czego przykład ukazany jest na Rys. 1.16.



Rysunek 1.15: Zdjęcie wyciętego fragmentu ludzkiej skóry zawierającej nowotwór wykonane za pomocą promieniowania THz (po prawej stronie) oraz w świetle widzialnym (po stronie lewej). Tkanka nowotworowa ukazana jest w obrazie uzyskanym z wykorzystaniem promieniowania THz w kolorze czerwonym, natomiast zdrowa skóra – kolorem zielonym. Zmiany niewidoczne w świetle widzialnym są bardzo wyraźne w obrazie terahercowym [89].



Rysunek 1.16: Zobrazowanie procesu wysychania liścia przy użyciu promieniowania THz. Zdjęcie po lewej stronie przedstawia świeżo zerwany liść, natomiast zdjęcie po prawej stronie ukazuje ten liść 48 h po zerwaniu. Woda zobrazowana jest kolorem zielonym. Widoczne jest, iż woda odparowuje najpierw z części brzegowych liścia. Dwie doby po zerwaniu liść nie zmienił istotnie wyglądu w świetle widzialnym [90].



Rysunek 1.17: Schemat tranzystora polowego. Szczegółowy opis w tekście.

Obrazy terahercowe mogą być pozyskiwane w trybie pasywnym – wykorzystując promieniowanie własne badanego obiektu lub odbite naturalne promieniowanie innych obiektów znajdujących się w pobliżu. W trybie aktywnym, obiekt oświetlony jest promieniowaniem THz pochodzącym z zewnętrznego źródła. Innymi zastosowaniami dalekiej podczerwieni może być szybka transmisja danych na krótkich dystansach, czy radar przenośny [91].

1.3.1 Tranzystor polowy

Jednym z głównym zastosowań dwuwymiarowego gazu elektronowego są tranzystory polowe. Dla przypomnienia, tranzystor jest to urządzenie z co najmniej trzema kontaktami elektrycznymi, w którym opór pomiędzy dwoma z nich może być istotnie zmieniany dzięki przykładaniu napięcia do trzeciego z kontaktów. Tranzystor jest kluczowym urządzeniem w elektronice, jako podstawa układów logicznych. Tranzystory polowe (FET – Field-Effect Transistor) wykorzystują efekt polowy, czyli kontrolę przewodności materiału przez wielkość przyłożonego pola elektrycznego.

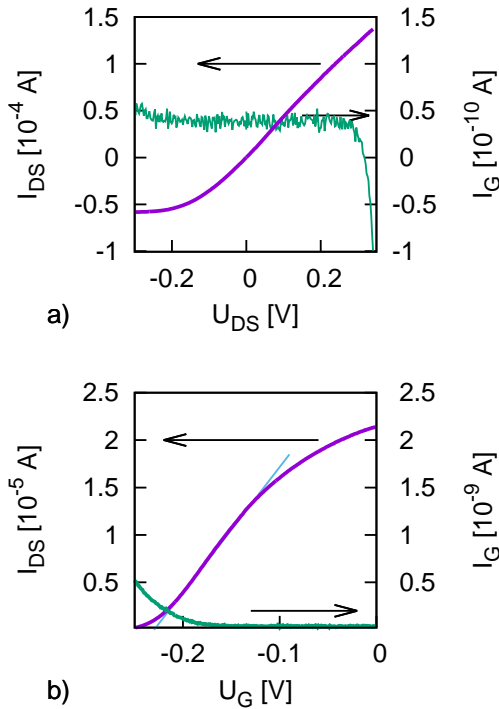
Rysunek 1.17 przedstawia schematycznie budowę tranzystora polowego, podobnego do próbek, które były badane w ramach niniejszej pracy. Prąd płynący pomiędzy kontaktami prądowymi, które nazywane są źródłem (S – source) i drenem (D – drain) kontrolowany jest poprzez napięcie przyłożone do bramki (G – gate). Bramka, poprzez efekt polowy, podnosi lub obniża potencjał w trójkątnej studni potencjału na złączu dwóch materiałów. Dwuwymiarowy gaz elektronowy oznaczony jest na rysunku kolorem niebieskim.

Granice obszaru, w którym płynie prąd w tranzystorze, tzw. kanału, wyznacza mesa wraz z kontaktami źródła i drenu. Zazwyczaj długość kanału tranzystora (L), czyli odległość dren-źródło, jest istotnie mniejsza od jego szerokości (W). Bramka w formie cienkiej metalizacji położonej na heterostrukturze przykrywa całą szerokość i część długości kanału.

Działanie tranzystorów opisuje się zależnością natężenia prądu płynącego pomiędzy źródłem a drenem I_{DS} od napięcia pomiędzy tymi dwoma kontaktami U_{DS} oraz od napięcia polaryzującego bramkę U_G . Pomiar natężenia prądu wykonany w funkcji napięcia źródło-dren, przy ustalonym napięciu przyłożonym do bramki, nazywany jest charakterystyką wyjściową (ang. output). Jest to charakterystyka prąd-napięcie pozwalająca określić granice liniowej zależności natężenia prądu od napięcia. Pomiar natężenia prądu źródło-dren wykonany w funkcji napięcia polaryzującego bramkę, przy ustalonym napięciu źródło-dren, nazywany jest charakterystyką przejściową (ang. transfer). Charakterystyka przejściowa pozwala określić, jakie napięcia bramki zamykają lub otwierają (w zależności od typu tranzystora) kanał.

W przypadku tranzystorów opartych na GaAs, tranzystor otwarty jest przy niespolaryzowanej bramce ($U_G = 0$ V), natomiast, wraz z przykładaniem do bramki ujemnego napięcia, natężenie prądu źródło-dren spada. Wielkość, która jest najistotniejsza w opisie charakterystyki transfer, to tzw. napięcie odcięcia U_{th} , tj. napięcie, dla którego uznajemy, że kanał tranzystora już jest zamknięty. Należy zaznaczyć, że wielkość tego napięcia, nie musi być tożsama z napięciem odpowiadającym zerowej koncentracji elektronów w obszarze 2DEG przykrytym bramką. Dzieje się tak, gdyż bramka nie zawsze działa jednorodnie na całej swojej powierzchni. Wystarczy odciąć przepływ prądu tylko na pewnym odcinku długości kanału tranzystora, aby zablokować jego przepływ w całej próbce. Jednocześnie, dla tego samego napięcia na bramce, koncentracja elektronów w innych obszarach kanału może być wciąż duża.

Oprócz pomiarów natężenia prądu płynącego pomiędzy źródłem a drenem, bardzo istotny może być także pomiar natężenia prądu płynącego pomiędzy źródłem a bramką, I_G . Prąd ten nazywany jest prądem upływności bramki, gdyż uważany jest za efekt pasożytniczy, który nie powinien występować w idealnym tranzystorze. Jeśli prąd bramki jest znacznie mniejszy od prądu I_{DS} , to jest on zanedbywalny w analizie danych oraz teoretycznych czy numerycznych modelach opisujących działanie badanego urządzenia. Ale nawet w takim wypadku wielkość ta musi być monitorowana w czasie pomiaru, gdyż łatwo jest, choćby wskutek pomyłki, tak spolaryzować tranzystor, że prąd upływności stanie się na tyle duży, że trwale uszkodzi bramkę. W sytuacji, gdy prąd płynący przez bramkę jest istotną częścią prądu płynącego przez kanał urządzenia, konieczne jest uwzględnienie tego efektu w analizie wyników [7].



Rysunek 1.18: Przykładowe charakterystyki wyjściowa a), oraz przejściowa b) jednej z badanych próbek.

dzy źródłem i drenem istotnie spada wraz z przykładaniem ujemnego napięcia do bramki. Wykres pozwala ocenić graficznie wielkość napięcia odcięcia U_{th} , co zostało ukazane za pomocą niebieskiej przerywanej linii. Metoda polega na przedłużeniu prostoliniowego odcinka zmierzonej charakterystyki. W zaprezentowanym przykładzie otrzymujemy $U_{th} = -0.22$ V. Krzywa zielona pokazuje zmierzoną zależność natężenia prądu płynącego przez bramkę od U_G . Widać wzrost prądu o charakterze eksponencjalnym. Jednak nawet dla napięć poniżej U_{th} natężenie prądu bramki jest ponad trzy rzędy wielkości mniejsze od natężenia prądu płynącego przez kanał. Efekt upływności bramki pozostaje więc, w przedstawionym przykładzie, pomijalny.

1.4 Fotonapięcie

Fotonapięcie jest to różnica potencjału pojawiająca się pomiędzy dwoma kontaktami elektrycznymi pod wpływem promieniowania elektromagnetycznego. Do wytworzenia takiego sygnału DC nie jest potrzebne żadne dodatkowe

Rysunek 1.18 obrazuje, na przykładzie pomiarów jednej z badanych w ramach niniejszej pracy próbek, jak wyglądają typowe charakterystyki wyjściowe i przejściowe. Fioletowa krzywa na rysunku a) pokazuje charakterystykę wyjściową zmierzoną dla napięcia polaryzującego bramkę $U_G = 0$ V. Widać, że charakterystyka jest liniowa w zakresie $|U_{DS}| < 0.1$ V. Zielona krzywa na tym rysunku pokazuje nagły wzrost natężenia prądu płynącego przez bramkę dla $U_{DS} \approx 0.35$ V. Z tego względu nie zwiększono dalej napięcia U_{DS} . Poza zakresem $|U_{DS}| < 0.1$ V charakterystyka przejściowa ma postać charakterystyczną dla diody z kierunkiem przewodzenia dla dodatnich napięć.

Fioletowa krzywa na Rys. 1.18b pokazuje charakterystykę przejściową próbki zmierzoną dla napięcia $U_{DS} = 0.05$ V. Widać, że natężenie prądu płynącego pomię-

zasilanie próbki, można zatem powstawanie fotonapięcia utożsamiać z efektem fotowoltaicznym.

Model opisujący plazmonowy mechanizm prowadzący do powstania fotonapięcia w tranzystorach polowych oświetlonych promieniowaniem elektromagnetycznym zaproponowali M. Dyakonov i M. Shur w pracy z 1996 r. [92]. Praca ta wykorzystywała koncepcje przedstawione we wcześniejszej publikacji tych samych autorów z 1993 r. [93]. Idea tej teorii opiera się na opisie dwuwymiarowego gazu elektronowego za pomocą równań hydrodynamicznych w postaci równania Eulera:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{e}{m} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{v}{\tau} = 0, \quad (1.33)$$

oraz równania ciągłości

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(Uv)}{\partial x} = 0, \quad (1.34)$$

gdzie $v(x, t)$ to lokalna prędkość elementu „cieczy” elektronowej, $\partial U/\partial x$ to pole elektryczne, U to potencjał elektrostatyczny, a τ to czas relaksacji. Są to równania identyczne, jak dla fal propagujących się na powierzchni cieczy umieszczonej w płytkim naczyniu (płytkość oznacza, że długość fali jest znacznie większa od głębokości naczynia). Są to równania jednowymiarowe, tzn. rozważane są tylko zjawiska zachodzące w kierunku przepływu prądu pomiędzy kontaktami źródła i drenu tranzystora polowego. Model ten zaniedbuje zatem całkowicie możliwość wzbudzenia fal plazmowych w kierunku poprzecznym.

Ponieważ równania 1.33 i 1.34 są równaniami hydrodynamicznymi, można doszukiwać się analogii pomiędzy występującymi w nich wielkościami a wielkościami występującymi w równaniach opisujących przepływ cieczy. Na przykład, nałożenie na 2DEG bramki ekranującej pole elektryczne fali plazmonu odpowiada niewielkiej głębokości cieczy (zanikowi pionowego ruchu cieczy na dnie naczynia). Wielkość $U(x)$ odpowiada wysokości cieczy w punkcie x , czynnik e/m przyspieszeniu ziemskiemu, a τ opisuje tłumienie fal w cieczy. Dyakonov i Shur przewidywali, że analogicznie, jak w płynących cieczach, w gazie elektronowym w polu elektrycznym powinno dochodzić do takich zjawisk jak odskok hydrauliczny⁵ [94] czy przepływ dławiony⁶ [95]. Prąd w tranzystorach polowych typu FET jest niestabilny, co prowadzi do powstania fal plazmowych, które ulegają wzmocnieniu odbijając się od drenu. Dzięki temu tranzy-

⁵ang. hydraulic jump – zjawisko polegające na nagłym wzroście poziomu płynącej cieczy, przy jednoczesnym spadku prędkości jej przepływu, wywołane różnego rodzaju czynnikami.

⁶ang. choked flow, choking effect – zjawisko zachodzące, kiedy przepływ płynu kierowany jest przez przewężenie. Prędkość w przewężeniu może z łatwością osiągnąć wartość prędkości dźwięku, która jest jednocześnie maksymalną prędkością przepływu cieczy. Stąd też „dławienie” ograniczające wielkość przepływu cieczy w przewężeniu.

stor, przez który płynie niezbyt duży prąd, może stać się źródłem promieniowania o częstotliwości odpowiadającej plazmonom wzbudzonym podczas tego procesu. Okazało się, że dla rozważanych przez autorów tranzystorów, częstotliwości plazmonów były w zakresie terahercowym widma promieniowania elektromagnetycznego.

W pracy z 1996 r. [92] Dyakonov i Shur zajęli się problemem detekcji promieniowania przez tranzystory polowe. Autorzy rozwiązali ten sam układ (1.33 i 1.34), lecz założyli, że padające promieniowanie można przedstawiać jako zmienne napięcie przyłożone pomiędzy źródłem a bramką tranzystora. Wynikiem jest powstanie stałego napięcia pomiędzy źródłem a drenem, przy założeniu niesymetrycznych warunków brzegowych na tych kontaktach. Dyakonov i Shur przewidzieli, że tranzystory będą odpowiadać zarówno rezonansowo, jak i nierezonansowo – tj. w szerokim zakresie częstotliwości. Spodziewali się rezonansów plazmowych dla $k_n = (2n - 1)\pi/2L$, gdzie n to numer modu, a L to długość kanału.

Szerokość tranzystora można przyjąć za dużo większą od jego długości, a równania i tak są jednowymiarowe, więc mody poprzeczne nie mogą być w ramach tego modelu przewidziane. Wzbudzenie rezonansowe może zajść tylko wtedy, gdy $\omega_{p,n}(k_n)\tau \gg 1$, co oznacza słabe tłumienie fal plazmowych wskutek rozpraszania elektronów. Warunek ten wymaga zarówno odpowiednio dużej ruchliwości elektronów jak i odpowiednio krótkiej próbki. W przypadku długich tranzystorów, Dyakonov i Shur wykazali, iż mimo tego, że fale plazmowe pobudzone przy źródle będą tłumione i nie dotrą do drenu, to i tak rozwiązanie układu równań 1.33 i 1.34 daje stałe napięcie, zależne od kwadratu amplitudy zmiennego napięcia przyłożonego pomiędzy bramkę a źródło (tzn. od mocy promieniowania). Taki sygnał fotonapięciowy nazywany jest nierezonansowym, gdyż bardzo słabo zależy od częstotliwości padającego promieniowania.

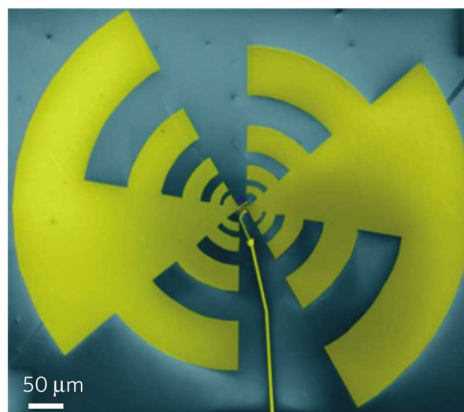
Wyniki tych prac były motywacją dla przeprowadzenia rozległych badań w dalekiej podczerwieni poświęconych poszukiwaniu sygnału detekcji i emisji promieniowania terahercowego przez tranzystory polowe. O ile okazało się, że sygnał nierezonansowy jest obserwowany w tranzystorach wykonanych na różnych materiałach [96–99], o tyle sygnał rezonansowy jest słaby i obserwowany wyłącznie w temperaturach kriogenicznych [100–103] (praca przeglądowa to np. Ref. [104]). Badania poświęcone detekcji promieniowania terahercowego za pomocą tranzystorów polowych przesunęły się w kierunku spektralnego zawężenia sygnału nierezonansowego, dzięki wykorzystaniu rezonansowej anteny skupiającej promieniowanie na urządzeniu [105, 106]. Drugi nurt badań to próba budowy wielopikselowej kamery terahercowej, służącej otrzymywaniu zdjęć w zakresie dalekiej podczerwieni [107, 108]. Większość zdjęć zaprezentowanych w Rys. 1.13–1.16 została wykonana metodą żmudnego przesuwania

pojedynczego detektora punkt po punkcie, co trudno wykorzystać w większości realnych zastosowań.

W późniejszych latach model Dyakonova i Shura został uzupełniony o możliwość powstawania podobnej niestabilności przepływu prądu w próbkach nieprzykrytych bramką [109], które prowadzą do równań analogicznych do tych, które opisują propagację fal w głębokiej cieczy. W kolejnej publikacji [110], Dyakonov przeprowadził także analizę przypadku dwuwymiarowego, stwierdzając, że silna niestabilność będzie pojawiała się dla modów plazmowych prostopadłych do kierunku przepływu prądu. W pracach [111, 112] wytłumaczono wyniki otrzymane w obecności pola magnetycznego z wykorzystaniem promieniowania o częstotliwości ok. 2.5 THz. Wyjaśniono m.in. obserwacje oscylacji fotonapięcia o charakterze podobnym do oscylacji Shubnikova-de Haasa oraz maksimum fotonapięcia w okolicy pola magnetycznego odpowiadającego rezonansowi cyklotronowemu.

Dyakonov i Shur nie analizowali roli anteny koncentrującej promieniowanie na tranzystorze. W przypadku próbek bez zaprojektowanych anten, sygnał detekcji jest najczęściej dość słaby i bardzo silnie zależy od rozkładu mocy promieniowania na próbce oraz od jego polaryzacji [113]. Anteny są także kluczem pozwalającym zrozumieć, w jaki sposób tranzystory polowe, które są obiektami o typowych rozmiarach rzędu kilku μm i nie mają momentu dipolowego, mogą oddziaływać z promieniowaniem o długości fal rzędu setek μm , a nawet mm. Okazuje się, że rozmiar anteny jest wielokrotnie większy od rozmiarów samego tranzystora. Zastosowanie odpowiedniej geometrii metalizacji jest zatem kluczowe dla uzyskania dużej odpowiedzi tranzystora na promieniowanie terahercowe. Przykładowa antena przedstawiona na Rys. 1.19 to wytworzone metodami litograficznymi metalizacje kontaktów bramki i źródła tranzystora opartego na grafenie (sam tranzystor to niewielki obiekt w samym środku obrazka). Połączenie metalicznych anten i zastosowanie soczewek pozwala istotnie zwiększyć sygnał detekcji i zmniejszyć efekty związane z modami powstającymi w podłożu próbki [99, 102, 103].

Dyakonov i Shur nie analizowali także procesów transferu energii w rozważanym układzie. Pominęli zatem kwestię temperatury gazu elektronowego, która wiązana jest z powstaniem fotonapięcia. Model przedstawiony przez E.L.



Rysunek 1.19: Przykład anteny wzmacniającej sygnał detekcji promieniowania z tranzystora [99].

Ivchenkę w 2014 r. [114] jest w zasadzie rozbudowaniem teorii Dyakonova i Shura o efekt fotowoltaiczny wynikający ze wzrostu temperatury elektronów pod wpływem promieniowania. Po lewej stronie równania Eulera 1.33 autor wprowadza w przypadku gazu dwuwymiarowego człon

$$-\frac{\tau}{Nm} \frac{\partial N k_B T_e(x)}{\partial x} \quad (1.35)$$

związany z ciśnieniem cieczy, gdzie k_B to stała Boltzmana, a $T_e(x)$ to rozkład temperatury gazu elektronowego w funkcji położenia. Otrzymujemy zatem w równaniu Eulera czynnik proporcjonalny do gradientu temperatury elektronów. Dla uzyskania efektu niezbędne jest zatem, aby gaz elektronowy ogrzany był niejednorodnie. Dla odpowiednio dużych próbek, taka sytuacja jest bardzo prawdopodobna, ponieważ promieniowanie terahercowe nie ma postaci fali płaskiej w pobliżu próbki zawierającej metalizację, druty, podłoże, podstawkę na próbkę, itd. Autor stwierdza, że niejednorodne nagrzewanie gazu elektronowego prowadzi do większego fotonapięcia źródło-dren niż w przypadku modelu Dyakonova-Shura.

Inny model, przedstawiony w publikacjach z 1989 r. [115, 116], wiąże powstawanie fotonapięcia pomiędzy bramką a źródłem ze wzrostem potencjału chemicznego elektronów wynikającym ze wzrostu ich temperatury pod wpływem promieniowania. Wielkość fotonapięcia jest w tym modelu funkcją współczynnika wypełnienia poziomów Landaua, a w okolicach parzystych wartości współczynnika $\bar{\nu} = 2, 4, \dots$ wyraża się wzorem:

$$\Delta V(\nu) = AT_e \operatorname{arsinh} \left(\frac{\nu - \bar{\nu}}{4} \exp \frac{\hbar \omega_c}{2kT_e} \right) - AT_L \operatorname{arsinh} \left(\frac{\nu - \bar{\nu}}{4} \exp \frac{\hbar \omega_c}{2kT_L} \right), \quad (1.36)$$

gdzie A to stała skalująca, T_e to temperatura elektronów, a T_L to temperatura sieci krystalicznej. Jak widać, jest to model, w którym fotonapięcie rośnie wraz ze wzrostem różnicy T_e i T_L . Wzrost temperatury elektronów pod wpływem promieniowania terahercowego prowadzi do zmiany ich potencjału chemicznego, a ten proporcjonalny jest do napięcia na bramce.

Powyższy wynik pokazuje, że fotonapięcie powinno wykazywać oscylacje w funkcji współczynnika wypełnienia poziomów Landaua ν z okresem 2. Jest to efekt przedstawiany w wielu publikacjach [15, 111, 117–119], zazwyczaj jednak autorzy utożsamiali go z optycznie indukowanymi oscylacjami Shubnikova-de Haasa. Model przewiduje największą wartość fotonapięcia wokół parzystych wartości ν . Jednak dokładnie w tych wartościach występują asymptoty funkcji 1.36, przy których fotonapięcie powinno nagle zmienić znak.

To przewidywanie nie zgadzało się z wynikami eksperymentu, przeprowadzonego przez autorów publikacji [116], w którym fotonapięcie zmieniało znak w sposób ciągły. Autorzy próbowali wytłumaczyć ten fakt niejednorodnym rozkładem gęstości elektronów w kanale próbki. Eksperymenty przeprowadzone przez inną grupę badawczą, która analizowała rezultaty swoich pomiarów za pomocą tego modelu, wykazały z kolei, że fotonapięcie nie zmienia znaku wokół parzystych wartości $\nu = \bar{\nu}$ [120], a obserwowany sygnał miał postać modułu funkcji 1.36.

Rozdział 2

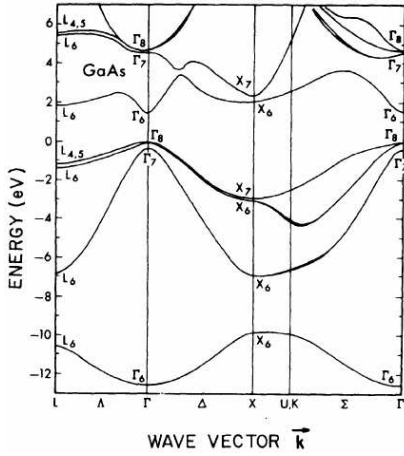
Próbki

2.1 Heterostruktura GaAs/Ga_xAl_{1-x}As

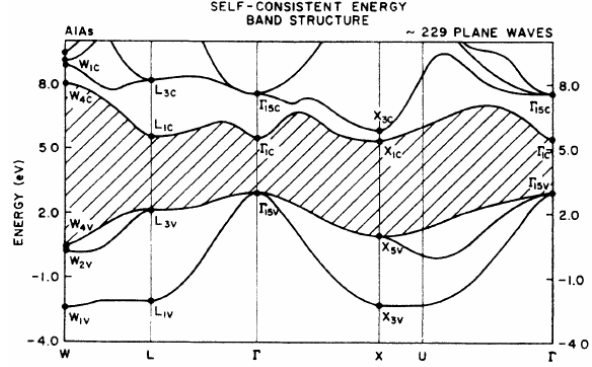
Poniżej przedstawione są podstawowe własności fizyczne kryształów GaAs, AlAs i Ga_xAl_{1-x}As. Ze względu na bardzo podobne stałe sieci kryształy te są idealne dla tworzenia wielowarstwowych struktur. W gazie dwuwymiarowym powstałym na złączy takich materiałów elektrony mogą osiągnąć bardzo wysoką ruchliwość.

Arsenek galu (GaAs) jest to półprzewodnik typu III-V o strukturze krystalicznej blendy cynkowej i stałej sieci $a = 5.6533 \text{ \AA}$ [121]. Komórka elementarna składa się z czterech atomów galu i czterech atomów arsenu. Przerwa energetyczna jest prosta i wynosi $E_g = 1.424 \text{ eV}$ w $T = 300 \text{ K}$ oraz $E_g = 1.52 \text{ eV}$ w $T = 4.2 \text{ K}$. Masa efektywna elektronów na dnie pasma przewodnictwa w punkcie Γ wynosi około $m^* = 0.067 m_e$. Ze względu na nieparaboliczność pasma przewodnictwa, już przy koncentracji elektronów rzędu $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, masa efektywna rośnie do około $0.0685 m_e$ [15]. Taka też wartość masy efektywnej elektronów wykorzystywana jest w niniejszej pracy. Statyczna stała dielektryczna materiału wynosi $\epsilon_{st} = 12.9$, a stała wysokoczęstotliwościowa wynosi $\epsilon_\infty = 10.9$. Efektywny czynnik Landego elektronów wynosi $g^* = -0.44$. Częstości fononów optycznych wynoszą $\omega_{TO} = 8.13 \text{ THz}$ (33.6 meV) i $\omega_{LO} = 8.79 \text{ THz}$ (36.3 meV) [122].

Podobnie, jak dla GaAs, w przypadku AlAs, mamy do czynienia z kryształem o strukturze blendy cynkowej. Stała sieci jest nieznacznie większa niż dla GaAs i wynosi $a = 5.6611 \text{ \AA}$. Ze względu na ten fakt, złącze GaAs/AlAs jest bardzo dobrym wyborem dla tworzenia heterostruktur czy supersieci, gdyż zbliżona wielkości komórek elementarnych zmniejsza istotnie naprężenia. Przerwa energetyczna jest w tym materiale skośna i wynosi $E_g = 2.168 \text{ eV}$ w $T = 300 \text{ K}$. Ze względu na asymetrię dyspersji elektronów w dolinie X , która jest najniższym punktem pasma przewodnictwa, rozróżniamy w AlAs,



Rysunek 2.1: Obliczona teoretycznie struktura pasmowa GaAs [123].



Rysunek 2.2: Obliczona teoretycznie struktura pasmowa AlAs [124].

podobnie jak w krzemie, dwie masy efektywne elektronów: $0.19m_e$ oraz $1.1m_e$. Statyczna stała dielektryczna materiału wynosi $\epsilon_{st} = 10.0$, a stała wysokoczęstotliwościowa wynosi $\epsilon_{\infty} = 8.2$. Częstotliwości fononów optycznych wynoszą $\omega_{TO} = 10.85$ THz (44.88 meV) i $\omega_{LO} = 12.11$ THz (50.09 meV).

Atomy arsenu można zamieniać atomami glinu tworząc kryształ aluminarsenku galu $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. Parametr x oznacza, jaką część wszystkich atomów z grupy III stanowią atomy glinu; innymi słowy – stosunek molowy atomów Al do atomów Ga. Przy $x \approx 0.45$ następuje zmiana przerwy energetycznej z prostej w punkcie Γ na skośną z minimum pasma przewodnictwa w punkcie X. Zależność statycznej stałej dielektrycznej materiału od stosunku molowego atomów glinu x , wyraża się zależnością liniową $\epsilon_{st}(x) = 12.9 - 2.84x$. Wysokoczęstotliwościowa stała dielektryczna ma natomiast następującą zależność: $\epsilon_{\infty}(x) = 10.89 - 2.73x$. W badanych próbkach $x = 0.36$, co oznacza, że $\epsilon_{st} = 11.9$, a $\epsilon_{\infty} = 9.9$ oraz, że materiał ma prostą przerwę energetyczną.

Do wytworzenia badanych w niniejszej pracy próbek wykorzystano heterostrukturę $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$ powstałą metodą epitaksji z wiązek molekularnych (MBE – ang. Molecular Beam Epitaxy). Podłożem dla heterostruktury był półizolujący GaAs zorientowany w kierunku krystalograficznym 100 (Rys. 2.3). W procesie MBE na podłoże została nałożona warstwa buforowa GaAs o grubości $1 \mu\text{m}$, a na nią dwie serie naprzemiennie ułożonych warstw GaAs i $\text{Al}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$. Celem takiego zabiegu jest zredukowanie wpływu naprężeń i defektów mających źródło w podłożu. Następnie, nałożona została warstwa buforowa GaAs o grubości $3 \mu\text{m}$ i warstwa $\text{Al}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$ o grubości 45 nm

(spacer). Na granicy tych dwóch warstw powstaje trójkątna studnia potencjału, w której znajduje się 2DEG.

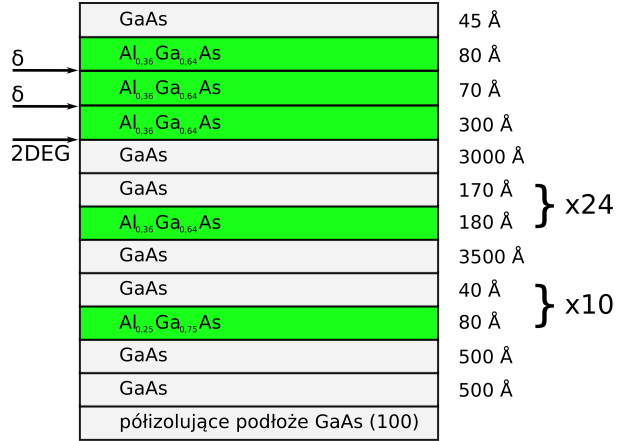
W czasie napyłania warstwy $\text{Al}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$ dwa razy utworzona została komórka z atomami krzemu, dzięki czemu utworzono dwie cienkie warstwy donorowe (δ -doping) o gęstości domieszkowania $7.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ każda. Atomy krzemu w temperaturze wzrostu wbudowały się w pozycje atomów glinu i galu, stając się w ten sposób donorami. Podstawowym celem domieszkowania jest dostarczenie elektronów do studni kwantowej. Dzięki temu, że donory zlokalizowane są co najmniej

30 nm od studni kwantowej, ich potencjał nie zakłóca istotnie potencjału studni, dzięki czemu ruchliwość znajdujących się w niej elektronów jest większa. Stąd też możemy mówić o dwuwymiarowym gazie elektronów o wysokiej ruchliwości, a w przypadku tranzystorów wytworzonych na bazie takich heterostruktur, o tranzystorach polowych typu HEMT (ang. High-Electron-Mobility Transistor). Druga warstwa donorów ma na celu również ekranowanie stanów powierzchniowych. Na warstwę $\text{Al}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$ napyłona została warstwa przykrywająca GaAs o grubości 4.5 nm, mająca na celu ochronę warstwy $\text{Al}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$ przed utlenianiem się.

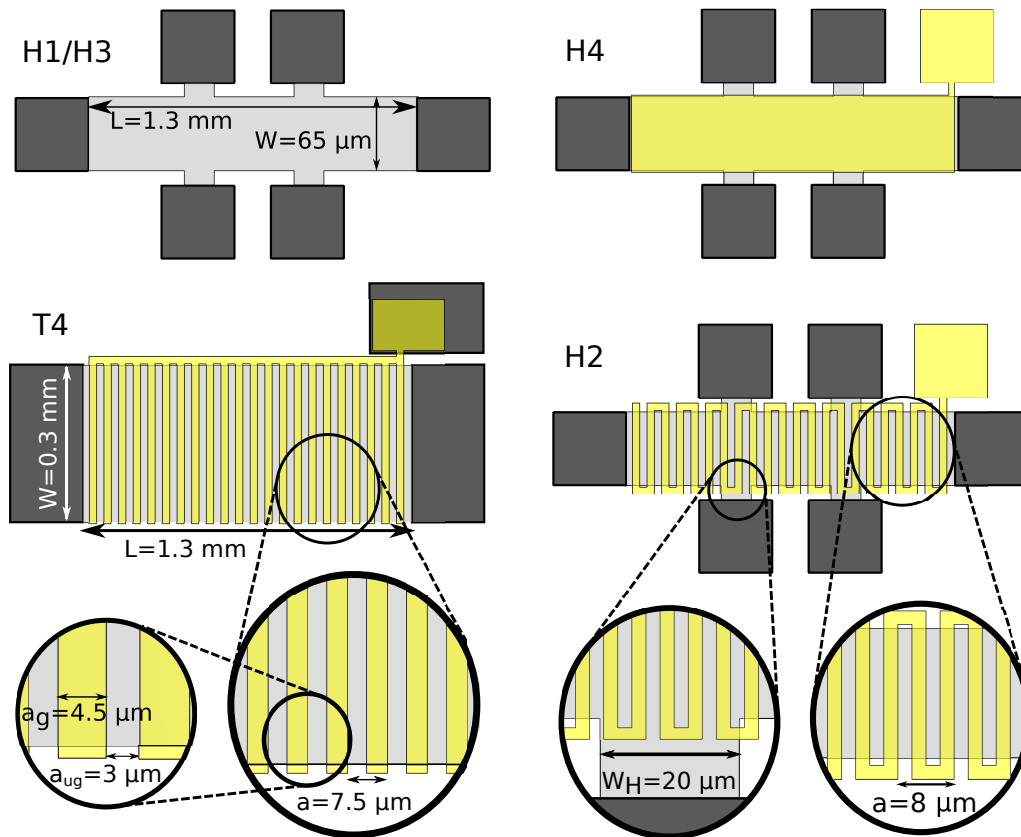
Elektrony w heterostrukturze mają masę efektywną arsenku galu, ponieważ ich funkcja falowa mieści się głównie w obszarze tego materiału. Upozdając opis wyników transportowych (rozdział 4.1), zmierzona koncentracja elektronów dla różnych próbek wynosi ok. $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Ruchliwość elektronów wykazuje większą zmienność w różnych próbkach i mieści się w zakresie 60–180 m^2/Vs w $T = 4 \text{ K}$.

2.2 Koncepcje próbek

Jako podstawowy kształt wybrano prostokątny obszar 2DEG stanowiący mesę. Prąd do tych struktur wprowadzano za pomocą dwóch omowych kontaktów prądowych, nazywanych dalej źródłem i drenem. Obszar ograniczony



Rysunek 2.3: Schematyczny przekrój przez badaną heterostrukturę.



Rysunek 2.4: Schemat próbek H1, H2, H3, H4 i T4 (nie w skali).

mesą i kontaktami prądowymi nazywany jest kanałem próbki. Część próbek wykonana została w postaci krzyży hallowskich z dodatkowymi kontaktami napięciowymi połączonymi z kanałem za pomocą wąskich doprowadzeń. W większości badanych próbek kanał ma kształt długiego prostokąta (około 1.3 mm), gdzie kontakty prądowe znajdują się w jego krótszych bokach.

Chcąc zbadać wzbudzenia plazmowe w 2DEG poddanemu wpływowi promieniowania THz w niskich temperaturach i w obecności pola magnetycznego, postanowiono zbadać struktury podobne do tych, w których wzbudzenia plazmowe zaobserwowane były po raz pierwszy w dwuwymiarowych strukturach półprzewodnikowych. Były to duże próbki przykryte metalicznymi paskami. Zasadniczą różnicą pomiędzy badanymi obecnie próbkami, a przedstawionymi w pracach J. Allena [28], czy E. Batkego [65], jest wyższa ruchliwość elektronów. Niesie to za sobą możliwość zaobserwowania słabszych wzbudzeń oraz maksimum o mniejszej szerokości. Jeśli chodzi o technikę pomiarową, to ówczesnie mierzono przede wszystkim transmisję, natomiast w przedstawionych badaniach zajmowano się głównie sygnałem detekcji (fotonapięciem).

Zamierzony cel zrealizowano w dwóch etapach. W pierwszym z nich wytworzono tranzystor o wymiarach $1.3 \text{ mm} \times 310 \text{ }\mu\text{m}$ z metalizacją w kształcie grzebienia (T4). Okres pasków metalicznych wyniósł tutaj $7.5 \text{ }\mu\text{m}$, przy czym same paski miały szerokość $4.5 \text{ }\mu\text{m}$. W długości całej próbki mieściło się 170 pasków. W pobliżu kontaktów prądowych źródła i drenu pozostawione zostały obszary o długości ok. $10 \text{ }\mu\text{m}$ nieprzykryte bramką.

Po pierwszych wynikach otrzymanych na opisanej w poprzednim akapicie próbce postanowiono sprawdzić odpowiedź próbek o innym okresie periodyczności bramki, o bramce jednorodnej oraz próbek bez bramki. Konieczność wykonania prawidłowych pomiarów transportowych doprowadziła ostatecznie do wytworzenia dwóch par próbek w postaci krzyży hallowskich. Próbka H1 – bez bramki i H2 – z bramką meandryczną znajdowały się na jednym kawałku heterostruktury. Próbki H3 – bez bramki (identyczna z próbką H1) oraz H4 – próbka przykryta jednolitą bramką znajdowały się na drugim kawałku heterostruktury. Długość wszystkich krzyży hallowskich wynosiła $L = 1.3 \text{ mm}$, a szerokość $W = 65 \text{ }\mu\text{m}$. Kontakty napięciowe połączone były z kanałem doprowadzającym o szerokości $W_H = 20 \text{ }\mu\text{m}$.

Projekty do litografii elektronowej wykonane były komputerowo z wykorzystaniem oprogramowania NanoMaker. W projekcie określone były wszystkie wymiary obszarów, które mają być poddane wpływowi wysokoenergetycznych elektronów oraz wielkość dawki elektronów dla danego obszaru. W projekcie uwzględniono efekty występujące na brzegu obszaru, skutkujące tym, że obiekty zaprojektowane jako posiadające kąty ostre są w praktyce zaokrąglone. Aby zredukować ten efekt brzegi obszarów naświetlanych otrzymywały dawkę elektronów zwiększoną dwa razy. Same rogi obszarów zostały natomiast naświetlone dawką czterokrotnie większą niż wewnątrz obszaru.

2.3 Procesy litograficzne

Na heterostrukturze wykonany został szereg czynności, składających się na tzw. proces litograficzny, mających na celu wytworzenie próbek, na których można wykonać eksperymenty detekcji promieniowania THz i transportowe. Ruchliwość elektronów po wykonaniu heterostruktury została oszacowana na $300 \text{ m}^2/\text{Vs}$ w $T = 4 \text{ K}$. W wyniku prac litograficznych uległa jednak obniżeniu do wartości rzędu $60\text{--}170 \text{ m}^2/\text{Vs}$. Dodatkowo, koncentracja elektronów ulega obniżeniu w przypadku próbek przykrytych bramką o około 10%, co jest zjawiskiem powszechnie znanym.

1. Wytworzenie kontaktów omowych.

- a) Przed każdym procesem litograficznym powierzchnia próbki jest czyszczona, najpierw w rozgrzanym trichloroetylenie, następnie

w rozgrzanym acetonie i w końcu w rozgrzanym izopropanolu. Proces wytworzenia kontaktów omowych, jak i kolejne, rozpoczął się od nałożenia na próbkę warstwy materiału nazywanego rezystem o grubości około 500 nm. W omawianej procedurze wykorzystywano rezyst PMMA (polymethyl methacrylate, czyli roztwór szkła akrylowego). Rezyst o żądanej grubości uzyskuje dobierając odpowiednie stężenie roztworu rezystu oraz dzięki umieszczeniu próbki na szybko obracającym się (6000 obrotów na minutę) stoliku na ok. minutę. Rezyst osuszany jest poprzez wygrzanie próbki w temperaturze ok. 180° C przez ok. godzinę.

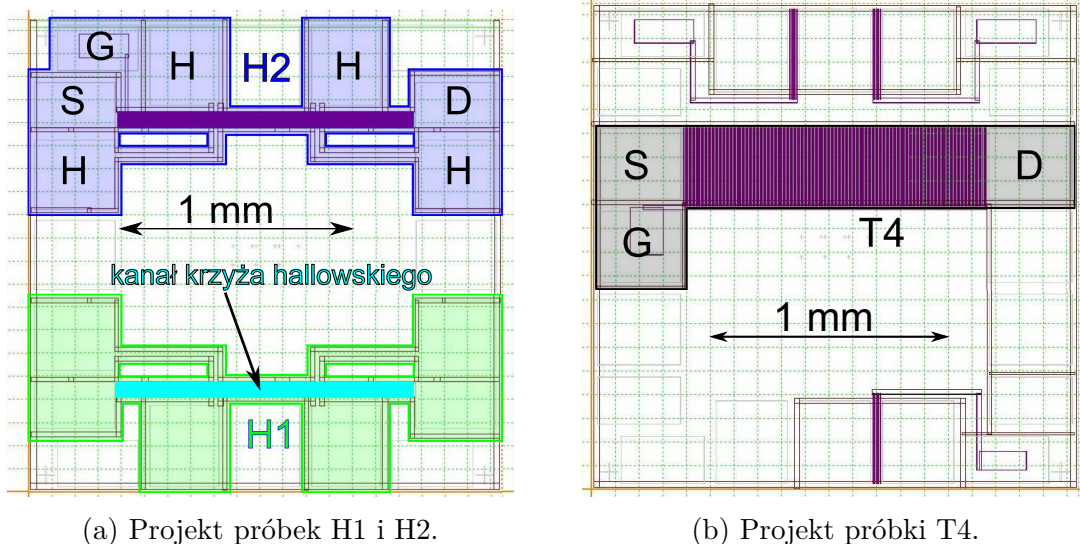
- b) Próbkę umieszczono w mikroskopie elektronowym. Tutaj, dzięki oprogramowaniu, wybrane miejsca próbki zostały zbombardowane wysokoenergetycznymi elektronami zgodnie z narysowanym wcześniej projektem. Wykorzystano napięcie przyspieszające elektrony o wielkości 20 kV, dające stosunkowo niewielką energię elektronów, co pozwala na uzyskanie podcięć brzegów nienaświetlonego rezystu. Efekt wynika z tego, że mniej energetyczne elektrony rozpraszają się w większym zakresie kątowym niż elektrony o większej energii. Podcięcia brzegów rezystu są korzystne podczas zmywania jego resztek wraz z napyłoną nań metalizacją (punkt d), gdyż pozwalają na łatwe oddzielenie obszarów metalizacji napyłonych bezpośrednio na kryształ od tych napyłonych na rezyst. W wyniku działania elektronów molekularna struktura rezystu uległa zmianie, polegającej głównie na porozrywaniu łańcuchów polimerowych, z których składa się rezyst. Poddany wpływowi elektronów rezyst staje się rozpuszczalny przez niektóre substancje, podczas gdy nienaświetlony rezyst pozostaje dla nich nierozpuszczalny.
- c) Tak przygotowana próbka umieszczona została na około minutę w cieczy zwanej wywoływaczem. W przypadku stosowanego w omawianej procedurze rezystu PMMA, wywoływaczem był roztwór wody i izopropanolu w stosunku 1:8. Stosując odpowiedni rozpuszczalnik można usunąć rezyst z miejsc poddanych działaniu elektronów, odkrywając w tych miejscach heterostrukturę. W miejscach niepoddanych wpływowi elektronów rezyst pozostał.
- d) Następnie, przeprowadzany został proces napyłania metalu z eutektyku złota, germanu i niklu o grubości około 200 nm. Proporcja masowa Ge: Au: Ni to 78:11:11. Po napyleniu próbkę umieszczono w rozpuszczalniku rezystu (rozgrzanym acetonie), dzięki czemu zmyto metalizację napyłoną na pozostawiony po wywoływaniu rezyst. Metalizacja pozostała na obszarach poddanych wpływowi elektronów.

- e) Ostatnim krokiem procedury wytwarzania kontaktów było wygrzanie próbki w temperaturze około 430°C. Wygrzewanie trwało kilka minut i miało na celu wdyfundowanie metalu w głąb heterostruktury, co pozwala na uzyskanie tym samym niskooporowego połączenia elektrycznego pomiędzy gazem dwuwymiarowym a powierzchnią próbki. Poprzez omówienie kontaktu rozumiemy to, że jego charakterystyka napięcie-prąd jest, w rozsądnym zakresie napięć, liniowa.

Dodatkowo, podczas tego procesu wytworzono tzw. znaczniki czyli małe obszary kontaktów omowych o charakterystycznych kształtach (najczęściej krzyżykach) i położeniach. Znaczniki wykorzystywane są podczas kolejnych procesów litograficznych w celu nałożenia następnej warstwy projektu na już istniejącą próbkę w dokładnie żądanej pozycji.

2. **Wytworzenie mes definiujących kształt próbek.** Podobnie, jak w przypadku kontaktów omowych, na próbkę nałożono rezyst, który zbombardowano w wybranych obszarach elektronami. W tym procesie wykorzystano cieńszy rezyst (ok. 200 nm), niż przy wytwarzaniu kontaktów omowych, oraz wyższe napięcie rozpędzające elektrony (30 kV). Różnica wynika z tego, że przy wytwarzaniu mes, próbka jest trawiona i dlatego bardziej porządne są proste krawędzie wytrawionego rezystu. Po wywołaniu rezystu odsłonięte zostały obszary, w których miały powstać mesy. Wykonano zatem czynności (a), (b) i (c) z poprzedniej części opisu. Potem wytworzono mesy poprzez wytrawienie buforu AlGaAs roztworem kwasu cytrynowego, wody utlenionej i wody. Głębokość trawienia wyniosła ok. 20 nm. Jest to mniej niż grubość bufora, jednak, ze względu na obecność stanów powierzchniowych podnoszących potencjał, jest to wystarczająco głębokie trawienie dla usunięcia wszystkich elektronów ze studni kwantowej.
3. **Napylenie na wybrane próbki bramek.** Proces przebiegał bardzo podobnie, jak w przypadku wytwarzania kontaktów omowych. Wykonano czynności (a), (b) i (c) z 1. punktu. Podobnie, jak w przypadku wytwarzania kontaktów omowych, zastosowano gruby rezyst i niższą energię elektronów, co wytworzyło na brzegach nienaświetlonego rezystu podcięcia ułatwiające zdjęcie metalizacji (czynność d). W tym wypadku, napyłono warstwę stopu złota i palladu w proporcji masowej 4:1. W zależności od próbki, grubość warstwy wynosiła 25 nm lub 15 nm. W odróżnieniu od wytwarzania kontaktów omowych, w tym wypadku nie wygrzano całego układu – metal tworzący bramki ma pozostać na powierzchni próbki, a nie dyfundować w jej głąb – nie wykonano zatem czynności (e).

- 4. Przyklejenie próbek do podstawek i połączenie kontaktów omowych z odpowiednimi kontaktami na podstawie.** Próbki przyklejane były do podstawek za pomocą tego samego rezystu, który służył do wykonywania litografii. Rezyst zapewnia dobry kontakt termiczny, kluczowy dla efektywnego chłodzenia próbki oraz nie generuje naprężeń w niskich temperaturach. Połączenie kontaktów omowych do podstawki zrealizowano poprzez zbondowanie drutów o grubości $25\ \mu\text{m}$. Bonding jest to, w ogólności, proces łączenia dwóch powierzchni materiałów za pomocą szybkich drgań powodujących lokalne zwiększenie temperatury powyżej temperatury topnienia danych materiałów. W przypadku bondingu drutów do kontaktów omowych, jako źródła drgań używa się fal ultradźwiękowych. Bonding odbywał się w warunkach zwiększonej temperatury próbki do około 100°C , dla uzyskania bardziej wytrzymałych połączeń.



(a) Projekt próbek H1 i H2.

(b) Projekt próbki T4.

Rysunek 2.5: Rysunki powstały poprzez naniesienie kilku oznaczeń i kolorowych obszarów na tle zrzutu ekranu z programu do projektowania procesów litograficznych. Zielone przerywane linie w tle to siatka współrzędnych. Krawędzie obszarów poddanych trawieniu to brązowe linie, krawędzie obszarów poddanych napyleniu metalizacji bramek to szare linie, a krawędzie obszarów napylenia bramki to linie fioletowe. Wewnątrz kolorowych kształtów, oznaczających próbki H1, H2 i T4, znajdują się kontakty napięciowe i prądowe, kanał krzyża hallowskiego oraz doprowadzenia od kanału do kontaktów napięciowych. Dla próbek H2 i T4, kontakty omowe oznaczono literami: **H** – napięciowe kontakty hallowskie, **S** – źródło, **D** – drain, **G** – kontakt omowy do bramki. Prostokąt w niebieskim kolorze na tle próbki H1 oznacza obszar kanału gazu dwuwymiarowego. Fioletowe obszary na tle próbek H2 i T4 powstały w skutek zlania się wielu linii oznaczających krawędzie bramek.

Rozdział 3

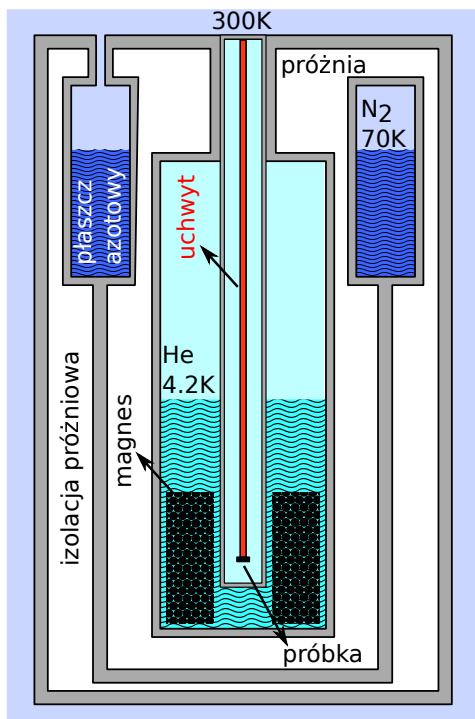
Układy eksperymentalne

Układ eksperymentalny, skonstruowany pod kątem badań wzbudzeń plazmy w detektorach, musi dawać możliwości pomiarów prądowo-napięciowych oraz kontroli szeregu czynników wpływających na pomiar. Obserwacja rezonansowej detekcji promieniowania przez tranzystory polowe wymaga schłodzenia ich do temperatury ciekłego helu. Wykorzystywano różne monochromatyczne źródła promieniowania THz, niektóre z przestrajalną częstotliwością promieniowania, tak, aby pokryć możliwie największy zakres spektralny. Mierzone było najczęściej fotonapięcie powstające pomiędzy dwoma kontaktami prądowymi próbki, w zależności od pola magnetycznego. W przypadku próbek posiadających bramkę wykonano również pomiary dla różnych jej polaryzacji. Ponadto, wykonano wiele pomiarów charakterystyk prądowo-napięciowych próbek i pomiarów magnetransportowych, które wykorzystywały ten sam układ pomiarowy. Badania z wykorzystaniem źródeł monochromatycznych uzupełniono pomiarami wykorzystującymi spektrometr fourierowski, pozwalający na pomiar w szerokim zakresie spektralnym, przy oświetleniu próbki całym spektrum częstotliwości z zakresu THz.

3.1 Układ kriogeniczny

Największą częścią wykorzystywanych układów pomiarowych był kriostat z nadprzewodzącą cewką. Często opis oprzyrządowania kriogenicznego sprowadzany jest do stwierdzenia, że próbka schładzana jest do niskiej temperatury za pomocą ciekłego helu. Jest to jednak duża część pracy eksperymentalnej, a w wielu przypadkach kluczowa w uzyskaniu zadowalających wyników. Dlatego też, takie krótkie stwierdzenie nie oddaje pełni zjawisk, jakie mogą pojawiać się w czasie chłodzenia próbki, szczególnie z wykorzystaniem przepływającego gazu chłodzącego, a mogą wpłynąć na wynik pomiaru. Dlatego,

w następnych akapitach, opisane są różne procedury chłodzenia próbki stosowane w ramach prac badawczych przedstawionych w niniejszej pracy.



Rysunek 3.1: Schemat budowy kriostratu z próbką umieszczoną w cienkościennej stalowej rurze wypełnionej gazowym helum.

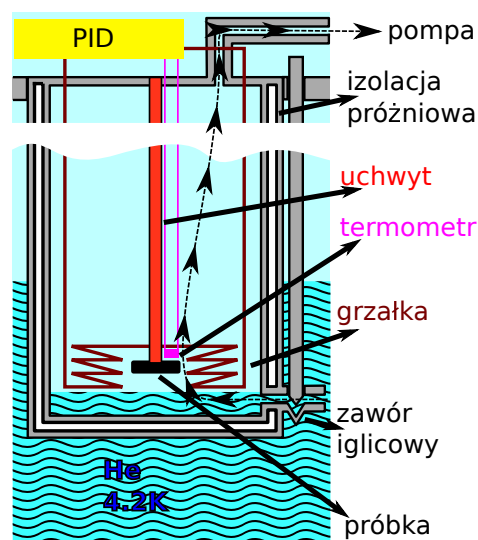
Wykorzystany w eksperymencie kriostrat jest to wykonane z metalu naczynie, które swoją konstrukcją daje możliwość przechowywania w nim ciekłego helu. ^4He w ciśnieniu atmosferycznym ma temperaturę wrzenia $T=4.2\text{ K}$ i bardzo niskie ciepło parowania – 21 kJ/kg – dla porównania woda ma ciepło parowania wynoszące 2260 kJ/kg , a azot 200 kJ/kg . Aby zabezpieczyć ciekły hel przed błyskawicznym odparowaniem, zapewniona musi być bardzo dobra izolacja termiczna pomiędzy właściwym naczyniem wypełnionym ciekłym helum a zewnątrz kriostratu. Realizuje się to poprzez zapewnienie wysokiej próżni w obszarze pomiędzy obudową urządzenia a naczyniem wypełnionym helum (biały obszar na Rys. 3.1). Ponadto, pomiędzy obiema warstwami znajduje się tzw. płaszcz azotowy czyli naczynie wypełnione ciekłym azotem (70 K) wraz z metalową osłoną przymocowaną pod naczyniem (Rys. 3.1). Płaszcz azotowy ogranicza wymianę ciepła poprzez emisję termiczną z zewnętrznych ścian kriostratu.

Wewnątrz naczynia wypełnionego helum znajduje się cewka nadprzewodząca, wytwarzająca silne pole magnetyczne. Pole magnetyczne wytworzone przez cewkę jest najsilniejsze i jednorodne tylko wewnątrz sfery o średnicy około 2 cm , znajdującej się dokładnie w geometrycznym środku cewki. Ewentualne uchwyty służące umieszczeniu próbki wewnątrz kriostratu należy tak projektować, aby próbka znajdowała się wewnątrz tego obszaru. W przeciwnym wypadku nie będzie znane dokładne pole, w jakim znajduje się próbka i co więcej, ze względu na jej rozmiary i niejednorodność pola magnetycznego, różne jej obszary mogą znajdować się w polu o różnym natężeniu. Należy zaznaczyć, że Rys. 3.1 pomija wiele elementów budowy kriostratu, jak choćby układ chłodzenia magnesu λ -plate, wlew ciekłego helu, ujście helu gazowego czy połączenia elektryczne do magnesu lub termometrów.

Stosowane były dwie techniki chłodzenia próbki do temperatury ciekłego helu. Pierwsza, i zarazem prostsza metoda, polegała na umieszczeniu próbki wewnątrz cienkościennej stalowej rury wypełnionej gazowym heliem (Rys. 3.1). W zależności od ciśnienia gazu, w pobliżu próbki ustalała się temperatura tuż powyżej 4.2 K przy dużym ciśnieniu, lub temperatura większa przy mniejszym ciśnieniu. Ustalona temperatura wynika z równoważenia się strumienia ciepła dostarczanego do próbki za pośrednictwem uchwytu (falowodu i kabli) z ciepłem oddawanym do ciekłego helu za pośrednictwem gazowego helu znajdującego się w otoczeniu próbki.

Drugą metodą chłodzenia próbki jest wykorzystanie tzw. kontrkriostatu czyli wkładu zmiennotemperaturowego (VTI – Variable Temperature Insert). Urządzenie to pozwala na ustalenie temperatury próbki na dowolnym poziomie z zakresu 1.8–300 K. Próbka znajduje się wewnątrz izolowanego termicznie naczynia, które na zewnątrz kriostatu podłączone jest do pompy. W dolnej części VTI znajduje się kapilara z zaworem, pozwalająca na dopływ ciekłego helu z wnętrza kriostatu. Hel wpływający na dno kontrkriostatu jest odpompowywany, co pozwala na obniżenie jego temperatury poniżej 4.2 K. Najczęściej, pomiary wykonywane były dla temperatury 4.2 K, która osiągana była w warunkach równowagi pomiędzy chłodzeniem próbki i uchwytu pompowanym heliem a ciepłem dostarczanym poprzez uchwyt z górnych części kriostatu (Rys. 3.2). Czarna przerywana linia ze strzałkami wskazuje zgrubnie kierunek przepływu helu w VTI.

Należy zwrócić uwagę, że przy ciśnieniu ok. 50 mbar ciekły hel przechodzi przemianę fazową i staje się nadciekły. Takie ciśnienie można uzyskać mocno pompując VTI. Z istotniejszych, z punktu widzenia przeprowadzonych eksperymentów, efektów nadciekłości należy wymienić zanik wrzenia cieczy w objętości oraz ogromny wzrost jej przewodnictwa cieplnego. Oznacza to, że jeśli próbka znajdowała się w cieczy, zanikały jej drgania związane z wrzeniem helu, a temperatura próbki i nadciekłego helu były identyczne. Jeśli próbka znajdowała się ponad poziomem naciekłego helu, wciąż mogła być schłodzona poniżej 4.2 K za pośrednictwem gazowego helu o niskim ciśnieniu, nie dawało to jednak efektu redukcji szumów wskutek zaniku drgań mechanicznych.



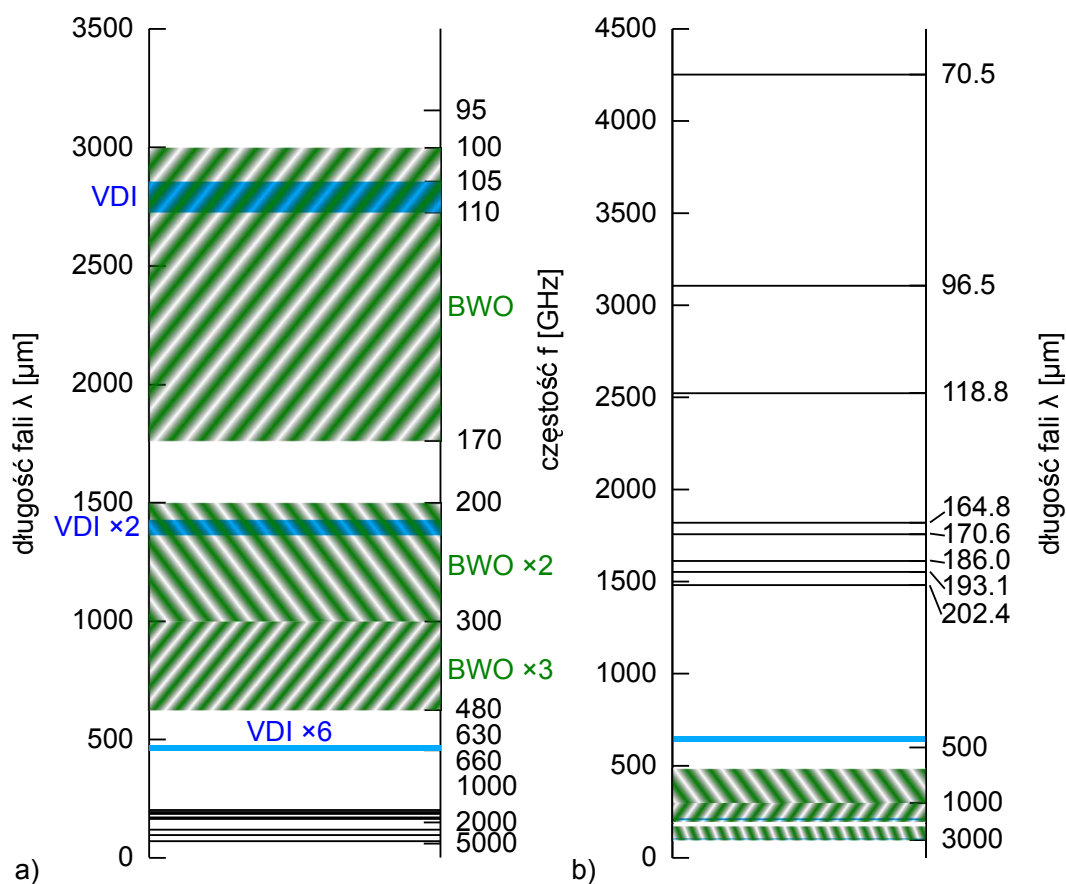
Rysunek 3.2: Schemat budowy VTI działającego w trybie chłodzenia próbki oparami ciekłego helu.

W wykorzystywanym układzie eksperymentalnym nie było jednoznacznego sposobu stwierdzenia, czy poziom ciekłego helu w VTI sięga próbki. Większość pomiarów wykonywana była jednak w temperaturze 4.2 K, nie jest to zatem bardzo istotna kwestia dla interpretacji uzyskanych danych pomiarowych. Kolejną możliwością VTI jest ogrzanie próbki do temperatury powyżej 4.2 K, do czego wykorzystywana jest grzałka, przy zachowanym jednocześnie przepływie pompowanego gazowego helu. W wykorzystywanym układzie, grzałka kontrolowana była przez regulator PID (Proportional-Integral-Derivative controller), a wielkość przepływu gazu ustalana była za pomocą zaworów pomiędzy kontrkriostatem a pompą. Przy ustalonym przepływie gazu, PID dobierał moc wydzielaną na grzałce, tak, aby stabilizować temperaturę na żądanym poziomie.

Temperatura próbki mierzona była za pomocą termometru oporowego umieszczonego tuż przy próbce. Skalowanie termometru znane było ze specyfikacji producenta, a odczyt temperatury odbywał się za pomocą PID. Różnica temperatury termometru i próbki może wynikać z ciepła wydzielanego wskutek przyłożenia do próbki napięcia, lub pochodzącego od promieniowania docierającego do próbki. Stosowane napięcia – rzędu co najwyżej 2–3 V – przy oporze próbki typowo 2–5 k Ω , dają moc rzędu ~ 1 mW. Dużo istotniejsza jest moc promieniowania THz docierająca do próbki, która w zależności od wykorzystywanego źródła, wynosi 5–50 mW. Biorąc jednak pod uwagę, że absorpcja promieniowania THz w temperaturach kriogenicznych w GaAs o grubości około 0.1 mm wynosi około 0.5 % [125], daje to znikomą moc absorbowaną w próbce. Reszta promieniowania – czy to odbitego od próbki, czy też takiego, które przez próbkę przeszło – ulega ostatecznie rozproszeniu w otoczeniu próbki. Widać więc, że większość dostarczanej energii dociera nie do samej próbki, a do jej otoczenia. Wydajność chłodzenia VTI to maksymalnie 50 mW, więc nawet dla źródeł o największej mocy chłodzenie było skuteczne.

3.2 Detekcja promieniowania monochromatycznego

Układ służący do badania detekcji promieniowania THz pochodzącego ze źródeł monochromatycznych pozwala na doprowadzenie promieniowania THz do próbki znajdującej się w kriostacie helowym, w polu magnetycznym, i zmierzenie, metodą elektryczną, jej odpowiedzi na promieniowanie. Możliwość pomiarów elektrycznych pozwala także na pomiary transportowe i magnetotransportowe.



Rysunek 3.3: Zakresy wykorzystywanych źródeł promieniowania THz w (a) liniowej skali długości fal λ i (b) w liniowej skali częstości f . Rys. (a) lepiej przedstawia zakresy przestrajalnych źródeł o częstościach poniżej 700 GHz ($\lambda > 400 \mu\text{m}$); na Rys. (b) znacznie bardziej rozdzielone są natomiast linie lasera THz.

3.2.1 Wykorzystywane źródła THz

W kolejnych paragrafach opisane są wykorzystywane źródła promieniowania THz. Pobeżnie przedstawiono sposób działania poszczególnych urządzeń. Szczególny nacisk położony został na opis cech promieniowania wytwarzanego przez poszczególne urządzenia, które istotne były dla przeprowadzanego eksperymentu. W szczególności, są to: moc źródła i rozbieżność wiązki wychodzącej z urządzenia. Opisane zostały układy optyczne służące wprowadzaniu promieniowania THz do kriostatu. Na koniec opisano układ służący pomiarom elektrycznym i zbieraniu danych.

linia pompująca	długość linii λ [μm]	częstość f [GHz]	moc, za Ref. [126]
9P36	118.8	2524	ekstremalnie silna
9P36	170.6	1757	silna
9P36	202.4	1481	średnia
9R10	96.5	3106	bardzo silna
9R10	164.8	1819	silna
9R18	186.0	1612	średnia
9P38	193.1	1552	słaba

Tablica 3.1: Spis wykorzystywanych linii lasera terahercowego.

Lasery dalekiej podczerwieni

Wnęka lasera dalekiej podczerwieni (FIR – Far Infrared Laser) wypełniona jest parami wybranego związku chemicznego. Ze względu na ten fakt urządzenie to często nazywane jest laserem molekularnym. W przypadku pomiarów przedstawianych w niniejszej pracy wykorzystywano wyłącznie CH_3OH – metanol. Długość wnęki omawianego lasera wynosi ok. 1.5 m. Inwersja obsadzeń w laserze FIR uzyskiwana jest dzięki wzbudzeniom w widmie oscylacyjno-rotacyjnym cząsteczek wybranego związku za pomocą promieniowania pochodzącego z lasera CO_2 , o długości fali ok. 10 μm . Laser CO_2 został wynaleziony w 1965 r. [127], a w 1970 r. wykorzystano go do pompowania lasera dalekiej podczerwieni [128].

Działanie lasera CO_2 opiera się na wzbudzeniach w widmie oscylacyjno-rotacyjnym cząsteczek dwutlenku węgla. Wnękę takiego lasera wypełnia przepływająca mieszanina He, N_2 i CO_2 . Największą część w tej mieszaninie stanowi hel – ok. 60–80%, a CO_2 i azot – po ok. 10–20%. Inwersja obsadzeń powstaje w wyniku pobudzenia oscylacji cząsteczek azotu za pomocą wysokiego napięcia (rzędu 2 kV), przyłożonego do tuby lasera, które powoduje przepływ prądu o natężeniu ok. 20 mA. Cząsteczki azotu nie rekombinują promieniście, a dopiero w wyniku zderzeń z cząsteczkami dwutlenku węgla przekazują im swoją energię oscylacyjną. Powstaje wówczas inwersja obsadzeń stanów oscylacyjno-rotacyjnych cząsteczek CO_2 . Te rekombinują promieniście, a pozostała, niewyświetlona, energia absorbowana jest przez atomy helu. Rura lasera chłodzona jest wodą.

Lasery CO_2 o pracy ciągłej dostarczają mocy mogącej sięgać nawet kilkuset kW. W przypadku wykorzystywanego w przedstawianych eksperymentach lasera maksymalna moc wynosiła ok. 50 W. Wiązka z lasera CO_2 kierowana jest za pomocą dwóch lusterek do wnęki lasera FIR. Oba lasery, wraz z lustrami,

znajdują się w jednej obudowie. Wybór długości linii lasera CO₂ odbywał się za pomocą pokrętki sterującego nachyleniem siatki dyfrakcyjnej. Dobór ciśnienia i składu mieszaniny gazów oraz napięcia zasilającego laser był bardzo istotny dla mocy wiązki. Wybór długości linii lasera FIR odbywał się za pomocą przesuwania lustra zamykającego wnękę tego lasera, przy odpowiednio dobranej linii pompującej lasera CO₂. Dla mocy otrzymanej wiązki promieniowania z lasera FIR istotne były ciśnienie par metanolu i moc wiązki pompującej lasera CO₂.

Wiązka wychodząca z lasera FIR była wiązką gaussowską o mocy od 2 do 60 mW, w zależności od wybranej linii. Promieniowanie wprowadzane było do falowodu za pomocą lejka, który pozwalał na łatwe zebranie całej mocy wiązki laserowej do falowodu. Tab. 3.1 przedstawia parametry wszystkich wykorzystywanych linii laserowych pochodzące z Ref. [126, 129, 130]. Częstotliwości otrzymywane przy pompowaniu tą samą linią lasera CO₂ wpisane są w grupach tabeli oddzielonych poziomymi liniami. Obrazuje to fakt, że w odpowiednich warunkach, wszystkie linie z danej grupy mogą być wzbudzone jednocześnie. Jedynie linia 118.8 μm, jako ekstremalnie silna, wzbudzana jest przy prawie każdym położeniu lustra lasera FIR.

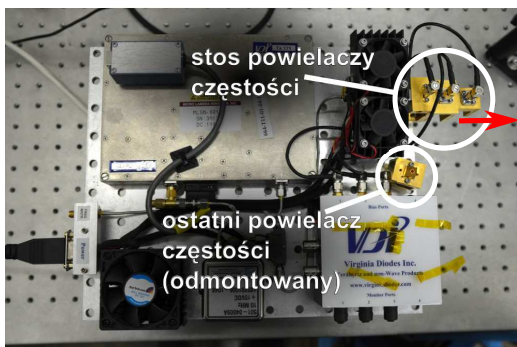
Laser dalekiej podczerwieni jest dość kapryśnym źródłem promieniowania – moc wyjściowa nie zawsze jest stabilna w czasie – laser może np. niespodziewanie w ciągu kilku minut całkowicie przestać emitować promieniowanie. Innym problemem mogą być także oscylacje mocy z okresem kilkudziesięciu sekund, które mogą sprawiać mylne wrażenie występowania oscylacji w sygnale detekcji. Z tych powodów, moc promieniowania laserowego musiała być cały czas monitorowana, a w czasie pomiaru zapisywana, aby w razie istotnego spadku mocy lasera poprawić jego działanie lub ponowić pomiar. Poprawa pracy lasera polegała najczęściej na poszukaniu stabilniejszej konfiguracji parametrów jego pracy, czasem konieczne było nawet wyłączenie i odczekanie odpowiednio długiego czasu przed ponownym włączeniem urządzenia. Takie zachowania tego źródła promieniowania wynikają z fluktuacji temperatury,



Rysunek 3.4: Obudowa laserów molekularnego i CO₂. Widok od strony wyjścia lasera molekularnego.

źródło	długość linii λ [μm]	częstość f [GHz]	moc [mW]
karcinotron	1763–2998	100–170	15
VDI $\times 2$	2725–2855	105–110	230
karcinotron $\times 2$	999–1499	200–320	3
VDI $\times 2 \times 2$	1363–1428	210–220	40
karcinotron $\times 3$	625–999	300–480	0.7
VDI $\times 2 \times 2 \times 3$	454–476	630–660	0.8

Tablica 3.2: Spis wykorzystywanych pasm promieniowania ze źródeł o przestrajalnej częstości.



Rysunek 3.5: Źródło VDI skonfigurowane do świecenia w zakresie 210–220 GHz. Czerwona strzałka wskazuje zgrubnie kierunek świecenia.

niestabilności przepływów gazów, samoczynnej zmiany składu mieszaniny gazów, ich ciśnienia, czy prędkości przepływu przez wnękę, itd.

VDI

Jest to źródło elektroniczne, w którym promieniowanie terahercowe powstaje wskutek wielokrotnego zwiększania częstości pierwotnego sygnału mikrofalowego [131]. Nazwa pochodzi od firmy Virginia Diodes produkującej te urządzenia. Promieniowanie emitowane z elektronicznego źródła mikrofalowego trafia na łańcuch powielaczy częstości, gdzie ulega zwielokrotnieniu. Powielacze wykorzystują nieliniowe zjawiska w diodach Schottkyego opartych na arsenku galu. Są one niezwykle wrażliwe na wyładowania elektrostatyczne, a ich obsługa wymaga dobrego uziemienia i należytej uwagi. Sygnał w najniższym zakresie częstości powielany był sześciokrotnie z ok. 9 GHz do 52.5–55.0 GHz. Trzy kolejne powielacze częstości są zdejmowalne i udostępniają następujące zakresy częstości: 105–110 GHz, 210–220 GHz i 630–660 GHz (Rys. 3.5). Maksymalnie częstość powielana jest 72 razy. Sterowanie częstotliwością promieniowania, w ramach wybranego zakresu, odbywało się elektronicznie poprzez zmianę częstości sygnału pierwotnego w zakresie 8.75–9.17 GHz. Jak widać, zakres tej przestrajalności wynosił niecałe 5%. Moc

promieniowania zależała istotnie od wybranego zakresu (Tab. 3.2), a w jego ramach oscylowała w granicach ok. 20–40%.

Źródło to, jako jedyne spośród wykorzystywanych, pozwalało na elektroniczną modulację mocy promieniowania, bez użycia choppera. Poprawia to charakter modulacji z trapezoidalnego na dużo bliższy prostokątnego (Rys. 3.9) oraz umożliwia wykorzystanie większego zakresu częstości modulacji, aż do 3 kHz. Źródło włączało i wyłączało promieniowanie na podstawie sygnału TTL pochodzącego z zewnętrznego generatora.

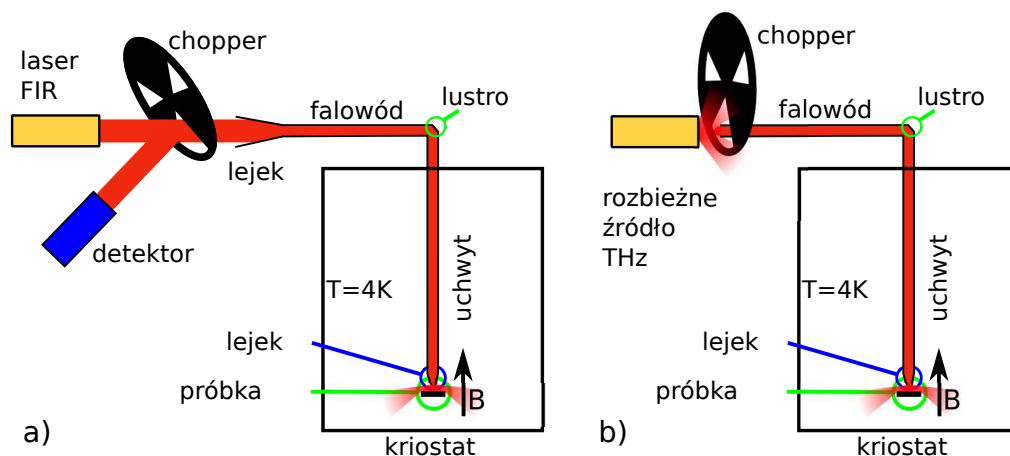
Karcinotron

Karcinotron, zwany także BWO (Backward-Wave Oscillator), czyli lampą elektronową o fali wstecznej, jest to źródło promieniowania THz i mikrofalowego oparte na emisji promieniowania elektromagnetycznego przez elektrony na przemian przyspieszane i hamowane. Nazwa karcinotron jest spopularyzowaną nazwą handlową tego typu źródeł promieniowania. Elektrony pochodzące z działła elektronowego przyspieszane są napięciem rzędu kilku kV, a następnie trafiają na tzw. linię opóźniającą, w której, na przemian przyspieszane i hamowane, wytwarzają falę elektromagnetyczną o wektorze falowym przeciwnym do kierunku ich ruchu.

Wykorzystywane w przedstawianych badaniach urządzenie, w zależności od dobranego napięcia przyspieszającego elektrony z zakresu 0.5–2.5 kV, wytwarza promieniowanie o częstości z bardzo szerokiego zakresu 100–170 GHz. W połączeniu z wykorzystaniem szeregu powielaczy częstości, pozwala to na pokrycie bardzo dużego obszaru spektralnego. Przy wykorzystaniu podwójacza uzyskuje się zakres 200–300 GHz, a przy wykorzystaniu potrójacza: 300–480 GHz. Widać, że widmo częstości jest pokryte praktycznie ciągle. Niestety, trzeba pamiętać, że promieniowanie THz pochodzące z tego źródła ma małą moc, szczególnie jeśli wykorzystywane są powielacze częstości. Ponadto, zależność mocy od częstości jest bardzo nieregularna; w istocie jest to szereg bardzo wielu, wąskich i blisko siebie położonych linii. Moc każdej z nich może istotnie różnić się od sąsiedniej. Moc na granicach pasma jest bliska zeru, a największa jest w jego środku i właśnie te wartości zmieszczone są w Tab. 3.2. Promieniowanie wychodzące ze źródła ma charakter wiązki rozbieżnej, dlatego konieczne



Rysunek 3.6: Karcinotron skonfigurowany do świecenia w zakresie 100–170 GHz. Czerwona strzałka wskazuje zgrubnie kierunek świecenia.



Rysunek 3.7: a) optyka w układzie z laserem FIR jako źródło promieniowania; b) optyka w układzie ze źródłem promieniowania o rozbieżnej wiązce (w przypadku źródła VDI bez choppera).

było umieszczenie go jak najbliżej wejścia do falowodu prowadzącego promieniowanie do próbki.

Wykorzystywane urządzenie umożliwia generację promieniowania także w zakresie 600–1000 GHz. Jednak ze względu na małą moc promieniowania, rzędu 0.05 mW, nie zaobserwowano w badanych próbkach sygnału przy użyciu promieniowania z tego zakresu.

3.2.2 Optyka THz

Jednym z istotniejszych celów układu optycznego jest sprzęgnięcie źródła promieniowania THz z kriostatem helowym zawierającym nadprzewodzącą cewkę wytwarzającą wysokie pole magnetyczne. Niniejszy rozdział opisuje układ optyki terahercowej wykorzystywany przy pomiarach z monochromatycznymi źródłami promieniowania. Przedstawiona jest wykorzystywana technika nadwymiarowych falowodów oraz metody wprowadzania do nich promieniowania THz. Opisano także technikę modulowania i pomiaru mocy wiązki oraz wykorzystane filtry.

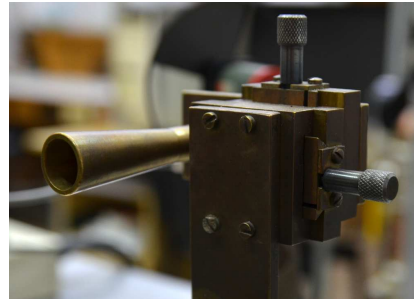
Uchwyt na próbkę i falowody

Kluczowym elementem układu jest uchwyt pozwalający na umieszczanie próbki w wiązce promieniowania THz oraz umożliwiający pomiary elektryczne. Uchwyt składa się z falowodu terahercowego w postaci metalowej rurki o średnicy 12 mm. Połączenia elektryczne poprowadzone są kablami elektrycznymi

owiniętymi dokoła rurki. Rurka stanowi falowód nadwymiarowy dla wykorzystywanych długości fal. Wynika to z tego, że długość fali promieniowania jest istotnie mniejsza od średnicy rurki – w przypadku przedstawianych pomiarów stosunek ten wynosił od ok. 200 (3 THz) do ok. 4 (0.1 THz). Skutkuje to tym, że promieniowanie THz propaguje się w postaci bardzo wielu modów. Falowód, aby był skuteczny, musi być dobrze wyszlifowany od wewnątrz, tak, aby tworzył prawie lustrzaną powierzchnię dla światła widzialnego. Transport energii w falowodach nadwymiarowych jest bardzo wydajny i nadają się one do niskostratnego prowadzenia promieniowania o dużej mocy. Polaryzacja promieniowania zanika po przejściu przez falowód nadwymiarowy o okrągłym przekroju i odpowiednio dużej długości. W wykorzystywanym układzie falowód spełniał te warunki.

Promieniowanie terahercowe doprowadzane było do falowodu w uchwycie na próbkę za pomocą falowodu o takiej samej średnicy, ale poprowadzonym poziomo (Rys. 3.7). Połączenie obu falowodów odbywało się za pomocą kolanka z płaskim mosiężnym lustrem (Rys. 3.7). Głównym problemem w użytkowaniu falowodów terahercowych, podobnie jak w przypadku światłowodów, jest odpowiednie wprowadzenie i wyprowadzenie z nich promieniowania. Jeśli falowód nie jest zakończony żadnym elementem wyprowadzającym z niego promieniowanie, jego koniec staje się źródłem promieniowania. Konieczne jest wtedy umieszczenie próbki jak najbliżej końca falowodu, co w wykorzystanym układzie eksperymentalnym jest możliwe tylko w ograniczonym zakresie ze względu na rozmiar podstawki pod próbkę. Co więcej, część promieniowania może w ogóle nie opuścić falowodu, odbijając się od takiego zakończenia. Aby uczynić wiązkę nieco mniej rozbieżną i zapobiec odbiciu części promieniowania od końca falowodu zamontowano na końcu falowodu mosiężny lejek. Próbka umieszczana była tuż pod nim.

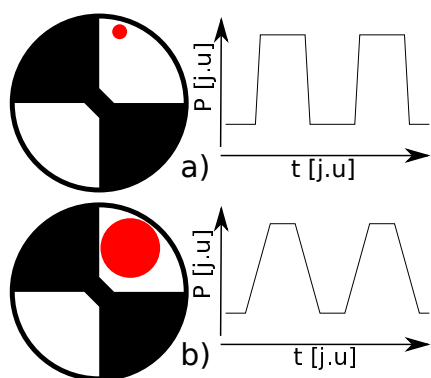
W przypadku wejścia falowodu, gra toczy się o to, aby wprowadzić doń jak najwięcej promieniowania opuszczającego źródło. W zależności od tego, czy wiązka promieniowania miała charakter wiązki laserowej, czy też była rozbieżna, wykorzystywano dwie metody. Wiązka laserowa wprowadzana była do falowodu za pomocą lejka. W przypadku wiązek rozbieżnych stwierdzono, że optymalnie jest umieścić źródło jak najbliżej początku rurki, tak aby wyłączała jak najwięcej promieniowania. Najlepszą metodą wprowadzania wiązki



Rysunek 3.8: Lejek służący do wprowadzania promieniowania z lasera THz do falowodu.

rozbieżnej byłoby prowadzenie jej w powietrzu i skupienie za pomocą luster parabolicznych lub soczewek na początku falowodu. Jednak, ze względu na brak kamery obrazującej wiązkę, zrealizowanie takiej techniki byłoby ogromnie czasochłonne z uwagi na konieczność wykonywania przekrojów wiązki za pomocą pojedynczego detektora przesuwanego w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji.

Modulacja intensywności promieniowania THz



Rysunek 3.9: Schematyczne wyjaśnienie kształtu modulacji mocy sygnału przy użyciu choppera dla szerokiej i wąskiej wiązki promieniowania.

Aby umożliwić pomiary z wykorzystaniem metody detekcji fazowej modulowano moc promieniowania z określoną częstotliwością f_{mod} . Wiązka była zasłaniana i odsłaniana (lub włączana i wyłączana). Łatwiej było wtedy oddzielić efekt wywołany przez promieniowanie od większości innych efektów, gdyż te nie prowadzą do powstania składowej sygnału o częstotliwości modulacji f_{mod} .

Dla większości wykorzystywanych źródeł promieniowania THz wiązka modulowana była za pomocą tzw. choppera – tj. wiatraczka o płaskich ramionach obracającego się ze stałą prędkością kątową. Chopper sprzężony jest z układem generującym sygnał referencyjny opisujący częstotliwość zasłaniania i odsłaniania wiązki tj. częstotliwość modulacji f_{mod} . Sygnał taki generowany był za

pomocą fotokomórki umieszczonej przy uchwycie choppera i mierzącej bezpośrednio zasłanianie i odsłanianie jej przez łopatki. Zaletą tego urządzenia jest jego prostota i możliwość użycia dla prawie każdej wiązki promieniowania. Częstotliwość modulacji, przy wykorzystywanej tarczy choppera, mieściła się w przedziale $f_{mod} = 13\text{--}500$ Hz.

Należy pamiętać, że chopper zasłania i odsłania wiązkę promieniowania o skończonej średnicy. Skutkuje to tym, że okresy całkowitego przysłonięcia i odsłonięcia wiązki są oddzielone okresami stopniowego jej odsłaniania i zasłaniania. Całkowita moc wiązki mierzona w funkcji czasu jest wtedy w przybliżeniu trapezoidalna a nie prostokątna (Rys. 3.9). Długości czasów odsłaniania i zasłaniania zdeterminowane są stosunkiem szerokości wiązki do szerokości łopatki choppera. Należy dążyć do sytuacji, w której łopatki choppera są szerokie, a wiązka modulowana jest na brzegu choppera, gdzie łopatka jest najszersza. Jest to istotne, gdyż w skrajnym przypadku urządzenia pomiarowe nie

będą mierzyć różnicę napięcia na próbce oświetlonej i nieoświetlonej promieniowaniem THz, a jakąś pośrednią wartość. Jedynie w przypadku źródła VDI możliwe było elektroniczne modulowanie intensywności promieniowania, co zminimalizowało efekt trapezoidalności mocy w funkcji czasu. Elektroniczna metoda modulacji intensywności promieniowania była wykorzystywana dla źródła VDI w większości pomiarów.

Pomiar intensywności promieniowania

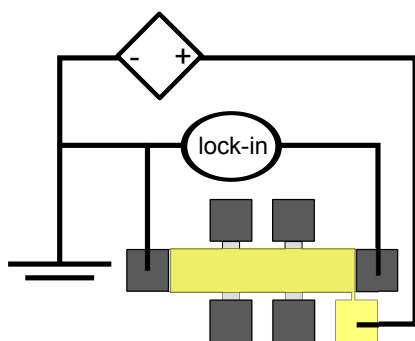
Promieniowanie lasera FIR, odbite od łopatek choppera, wykorzystywane było, w opisywanym układzie eksperymentalnym, do pomiaru mocy wiązki laserowej. Pomiar intensywności promieniowania odbywał się za pomocą detektora pyroelektrycznego (Rys. 3.4) zasilanego baterią. Schemat tego elementu układu zaprezentowany jest na Rys. 3.7a. Sygnał z detektora kierowany był do lock-ina. W przypadku pozostałych źródeł promieniowania, w większości pomiarów nie monitorowano mocy sygnały, gdyż stwierdzono, że jest ona stała w czasie i zgodna z danymi podanymi przez producentów.

Filtry

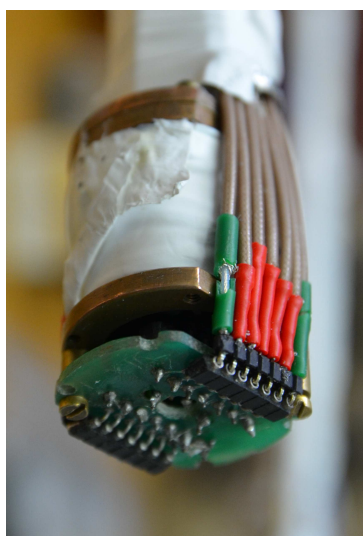
Aby zapobiec dostaniu się niepożądanego promieniowania do próbki, zastosowano dwa filtry przepuszczające fale elektromagnetyczne z zakresu terahercowego. Jeden z nich był to filtr teflonowy nieprzepuszczający promieniowania z zakresu ok. 15–40 THz, umieszczony na górze uchwytu. Ten filtr spełniał także rolę mechaniczną, polegającą na zamknięciu falowodu w uchwycie. Drugi filtr umieszczony był tuż nad próbką i był to kawałek czarnego polietylenu nieprzepuszczający promieniowania o częstotliwościach powyżej 20 THz. W szczególności, istotne było, że filtr ten blokował dostęp światła widzialnego oraz promieniowania termicznego emitowanego z wyżej położonych i cieplejszych części falowodu.

3.2.3 Pomiary elektryczne

Pomiary elektryczne fotoodpowiedzi badanych próbek są istotą prawie wszystkich wykonywanych pomiarów. Zazwyczaj mierzone było fotonapięcie powstające pomiędzy drenem i źródłem próbki. Oprócz pomiarów efektów związanych z oświetleniem próbki promieniowaniem THz, wykonano również charakterystyczne pomiary transportowe, dzięki którym oszacowano wartości koncentracji oraz ruchliwości elektronów w badanych próbkach.



Rysunek 3.11: Schemat podłączeń elektrycznych do próbki podczas pomiarów z wykorzystaniem lock-ina.



Rysunek 3.10: Zakończenie uchwyty z podłączoną podstawką z próbką.

Pomiary prądu lub napięcia odbywały się za pomocą ekranowanych kabli łączących urządzenia pomiarowe oraz źródła prądowe lub napięciowe z próbką umieszczoną za pomocą uchwyty wewnątrz kriostatu. Połączenia poza kriostatem prowadzone były za pomocą kabli BNC, które łączyły uchwyt z urządzeniami pomiarowymi. Połączenia wewnątrz kriostatu poprowadzone były ekranowanymi kablami. Ekran wszystkich kabli – zarówno wewnątrz, jak i na zewnątrz kriostatu – zwarte były do tej samej masy. Mierzone sygnały propagowały się natomiast żyłami tych kabli. Ekranowanie kabli służy zredukowaniu poziomu szumów oraz zapobiega indukcji pasożytniczych sygnałów. Liczba poprowadzonych kabli wynosiła 14 i była to jednocześnie maksymalna liczba połączonych z układem kontaktów próbki. Jedyne, bardzo krótkie, nieekranowane połączenia z próbką znajdowały się w obrębie podstawki próbki. Podstawka próbki widoczna jest na Rys. 3.10 jako zielona płytki wykonana z tworzywa. Żyła każdego kabla mogła być niezależnie zwarta do masy. Było to równoważne zwarcie do masy odpowiedniego kontaktu na próbce. Masa zwierająca ekrany pochodziła z jednego, i tylko jednego, gniazdka zasilającego układ pomiarowy. Zasilanie całego układu pomiarowego odbywało się za pośrednictwem układu eliminującego skoki napięcia.

Pomiary za pomocą lock-inów

Pomiary fotonapięcia oraz część pomiarów transportowych odbywały się za pomocą woltomierza fazoczułego, który nazywany będzie w dalszej części pracy **lock-inem**. Jest to urządzenie pozwalające na pomiar amplitudy i fazy

sygnału zmodulowanego z zadaną częstotliwością. Pomiar udaje się nawet w sytuacji, kiedy poszukiwany sygnał jest bardzo niewielką częścią całkowitego sygnału, w skład którego mogą wchodzić składowe stałe w czasie oraz szum o różnych, najczęściej niskich, częstotliwościach.

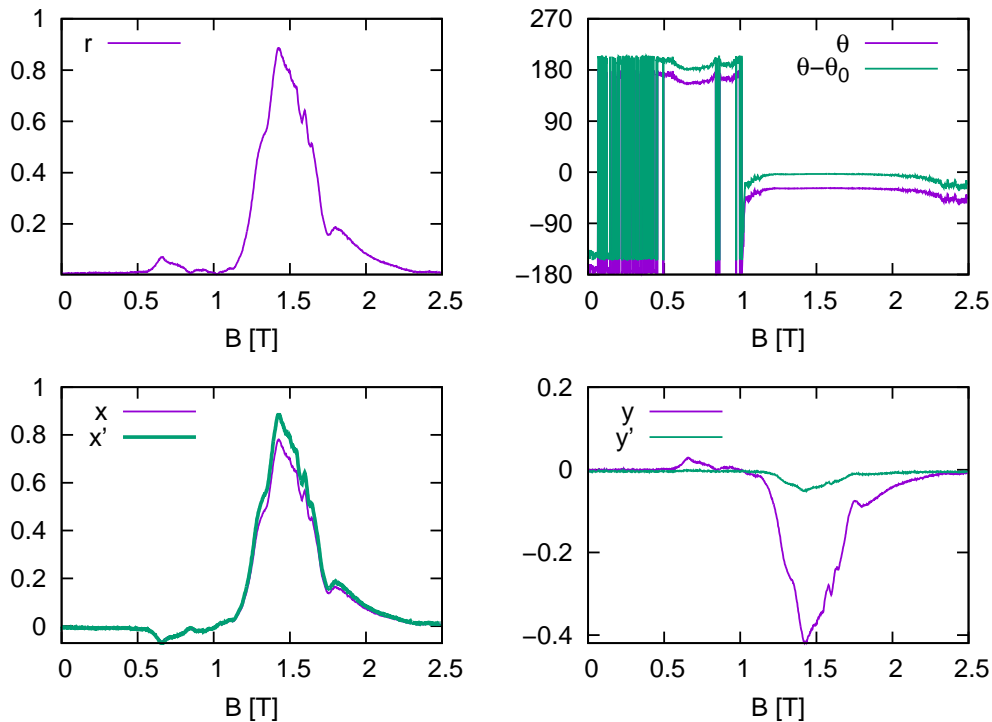
Lock-in otrzymuje sygnał referencyjny, którym może być np. zapis zasłaniania i odsłaniania fotokomórki w chopperze lub sygnał referencyjny z generatora napięcia zmiennego. W dużym uproszczeniu, urządzenie filtruje otrzymany sygnał, a następnie wykonuje równolegle dwa przemnożenia tego wyniku przez sygnał referencyjny oraz sygnał referencyjny przesunięty w fazie o $\pi/2$. Tak przemnożone krzywe są całkowane w określonej długości czasu, najlepiej zawierającej co najmniej 20 okresów modulacji sygnału. Uzyskujemy dzięki temu dwie wartości, które nazywane są x i y . Są to wartości sygnałów przesuniętych względem siebie w fazie o $\pi/2$. Często, jako wynik pomiarów z użyciem lock-ina, przedstawia się również zestaw dwóch innych liczb: $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ i $\theta = \arctan(\frac{y}{x})$, gdzie r jest to całkowita amplituda sygnału, a θ to jego faza.

Należy pamiętać, że jedynie względne zmiany fazy mają interpretację fizyczną, a jej konkretna wartość może być przesunięta o dowolną stałą (podobnie jak w przypadku potencjału). Wartość fazy w przypadku pomiarów z użyciem choppera jako modulatora wiązki terahercowej związana jest głównie z geometrycznym ustawieniem tarczy choppera względem wiązki. W przypadku modulacji elektrycznej, wartość fazy związana jest z wewnętrznymi ustawieniami lock-ina i ewentualnymi przesunięciami fazowym w obwodzie związanymi z obecnością indukcyjności i pojemności.

W praktyce eksperymentalnej wykorzystywano w trakcie pomiaru zestaw r i θ , który łatwo pozwalał śledzić amplitudę sygnału bez względu na fazę. Taki zestaw liczb zapisywany był jako wynik pomiarów. Wykorzystywano dwa typy urządzeń: lock-in cyfrowy EG&G 7260 oraz analogowy Signal Recovery 5210. Pożądany przebieg fazy powinien pokazywać jedynie prawie płaskie przebiegi przerywane nagłymi zmianami wartości fazy o 180° . Taki przeskok interpretowany jest jako zmiana znaku sygnału x (Rys. 3.12). Jeśli wartość r spada do poziomu szumów to faza staje się nieokreślona i przyjmuje losowe wartości (obszar od 0 do 0.5 T na Rys. 3.12).

W prezentacji wyników, zawsze przedstawiana jest w niniejszej pracy wartość x , tak obliczona, aby jej amplituda była maksymalna. Procedura polegała na znalezieniu w zmierzonym przebiegu fazy takiej wartości, która pozostaje stała przez pewną część pomiaru. Jeśli przez pozostałą część pomiaru wartość fazy jest różna o ok. 180° to jedna z tych wartości oznaczana jest przez θ_0 . Wówczas przedstawiana wartość x' obliczana jest jako:

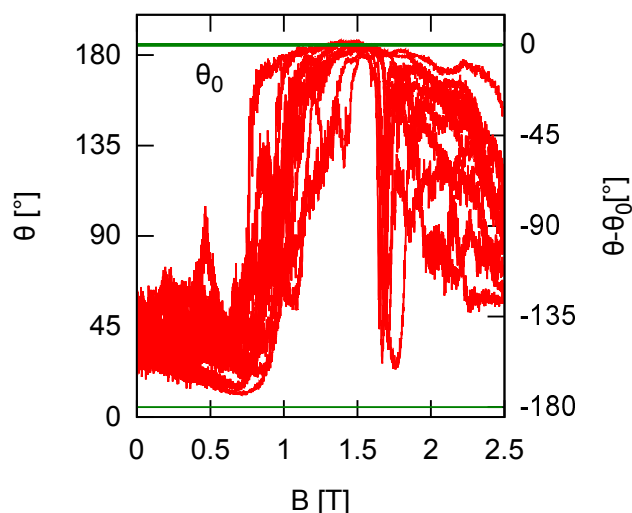
$$x' = r \cos(\theta - \theta_0). \quad (3.1)$$



Rysunek 3.12: Przykładowe wyniki pomiarów ukazujące sposób otrzymywania sygnału x z zapisanego w czasie pomiarów zestawu danych r i θ . Szczegółowy opis w tekście.

Ten zabieg równoznaczny jest z ustaleniem, gdzie faza ma być równa zero. Analogicznie można obliczyć $y' = r \sin(\theta - \theta_0)$ i zaobserwować, że ten sygnał został zminimalizowany.

Przykład takiej procedury zaprezentowany jest na Rys. 3.12, pokazującym pomiar fotonapięcia w zależności od pola magnetycznego. Krzywe r , x i y są znormalizowane. Krzywe fioletowe ukazują zebrane podczas pomiaru sygnały r i θ oraz odpowiadające im x i y . Przebieg fazy θ można podzielić na trzy obszary: nieustalona wartość poniżej 0.5 T, ok. 160° w obszarze 0.5–1.0 T oraz ok. -25° w przedziale 1.1–2.1 T. Jednocześnie, wartości x , jak i y w dwóch ostatnich przedziałach mają przeciwne znaki, a w pierwszym przedziale są na poziomie szumów. Sygnały zielone to wynik przesunięcia fazy o 25° w górę. Wybrano takie przesunięcie ze względu na to, że wartość tak zmodyfikowanej fazy jest najbliższa zero w szerokim zakresie od ok. 1.1–2.1 T, gdzie faza jest ustabilizowana i amplituda r ma dużą wartość. Odpowiednio obliczone wartości x' i y' w takim przypadku ukazane są jako krzywe zielone. Widać, że takie przesunięcie fazy minimalizuje wartość y' i maksymalizuje wartość x' .



Rysunek 3.13: Przykład wyników gdzie ustalenie wartości θ_0 wymaga analizy większej liczby widm. W tym przypadku na wykresie przedstawiono 11 krzywych i ustalono $\theta_0 = 195^\circ$.

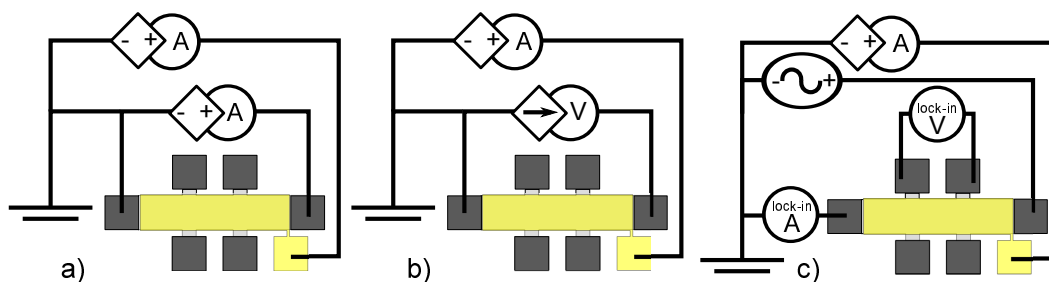
Tak otrzymany przebieg x' , oznaczony pogrubioną zieloną linią, uznawany jest za najwłaściwsze przedstawienie pomiaru.

To, czy wybrana zostanie wartość θ_0 czy też $\theta_0 + 180^\circ$, określa znak sygnału i jest to wyłącznie kwestia uznaniowa. W wynikach przedstawionych w niniejszej pracy starano się trzymać konwencji, aby optycznie indukowane oscylacje Shubnikova-de Haasa miały we wszystkich pomiarach podobną fazę. Dlatego też w niektórych z wyników otrzymanych z laserem THz, znak sygnału w okolicy rezonansu cyklotronowego jest w większej części widm ujemny.

Wyznaczenie θ_0 nie zawsze było tak łatwym zadaniem, jak na przykładzie przedstawionym na Rys. 3.12 – czasami faza mierzonego sygnału zmieniała się w sposób ciągły, a nie skokami o 180° – wówczas, po analizie większej liczby widm otrzymanych w tej samej serii pomiarowej, decydowano, jaką wartość fazy uznać za „zerową”. Podstawą do takiej decyzji była względna stałość fazy w jakimś obszarze widm, gdzie wartość amplitudy była duża. Przykład takiej sesji pomiarowej pokazuje Rys. 3.13. Najczęstszym powodem takiego zachowania fazy była niewielka amplituda mierzonego sygnału, zbyt krótka stała całkowania lock-ina lub szybka zmiana sygnału z próbki.

Pomiary transportowe

Pomiary transportowe i magnetotransportowe w opisywanych badaniach polegały na pomiarze oporu próbki w zależności od następujących parametrów: napięcie źródło-dren (charakterystyka wyjściowa), napięcie polaryzujące bramkę (charakterystyka przejściowa) oraz pole magnetyczne (magnetotransport). Pomiar charakterystyk konieczny był dla ustalenia prawidłowych wielkości prądu i napięcia zadawanych podczas pomiarów magnetotransportu. Pomiary przy stałym zadanym prądzie lub napięciu wykonywano za pomocą



Rysunek 3.14: Schematy używanych transportowych układów pomiarowych: a) z wykorzystaniem źródła stałonapięciowego, b) z wykorzystaniem źródła stałoprądowego, c) z wykorzystaniem źródła zmiennonapięciowego.

źródeł mierzących Keithley 2400. Urządzenie działało albo w trybie źródła napięciowego i pomiaru natężenia prądu (Rys. 3.14a), albo w trybie źródła prądowego i pomiaru napięcia (Rys. 3.14b). Urządzenia Keithley oznaczone są tym schematach jako połączone źródło prądowe i woltomierz lub połączone źródło napięciowe i amperomierz, w zależności od wybranej konfiguracji.

W przypadku próbek bez bramki, pomiary wykonano za pomocą jednego urządzenia mierzącego opór pomiędzy źródłem i drenem próbki. W przypadku pomiarów próbek z bramką, podłączone było do bramki dodatkowe urządzenie działające w trybie źródła napięciowego i wykonujące pomiar natężenia prądu płynącego przez bramkę. Jest to niezwykle istotna wielkość przy pracy z tranzystorami polowymi i wszelkimi strukturami półprzewodnikowymi posiadającymi bramki. Wartość natężenia tego prądu powinna być jak najniższa (w przypadku badanych próbek na poziomie poniżej 10 nA), a nagłe jej skoki mogą świadczyć o przebiciu bramki. Popsuta bramka, przez którą płynie duży prąd, wciąż zmienia wielkość koncentracji elektronów w 2DEG, ale analiza wyników transportowych w takich próbkach jest wyjątkowo trudna [132].

W przypadku próbek o postaci krzyża hallowskiego wykonano pomiary spadku napięcia pomiędzy kontaktami napięciowymi, znajdującymi się na krawędzi próbek. Do tych pomiarów wybrano technikę zmiennoprądową chcąc uzyskać jak najdokładniejsze wyniki. Zaletą pomiarów zmiennoprądowych jest wyeliminowanie wszystkich napięć niezwiązanych z napięciem przyłożonym celowo do próbki. Pomiary przy użyciu bocznych kontaktów napięciowych eliminują z kolei napięcia odkładane na zasilających kontaktach omowych, pozwalając na pomiar wyłącznie oporu gazu dwuwymiarowego.

Schemat tego układu pomiarowego zaprezentowany jest na Rys. 3.14c. Próbka zasilana była za pomocą generatora napięcia zmiennego o częstotliwości 13 lub 17 Hz. Pomiar spadku napięcia pomiędzy dwoma bocznymi kontaktami napięciowymi odbywał się za pomocą lock-ina. Pomiar prądu płynącego przez próbkę także wykonywało tego typu urządzenie, działające jednak w try-

bie pomiaru amplitudy prądu przemiennego. Ze względu na to, że minimalna amplituda napięcia podawanego przez generator była zbyt duża, aby lock-iny poradziły sobie z jej pomiarem, stosowano dzielnik napięcia o stosunku około pięć tysięcy razy. Jako ostateczną wartość oporu próbki brano stosunek zmierzonej amplitudy napięcia do amplitudy prądu.

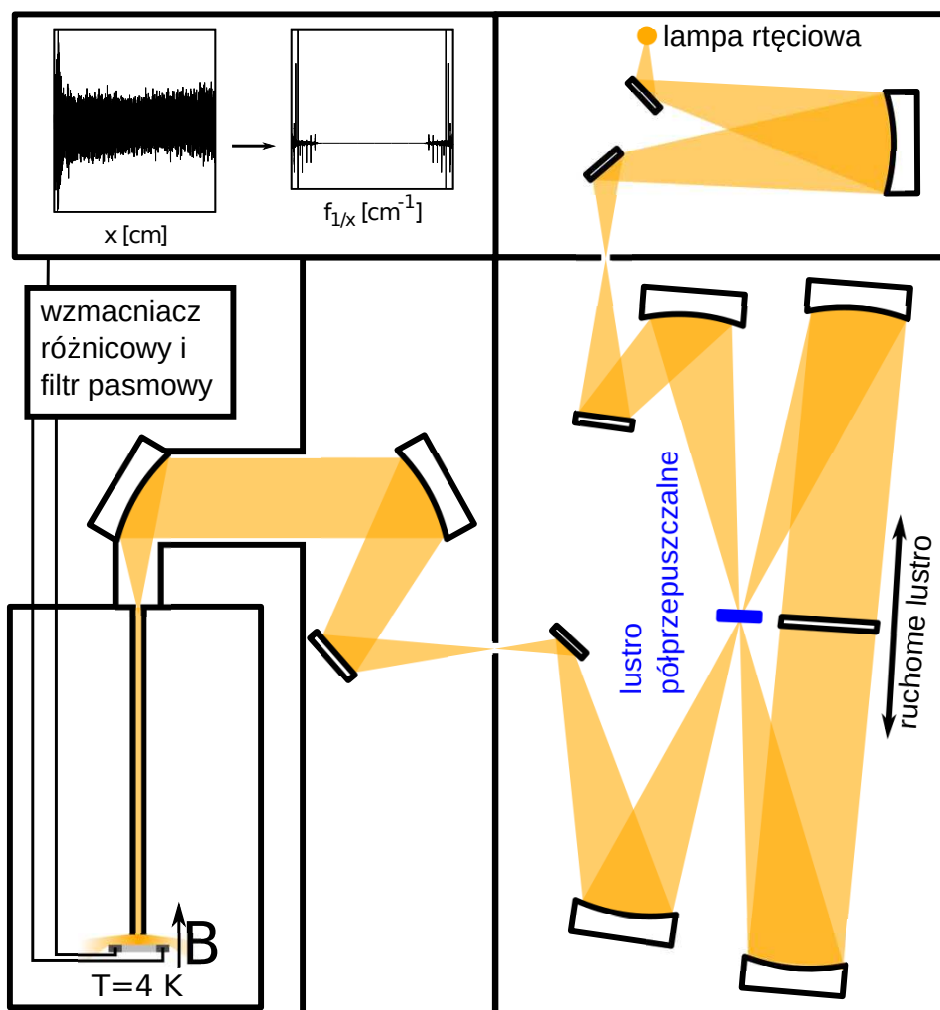
Za pomocą miernika Keithley 2400 prowadzono również pomiar wielkości indukcji pola magnetycznego. Odbywał się on pośrednio poprzez pomiar spadku napięcia na oporniku wpiętym w obwód zasilający magnes nadprzewodzący. Opór tego opornika znany jest z bardzo dużą dokładnością. Mierzony spadek napięcia jest proporcjonalny do prądu płynącego do cewki, który jest wprost proporcjonalny do natężenia pola magnetyczne wytworzonego w centrum magnesu.

3.3 Spektrometr fourierowski

Pomiary wykorzystujące spektroskop fourierowski wykonane zostały w Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych w Grenoble we Francji. Spektroskop fourierowski pozwala na wyznaczenie widma odpowiedzi detektora na promieniowanie poprzez pomiar sygnału w funkcji położenia lustro wnęki Fabrego-Perota. Promieniowanie padające na próbkę to interferencyjne złożenie dwóch wiązek, referencyjnej – stałej w czasie pomiaru – oraz drugiej, przechodzącej przez wnękę z lustrem zmieniającym swoją pozycję w trakcie trwania pomiaru. Mamy zatem do czynienia z interferometrem Michelsona. Obie wiązki pochodzą z tego samego źródła, a rozdzielone są na półprzepuszczalnym lustrze, są zatem koherentne. Otrzymany w ten sposób zapis sygnału z próbki, lub z innego detektora, w funkcji czasu poddawany jest transformacji Fouriera, pozwalając na uzyskanie widma odpowiedzi próbki/detektora w funkcji częstości padającego promieniowania. Promieniowanie pochodzi z lampy rtęciowej.

Spektrometr fourierowski jest dużo bardziej skomplikowany od najprostszego interferometru Michelsona. Składa się z kilku segmentów, w których promieniowanie trafia na serię parabolicznych i prostych lusterek (Rys. 3.15). W urządzeniu, wykorzystywanym w przedstawianych eksperymentach, dwie interferujące ze sobą wiązki zmieniały swoje fazy w przeciwnych kierunkach, ponieważ odbijały się z przeciwnych stron od tego samego ruchomego lustra. Spektrometr fourierowski jest niezwykle delikatnym i wymagającym urządzeniem. Lustro interferometryczne musi poruszać się z niezwykłą precyzją i stabilnością.

Oczywistą zaletą spektrometru fourierowskiego jest bardzo szeroki zakres spektralny, w którym można przeprowadzić pomiary – od ok. 0.5 THz do kilkudziesięciu THz – w zależności od dobranego źródła promieniowania, okienek



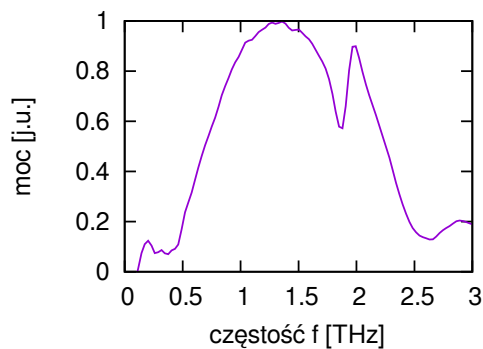
Rysunek 3.15: Uproszczony schemat działania spektroskopu fourierowskiego i wykorzystywanego układu eksperymentalnego.

i lustra półprzezroczystego. Z drugiej strony, moc promieniowania padającego na próbkę w bardzo konkretnym przedziale częstości jest znikoma, co utrudnia zmierzenie jakiegokolwiek sygnału rezonansowego, w odróżnieniu od pomiarów z wykorzystaniem źródła monochromatycznego. Z powodu niewielkiej wielkości sygnału, każdy pomiar powtarzany jest wielokrotnie – w przypadku przedstawianych pomiarów – 128 razy. Transformacji Fouriera poddawana jest dopiero suma wszystkich zmierzonych interferogramów.

Rozdzielczość spektralna pomiaru jest niższa, niż przy wykorzystaniu monochromatycznych źródeł promieniowania terahercowego. W wykorzystywanym urządzeniu najlepsza dostępna zdolność rozdzielcza wynosiła ok. 3 GHz. Wykorzystywano jednak w przedstawianych wynikach rozdzielczość to 6 GHz lub 15 GHz, ze względu na długi czas pomiaru dla najlepszej rozdzielczości. Dzieje się tak dlatego, że lustro musi pokonać odpowiednio większy dystans, aby uzyskać większą rozdzielczość spektralną pomiaru, co wynika z własności transformacji Fouriera.

W przypadku przedstawianych wyników, źródłem promieniowania była lampa rtęciowa. Przy wykorzystanych okienkach i lustrze półprzepuszczalnym widmo padające na próbkę mieściło się w zakresie 0.5–2.5 THz (Rys. 3.16). Sygnał z badanych próbek mierzalny był dopiero dla mocy powyżej 0.2 j.u. (skala umowna przedstawiona na Rys. 3.16). Pomiar tego widma wykonano za pomocą detektora znajdującego się wewnątrz spektrometru. Takie promieniowanie skierowane zostało szeroką wiązką na zewnątrz urządzenia i za pomocą lustra parabolicznego wprowadzone do falowodu. Trafiając na próbkę, powodowało powstawanie tam sygnału fotonapięciowego. Ten sygnał, wzmacniany za pomocą wzmacniacza różnicowego, trafiał do elektronicznej części spektrometru, która dokonywała procedury transformacji Fouriera, dając w rezultacie widmo odpowiedzi próbki w funkcji częstości promieniowania.

Jednostką powszechnie używaną w pomiarach wykonanych za pomocą spektrometru fourierowskiego jest cm^{-1} , opisujący ile długości fal promieniowania elektromagnetycznego w próżni mieści się w 1 cm. Z uwagi na wygodę czytelnika i konsekwencję, w niniejszej pracy, przy opisie wyników uzyskanych przy użyciu spektrometru fourierowskiego, wykorzystywana będzie jednak jed-



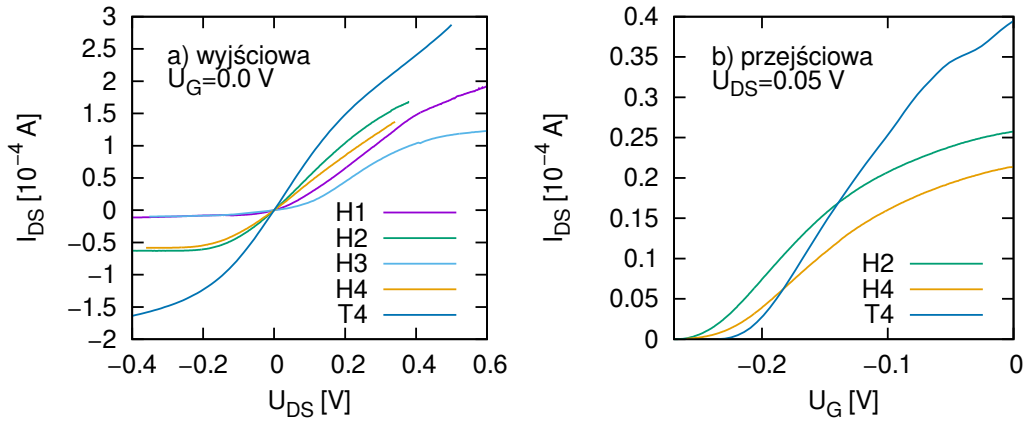
Rysunek 3.16: Spektrum promieniowania wykorzystywanego w pomiarach z wykorzystaniem spektrometru Fourierowskiego.

nostka THz lub GHz – tak jak przy opisie pomiarów z wykorzystaniem źródeł monochromatycznych. Jednostki te wiążą się ze sobą poprzez stałą c prędkości światła w próżni, a zatem $1 \text{ cm}^{-1} = 29.979 \text{ GHz}$, a $1 \text{ THz} = 33.365 \text{ cm}^{-1}$.

Rozdział 4

Wyniki i interpretacja pomiarów

Przedstawienie wyników pomiarów podzielone jest na części odpowiadające różnym technikom eksperymentalnym, które wykorzystane były do badania dostępnych próbek. W rozdziale 4.1 opisane są wyniki pomiarów transportowych, na które składają się charakterystyki wyjściowe, a w przypadku próbek z bramką – także przejściowe. Dla obu typów próbek zaprezentowano wyniki magnetotransportowe określające koncentrację elektronów w poszczególnych próbkach. W rozdziale 4.2 opisane są rezultaty pomiarów fotonapięcia z wykorzystaniem źródeł promieniowania monochromatycznego o przestrajalnej częstotliwości. Analiza tych rezultatów skupia się na wyznaczeniu zależności dyspersyjnych wzbudzeń plazmy widocznych w badanych próbkach, co przedstawione jest w części 4.2.4. Ten temat jest przedmiotem publikacji w *Acta Physica Polonica* [133] oraz w *Applied Physics Letters* [134]. Rozdział 4.2.5 opisuje maksimum widoczne w okolicy drugiej harmonicznej rezonansu cyklotronowego. Jest to temat publikacji w *Physical Review B* [135]. Jako temat poboczny przedstawione są w rozdziale 4.2.7 wyniki eksperymentu, w którym próbkę poddano dodatkowo wpływowi oświetlenia promieniowaniem widzialnym, co jest tematem publikacji w *Optical Engineering* [136]. Kolejnym, niezmiernie ciekawym rezultatem, są wyniki detekcji promieniowania THz otrzymane przy polaryzacji bramek napięciem, które nie doczekały się do tej opory opublikowania w żadnym czasopiśmie, a opisane są w części 4.2.6. Przedostatnim tematem są rezultaty uzyskane przy wykorzystaniu promieniowania pochodzącego z lasera THz opisane w rozdziale 4.3. W ostatniej części niniejszego rozdziału (4.4) przedstawione są wyniki otrzymane za pomocą spektrometru fourierowskiego. Większość materiału zamieszczonego w dwóch ostatnich częściach niniejszej pracy została przedstawiona w publikacji w *Journal of Applied Physics* [137].



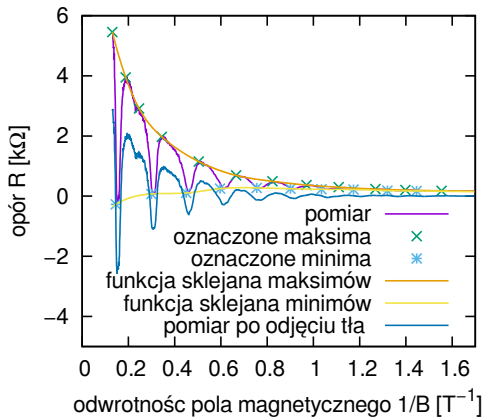
Rysunek 4.1: Charakterystyki przejściowe i wyjściowe badanych próbek.

4.1 Przewodnictwo

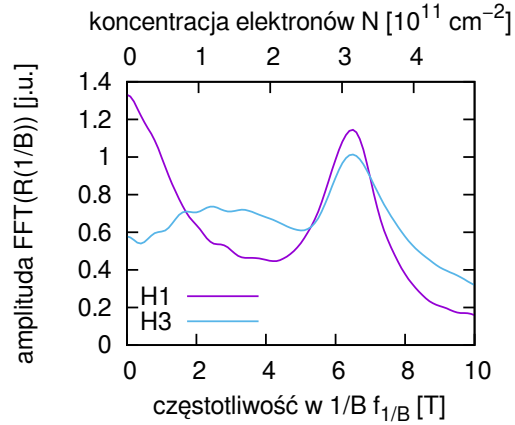
Przedmiotem pomiarów, opisanych w tej sekcji, jest opór próbek. Głównym celem jest pomiar w zależności od wielkości pola magnetycznego, pozwalający określić koncentrację elektronów w poszczególnych próbkach. Wartości te są kluczowe dla dalszej analizy wyników detekcji przedstawionych w kolejnych częściach niniejszej pracy. Aby móc poprawnie wykonać pomiar magnetooporu konieczne jest poznanie charakterystyki prądowo-napięciowej próbki. Pozwala to dobrać odpowiednie warunki pomiarów magnetooporu.

Otrzymane charakterystyki (Rys. 4.1) dla próbek przykrytych bramką pokazują spodziewane zależności. W przypadku charakterystyki wyjściowej wiadać, że przy napięciach $|U_{DS}| \geq 0.1 \text{ V}$ próbki zaczynają wykazywać nieliniowe własności przewodnictwa. Co więcej, powyżej tego progu, charakterystyki próbek z bramką stają się bardzo niesymetryczne. W szczególności, dla ujemnych polaryzacji U_{DS} , prąd płynący przez próbkę nasycy się dużo szybciej niż dla dodatniej polaryzacji U_{DS} . W przypadku dwóch próbek bez bramki, H1 i H3, charakterystyki prąd-napięcie mają bardzo niesymetryczną postać i dla dużych napięć są przewodzące tylko w dodatniej polaryzacji napięcia U_{DS} .

Charakterystyki przejściowe próbek z bramką wykazują spodziewany wzrost oporu wraz z przykładaniem coraz bardziej ujemnego napięcia do bramki. Dla wszystkich trzech próbek, bramkę można spolaryzować tak bardzo, że przez próbkę nie płynie prąd. Napięcie odcięcia wyznaczono metodą graficzną, opisaną w rozdziale 1.3.1 na Rys. 1.18. W przypadku próbki H2 napięcie odcięcia $U_{th} \approx -0.24 \text{ V}$, dla próbki H4 $U_{th} \approx -0.23 \text{ V}$, natomiast dla T4: $U_{th} \approx -0.20 \text{ V}$. Wartości te nie są bardzo istotne dla prowadzonych badań, gdyż dużo ważniejsze są zależności koncentracji elektronów od napięcia



Rysunek 4.2: Procedura odejmowania tła na przykładzie próbki H1.

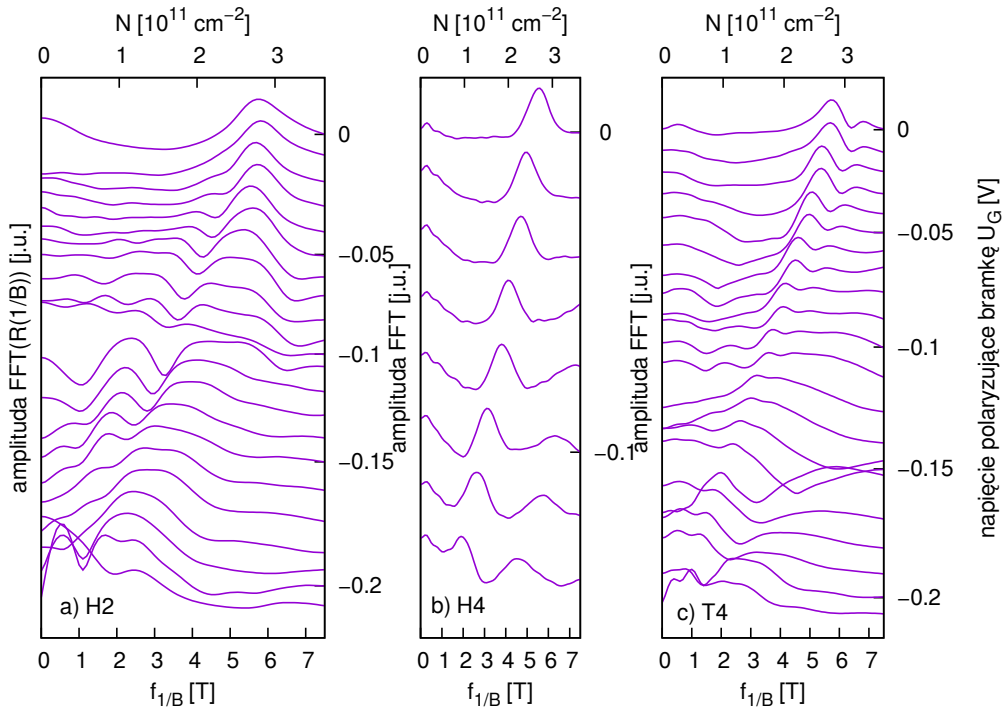


Rysunek 4.3: Wyniki transformacji Fouriera dla próbek bez bramki H1 i H3.

U_G . Przedstawione na Rys. 4.1 pomiary wykonano w $T = 4.2$ K. Część pomiarów magnetotransportowych, przedstawionych w dalszych akapitach, wykonano dla $T \approx 2.0$ K. Kształt charakterystyk pozostaje jednak podobny w obu temperaturach.

Pomiary magnetooporu dla próbek będących krzyżami hallowskimi wykonano w technice zmiennonapięciowej opisaney w rozdziale 3.2.3. Układ pomiarowy przedstawiony jest na Rys. 3.14c. Korzystano z bardzo małej amplitudy napięć U_{DS} , rzędu 0.5–5 mV, stąd też brak obaw o nieliniowość charakterystyki prąd-napięcie w tak wąskim zakresie napięć. Dokonano analizy danych zgodnie z ideą przedstawioną w rozdziale 1.1.2. Jako rezultat takich pomiarów otrzymano zależność oporu próbki od pola magnetycznego $R(B)$. Aby móc wyznaczyć koncentrację elektronów, konieczne było wykreślenie zależności oporu od odwrotności pola magnetycznego $R(1/B)$. Tak otrzymana zależność nie jest odpowiednia dla przeprowadzenia procedury szybkiej transformacji Fouriera (FFT), gdyż otrzymane z pomiarów punkty nie są równo od siebie oddalone w funkcji $1/B$. Aby temu zaradzić konieczna była interpolacja danych. Wykorzystano interpolację liniami prostymi z gęstością 10^{-3} T^{-1} .

Taki wynik technicznie nadaje się do przeprowadzenia szybkiej transformacji Fouriera, jednak rezultat tej operacji pozostaje bardzo zaburzony przez tło oscylacji Shubnikova-de Haasa. Aby zminimalizować ten efekt, od interpolowanej zależności $R(1/B)$ odejmowano funkcję będącą średnią arytmetyczną dwóch funkcji sklepanych 2. stopnia (spline), z których jedna łączy punkty oznaczone w maksimach oscylacji SdH, a druga punkty oznaczone w minimach. Przykład tej procedury zaprezentowany jest na Rys. 4.2. Po takim odjęciu tła, wykres $R(1/B)$ przedstawia obraz tłumionej zależności oscylacyjnej.



Rysunek 4.4: Transformaty Fouriera wyników magnetooporu dla próbek z bramką dla różnych jej polaryzacji. a) próbka H2 od $U_G = 0.0$ V do $U_G = -0.21$ V z krokiem 0.01 V w 4.2 K, b) próbka H4 od $U_G = 0.0$ V do $U_G = -0.14$ V z krokiem 0.02 V w 4.2 K, c) T4 od $U_G = 0.0$ V do $U_G = -0.21$ V z krokiem 0.01 V w 2.0 K.

Opracowane w taki sposób dane poddawano szybkiej transformacji Fouriera. Otrzymane wyniki dla próbek nieprzykrytych bramką H1 i H3 przedstawione są na Rys. 4.3. Przedstawiona transformata Fouriera dla próbki H1 jest otrzymana z wyniku ukazanego w sąsiednim Rys. 4.2. Wyznaczona z tego wykresu koncentracja dla obu próbek jest równa i wynosi ok. $3.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Rezultaty przedstawione na Rys. 4.2 i 4.3 otrzymano w temperaturze 4.2 K. Przedstawiona procedura odejmowania tła istotnie poprawia spektrogramy oscylacji okresowych w B^{-1} , jednak wciąż większość struktur w zakresie $f_{1/B} \leq 3$ T jest jedynie efektem zastosowanej procedury i nie należy nadawać im nadawać interpretacji fizycznej.

W przypadku próbek z bramką, przedstawiono na Rys. 4.4 serie transformat Fouriera magnetooporu otrzymanych dla różnych napięć polaryzujących bramkę U_G . Każdy kolejny pomiar wykonany jest z krokiem 0.01 V lub 0.02 V dla próbki H4. Wyniki rozsunięto dla przejrzystości rysunku umieszczając wynik dla $U_G = 0$ V na samej górze, a kolejne wyniki dla niższych

próbka	N [10^{11} cm^{-2}]	μ [m^2/Vs]	τ [ps]	τ_q [ps]
H1	3.1 ± 0.1	177 ± 20	69 ± 7	0.389 ± 0.009
H2	2.8 ± 0.1	80 ± 4	31.2 ± 1.4	0.333 ± 0.002
H3	3.1 ± 0.1	–	–	0.1368 ± 0.0012
H4	2.7 ± 0.1	63 ± 2	24.6 ± 0.9	0.433 ± 0.002
T4	2.8 ± 0.1	–	–	0.205 ± 0.003

Tablica 4.1: Otrzymane parametry przewodnictwa próbek. W przypadku próbek z bramką – dla $U_G = 0$ V.

napięcie coraz niżej. Widać, że wraz z przykładaniem coraz bardziej ujemnego napięcia maksima związane z częstością oscylacji SdH przesuwają się w mniejsze wartości. Przy odpowiednio dużej polaryzacji, uwidaczniają się też wyższe harmoniczne podstawowego maksimum, co jest efektem szybkiej transformacji Fouriera funkcji, która nie jest „czystą” sinusoidą. W przypadku próbek H4 i T4 widać dość jednostajny spadek koncentracji elektronów wraz z przykładanym napięciem, co jest spodziewanym efektem.

Szczególnej uwagi wymaga przypadek próbki H2 (Rys. 4.4a), gdzie dla $U_G > -0.12$ V zaobserwowano dwie populacje elektronów. Jedna z nich pozostaje stała w zależności od U_G i ma koncentrację elektronów ok. 2.8×10^{11} cm^{-2} , podczas gdy druga maleje liniowo z U_G . Interpretacja takiego zachowania opiera się na stwierdzeniu, że populacja elektronów o koncentracji niezależnej od napięcia znajduje się w obszarach nieprzykrytych bramką, a zależna jest natomiast zlokalizowana w obszarach pod bramką [132]. Należy w tym miejscu zauważyć, że próbka H2 z meandryczną bramką ma największą część obszarów nieprzykrytych bramką spośród wszystkich badanych próbek z bramką ($\sim 50\%$). Można zatem spodziewać się, że właśnie w tym przypadku wkład od populacji elektronów zlokalizowanej w obszarach nieprzykrytych bramką widoczny będzie najlepiej.

Uzyskane dane pozwalają wyznaczyć ruchliwość elektronów oraz czas na rozpraszanie pędowe oraz kwantowe. Te dwie pierwsze wielkości można uzyskać w przypadku krzyży hallowskich z ilorazu prądu płynącego przez próbkę I_H do spadku napięcia na dwóch bocznych kontaktach napięciowych U_H . Ruchliwość elektronów μ można wyznaczyć z prostej zależności

$$\frac{U_H}{I_H} = \frac{1}{\mu N e} \frac{L}{W}, \quad (4.1)$$

gdzie $L = 440$ μm to odległość pomiędzy kontaktami napięciowymi na brzegu kanału krzyża hallowskiego, a $W = 65$ μm to jego szerokość. Wielkość niepewności μ oszacowano zakładając niepewność koncentracji na 0.1×10^{11} cm^{-2}

oraz niepewność pomiaru oporu na 10Ω . Oczywiście, im większa ruchliwość, tym mniejszy opór, a zatem dla większych ruchliwości jej niepewność bardzo istotnie rośnie.

Mając wartość ruchliwości i korzystając z zależności 1.5, można obliczyć wartość czasu na rozpraszanie pędowe τ . Czas na rozpraszanie kwantowe τ_q można oszacować dopasowując obwiednię oscylacji SdH do zależności:

$$R_{SdH}(B) = R_0 \frac{A(B)}{\sinh A(B)} \exp \frac{-\pi m^*}{e\tau_q B}, \quad (4.2)$$

gdzie R_0 to parametr dopasowania, a $A(B) = 4\pi^3 k_B T m^* / h e B$, gdzie k_B to stała Boltzmana, T to temperatura, a h to stała Plancka. Funkcję 4.2 dopasowywano do obwiedni będącej różnicą dwóch funkcji sklepanych 2. stopnia (spline), z których jedna łączy punkty oznaczone w maksimach oscylacji SdH, a druga punkty oznaczone w minimach. Są to dokładnie te same funkcje sklepane, które wykorzystano przy procedurze redukowaniu tła pomiarów magnetooporu opisanej powyżej.

Duża różnica pomiędzy czasami τ i τ_q oznacza, że w próbce dominują centra rozpraszające dalekiego zasięgu, co jest spodziewanym rezultatem w heterostrukturze o wysokiej ruchliwości elektronów. Spore różnice pomiędzy wynikami τ_q wynikają prawdopodobnie z bardzo dużej zależności tej wielkości od temperatury – o ile opór próbki w $B = 0.0$ T nie ulega istotniejszej zmianie przy spadku temperatury, to amplituda oscylacji SdH rośnie bardzo istotnie. Stąd też drobne różnice w temperaturze próbek, w poszczególnych pomiarach, skutkowały dość znacznymi zmianami τ_q .

W przeciwieństwie do ruchliwości μ i czasu na rozpraszanie pędowe τ , wartość czasu na rozpraszanie kwantowe τ_q można wyznaczyć dla dowolnej próbki, która wykazuje oscylacje Shubnikova-de Haasa. Ze względu na mocno wydłużony kształt wszystkich badanych próbek zawodzi metoda wyznaczania ruchliwości metodą magnetooporu geometrycznego [138]. Dla próbki H3 nie wykonano pomiarów hallowskich, a jedynie pomiar magnetooporu. Należy się jednak spodziewać, że wartości będą podobne, jak dla próbki H1, gdyż obie mają taką samą koncentrację elektronów (Rys. 4.3) oraz mają identyczny kształt.

4.2 Detekcja promieniowania ze źródeł o przestrajalnej częstotliwości

W tej części opisane są wyniki detekcji promieniowania (fotonapięcia) mierzone w zależności od wielkości indukcji pola magnetycznego B dla kolejnych

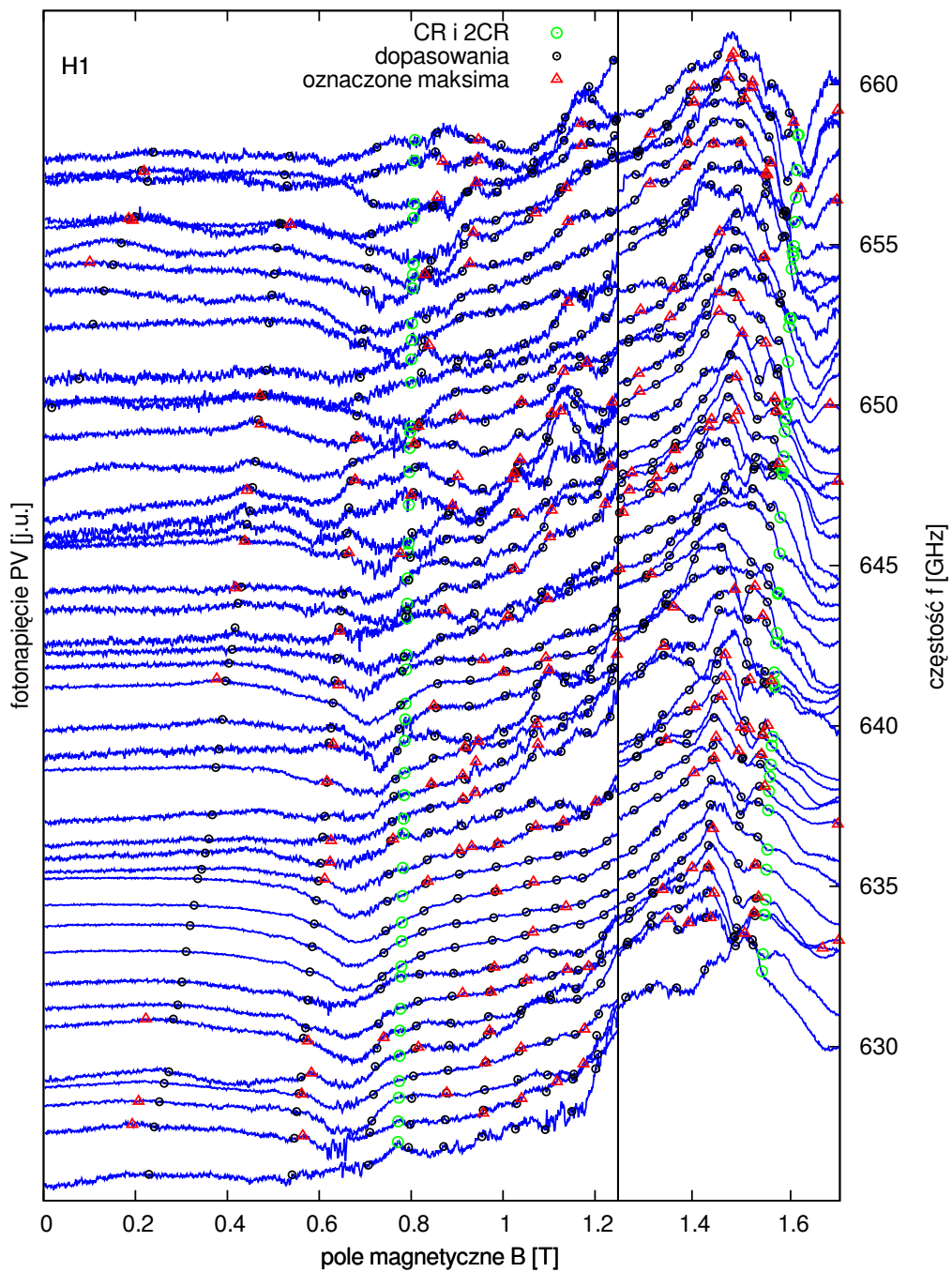
częstości promieniowania THz. Wykorzystywane były dwa źródła – dioda VDI oraz karcinotron. O ile nie będzie wspomniane inaczej, pomiary wykonane zostały w temperaturze ciekłego helu – 4.2 K. Najpierw omówione są widma uzyskane ze źródłem VDI w pasmie 630–660 GHz, a następnie, widma otrzymane z wykorzystaniem źródła BWO. Wyniki te pozwalają prześledzić zależność częstości wzbudzeń magnetoplazmowych od pola magnetycznego, co pozwala wyznaczyć częstości plazmonów w zerowym polu magnetycznym. Znajomość tych wielkości daje możliwość wyprowadzenia wniosków nt. kształtu dyspersji wzbudzeń plazmy w badanych próbkach. Omówiony zostanie temat obserwacji maksimum w okolicy drugiej harmonicznej rezonansu cyklotronowego. Kolejnym tematem będzie eksperyment, w którym przykładano do bramki napięcie, a także eksperyment polegający na oświetleniu próbki światłem widzialnym.

4.2.1 Źródło VDI w pasmie 630–660 GHz

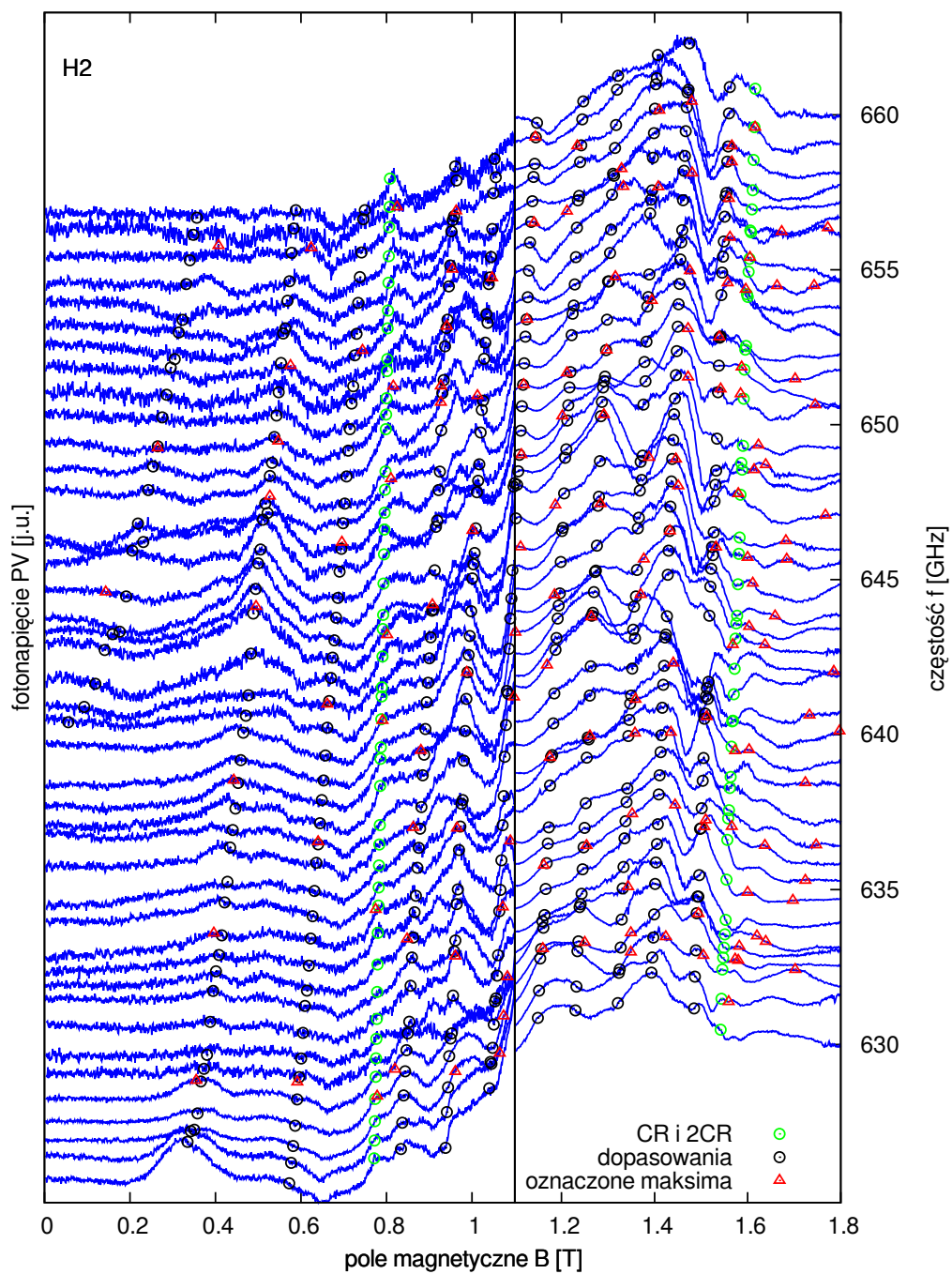
Wyniki otrzymane ze źródłem VDI w pasmie 630–660 GHz są podstawą dużej części wniosków niniejszej pracy. Stało się tak, gdyż dioda VDI charakteryzuje się doskonałą stabilnością w czasie, co pozwoliło na przeprowadzenie szeregu długotrwałych serii pomiarów. W przypadku lasera dalekiej podczerwieni uzyskanie takich rezultatów jest dużo trudniejsze. Otrzymane widma są także, dzięki stabilności źródła, bardziej powtarzalne, co pozwala na dogłębne porównania wyników otrzymanych na różnych próbkach lub przy różnych schłodzeniach tej samej próbki. Niezwykle istotne jest także to, że źródło VDI ma przestrajalną częstość, co pozwoliło na wykonanie serii pomiarów dla szeregu bliskich sobie częstości. Tego typu pomiary stanowią jedną z podstaw, na których bazuje dalsza analiza i interpretacja uzyskanych danych. Uzyskano na ich podstawie krzywe dyspersji wzbudzeń plazmowych, co pozwoliło na dopasowanie odpowiednich modeli teoretycznych. Poza powyższym, uzyskano także wyniki w funkcji napięcia polaryzującego bramkę dla stałej częstości promieniowania.

Zbiorcze wykresy przedstawiające widma detekcji promieniowania zmierzone w zależności od wielkości pola magnetycznego B dla różnych częstości promieniowania z zakresu 630–660 GHz przedstawione są dla próbki H1 na Rys. 4.5, dla próbki H2 na Rys. 4.6, dla próbki H3 na Rys. 4.7, dla próbki H4 na Rys. 4.8, a dla próbki T4 na Rys. 4.10. Kolejne pomiary wykonywano z krokiem częstości 0.72 GHz, zaczynając od 630.00 GHz. Aby ukazać ewolucję tak zebranych widm, przedstawiono je na wspólnym wykresie, przesunięte dla czytelności w skali pionowej, w taki sposób, że każde wyżej umieszczone widmo zmierzone było dla większej częstości padającego na próbkę promieniowania.

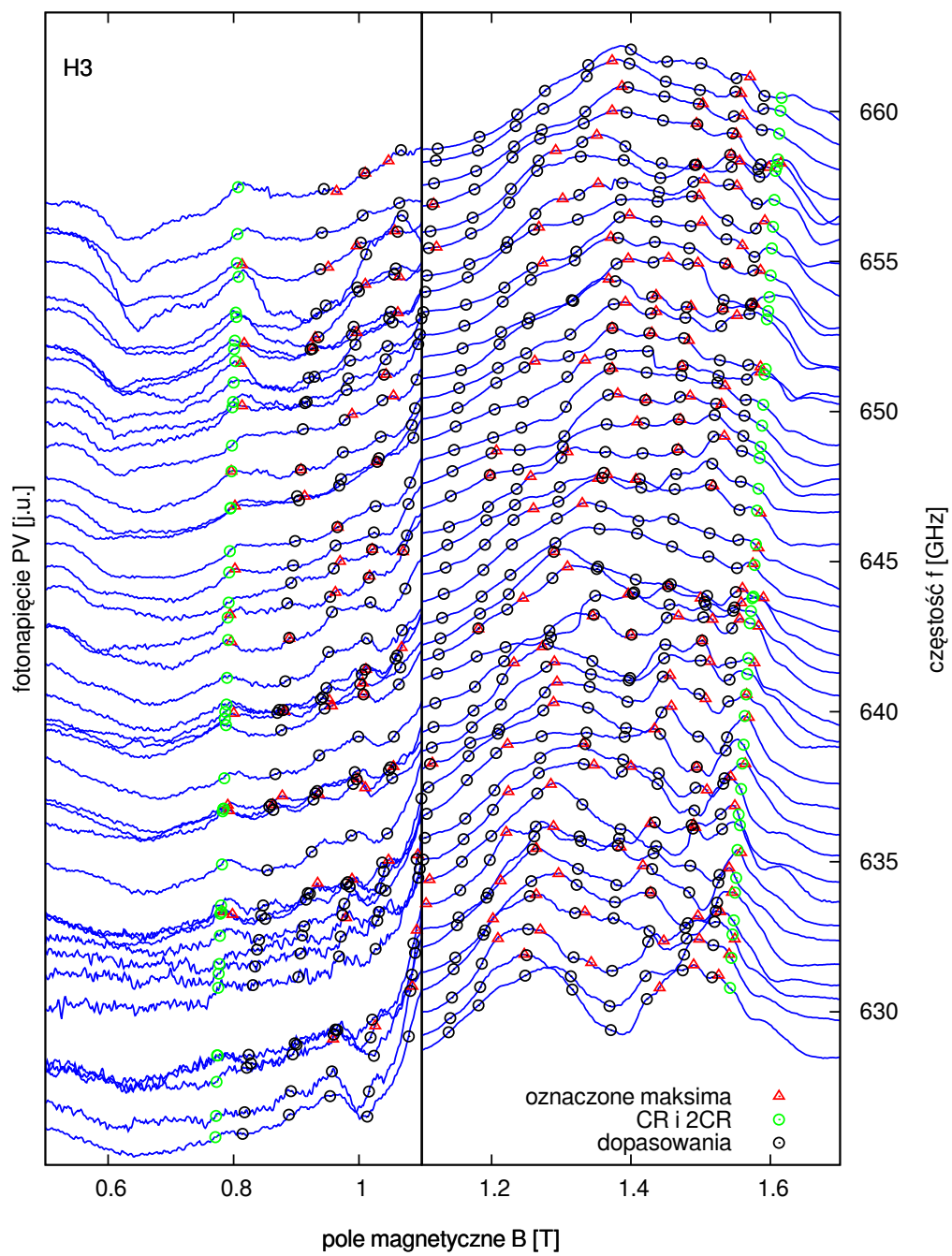
W typowym widmie dostrzec można serię maksimum położonych w polach magnetycznych niższych od pola rezonansu cyklotronowego. W omawianym



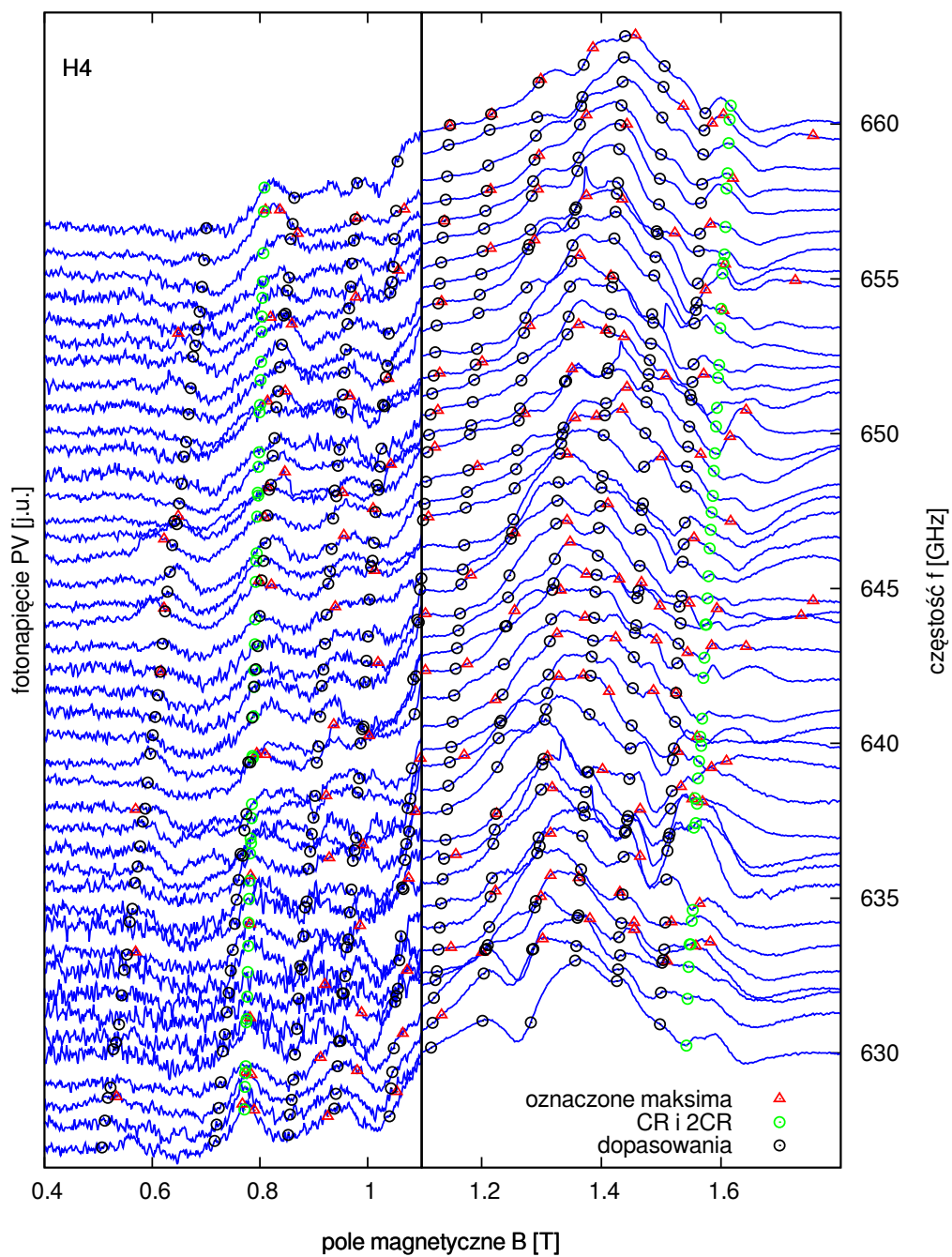
Rysunek 4.5: Wyniki uzyskane dla próbki H1 w zakresie 630–660 GHz diody VDI. Opis symboli w tekście.



Rysunek 4.6: Wyniki uzyskane dla próbki H2 w zakresie 630–660 GHz diody VDI. Opis symboli w tekście.



Rysunek 4.7: Wyniki uzyskane dla próbki H3 (a) w zakresie 630–660 GHz diody VDI. Opis symboli w tekście.



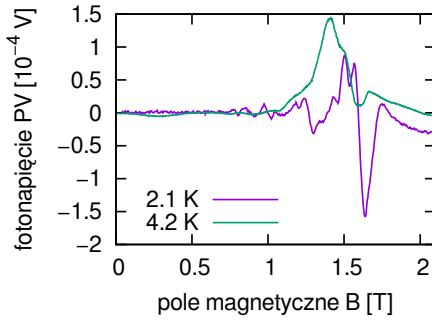
Rysunek 4.8: Wyniki uzyskane dla próbki H4 (b) w zakresie 630–660 GHz diody VDI. Opis symboli w tekście.

zakresie częstości promieniowania $B_{CR} \approx 1.55 - 1.60$ T, co zostało oznaczone zielonymi okręgami. Widać bardzo wyraźnie, że zaobserwowane maksima przesuwają się w coraz wyższe pola magnetyczne wraz ze wzrostem częstości podającego na próbkę promieniowania. Przesunięcia te są prawie równoległe do pola magnetycznego odpowiadającego rezonansowi cyklotronowemu B_{CR} . Zielone okręgi w pobliżu $B = 0.8$ T oznaczają drugą harmoniczną rezonansu cyklotronowego, która omówiona będzie szerzej w rozdziale 4.2.5.

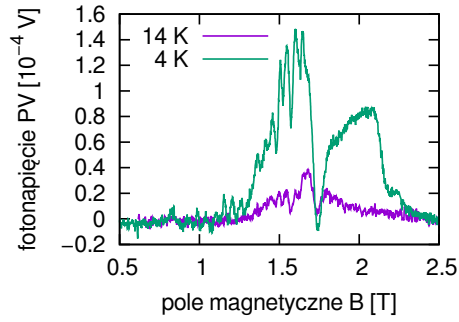
Maksima obserwowane są począwszy od bardzo niskich pól magnetycznych. Oznacza to duży stosunek częstości plazmowych $\omega_{p,n}$ do częstości promieniowania ω , gdyż $\omega^2 = \omega_c^2 + \omega_{p,n}^2$. Maksima położone są na tyle blisko siebie, że częściowo się zlewają, tworząc bardzo szeroką strukturę ciągnącą się od ok. 1.1 T do 1.6 T. Dzieje się tak, gdyż maksima w tym obszarze są najbardziej do siebie zbliżone i mają największą amplitudę. Zlewanie się maksimów jest szczególnie mocne w przypadku próbek nieprzykrytych bramką – H1 i H3 – gdzie maksima występują gęściej niż dla próbek z bramką. Sprawia to, że w przypadku widm otrzymanych dla tych próbek, określenie położenia jest dużo trudniejsze, gdyż ich amplituda względem tła tworzonego przez pozostałe maksima jest niewielka. Maksima widoczne w zakresie pól magnetycznych $B \sim 0.0-1.1$ T mają dużo mniejszą amplitudę i są bardziej od siebie oddalone, dlatego też nie tworzą tak szerokiego i obłego tła, jak maksima obserwowane bliżej rezonansu cyklotronowego, w zakresie 1.1–1.6 T.

Z tego powodu, dla czytelnego przedstawienia widm, konieczne było podzielenie widm na dwie części. W przeciwnym wypadku, maksima w części niskopolowej widma byłyby słabo widoczne. Na Rys. 4.5, 4.6, 4.7, 4.8, 4.10 każda, z obu części widm, została znormalizowana oddzielnie, co pozwoliło wyraźnie ukazać maksima widoczne w obu omawianych zakresach pól magnetycznych. Innymi słowy, jednostki umowne zastosowane w obu częściach widm są różne, a amplituda części niskopolowej jest w rzeczywistości dużo mniejsza od amplitudy części wysokopolowej. Z uwagi na taką procedurę, pojedyncze widmo, zazwyczaj nie skleja się w punkcie oddzielającym dwie części widma. Normalizacja widma była uzasadniona, ponieważ w dalszej analizie nie są potrzebne bezwzględne amplitudy maksimów, a tylko ich położenia.

Czerwonymi trójkątami oznaczono maksima, których położenia – tj. częstość, dla której wykonano pomiar oraz pole magnetyczne – będą wykorzystane w dalszej analizie. Punkty oznaczające maksima zostały wybrane za pomocą wykresów przedstawiających uzyskane widma w postaci barwnych map o współrzędnych: częstość promieniowania f i pole magnetyczne B , jak również za pomocą zbiorczych wykresów przedstawionych w niniejszej pracy (Rys. 4.5, 4.6, 4.7, 4.8, 4.10). W różnych przypadkach, jedna z metod przedstawienia danych może być wygodniejsza od drugiej i pozwolić na lepsze uwidocznienie detali. Jednak, z uwagi na dużą różnicę pomiędzy wyglądem wykresów



(a) Sygnał z próbki T4 dla częstotliwości promieniowania $f = 658$ GHz w przypadku dwóch różnych schłodzeń do temperatur 4 K i 2 K.



(b) Sygnał z próbki H4 dla częstotliwości promieniowania $f = 660$ GHz przy tym samym schłodzeniu, ale w dwóch temperaturach – 4.2 K i ok. 14 K.

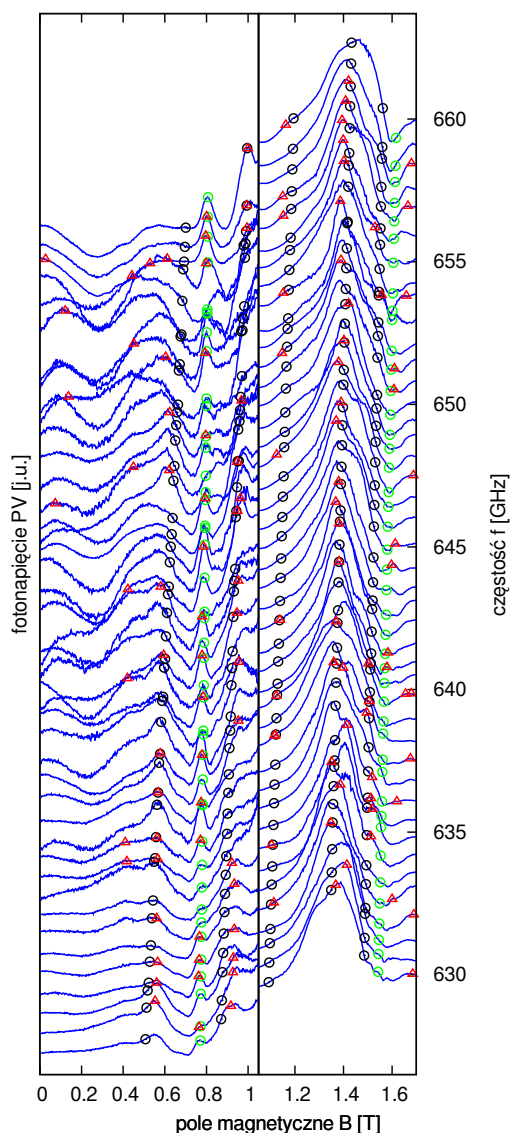
Rysunek 4.9: Porównania widm zmierzonych przy różnych temperaturach próbek.

w postaci map na ekranie komputera i w druku, zdecydowano się nie umieszczać ich w niniejszej pracy. Poza tym problemem natury technicznej, wykresy w postaci map zajęłyby bardzo dużo miejsca, a dane w nich zawarte są identyczne, jak na przedstawionych zbiorczych wykresach wszystkich zebranych widm. Czerwonymi trójkątami oznaczono tylko niektóre z maksimum widocznych w niektórych widmach. Dla dalszej analizy nie jest konieczne oznaczanie każdego maksimum, a zabieg taki wręcz uczyniłby, dotychczas przedstawione i kolejne, wykresy mniej czytelnymi.

Czarne okręgi oznaczają przewidywane położenia maksimum rezonansów magnetoplazmowych otrzymane poprzez dopasowane zależności częstotliwości magnetoplazmonu od pola magnetycznego. Dane te uprzedzają wnioski jakie można wyciągnąć z zaprezentowanych do tej pory danych. Zdecydowano się jednak uzupełnienia zaprezentowane Rys. 4.10, 4.5, 4.6, 4.7, 4.8, jako przedstawienia szerszej części rezultatów opisywanych w niniejszej pracy doktorskiej, uwzględniając również dalsze wnioski. Przewidywane położenia n -tego modu rezonansu magnetoplazmowego B_n otrzymano, korzystając z zależności:

$$B_n(f) = 2\pi \frac{m^*}{e} \sqrt{f^2 - f_{p,n}^2}, \quad (4.3)$$

gdzie $f_{p,n}$ to dopasowana częstotliwość n -tego modu plazmowego w $B = 0$ T. Sposób otrzymania wartości $f_{p,n}$ przedstawiony jest w następnym rozdziale niniejszej pracy (4.2.3). Analiza wniosków płynących z tych dopasowań jest przedmiotem kolejnego rozdziału 4.2.4.



Rysunek 4.10: Wyniki uzyskane dla próbki T4 w zakresie 630–660 GHz diody VDI. Opis symboli w tekście.

4.2 K temperaturach wykazują dużo mniejszy sygnał i większy szum (Rys. 4.9b). Dlatego też zdecydowano się wykonywać pomiary w temperaturze ciekłego helu – 4.2 K – która wydaje się dobrze wypośredkować efekt wzrostu amplitudy sygnału wraz ze spadkiem temperatury z jednej strony, a nadmierną amplitudą optycznie indukowanych oscylacji SdH z drugiej.

Dla widm otrzymanych w $T = 4$ K, w polach magnetycznych powyżej rezonansu cyklotronowego B_{CR} , dominującym efektem są optycznie indukowane oscylacje przypominające oscylacje Shubnikova-de Haasa. Po wykonaniu pomiarów w temperaturze ok. 2 K, stwierdzono, że w tej temperaturze oscylacje SdH stają się dominującym efektem w całym zakresie pól magnetycznych. Nie jest to zjawisko korzystne dla badań wzbudzeń magnetoplazmowych w wykorzystywanym zakresie częstości promieniowania, gdyż w takiej sytuacji, w widmach widocznych jest wiele nałożonych na siebie maksimów pochodzących od różnych efektów. Niektóre z tych maksimów związane są z optycznie indukowanymi oscylacjami SdH, a inne odpowiadają rezonansom magnetoplazmowym. Rozwikłanie takiego widma jest zatem dużo trudniejszym zadaniem.

Przykład dwóch widm, z których jedno zmierzono w temperaturze 4.2 K, a drugie w temperaturze 2.1 K, pokazuje Rys. 4.9a. Widać, że wraz ze spadkiem temperatury istotnie wzrosła względna i absolutna amplituda optycznie indukowanych oscylacji SdH, natomiast amplituda i szerokość rezonansów magnetoplazmowych bardzo zmalała. Z kolei, pomiary wykonane w wyższych od

źródło	zakres [GHz]	H1	H2	H3	H4	T4
VDI	630–660	4.5	4.6	4.7	4.8	4.10
BWO	300–480	4.11a	4.11b	4.12b	–	4.12a
BWO	200–300	4.11c	4.11d	4.12d	4.13	4.12c
BWO	100–170	4.11e	4.11f	–	–	4.12e

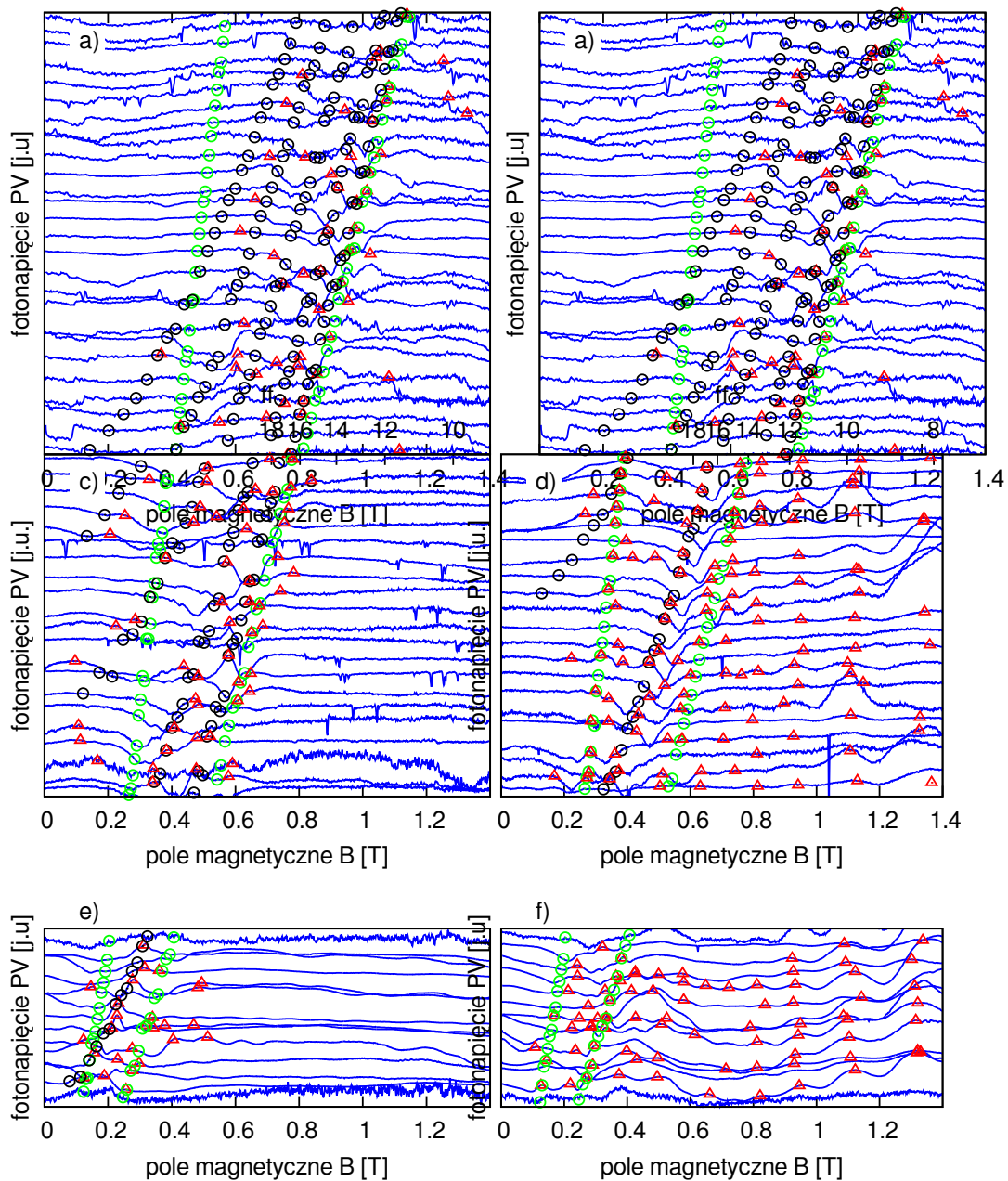
Tablica 4.2: Spis pomiarów wykonanych w poszczególnych zakresach częstości promieniowania na poszczególnych próbkach. Numery wewnątrz komórek to numery rysunków zawierających dane widma.

Dysponując wyłącznie wynikami eksperymentów w zakresie 630–660 GHz nie można jednoznacznie stwierdzić, jakiego typu zależność częstości magneto-plazmonów od pola magnetycznego występuje w badanym przypadku. Dzieje się tak dlatego, że równie dobrze do zadanych widm można by dopasować zależność typu $\sqrt{\omega_c^2/4 + \omega_{p,n}^2} + \omega_c/2$ jak i $\sqrt{\omega_c^2 + \omega_{p,n}^2}$. Wynika to z wąskości omawianego zakresu częstości promieniowania 630–660 GHz – szerokość zakresu wynosi $30/630 \approx 5\%$. Rozróżnienie pomiędzy dwoma typami zależności częstości magnetoplazmonu od pola magnetycznego można wykonać dopiero wtedy, gdy dysponuje się serią pomiarów wykonanych w dużo szerszym zakresie spektralnym. Zatem, przedstawione teoretyczne położenia spodziewanych rezonansów uprzedzają nieco wnioski płynące z rezultatów otrzymanych z wykorzystaniem karcinotronu, omówione w następnej części niniejszej pracy.

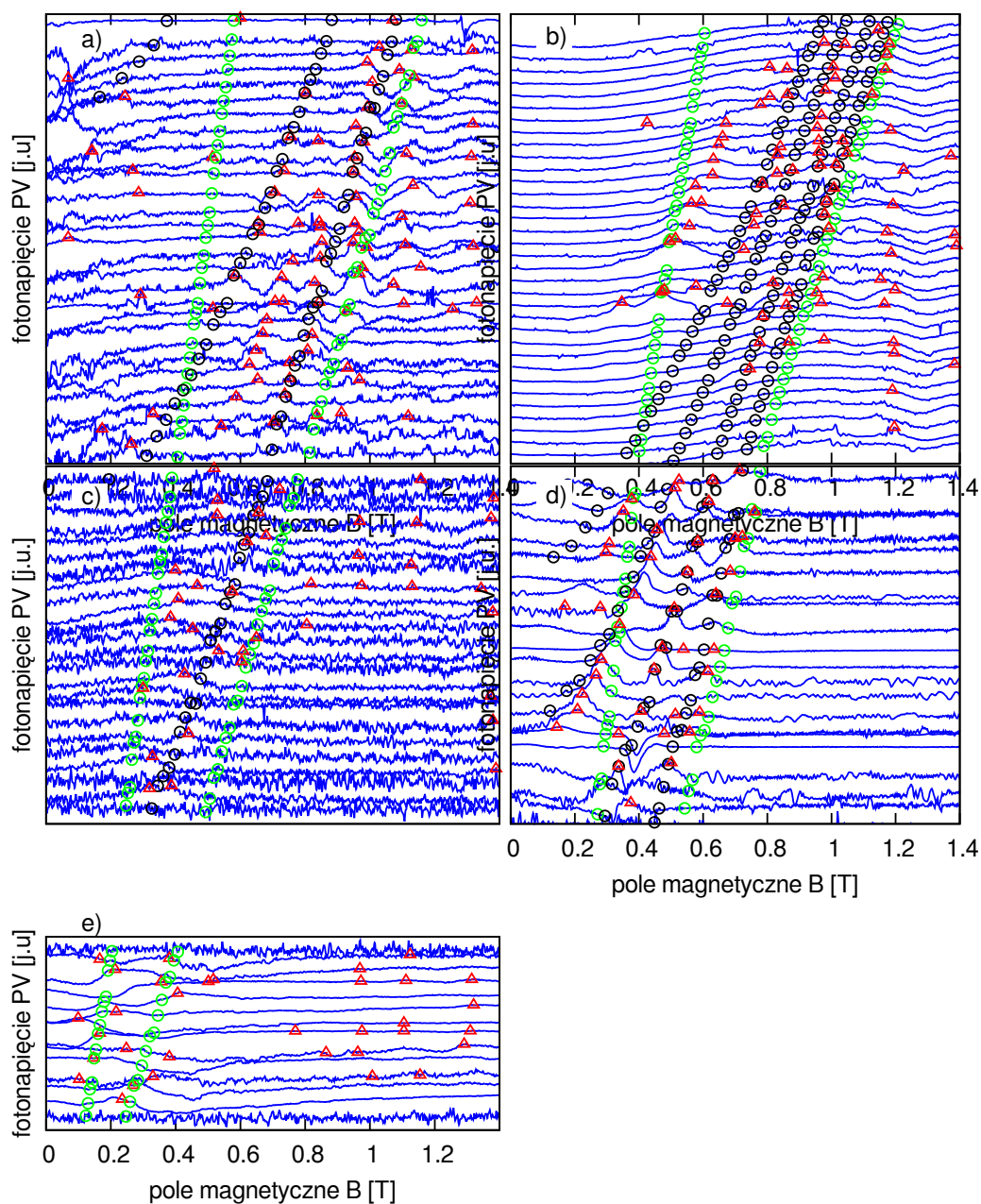
Wykonano także pomiary w zakresach 210–220 GHz oraz 105–110 GHz dostępnych dla diody VDI przy innych konfiguracjach powielaczy częstości. Nie będą one jednak omówione w niniejszej pracy, ze względu, na to, że dużo bardziej owocne okazały się wyniki uzyskane z wykorzystaniem źródła BWO obejmujące całkowicie dwa wymienione wyżej zakresy diody VDI.

4.2.2 Karcinotron

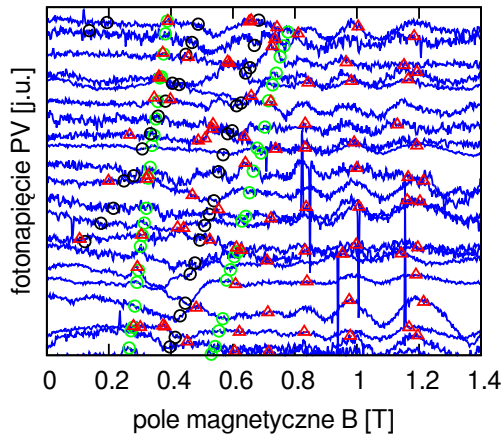
Pomiary z wykorzystaniem tego źródła promieniowania dalekiej podczerwieni należały do jednych z najtrudniejszych spośród wszystkich przedstawionych w niniejszej pracy. Z tej racji, jakość poszczególnych widm może budzić pewne zastrzeżenia, szczególnie z powodu wysokiego poziomu szumów. Rezultaty te należy traktować jako uzupełnienie wyników uzyskanych w zakresie 630–660 GHz ze źródłem VDI. Głównym celem przeprowadzenia tych pomiarów było stwierdzenie, jakiego typu zależność wzbudzeń plazmy od pola magnetycznego zachodzi w badanych próbkach. Dopiero pomiary wykonane w szerokim zakresie częstości, za pomocą źródła BWO, pozwalają na jednoznaczne rozróżnienie obu typów wzbudzeń magnetoplazmowych.



Rysunek 4.11: Wyniki detekcji promieniowania otrzymane dla próbek H1 (segmenty a, c, e) oraz H2 (segmenty b, d, f) z wykorzystaniem karcinotronu pracującego w następujących zakresach częstotliwości: 300–470 GHz (a, b), 200–320 GHz (c, d) oraz 100–170 GHz (e, f). Szczegółowy opis w tekście.



Rysunek 4.12: Wyniki detekcji promieniowania otrzymane dla próbek T4 (segmenty a, c, e) i H3 (segmenty b, d) z wykorzystaniem karcinotronu pracującego w następujących zakresach częstości: 300–470 GHz (a, b), 200–320 GHz (c, d) oraz 100–170 GHz (e). Szczegółowy opis w tekście.



Rysunek 4.13: Wyniki detekcji promieniowania otrzymane dla próbki H4 z wykorzystaniem karcinotronu pracującego w zakresie 200–320 GHz. Szczegółowy opis w tekście.

dają wyższym częstościom. Czerwone trójkąty na Rys. 4.11, 4.12 i 4.13 oznaczają zaznaczone do dalszych analiz położenia maksimum w widmach. Punkty czarne są to teoretyczne położenia rezonansów magnetoplazmowych, obliczone jako przedłużenie rezonansów magnetoplazmowych wyznaczonych z pomiarów przeprowadzonych w pasmie 630–660 GHz źródła VDI. Obliczenia wykonano przy założeniu, że mamy do czynienia z zależnością typu $\sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2}$ oraz, że koncentracja elektronów we wszystkich pomiarach, wykonanych przy różnych schłodzeniach próbki, jest identyczna. Zielone okręgi reprezentują natomiast położenia pola magnetycznego odpowiadającego rezonansowi cyklotronowemu B_{CR} oraz drugiej harmonicznej tego rezonansu $B_{CR}/2$.

Ułożenie segmentów w Rys. 4.11 i 4.12 stara się oddać zależność częstości wzbudzeń magnetoplazmowych od pola magnetycznego. Na Rys. 4.11, segmenty po lewej stronie – a,c,e – przedstawiają pomiary dla próbki H1 nieprzykrytej bramką. Odpowiednio, segmenty po prawej stronie – b,d,f – przedstawiają wyniki pomiarów dla próbki H2 przykrytej meandryczną bramką. Segmenty w górnym rzędzie (a,b) pokazują widma otrzymane w zakresie 300–470 GHz, środkowy rząd (c,d) przedstawia z kolei wyniki z zakresu 200–300 GHz, natomiast dolny rząd (e,f) z zakresu 100–170 GHz. Analogiczny układ zastosowano w Rys. 4.12, gdzie segmenty po lewej stronie pokazują widma dla próbki T4 przykrytej bramką w kształcie grzebienia, a po prawej stronie dla próbki H3, nieprzykrytej bramką.

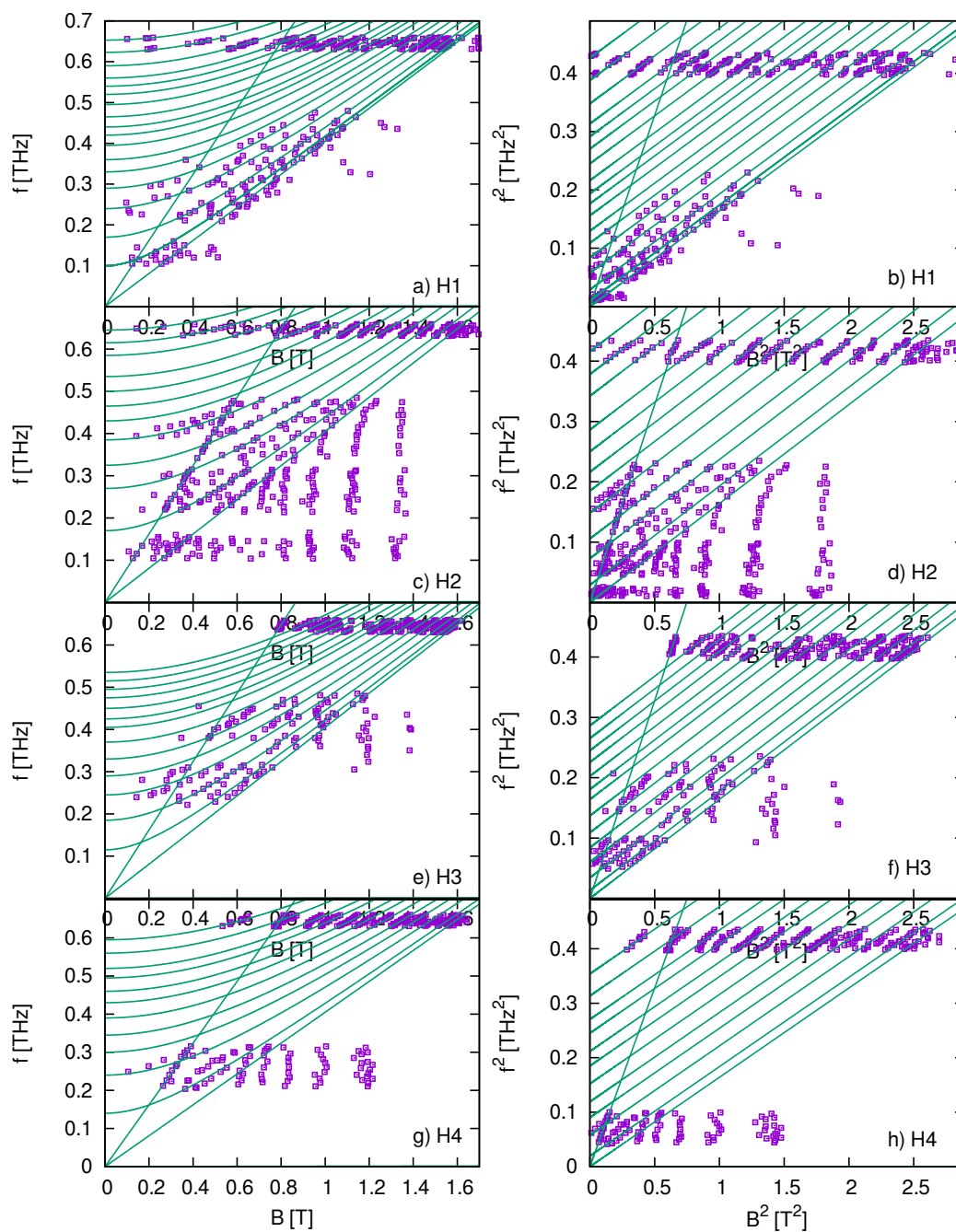
Serie pomiarowe wykonywano strojąc częstość promieniowania generowanego przez BWO co 5 GHz. Dla niektórych próbek w pewnych zakresach częstości promieniowania nie udało się uzyskać sygnału przewyższającego poziom szumu. Tabela 4.2 pokazuje, w jakich zakresach częstości udało się uzyskać wyniki dla poszczególnych próbek i nr wykresu, na którym są one przedstawione. Rysunki 4.13, 4.11 i 4.12 zawierają te rezultaty. Poszczególne widma zostały znormalizowane, ponieważ moc promieniowania padającego na próbkę zależała od wybranej częstości. Widma zostały dla czytelności przesunięte w skali pionowej, w taki sposób, że wyższe widma odpowia-

Dla próbki H4 udało się uzyskać dobrej jakości widma tylko dla pojedynczego zakresu 200–320 GHz, dlatego przedstawione są one na oddzielnym Rys. 4.13. W części widm, w polach magnetycznych $B > B_{CR}$, widoczne są wyraźne optycznie indukowane oscylacje przypominające oscylacje Shubnikova-de Haasa. Jest to efekt dominujący w tym zakresie pól magnetycznych. Jednocześnie, dla pól niższych od B_{CR} , widoczne są maksima związane ze wzbudzeniami magnetoplazmowymi i dla większości wyników są one dużo silniejsze niż optycznie indukowane oscylacje SdH.

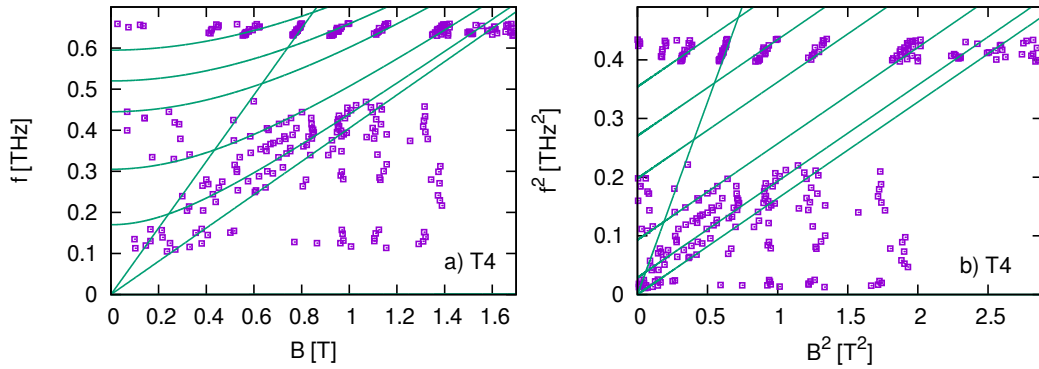
4.2.3 Wyznaczenie częstości plazmonów $f_{p,n}$

Głównym celem analizy, przedstawionej w tej części pracy, jest znalezienie częstości poszczególnych modów plazmowych w zerowym polu magnetycznym $B = 0$. Aby to osiągnąć, punkty oznaczone czerwonymi trójkątami na Rys. 4.5, 4.6, 4.7, 4.8, 4.10, 4.13, 4.12 i 4.11 przedstawiono na wykresach zawartych na Rys. 4.14 i 4.15. Wykresy zamieszczone po lewej stronie (Rys. 4.14a,c,e,g oraz Rys. 4.15a) tych rysunków pokazują zależność częstości f zaobserwowanych rezonansów od pola magnetycznego B . Częstość f odpowiada zarazem częstości promieniowania padającego na próbkę w danym pomiarze. Wykresy znajdujące się po prawej stronie (Rys. 4.14b,d,f,h oraz Rys. 4.15b) pokazują zależność kwadratu częstości zaobserwowanych maksimów od kwadratu pola magnetycznego. W podziale poziomym, na Rys. 4.14, w pierwszym rzędzie (a, b) umieszczone są wyniki dla próbki H1, w rzędzie drugim (c, d) dla próbki H2, w rzędzie trzecim (e, f) dla próbki H3 oraz w rzędzie czwartym (g, h) dla próbki H4. Rezultaty dla próbki T4 przedstawione są na oddzielnym Rys. 4.15. Otrzymano zatem układ, w którym te same wyniki ukazane w dwóch formach przedstawione są na sąsiadujących ze sobą wykresach.

Podobnie, jak w przypadku wykresów przedstawiających widma zbiorczo, także i w przypadku Rys. 4.14 i 4.15 istnieje wyraźny podział na dwa obszary – w przypadku pól magnetycznym większych od pola rezonansu cyklotronowego ($B > B_{CR}$) lub, równoważnie, częstości promieniowania mniejszych od częstości cyklotronowej ($\omega_c > \omega$) – widoczne są dla niektórych próbek optycznie indukowane oscylacje przypominające oscylacje Shubnikova-de Haasa. W pozostałym obszarze wykresów można dostrzec wiele serii punktów, które tworzą ciągi o nachyleniu równoległym do rezonansu cyklotronowego. Związane są one ze wzbudzeniami magnetoplazmonów, co widać dobitnie na wykresach przedstawiających zależność kwadratu częstości wykorzystanego promieniowania f^2 od kwadratu pola magnetycznego B^2 (Rys. 4.14b,d,f,h oraz Rys. 4.15b). Teoretyczne krzywe tworzą na wykresie o takich współrzędnych równoległe linie proste. Inną zaletą takiego przedstawienia otrzymanych położień maksimów w widmach jest to, że w tej postaci zakres częstości 630–660 GHz jest bardziej



Rysunek 4.14: Położenia maksimów zaobserwowane w widmach otrzymanych za pomocą źródła VDI oraz karcinotronu dla próbek H1 (a, b), H2 (c, d), H3 (e, f) i H4 (g, h) we współrzędnych liniowych (a, c, e, g) oraz kwadratowych (b, d, f, h).



Rysunek 4.15: Położenia maksimów zaobserwowane w widmach otrzymanych za pomocą źródła VDI oraz karcinotronu dla próbki T4 we współrzędnych liniowych (a) oraz kwadratowych (b).

rozciągnięty niż na wykresach w skali liniowej. Jest to korzystne, ponieważ to wyniki z tego pasma stanowią podstawę dalszej analizy danych.

Powyższa, jakościowa analiza położenia zaobserwowanych wzbudzeń pozwala stwierdzić, że są one zgodne z zależnością typu $\sqrt{\omega_c^2 + \omega_{p,n}^2}$. Widać, że punkty odpowiadające maksimom w widmach dość dobrze układają się na krzywych zarówno na wykresach wykonanych w skali liniowej, jak i w kwadratowej. Przedstawione teoretyczne zależności są przedłużeniem, w kierunku $B = 0$, dopasowań częstości plazmowych $f_{p,n}$ do wyników z zakresu częstości 630–660 GHz. Linie te są tożsame z teoretycznymi punktami oznaczonymi jako czarne okręgi na Rys. 4.5, 4.6, 4.7, 4.8, 4.10, 4.13, 4.12 i 4.11. Widać, że rezultaty otrzymane z wykorzystaniem karcinotronu (100–500 GHz) stanowią przedłużenie rezonansów zaobserwowanych w zakresie 630–660 GHz.

Mody numerowane są tak, że najmniejsze wyznaczone $f_{p,n}$ otrzymało nr $n = 1$, a kolejne wyższe częstości $f_{p,n}$ coraz wyższe numery n . Równoważne jest to numerowaniu maksimów począwszy od maksimum najbliższego rezonansowi cyklotronowemu $B_{CR} = 2\pi f m^*/e$, nadając kolejne numery maksimom widocznym w coraz to niższych polach magnetycznych. Oprócz teoretycznych zależności opisujących częstości magnetoplazmonów, na Rys. 4.14 i 4.15 przedstawiono także położenie rezonansu cyklotronowego – najniższej położona linia przechodząca przez punkt $(B = 0, f = 0)$. Pokazano również położenie drugiej harmonicznej rezonansu cyklotronowego – linia o największym nachyleniu, przecinająca wszystkie pozostałe linie. Dokładniejszy opis tego drugiego zjawiska znajduje się w rozdziale 4.2.5 niniejszej pracy.

Należy zauważyć, że nie obserwuje się pełnej zgodności ilościowej pomiędzy poszczególnymi seriami pomiarowymi. Jako przykład niezgodności ilościowej można pokazać, w szczególności, Rys. 4.12d, gdzie trzeci mod magneto-

plazmowy¹ $f_{p,3}$ (czerwone trójkąty) miał w zakresie 200-320 GHz położenia rezonansowe przesunięte w kierunku wyższych pól magnetycznych względem ekstrapolowanych z wyników z zakresu 630-660 GHz (czarne okręgi). Tę samą rozbieżność widać na Rys. 4.14e. Takie przesunięcie oznacza, że częstość 3. modu rezonansu plazmowego w zerowym polu magnetycznym była w wynikach otrzymanych z karcinotronem o około 10–20 GHz mniejsza od tej wyznaczonej z wyników z zakresu 630–660 GHz. Nawet większe przesunięcie można zaobserwować dla 4. modu.

Inna niezgodność dotyczy rezultatów uzyskanych dla próbki T4 w zakresie 200–470 GHz (Rys. 4.12a,c i 4.15). Otóż istnieje tam ewidentne maksimum widoczne pomiędzy, teoretycznie ekstrapolowanymi w ten zakres, 1. i 2. modem. Możliwe wyjaśnienie rozbieżności między wynikami opiera się na fakcie, że różne serie pomiarów wykonano przy innych schłodzeniach próbki. Mogło to skutkować nieznacznie inną koncentracją elektronów w poszczególnych przypadkach. Taka niewielka zmiana częstości rezonansu magnetoplazmowego objawia się jednak znaczną zmianą położenia rezonansów magnetoplazmowych w polu magnetycznym, w przypadku gdy, rezonans zachodzi w niskich polach magnetycznych – tj. w warunkach gdy $\omega_c \ll \omega_p$.

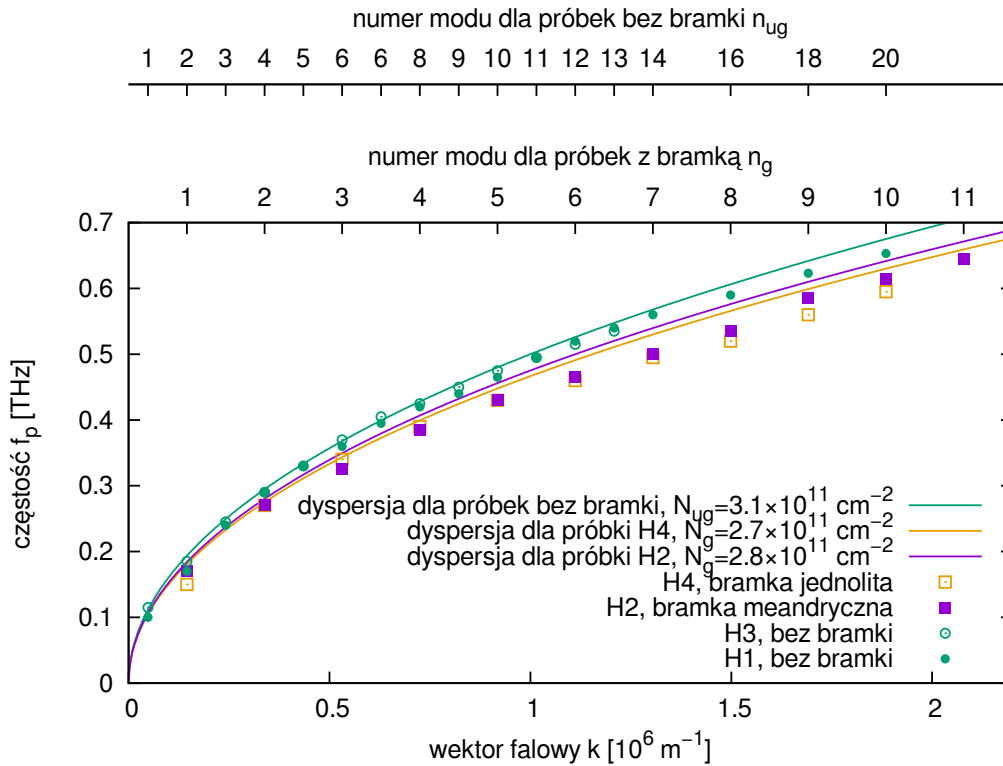
Przedstawione wyniki pozwalają stwierdzić, że zaobserwowane maksima są wzbudzenia magnetoplazmowymi o zależności częstości od pola magnetycznego typu $\sqrt{\omega_c^2 + \omega_{p,n}^2}$. Dzięki temu założeniu, poprzez dopasowania, wyznaczono częstości $f_{p,n}$ poszczególnych modów plazmonów. Interpretacja wyznaczonych wartości będzie przedmiotem następnego rozdziału 4.2.4.

4.2.4 Zależności dyspersyjne plazmonów

Na podstawie omówionej w poprzednim rozdziale analizy wyznaczono wartości częstości $f_{p,n} = \omega_{p,n}/2\pi$ wzbudzeń plazmy w $B = 0$, co pozwala na określenie charakteru relacji dyspersyjnej badanych rezonansów. Procedura polega na przypisaniu poszczególnym modom wzbudzeń plazmy takich wektorów falowych k_n , aby dopasować w ten sposób wyznaczone częstości $f_{p,n}$ do krzywej teoretycznej. Należy wybrać regułę określającą k_n , która musi wiązać się z jakimś rozmiarem próbki w którym mogłyby wzbudzić się plazmony. Są to np. okres metalicznej siatki, szerokość próbki, itp. Z drugiej strony, należy określić jaka dyspersja plazmonów jest obserwowana w danej próbce. Może to być dyspersja plazmonów ekranowanych, nieekranowanych lub mieszana.

Już przy pobieżnym oglądzie otrzymanych wartości można zauważyć, że częstości wzbudzeń są proporcjonalne do pierwiastka kwadratowego z numeru

¹Trzecie maksimum liczone od rezonansu cyklotronowego w kierunku mniejszych pól magnetycznych



Rysunek 4.16: Wyznaczona dyspersja plazmonów dla próbek: H1, H2, H3 i H4.

modu wzbudzenia. Widać to chociażby na wykresach $f^2(B^2)$ (Rys. 4.14b,d,f,h oraz Rys. 4.15b), gdzie kwadraty częstości kolejnych modów plazmowych w $B = 0 \text{ T}$ są od siebie równo odległe. Już sam ten fakt wskazuje, że dla próbek H1–H4 relacja dyspersyjna ma postać, w której występuje efektywna funkcja dielektryczna dla 2DEG nieprzykrytego bramką (wzory 1.26 i 1.29), gdyż właśnie dyspersja plazmonu w nieekranowanym 2DEG ma postać pierwiastkową.

Dyspersja plazmonów w próbkach bez bramki

W przypadku próbek bez bramki wybór rodzaju dyspersji plazmonów jest kwestią bezdyskusyjną. Jeśli chodzi o wyznaczenie wektora falowego, to w przypadku nominalnie identycznych próbek H1 i H2, głównym „podejrzonym” pozostaje rozmiar samej próbki – a dokładniej, jej szerokość $W = 65 \mu\text{m}$. Ponieważ długość tych próbek wynosi aż $1300 \mu\text{m}$, częstość plazmonu związana z tym wymiarem, powinna być zbyt niska ($< 100 \text{ GHz}$), aby była mierzalna w przedstawionym eksperymencie.

Zgodnie z teorią, opisaną we wstępie, w przypadku plazmonów wzbudzonych w układzie o skończonym wymiarze, wektor falowy n -tego modu wynosi $k_{ug,n} = (2n_{ug} - 1)\pi/W$, gdzie n_{ug} to liczba całkowita oznaczająca numer modu plazmonu w próbkach bez bramki H1 i H3. Można zatem spróbować dokonać sprawdzenia, czy teoretyczna krzywa dyspersyjna nałoży się na wyznaczone wcześniej częstości przy tak zdefiniowanych wektorach falowych. Jako względne stałe dielektryczne materiałów otaczających 2DEG obrano statyczne wartości dla GaAs: 12.9 oraz dla $\text{Ga}_{0.64}\text{Al}_{0.36}\text{As}$: 11.9, jak opisano w rozdziale 2.1. Okazuje się, że dla koncentracji elektronów obecnej w próbkach bez bramki $N_{ug} = 3.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, otrzymane w ten sposób dopasowanie, przedstawione na Rys. 4.16 jako zielone punkty eksperymentalne i zielona krzywa teoretyczna, jest zadowalające.

Jedynym założeniem na Rys. 4.16 dotyczącym próbek H1 i H3 jest uznanie, że w widmach dla próbki H1 mody: 15., 17., i 19. nie zostały zaobserwowane. Innymi słowy, częstość plazmowa, która została zaobserwowana jako 15. maksimum została uznana modem 16. o $k_{ug,16} = 2\pi(2 \times 16 - 1)/W$. Analogicznie 16. maksimum uznano za 18. mod, a 17. maksimum za mod 20. Uzyskano dzięki temu założeniu lepsze dopasowanie do teoretycznej dyspersji plazmonów. Wspólną cechą tych trzech maksimumów jest to, że w pasmie 630–660 GHz pojawiły się w polach poniżej drugiej harmonicznej rezonansu cyklotronowego. Nie jest jasne, dlaczego mody 15., 17. i 19. nie zostały zaobserwowane, aczkolwiek wydaje się, że jest to skutek mniejszych amplitud tych wzbudzeń, a pewne ich ślady w widmach są dostrzegalne. Faktem jest, że również dla nieprzykrytej bramką próbki H3 widmo w polach poniżej $B_{CR}/2$ nie jest tak czytelne jak w polach wyższych. W tym przypadku zrezygnowano jednak z interpretowania istniejących tam struktur jako wzbudzeń magnetoplazmowych, gdyż maksima nie są tam dość jednoznacznie wykształcone.

Dyspersja plazmonów w próbkach z bramką

W tym i w następnych akapitach zostanie przedstawiona interpretacja pochodzenia rezonansów magnetoplazmowych zaobserwowanych w próbkach z bramkami. Krzyże hallowskie z bramkami, H2 i H4, wykazują dyspersję o charakterze pierwiastkowym, podobnie jak sąsiadujące z nimi krzyże hallowskie bez bramek. W przypadku 2DEG przykrytego bramką spodziewana jest dyspersja liniowa.² Co więcej, poszczególne mody w obu próbkach mają bardzo do siebie zbliżone częstości (Rys. 4.16), co wskazuje, że analizowane wzbudzenia w obu próbkach mają bardzo podobną naturę. Ponieważ obie próbki mają

²Co prawda, dla bardzo dużych wektorów falowych, nawet w przypadku ekranowanych plazmonów (wzór 1.28), dyspersja również ma charakter pierwiastkowy – ale brak jest geometrycznego rozmiaru w próbkach z bramkami, na którym plazmony, o tak krótkich falach, mogłyby się wzbudzać – a mowa jest o rozmiarach rzędu grubości bariery, tj. 50 nm.

inne geometrie bramek – próbka H2 ma bramkę w kształcie meandra, a próbka H4 ma bramkę jednolitą – narzuca się stwierdzenie, że bramka nie odgrywa większej roli dla postaci dyspersji tych wzbudzeń i nie jest źródłem kwantyzacji wektora falowego. Wynika z tego pierwsze założenie służące interpretacji otrzymanych danych: obserwowane w próbkach H2 i H4 wzbudzenia plazmy mają charakter fal plazmowych nieekranowanych przez bramkę, o wektorze falowym zdefiniowanym przez szerokość próbki W . Założenie to oznacza, że w próbkach z bramką wzbudzenia będą opisane tymi samymi równaniami 1.26 i 1.29, jak w przypadku próbek bez bramki.

Należy w tym miejscu odpowiedzieć na pytanie, jak możliwe jest, aby fale zaburzenia gęstości elektronów propagujące się w 2DEG przykrytym bramką, zachowywały się tak, jakby pole elektryczne z tą falą związane nie było przez bramkę ekranowane. W odpowiedzi pomaga spostrzeżenie, że w badanych próbkach bramki były bardzo cienkie – ich grubość wynosiła ok. 15 nm. Tak cienka warstwa metalizacji jest przezroczysta dla promieniowania o częstotliwości THz. Problem przezroczystości cienkich warstw metalu znany jest od dawna. Okazuje się, że warstwy złota o grubości poniżej 6.5 nm [139] nie są ciągłe i z tego powodu są praktycznie przezroczyste dla światła widzialnego. Dane z literatury dotyczące przepuszczalności promieniowania THz przez warstwy złota o grubości około 15 nm nie są spójne: od ok. 2×10^{-3} [139], przez poniżej 10^{-2} [140], do nawet 2×10^{-1} [141]. Sprawę komplikuje fakt, że jako materiał tworzący bramkę wykorzystany był stop złota i palladu w proporcjach masowych 4:1. W dostępnej literaturze nie znaleziono opisu przepuszczalności cienkich warstw stopu tych dwóch metali. Można jedynie przypuszczać, że ponieważ przewodnictwo optyczne palladu jest o około 40% niższe od przewodnictwa optycznego złota, stop obu metali będzie bardziej przezroczysty w zakresie THz niż czyste złoto [142].

Możliwe jest również alternatywne wyjaśnienie zaobserwowanego charakteru funkcji dielektrycznej w przykrytych bramką próbkach H2 i H4 zakładające, że wzbudzenia mają miejsce w wąskich obszarach nieprzykrytych bramką w pobliżu kontaktów prądowych. Obszary te mają długość ok. $10 \mu\text{m}$, a ich szerokość wynosi – tak jak całych próbek – $65 \mu\text{m}$. W takim przypadku wątpliwość budziłby fakt zaobserwowania wzbudzenia plazmy o wektorze falowym zdefiniowanym przez większy wymiar tego obszaru – tj. całkowitą szerokość próbki $W = 65 \mu\text{m}$ – a nie związanym z długością tego obszaru, $10 \mu\text{m}$.

Ogląd widm i dopasowanych częstotliwości plazmonów $f_{p,n}$ wskazują, że w próbkach z bramkami widoczny jest co drugi mod spośród tych widocznych w próbkach bez bramek. Korzystając z tej wskazówki można dokonać drugiego założenia mówiącego, że w próbkach H2 i H4 obserwowany jest tylko co drugi mod spośród tych wzbudzanych w próbkach bez bramek. Narzuca się pytanie, z czego to wynika? Niestety, to pytanie pozostaje na razie bez odpowiedzi. Wy-

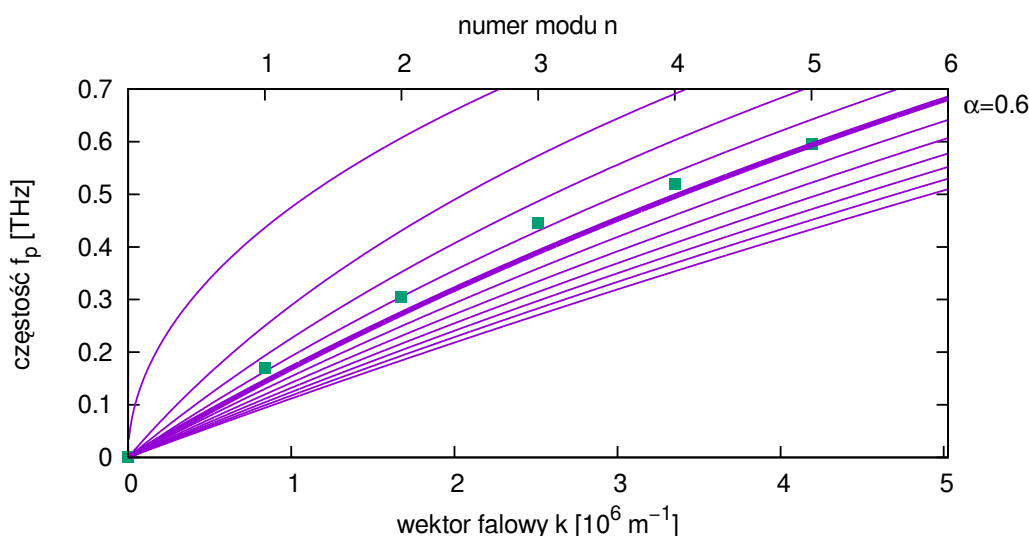
daje się, że efekt jest związany z innymi warunkami brzegowymi dla wzbudzeń plazmy w przypadku próbek przykrytych cienkimi bramkami niż dla próbek bez bramki. Nie musi to być reguła całkowicie zabraniająca wzbudzenia się pewnych modów plazmonów, a tylko istotnie zmniejszająca ich siłę oscylatora. Można tylko nadmienić, że wpływ parametrów geometrycznych i materiałowych metalizacji na częstość i amplitudę plazmonów przewidywany był teoretycznie przez S. A. Mikhailova [143].

Jako konkluzję powyższych założeń można zapisać, że $k_{g,n} = (4n_g - 1)\pi/W$, gdzie n_g to liczba całkowita oznaczająca numer modu w próbkach z bramką (H2 i H4). Oznacza to, że dokładnie co drugi taki sam mod – tzn. o takiej samej liczbie połówek długości fal plazmonu mieszczących się w szerokości W krzyża hallowskiego – jest obserwowany w próbkach z bramką i bez bramki. Jeśli wziąć dodatkowo pod uwagę, że koncentracja elektronów w próbkach z bramką jest niższa niż dla próbek nieprzykrytych bramką, to widać, że przy opisanych wyżej założeniach otrzymujemy dość dobre dopasowanie wyznaczonych z widm częstości plazmowych do teoretycznej krzywej (Rys. 4.16). Dla wyższych modów wyraźnie zaznacza się jednak, że wyznaczone częstości są zdecydowanie niższe od przewidywanych teoretycznie. Może to być związane z częściowym ekranowaniem pola elektrycznego przez cienkie bramki próbek H2 i H4. W obliczonych dyspersjach założono, że takiego ekranowania nie ma w ogóle. Gdyby bramka ekranowała jednak w pewnym stopniu pole elektryczne plazmonu, wówczas częstość tej fali byłaby nieco niższa.

Dyspersja w próbce T4

Wyniki otrzymane dla tej próbki przedstawione są na Rys. 4.10 i Rys. 4.12a,c,e. Podsumowanie tych rezultatów zamieszczono na Rys. 4.15. Na tej podstawie możliwe jest wyznaczenie relacji dyspersyjnej dla wzbudzeń plazmowych widocznych w tej próbce. Widać od razu, że widma otrzymane dla tej próbki istotnie różnią się od pozostałych tym, że maksima zinterpretowane jako wzbudzenia magnetoplazmowe są istotnie bardziej od siebie oddalone i obserwuje się ich mniej. Możliwe pochodzenie wzbudzeń plazmy w tej próbce to albo rezonans związany z okresem metalicznych pasków przykrywających tę próbkę (wynoszący $a = 7.5 \mu\text{m}$), albo wzbudzenia plazmy o wektorze falowym określonym jej szerokością $W = 300 \mu\text{m}$.

Ta druga możliwość musi być jednak wykluczona ze względu na fakt, że wzbudzenia tego rodzaju miałyby bardzo małą częstość, zatem kolejne mody powinny być bardzo blisko siebie położone. Można oszacować, że powinny występować w widmie ok. dwa razy gęściej niż w przypadku próbek nieprzykrytych bramką H1 i H3. Oszacowanie opiera się na stosunku szerokości próbki T4 do szerokości próbek H1 i H3 $\sqrt{65/300} \approx 0.44$. Przy założeniu, że takie



Rysunek 4.17: Wyznaczona zależność dyspersyjna w przypadku próbki T4.

wzbudzenia będą mieć taką szerokość jak w próbkach H1 i H2, można przewidywać, że w warunkach, w których przeprowadzono eksperyment nie było możliwe rozróżnienie pomiędzy modami plazmonów o k_n określonym szerokością próbki T4.

Nie znaczy to jednak, że plazmony o wektorze falowym określonym szerokością próbki T4 nie były wzbudzone – prowadziłoby to jednak powstania bardzo szerokiego i gładkiego tła, które powinno mieścić się w zakresie 1.0–1.6 T i mieć asymetryczny kształt, z maksimum zlokalizowanym bliżej $B = 1.6$ T niż $B = 1.0$ T. Weryfikacja takiego założenia jest trudna ilościowo, jednak w widmach z zakresu 630–660 GHz widać bardzo wyraźne szerokie tło o parametrach podobnych od opisanych wyżej (Rys. 4.10). Ten efekt mógłby tłumaczyć, dlaczego maksima widoczne w widmach otrzymanych dla próbki T4 wydają się być znacząco szersze od maksimów dla próbek H1–H4. Efekt nakładania się rezonansów magnetoplazmowych omówiony jest szerzej i w bardziej ogólnym kontekście w rozdziale 4.3.2.

Jedyną możliwością pozostaje zatem wzbudzenie plazmy o wektorze falowym określonym okresem metalizacji bramki $a = 7.5 \mu\text{m}$, równym $k_n = 2\pi n/a$, gdzie n to liczba całkowita oznaczająca numer modu. Metalizacja napylona na tę próbkę ma grubość 25 nm, co jest znacząco więcej niż dla próbek H2 i H4. Dlatego też spodziewamy się, że zmienne z częstością ω pole elektryczne pochodzące od wzbudzonego plazmonu będzie skutecznie ekranowane przez tę bramkę. Aby oszacować teoretyczną dyspersję plazmonu założono więc, że efektywna funkcja dielektryczna $\epsilon(k)$ będzie średnią ważoną funkcji

dielektrycznej w przypadku plazmonu propagującego się w gazie dwuwymiarowym z bramką i bez bramki (za Ref. [7]):

$$\epsilon(k) = \alpha\epsilon_{ug}(k) + (1 - \alpha)\epsilon_g(k). \quad (4.4)$$

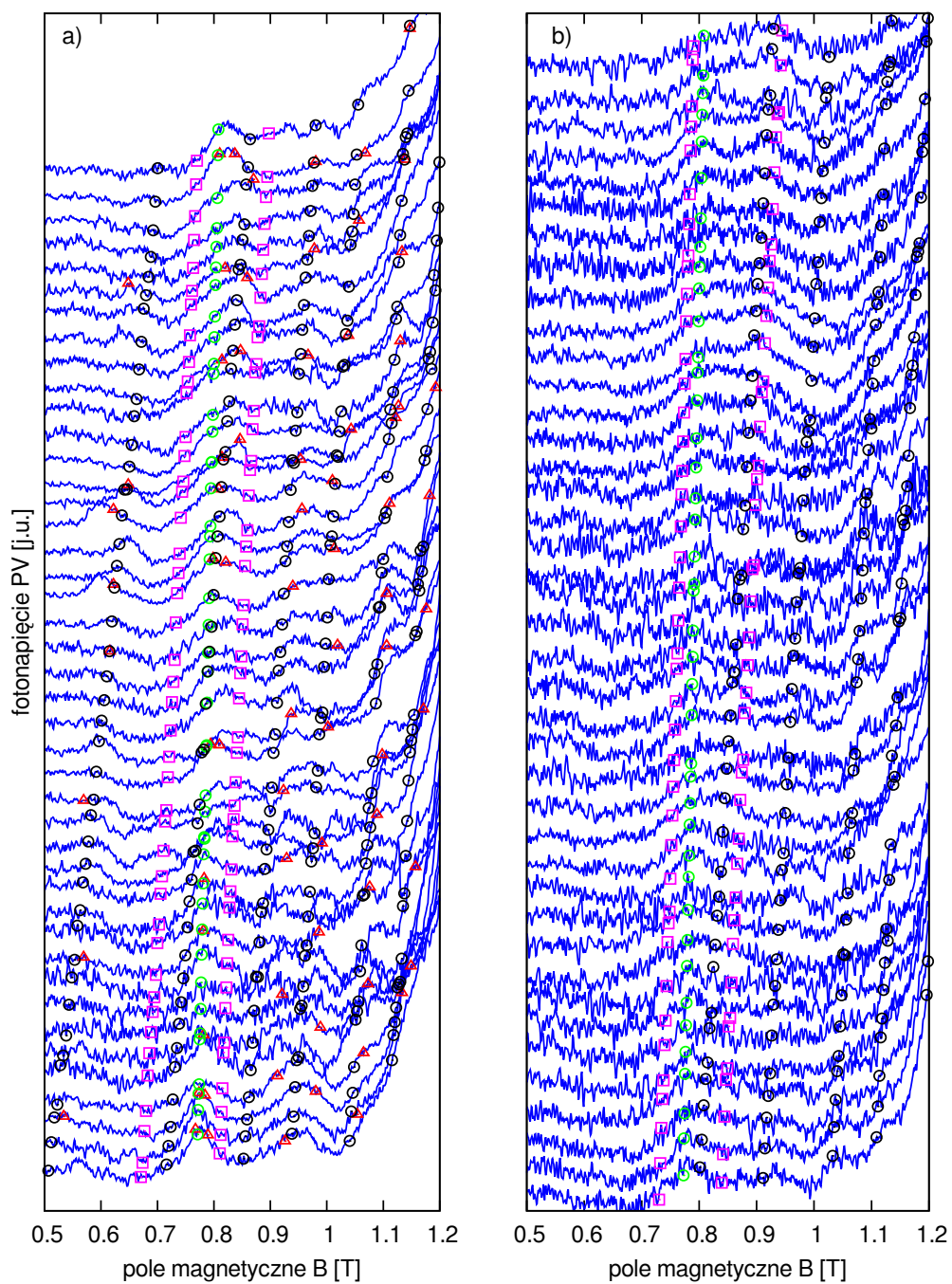
Należy spodziewać się, że współczynnik wagi α pomiędzy obiema funkcjami powinien z grubsza odpowiadać geometrycznej proporcji części 2DEG nieprzykrytego bramką do okresu siatki. Rys. 4.17 pokazuje teoretyczne krzywe dyspersji plazmonów dla $\alpha = 0.0, 0.1, \dots, 1.0$, gdzie najniższa krzywa odpowiada $\alpha = 0.0$ – tzn. całkowicie ekranowanemu 2DEG – a najwyższa krzywa $\alpha = 1.0$ odpowiada nieekranowanemu 2DEG. Pogrubioną linią zaznaczona została krzywa dla $\alpha = 0.6$ związana ze stosunkiem długości części nieprzykrytej bramką do całkowitej długości okresu metalizacji $4.5\mu\text{m}/7.5\mu\text{m} = 0.6$. Jest to zatem dyspersja oczekiwana w tym przypadku i jak się okazuje wyniki eksperymentu są bliskie przewidywań tego prostego modelu.

4.2.5 Druga harmoniczna rezonansu cyklotronowego

W widmach otrzymanych dla kilku próbek można dostrzec wąskie maksimum, którego położenie wypada w polu magnetycznym odpowiadającym drugiej harmonicznej rezonansu cyklotronowego $B_{CR}/2 = m^*\omega/2e$, gdzie ω to częstość padającego na próbkę promieniowania. Takie przejście w ujęciu mechaniki kwantowej to skok elektronu o dwa poziomy w drabinie poziomów Landaua. Zasadniczo, jest ono jednak zabronione ze względu na symetrię funkcji falowych elektronów na poziomach Landaua różniących się od siebie energią o $\hbar 2\omega_c$. Dlatego też sam fakt zaobserwowania maksimum w okolicy drugiej harmonicznej rezonansu cyklotronowego (2CR) jest zaskakujący. Istnieją jednak warunki, w których reguły wyboru mogą zostać złamane lub też w pobliżu pola magnetycznego odpowiadającego 2CR pojawia się wzbudzenie o innym charakterze. Celem analizy przedstawionej w tej części pracy jest zweryfikowanie, jakiego typu zjawisko powoduje powstanie maksimum mierzonego sygnału fotonapięcia w okolicy $B_{CR}/2$.

Za powstanie maksimum w okolicy 2CR może odpowiadać oddziaływanie modów Bernsteina z magnetoplazmonami opisane szerzej we wstępie do niniejszej pracy. Aby zweryfikować, czy mamy do czynienia z takim zjawiskiem, wykonano obliczenia jego teoretycznego wpływu na położenia maksimum widocznych w okolicy 2CR. Konieczne są wyniki, gdzie widać przecięcia krzywej opisującej w przybliżeniu lokalnym rezonans magnetoplazmowy z 2. modem Bernsteina, którego częstość odpowiada ok. $2\omega_c$.

Rys. 4.14 i 4.15 pokazują poszukiwane przecięcia w zakresie 200–500 GHz, ale spektra w tych zakresach zmierzone były z krokiem 5 GHz, podczas gdy



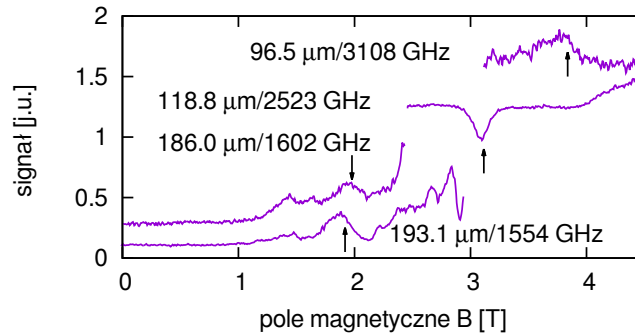
Rysunek 4.18: Położenia zmierzonych i przewidywanych maksimum w okolicy 2CR w dwóch pomiarach dla próbki H4 wykonanych przy innym schłodzeniu.

dla zakresu 630–660 GHz – 0.72 GHz. Odległość 5 GHz jest za mała, aby zaobserwować tak delikatny efekt, tym bardziej, że przewidywane rozszczepienie modu magnetoplazmowego jest mniejsze dla mniejszych wektorów falowych plazmonu k_n . Dlatego też, zakres częstości 630–660 GHz, gdzie obserwuje się przecięcie 10. modu magnetoplazmowego z drugą harmoniczną rezonansu cyklotronowego jest bardziej odpowiedni dla wykonania takiej analizy, gdyż spodziewamy się większego rozszczepienia niż dla modów $n=2,3,4$. Dla próbek H2 i H3 nie zaobserwowano poszukiwanego przecięcia w zakresie 630–660 GHz (Rys. 4.6 i 4.14a,b). Dla próbki H1 jeden z magnetoplazmonów przecina teoretyczne położenie 2. modu Bernsteina w zakresie częstości 630–660 GHz, ale właśnie dla tej próbki nie jest widoczne maksimum w polu $B_{CR}/2$, którego dotyczy opisywana analiza. W celu wykonania porównania, zaobserwowanych i przewidzianych przez teorie położenia rezonansów, przydatne pozostają zatem jedynie wyniki z zakresu 630–660 GHz dla przykrytej jednorodną branką próbki H4.

Położenia maksimum związanych z rezonansami magnetoplazmowymi oddziałującymi z modami Bernsteina dane są przez rozwiązania równania 1.32. Jako prędkość Fermiego elektronów przyjęto $v_F = 2.2 \times 10^5$ m/s, zgodnie z wyznaczoną z pomiarów transportowych koncentracją elektronów. Ponieważ w próbce H4 analizujemy przecięcie 10. modu magnetoplazmowego o $f_{p,10} = 558$ GHz, to jego wektor falowy wynosi, zgodnie z wnioskami przedstawionymi w poprzednim rozdziale, $k_{g,10} = (4 \times 10 - 1)\pi/65 \mu\text{m} \approx 1.885 \times 10^6$ m⁻¹. Na Rys. 4.18 przedstawiono dwa wyniki otrzymane dla próbki H4 przy różnych schłodzeniach. Teoretyczne położenia rezonansów związanych z oddziaływaniem magnetoplazmonu i 2. modu Bernsteina oznaczone są różowymi kwadratami. Położenia rezonansów obliczone zgodnie z nieuwzględniającym oddziaływania modelem lokalnym (tj. $\sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}$) oznaczone są czarnymi okręgami. W segmencie a) tożsame są one z dopasowaniami przedstawionymi na wykresach w rozdziałach 4.2.1, 4.2.2, 4.2.3. W segmencie b) przedstawione są dopasowania otrzymane dla nieprzedstawianych wcześniej rezultatów z próbki H4.

Czerwone trójkąty oznaczają, przedstawione uprzednio, położenia maksimum oznaczonych w celu dopasowania wartości $f_{p,n}$ służących wyznaczeniu relacji dyspersyjnej wzbudzeń. Mimo że widma w segmencie b) charakteryzują się niższą jakością widm, zdecydowano się je jednak zamieścić, aby ukazać, że przedstawiona analiza jest słuszna nawet jeśli warunki pomiarów były nieco inne. W przypadku pomiarów przedstawionych w segmencie b), ze względu na nieznacznie większą koncentrację elektronów podczas wykonywania tego pomiaru, obliczono oddziaływanie modu o $f_{p,9} = 540$ GHz z 2. modem Bernsteina. Wektor falowy tego magnetoplazmonu wynosi $k_{g,9} = (4 \times 9 - 1)\pi/65 \mu\text{m}$

Rysunek 4.19: Obserwacje maksimum w okolicy $B_{CR}/2$ (wskazane przez strzałki) we fragmentach widm otrzymanych przy wykorzystaniu czterech linii lasera THz dla próbki H2.

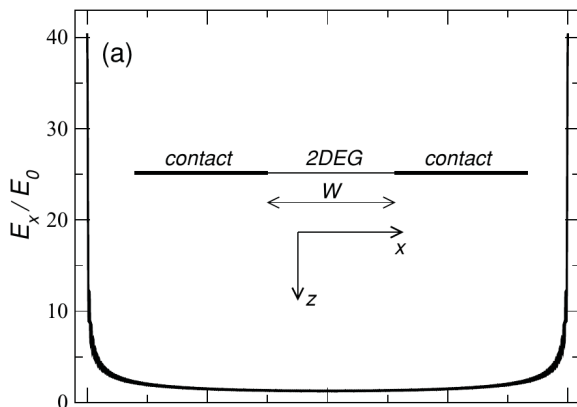


$\approx 1.692 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, a prędkość Fermiego założona jako identyczna, z wykorzystaną w analizie wyników z segmentu a).

Z Rys. 4.18 widać wyraźnie, że nie dochodzi do przewidzianego przez teorię oddziaływania modu Bernsteina z magnetoplazmonem, a przynajmniej oddziaływanie to jest znacząco słabsze niż przewidywane. Można zatem założyć, że zaobserwowane wzbudzenie ma inny charakter niż mod Bernsteina. Innym argumentem jest to, że zaobserwowane maksimum w okolicy $B_{CR}/2$ ma stałą amplitudę w szerokim zakresie częstości, podczas gdy teoria przewiduje, że amplituda modu Bernsteina powinna być porównywalna z amplitudą magnetoplazmonu tylko w obszarze oddziaływania obu wzbudzeń. Ten szeroki zakres częstości obejmuje większą część zakresu dostępnego dla BWO (200–470 GHz), zakres 630–660 GHz diody VDI oraz wyniki otrzymane z wykorzystaniem lasera THz (pojedyncze linie z zakresu 1.5–3.1 THz, Rys. 4.19).

Drugą harmoniczną rezonansu cyklotronowego zaobserwowano na wszystkich próbkach z bramkami (H2, H4, T4), a tylko na jednej próbce bez bramki (H3). Wykonano także pomiary (nieprzedstawione w niniejszej pracy) dla próbki nieprzykrytej bramką położonej na tym samym kawałku kryształu, co próbka T4. Okazuje się, że na tej próbce 2CR nie została zaobserwowana w żadnym z dostępnych zakresów częstości promieniowania, mimo, że na sąsiedniej próbce T4 zjawisko jest bardzo wyraźne w pasmie 630–660 GHz źródła VDI. Oprócz tego wykonano (także nieprzedstawione w niniejszej pracy) pomiary w pasmie 630–660 GHz dla sześciu próbek bez bramki umieszczonych na jednym kawałku kryształu. Również w tym przypadku tylko dla jednej próbki widać maksimum w okolicy $B_{CR}/2$. Takie uzupełnienie „statystyki” zdaje się wskazywać, że obecność bramki istotnie wzmacnia amplitudę maksimum odpowiadającego 2CR, ale nie jest konieczna, aby takie zjawisko zaobserwować.

Jeśli zatem istnienie metalizacji jest tak istotne dla amplitudy maksimum obserwowanego w drugiej harmonicznym rezonansu cyklotronowego, to należy spodziewać się, że zjawisko związane jest z polem elektrycznym generowanym w otoczeniu metalizacji pod wpływem promieniowania dalekiej podczerwieni.



Rysunek 4.20: (Za Ref. [144]): przewidywana wielkość wzmocnienia pola elektrycznego E_x promieniowania w funkcji położenia x w próbce, zawierającej gaz dwuwymiarowy elektronów obłożony z dwóch stron metalicznymi kontaktami i poddanej wpływowi promieniowania THz. E_0 to wielkość amplitudy pola elektrycznego fali elektromagnetycznej padającej na próbkę.

W takich warunkach, na krawędziach metalizacji powstaje bardzo silne, oscylujące w czasie z częstością promieniowania oraz bardzo niejednorodne w przestrzeni pole elektryczne (Rys. 4.20). Oscylacje w czasie oznaczają, że mamy w zasadzie do czynienia ze wzmocnionym promieniowaniem o polaryzacji liniowej. Pole elektryczne o takich własnościach powoduje, że elektron znajdujący się w jego obszarze doznaje działania efektywnej siły, nazywanej siłą ponderomotoryczną [145, 146]. W zależności od warunków, może być to siła zarówno przyciągająca, jak i odpychająca od krawędzi metalizacji.

Co ciekawe, siła ponderomotoryczna posiada potencjał skalarny, który można wykorzystać w celu zbudowania modeli teoretycznych opisujących to zjawisko. Takie podejście było wykorzystane w dwóch publikacjach [144, 147] zajmujących się problemem zjawisk zachodzących przy udziale siły ponderomotorycznej i mogących prowadzić do powstania maksimum w okolicy drugiej harmonicznej rezonansu cyklotronowego.

Według Ref. [147] pole elektryczne związane z siłą ponderomotoryczną staje jeszcze silniejsze i zaczyna wykazywać oscylacje w przestrzeni, kiedy częstość promieniowania zbliża się do drugiej harmonicznej rezonansu cyklotronowego, tzn. $\omega \approx 2\omega_c$. To, kiedy obie wartości są dostatecznie sobie bliskie, określone jest przez wielkość rozszczepienia rezonansu magnetoplazmowego i 2. modu Bernsteina. W tych warunkach, pojawia się parametryczny rezonans cyklotronowy, który prowadzi do powstania niestabilności plazmy, co zwiększa temperaturę elektronów, dając w efekcie fotoodpowiedź próbki. Jest to rezonans parametryczny [148], w którym zmiany bardzo silnego i zmiennego w przestrzeni pola elektrycznego z częstością ω , powodują wzbudzenie rezonansu, który w sytuacji klasycznej miałby częstość $\omega_c = \omega/2$.

Model z Ref. [147] wymaga do powstawania maksimum w 2CR ogromnych ruchliwości elektronów proporcjonalnych do ω^{-3} . Ruchliwość występująca w badanych próbkach byłaby wystarczająca, aby zaobserwować takie

wzbudzenie zgodnie z omawianym modelem w zakresie 630–660 GHz. Jednak maksimum $B_{CR}/2$ widać wyraźnie już od $f \approx 200$ GHz, co wymaga ruchliwości ok. 15×10^6 cm²/Vs – rząd wielkości więcej niż faktyczna ruchliwość w badanych próbkach. Co więcej, model ten przewiduje, że maksimum w 2CR powinno pojawiać się tylko w wąskich pasmach mieszczących się pomiędzy oddziałującymi plazmonami i 2. modem Bernsteina. W omawianych rezultatach maksimum w okolicy 2CR pojawia się natomiast w bardzo szerokim zakresie częstości i ma prawie stałą amplitudę.

Model z Ref. [144] przewiduje powstanie zwiększonej odpowiedzi układu na promieniowanie w pobliżu 2CR. Głównym celem tej publikacji była próba wyjaśnienia zjawiska oscylacji magnetooporu zachodzących pod wpływem promieniowania mikrofalowego (Microwave Induced Resistance Oscillations – MIRO) [149, 150], obserwowanych w próbkach o bardzo wysokiej ruchliwości elektronów (większej niż 10^7 cm²/Vs). Oscylacje mają charakterystyczne punkty w okolicach B_{CR}/n , gdzie n jest liczbą naturalną. MIRO jest zatem okresowe w odwrotności pola magnetycznego, podobnie jak oscylacje Shubnikova-de Haasa. Pierwsze raporty o obserwacji zjawiska wzbudziły lawinę kolejnych publikacji, zarówno eksperymentalnych i teoretycznych, szczególnie wzmocnioną odkryciem stanów o zerowym oporze w minimach MIRO [151, 152].

Autor już we wstępie do pracy [144] zauważa, że wzbudzenia magnetoplazmonów i MIRO występują w dwóch reżimach ruchliwości elektronów i temperatur. Obserwacja MIRO wymaga bardzo dużej ruchliwości elektronów i bardzo niskich temperatur (mK), podczas gdy magnetoplazmony obserwuje się w bardziej klasycznych warunkach. Omawiana publikacja nie zajmuje się zatem warunkami, w jakich wykonane były pomiary omawiane w niniejszej pracy. Nie mniej jednak można roboczo założyć, iż badane w ramach przedstawianych eksperymentów próbki znajdowały się na granicy dwóch reżimów, a ściślej mówiąc, że jest to przypadek, gdy w próbce przeważają rezonanse magnetoplazmowe, ale na ich tle dostrzegalne są MIRO, objawiające się w szczególności jako maksimum w 2CR.

Publikacja [144] tłumaczy zjawisko MIRO jako efekt wzmocnienia siły ponderomotycznej w przypadkach gdy $\omega = n\omega_c$, gdzie n jest liczbą całkowitą. Wskutek tego wzmocnienia elektrony są w pewnych warunkach odpychane, a innych przyciągane do kontaktów omowych, co prowadzi do oscylacyjnego charakteru mierzonego magnetooporu. Artykuł [144] wskazuje, że powinno zaobserwować się parę maksimum-minimum wokół $B_{CR}/2$. Z tego powodu, należałoby się spodziewać w badanych próbkach przesunięcia maksimum o ok. 0.016 T względem $B_{CR}/2$. W przypadku pomiarów przedstawionych w niniejszej pracy jest to odległość poniżej granicy dokładności eksperymentalnej. Można jednak z całą pewnością stwierdzić, że już przewidywania jakościowe

co do kształtu struktury nie pasują do otrzymanych wyników – widać w nich jedno, symetryczne i wąskie maksimum – podczas gdy, zgodnie z Ref. [144], spodziewany byłby kształt o dużej asymetrii, w szczególności para maksimum-minimum.

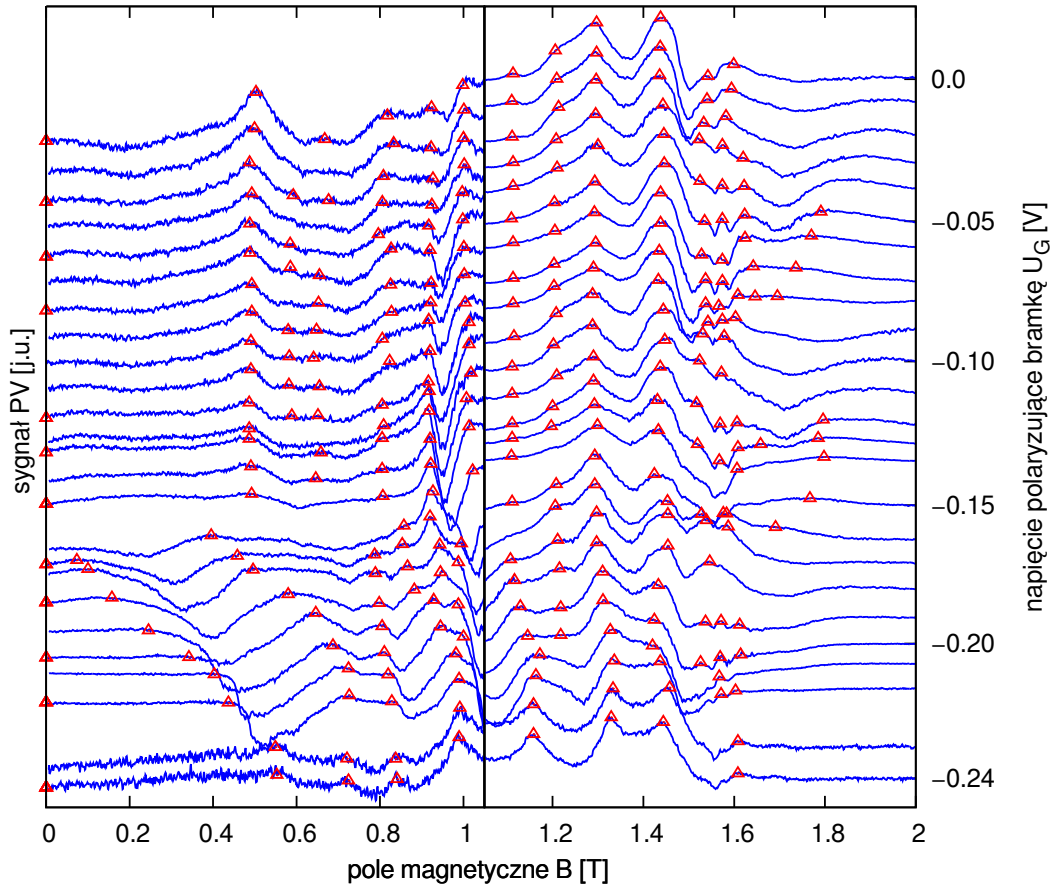
Istnieje także inna publikacja [153] tego samego autora, o której warto wspomnieć w kontekście omawianego zjawiska. Autor dowodzi, że w odpowiednich warunkach powstaje 2. harmoniczna oscylacyjnego prądu wzbudzanego przez promieniowanie. Okazuje się, że takie zjawisko mogłoby prowadzić do powstania struktury w okolicach pola magnetycznego $B = B_{CR}/2$. W takiej sytuacji powinny jednak powstać nawet mocniejsze struktury w pobliżu B_{CR} i $2B_{CR}$. O ile w tym pierwszym przypadku trudno jest o zweryfikowanie tej hipotezy, gdyż w zebranych widmach sygnał bardzo gwałtownie spada w okolicy B_{CR} , to co do drugiego przypadku można z całą pewnością stwierdzić, że w zebranych widmach nie zaobserwowano żadnej wyraźnej i powtarzalnej struktury w pobliżu $2B_{CR}$. Do tego należy dołożyć te same zarzuty dotyczące przewidywanej symetrii kształtu struktury, jak do modelu z Ref. [144].

Konkludując temat obserwacji maksimum w $B_{CR}/2$, widać, że trudno przyjmując niektóre elementy przewidywań ilościowych i jakościowych wyżej opisanych modeli, jako w pełni satysfakcjonujące wyjaśnienie zaobserwowanego zjawiska. Nie mniej jednak, przedstawione modele wykorzystują siłę ponderomotoryczną jako źródło powstania zwiększonego sygnału w okolicy $2CR$. Wyniki otrzymane w ramach przedstawionych badań pokazują, że samo istnienie bramki bardzo wspomaga powstanie odpowiedzi w polu magnetycznym $B_{CR}/2$. Wskazuje to związek zaobserwowanego maksimum z siłą ponderomotoryczną powstającą na krawędziach bramek oświetlonych promieniowaniem terahercowym. Obecnie brak jest jednak teorii, która należycie wyjaśniłaby pojawienie zaobserwowanego maksimum.

4.2.6 Pomiary w funkcji U_G dla źródła VDI – wstępne wyniki

Jako kolejny etap pomiarów ze źródłem VDI w pasmie 630–660 GHz wykonano serie pomiarów dla różnych polaryzacji bramki. Jest to chyba najbardziej zaskakujący rezultatów przedstawiony w ramach niniejszej pracy. Z tego powodu, materiał ten nie został do tej pory opublikowany w recenzowanym czasopiśmie. Wynik pokazuje istnienie rezonansów magnetoplazmowych strojonych napięciem i polem magnetycznym. Jest to efekt fizyczny, który jest poszukiwany w celu wytworzenia przestrajalnych detektorów promieniowania THz.

W eksperymencie mierzono fotonapięcie, powstające pod wpływem promieniowania THz, pomiędzy źródłem a drenem próbki w funkcji pola magne-



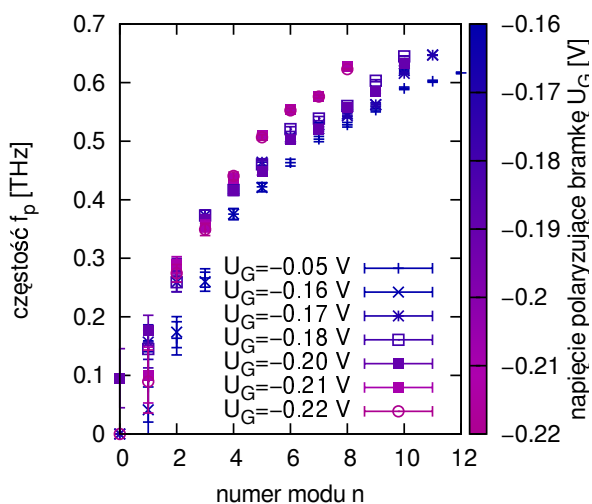
Rysunek 4.21: Wyniki dla próbki H2 otrzymane przy polaryzacji bramki napięciem w stałej częstotliwości promieniowania $f = 648$ GHz.

tycznego. Są to zatem pomiary technicznie identyczne z przedstawionymi do tej pory. Zasadnicza różnica polega jedynie na spolaryzowaniu bramki. W pomiarach przedstawionych w poprzednich rozdziałach bramka była uziemiona, tzn. $U_G = 0$ V. Widma przedstawione są na Rys. 4.21 w postaci zbiorczego wykresu, gdzie poszczególne wyniki rozsunięte są dla czytelności w skali pionowej, a widmo dla $U_G = 0$ V znajduje się na górze wykresu. Krok napięcia pomiędzy poszczególnymi widmami wynosi 0.01 V. Podobnie jak dla widm przedstawionych w rozdziale 4.2.1, także i tutaj konieczne było, dla czytelności, rozdzielenie widm na części niskopolową i wysokopolową. Każda z części została znormalizowana oddzielnie.

Otrzymane rezultaty są o tyle zaskakujące, iż należałoby się spodziewać, że rezonanse magnetoplazmowe będą zmieniały swoje położenia w sposób monotoniczny, wraz ze zmniejszaniem się koncentracji elektronów. Widać nato-

miast, że maksima mają, z bardzo dobrą dokładnością, stałe położenia, aż do pewnego progowego napięcia $U_P \approx -0.14$ V. Dla napięć bardziej ujemnych widać dwa nałożone na siebie efekty. Po pierwsze, położenia niektórych maksimów zaczynają się przesuwać w kierunku większych pól magnetycznych. Taki efekt oznacza zmniejszanie się częstości plazmowych $f_{p,n}$. Po drugie, amplituda niektórych maksimów spada tak bardzo, że praktycznie należy uznać, iż przestały być wzbudzone. Jednocześnie, amplituda innych maksimów wyraźnie rośnie, a w części niskopolewej można dostrzec nawet pojawianie się maksimów nieobserwowanych dla $U_G = 0$ V.

Warto zauważyć, że dla $U_G < -0.21$ V widoczne są maksima, których położenia nie zależą już od dalszej polaryzacji bramki. Wartość napięcia -0.21 V jest bliska napięciu progowemu U_{th} , dla którego prąd przestaje płynąć w kanale próbki, a więc napięcia dla którego koncentracja elektronów pod bramką jest bliska zeru. Wzбудzenia widoczne w $U_G < -0.21$ V muszą zatem odpowiadać magnetoplazmonom wzbudzonym w wąskim pasku obszaru 2DEG pomiędzy bramką a kontaktem prądowym. Jest to niezwykle interesująca obserwacja sugerująca, że w zakresie -0.21 V $< U_G < U_P$ zachodzi przejście pomiędzy dwoma rodzajami wzbudzeń magnetoplazmowych, a obserwowane zmiany nie są wyłącznie efektem zmniejszania się koncentracji elektronów.



Rysunek 4.22: Zmiana wyznaczonej dyspersji wzbudzeń plazmy w próbce H2 zachodząca w przedziale napięć przyłożonych do bramki -0.15 V $> U_G > U_{th}$.

części modów jest istotniejszym efektem dla dyspersji plazmonów niż przesuwanie się poszczególnych maksimów.

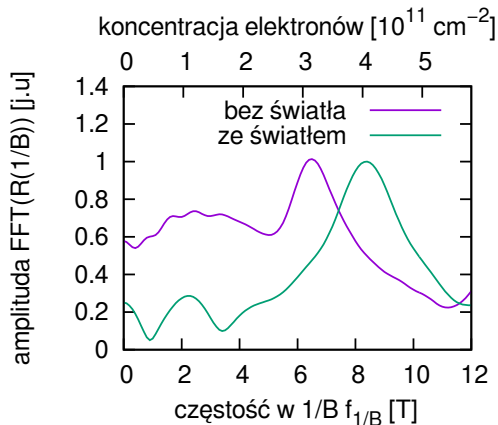
Aby zobrazować zmiany zachodzące w przedziale napięć $U_{th} < U_G < U_P$ wykonano Rys. 4.22. Pokazuje on zmianę dyspersji wyznaczonych z położenia maksimów w widmach otrzymanych dla różnych napięć przyłożonych do bramki. Częstości plazmowe obliczono korzystając ze związku $f^2 = f_c^2 + f_{p,n}^2$, gdzie $f_c = eB/2\pi m^*$. Ze względu na zniknięcie części modów wyznaczone częstości $f_{p,n}$ podnoszą się na wykresie wykonanym w zależności od numeru modu. Tymczasem, przesuwanie się maksimów w kierunku większych pól magnetycznych powinno powodować obniżenie częstości plazmowych. Oznacza to, że zanik

Niejasne pozostają fizyczne przyczyny istnienia napięcia U_P , dla którego wzbudzenia plazmy zaczynają nagle zmieniać się z dalszą polaryzacją bramki. Należy przy tym zauważyć, że na tle wzbudzeń magnetoplazmowych widać optycznie indukowane oscylacje SdH (na Rys. 4.21 są to szerokie maksima zlokalizowane w $B > B_{CR}$). Oscylacje zmieniają swój okres już od $U_G = 0$ V, co świadczy o tym, że koncentracja populacji elektronów, widocznej w oscylacjach SdH w widmach detekcji, ulega zmniejszeniu przy przykładaniu ujemnego napięcia do bramki już od $U_G = 0$ V. Tymczasem położenia magnetoplazmonów dla $U_G > U_P$ pozostają stałe.

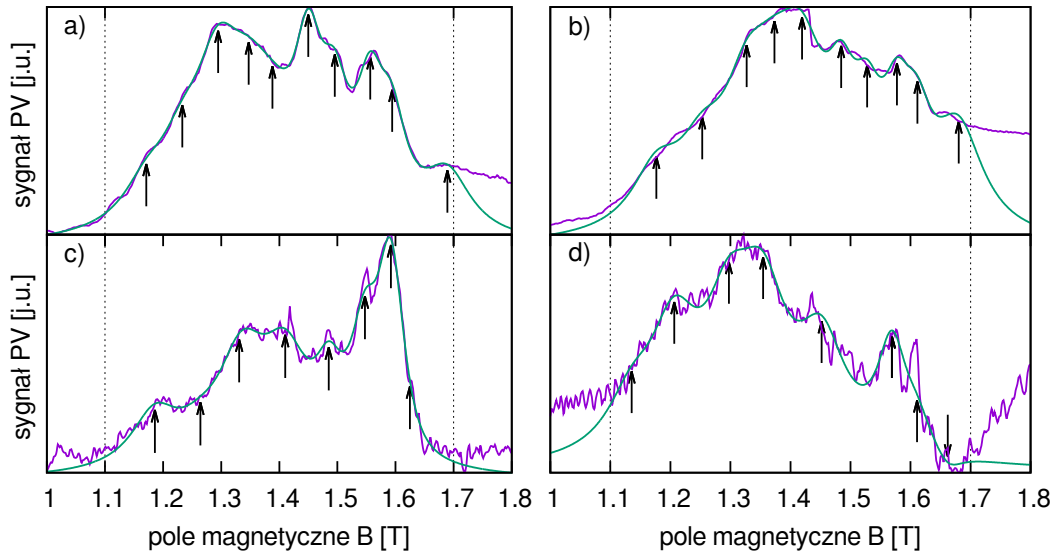
Podsumowując ten rozdział należy zauważyć wielki potencjał omawianej obserwacji. Mimo, że plazmony o częstości modyfikowanej napięciem przyłożonym do bramki obserwowano już od dawna, nie ma jednak zbyt wielu doniesień pokazujących takie zależności w sygnale detekcji tranzystorów. W badanych próbkach zaobserwowano maksima w widmach fotonapięcia, których położenie można stroić zarówno polem magnetycznym, jak i napięciem polaryzującym bramkę. Jest to dokładnie efekt poszukiwany dla budowy przestrajalnego detektora promieniowania THz. Niestety, wyjaśnienie fizycznych przyczyn obserwowanego zjawiska pozostaje wciąż niejasne.

4.2.7 Detekcja THz przy udziale światła widzialnego

Kolejny eksperyment polegał na sprawdzeniu wpływu promieniowania widzialnego na detekcję promieniowania dalekiej podczerwieni przez badane próbki. Oświetlenie próbki, schłodzonej do temperatury kriogenicznej, promieniowaniem widzialnym o energii powyżej przerwy energetycznej powoduje szereg zmian jej własności elektronowych. Dla opisanego przypadku najważniejsza jest zmiana koncentracji elektronów. Wyniki transportowe pokazują, że koncentracja elektronów po oświetleniu próbki promieniowaniem widzialnym istotnie wzrosła. Jest to efekt odwracalny jedynie poprzez ponowne ogrzanie próbki do temperatury pokojowej. Koncentracja elektronów w stanie oświetlonym promieniowaniem widzialnym wzrosła do $4.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, co ukazane jest na Rys. 4.23.



Rysunek 4.23: Transformaty Fouriera magnetooporu próbki H3 bez obecności i w obecności światła widzialnego.



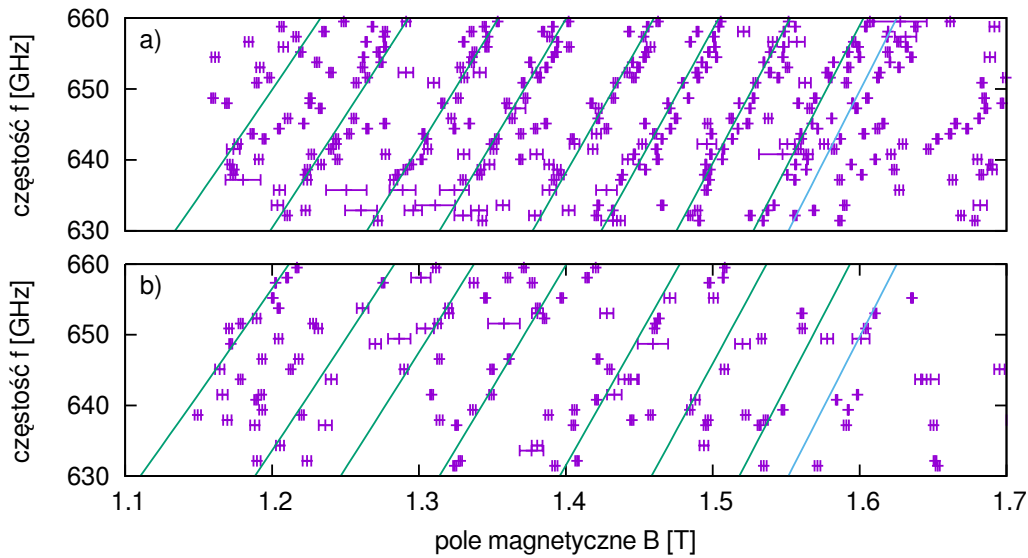
Rysunek 4.24: Porównanie widm dla częstotliwości promieniowania 639.36 GHz (a, c) i 650.16 GHz (b, d), otrzymanych dla próbki schłodzonej w ciemności (a, b) oraz dla próbki oświetlanej promieniowaniem widzialnym o długości fali 534 nm (c, d). Szczegółowy opis w tekście.

Do pomiarów ze światłem widzialnym wybrano nieprzykrytą bramką próbkę H3. Po schłodzeniu próbki w ciemności, oświetlono ją laserowym światłem widzialnym o długości fali 534 nm. Badania prowadzone były z wykorzystaniem uchwytu na próbkę, w którym promieniowanie THz i widzialne propagowały się współbieżnie. Po włączeniu światła widzialnego następują znaczące zmiany oporu próbki. Czas nasycania się tych zmian jest rzędu kilkudziesięciu minut. Dopiero po tak długim oświetleniu światłem widzialnym rozpoczynano pomiary z wykorzystaniem promieniowania THz. Wykonano, podobnie jak w eksperymentach opisanych poprzednio, pomiary fotonapięcia w zależności od wielkości pola magnetycznego. Jako przykład przedstawiono Rys. 4.24c,d, dla dwóch częstotliwości promieniowania THz. Jako referencję umieszczono Rys. 4.24a,b, ukazujące rezultaty pomiarów wykonanych dla tych samych częstotliwości promieniowania THz, ale bez oświetlenia światłem widzialnym. W widmach zebranych po oświetleniu próbki promieniowaniem widzialnym zaobserwowano mniejszą liczbę maksimów.

Aby dokonać ilościowej analizy widm, dopasowano do nich sumę 10 funkcji Lorentza:

$$\sum_{n=0}^{n=9} \frac{a_n}{1 + (B - B_n)^2 g_n^{-2}}, \quad (4.5)$$

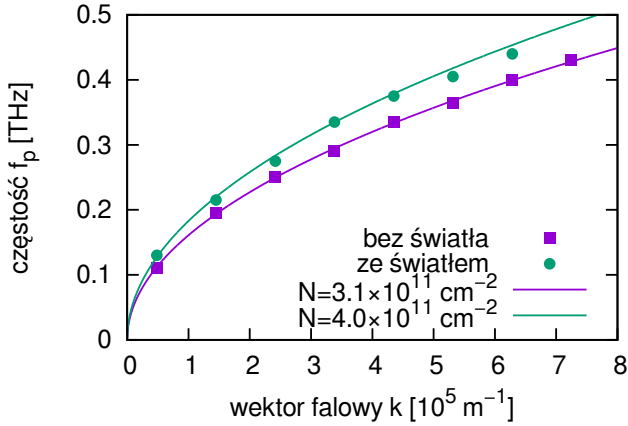
gdzie n to numer indeksujący poszczególne maksima, a_n to amplituda n -tego maksimum, B_n to położenie n -tego maksimum, a g_n to miara szerokości n -tego



Rysunek 4.25: Fioletowe punkty ukazują położenia dopasowanych maksimów dla widm zebranych przy różnych częstościach promieniowania dla próbki nieoświetlonej (a) oraz dla oświetlonej światłem widzialnym (b). Zielone linie to dopasowane teoretyczne zależności częstości magnetoplazmonów od pola magnetycznego.

maksimum. Parametrami dopasowania były a_n oraz B_n . Dla widm zmierzonych bez światła widzialnego i przy jego obecności ustalono stałą wartość szerokości g_n maksimów wynoszącą 0.03 T. W przypadku zezwolenia na swobodę dopasowania wartości g_n , procedura dopasowania stawała się niestabilna i dawała niefizyczne rezultaty. Tę samą funkcję dopasowano do widm uzyskanych bez obecności światła widzialnego i przy oświetleniu. W obu przypadkach początkowe wartości a_n były identyczne, a początkowe wartości B_n ustalono jako równo odległe w przedziale, gdzie wykonano dopasowanie. Przedział ten rozciągał się od 1.1 do 1.7 T, co oznaczono na Rys. 4.24 pionowymi przerywanymi liniami.

Rysunek 4.24 ukazuje przykładowe dopasowania jako zielone krzywe na tle krzywej fioletowej oddającej pomiar. Strzałki wskazują wyznaczone z dopasowania wartości B_n . Okazuje się, że w przypadku rezultatów uzyskanych przy oświetleniu promieniowaniem widzialnym, dla dużej części widm, dopasowane położenia maksimów ulegały degeneracji, dając jedną lub dwie pary wartości B_n , o identycznych lub bardzo zbliżonych wartościach. Położenia maksimów mogły też w procesie dopasowywania „ucieć” poza zakres dopasowania 1.1–1.7 T. Oba wyniki są równoważne i oznaczają, że liczba maksimów widocznych w widmach z oświetleniem światłem widzialnym uległa zredukowaniu



Rysunek 4.26: Wyznaczone zależności dyspersyjne plazmonów dla pomiarów z i bez oświetlenia światłem widzialnym. Ciągłe krzywe oznaczają zależności teoretyczne, różniące się jedynie wartością koncentracji elektronów N .

z 10 do 8 w obszarze dopasowania. Jest to efekt zwiększenia koncentracji elektronów, wskutek czego wzrosły częstotliwości poszczególnych modów plazmowych, co w widmie objawia się zwiększeniem odległości pomiędzy nimi w polu magnetycznym.

Dzięki opisanej wyżej procedurze uzyskano położenia maksimum B_n dla całej serii widm z zakresu częstotliwości 630–660 GHz, co przedstawiono na Rys. 4.25. Widać, że wartości B_n po oświetleniu próbki światłem widzialnym są dużo bardziej chaotyczne. Może to wynikać z niestabilności w czasie próbki w obecności światła widzialnego. Wyłączenie światła powoduje jednak jeszcze większe zaburzenia, dlatego zdecydowano się wykonywać pomiary przy ciągłym oświetleniu próbki promieniowaniem widzialnym. Na Rys. 4.25 zielonymi liniami oznaczono dopasowania funkcji $\sqrt{\omega_{p,n}^2 + \omega_c^2}$, służące wyznaczeniu wartości częstotliwości kolejnych modów plazmowych $f_{p,n}$. Funkcje te sprawiają wrażenie linii prostych z powodu wąskości wykorzystanego zakresu częstotliwości promieniowania 630–660 GHz. Niebieskie linie na Rys. 4.25 to położenie rezonansu cyklotronowego.

Uzyskane z tego dopasowania wartości częstotliwości f_{pn} przedstawione są na Rys. 4.26, pokazującym dyspersję plazmonów przy obecności światła widzialnego i w ciemności. Założono wektory falowe wzbudzenia, podobnie jak w wynikach opisanych w poprzednich rozdziałach, w postaci $k_n = (2n - 1)\pi/W$, gdzie $W = 65 \mu\text{m}$ to szerokość próbki. Przedstawiono, na tle wyników doświadczalnych, dwie teoretyczne krzywe dyspersyjne plazmonów odpowiadające różnym koncentracjom elektronów w przypadku próbki niepoddanej wpływowi światła widzialnego ($3.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) oraz przy obecności światła ($4.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). Postać krzywych odpowiada dyspersji plazmonów w nieekranowanym przez bramkę 2DEG. Widać, że zwiększenie koncentracji elektronów tłumaczy rozsuniecie się widocznych w widmach maksimum. Przedstawiony re-

zultat pokazuje także, że wzbudzenia magnetoplazmowe można kontrolować poprzez oświetlenie detektora światłem widzialnym.

4.3 Laser THz

Inaczej niż w przypadku wyników otrzymanych ze źródłami o częstotliwości przestrajalnej w sposób ciągły, w przypadku lasera dalekiej podczerwieni, dysponowano zaledwie kilkoma liniami o dość znacznie oddalonych od siebie częstotliwościach. Z tego względu, trudniejsze było sprawdzenie typu zależności zaobserwowanych rezonansów magnetoplazmowych od pola magnetycznego. Dlatego, przy interpretacji danych przedstawionych w tej części pracy, posłużono się poprzednio przedstawionym wnioskiem, mówiącym, że zależność amplitudy częstotliwości od magnetoplazmonu ma postać $\sqrt{\omega_{p,n}^2 + \omega_c^2}$.

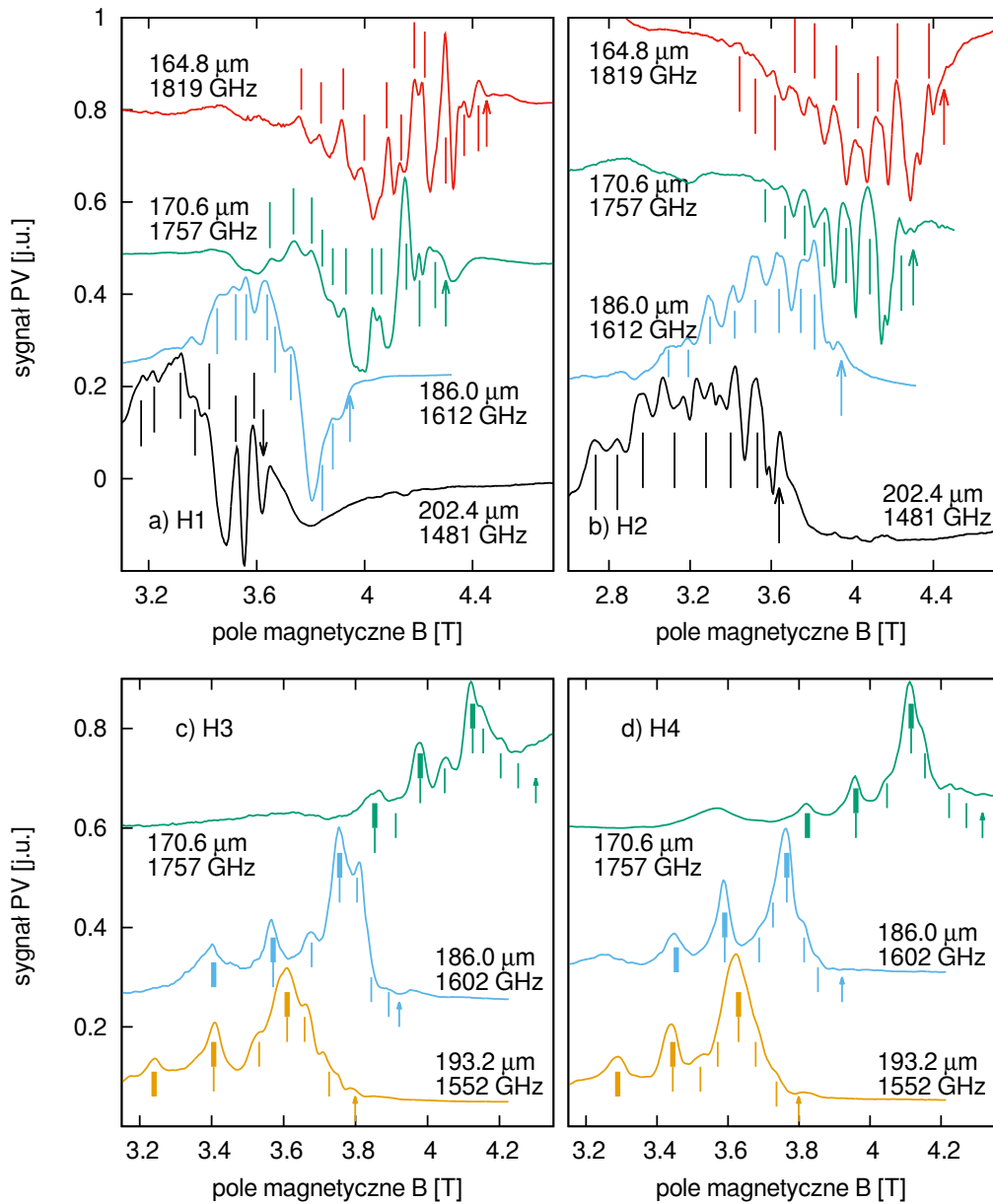
Częstotliwość wykorzystanego w tym eksperymencie promieniowania jest dość duża w porównaniu do częstotliwości obserwowanych plazmonów. Jest to sytuacja diametralnie inna niż w przypadku wyników otrzymanych w zakresie 100–700 GHz, gdzie dla wyższych modów stosunek ten zbliżał się do 1. Dlatego też, w pomiarach wykonanych w wysokich częstotliwościach, serię maksimum odpowiadającym rezonansom magnetoplazmowym obserwuje się w polach magnetycznych tuż przed samym rezonansem cyklotronowym (B_{CR}). Zaobserwowanie wzbudzeń w niższych polach magnetycznych wymagałoby ekscytacji bardzo wysokich modów drgań plazmy, które mają niską amplitudę.

Metoda analizy danych

Nie mając do dyspozycji serii pomiarów wykonanych dla szeregu różnych częstotliwości padającego na próbkę promieniowania, w przypadku wyników otrzymanych za pomocą lasera THz analizowano pojedyncze widma. Aby tego dokonać, konieczne jest założenie, że wszystkie maksima widoczne w widmie odpowiadają kolejnym rezonansom magnetoplazmowym. Każdemu maksimum przyporządkowywane jest jego położenie – rezonansowe pole magnetyczne B_n , gdzie n jest numerem maksimum liczonym od pola rezonansu cyklotronowego B_{CR} w kierunku mniejszych pól magnetycznych. Następnie, posługując się wprost zależnością częstotliwości magnetoplazmonu od pola magnetycznego, można obliczyć częstotliwość plazmonu w zerowym polu magnetycznym:

$$f_{p,n} = \frac{1}{2\pi} \left(\omega^2 - \left(\frac{eB_n}{m^*} \right)^2 \right). \quad (4.6)$$

Widać, że im bliżej pola magnetycznego odpowiadającego rezonansowi cyklotronowemu $B_{CR} = m^*\omega/e$ znajduje się maksimum związane z rezonansem



Rysunek 4.27: Wybrane widma otrzymane przy wykorzystaniu linii laserowych. Strzałki wskazują pozycję pola magnetycznego odpowiadającego rezonansowi cyklotronowemu B_{CR} . Kreski wskazują pozycje rezonansów magneto plazmowych. Pogrubione kreski służą analizie przedstawionej w rozdziale 4.3.2. Wyniki dla próbki H1 pokazane są w segmencie a), dla H2 w b), dla H3 w c), a dla H4 w d).

magnetoplazmowym, tym niższa częstość $f_{p,n}$ odpowiadająca temu rezonansowi. Ta metoda wyznaczania częstości plazmowych jest gorsza od zastosowanej dla źródeł przestrajalnych (rozdział 4.2.3), ponieważ dokonujemy dopasowania funkcji do pojedynczego punktu. W poprzednio zastosowanej metodzie, funkcję dopasowywano do nawet kilkudziesięciu punktów, co istotnie zwiększało dokładność oraz upewniało co do prawdziwości wyniku. Duża niepewność otrzymanych wartości $f_{p,n}$ wynika z własności funkcji za pomocą której je obliczano – otóż, jeśli częstość cyklotronowa eB_n/m^* jest porównywalna z częstością promieniowania ω , to wówczas odejmowane są dwie bardzo podobne wielkości.

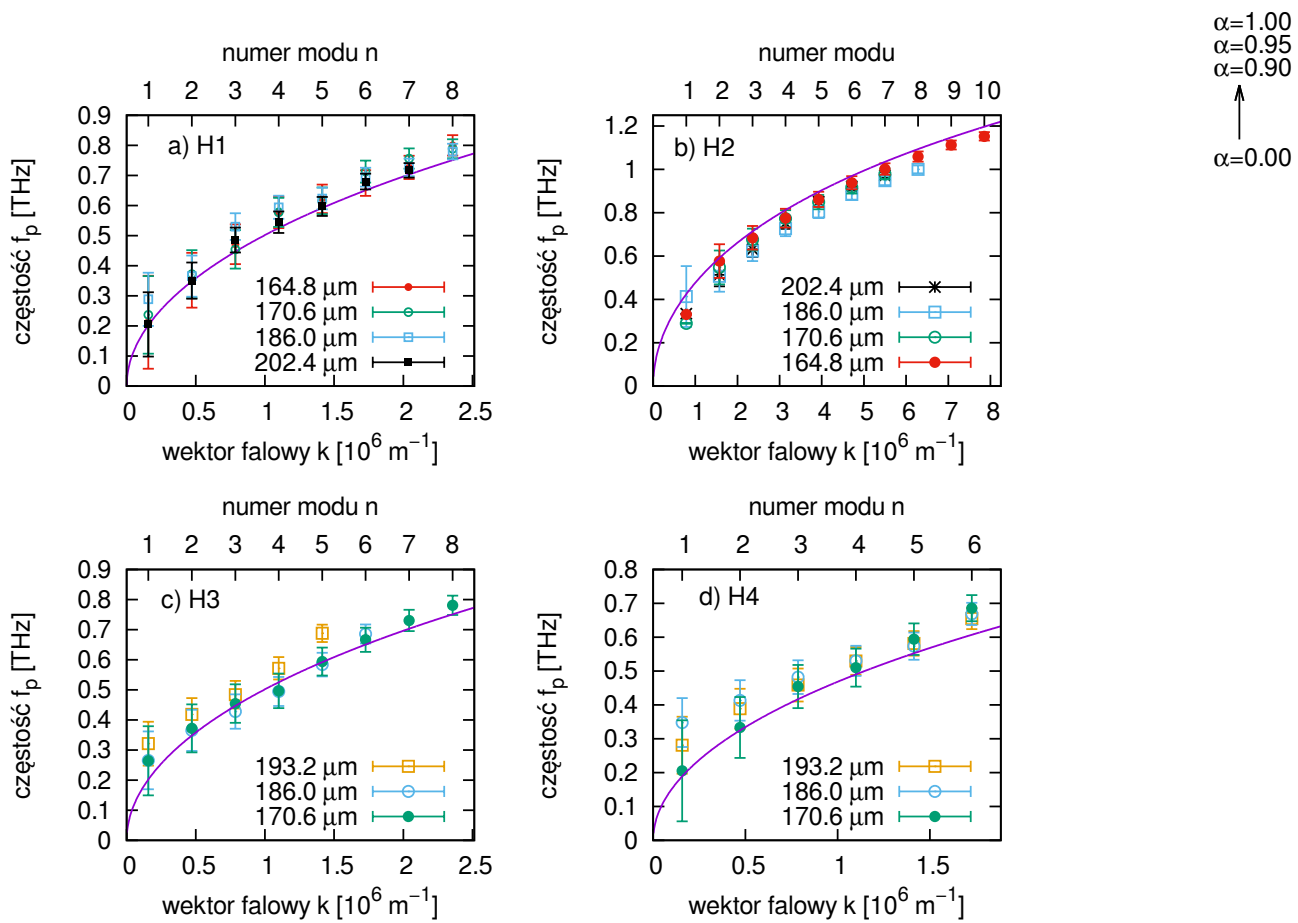
Wielkość ω znana jest z bardzo dużą dokładnością, ale na niepewność częstości cyklotronowej wpływają niepewności B_n i m^* . Za niepewność wielkości B_n przyjęto 0.01 T oraz uznano, że masę efektywną znamy z dokładnością do 1.0%. Wartości B_n oznaczone są na Rys. 4.27 jako pionowe kreski. Do wykonania wykresów wykorzystano średnie otrzymane z kilku do kilkunastu widm zmierzonych dla danej linii laserowej (o ile dysponowano taką ilością danych). Uśrednianie istotnie zmniejszyło szum i uwydatniło tylko powtarzalne maksima. Wszystkie przedstawione pomiary wykonano dla $U_G = 0$ V,

4.3.1 Wyznaczone zależności dyspersyjne

Otrzymane częstości $f_{p,n}$ dla próbek H1–H4 układają się w krzywe dyspersyjne o charakterze pierwiastkowym, podobnie jak w przypadku wyników otrzymanych w zakresie 100–700 GHz. Można zatem wnioskować, że cienkie bramki próbek H2 i H4 wciąż pozostają przezroczyste dla wyższych częstości promieniowania i nie ekranują pola elektrycznego plazmonów. Okazuje się, że dla próbek H1–H4 w widmach wysokoczęstotliwościowych nie obserwuje się przedłużenia rezonansów widocznych w niższych częstościach. Jedynie próbka T4 pokazuje takie same wzbudzenia jak w zakresie 100-700 GHz. Wyjaśnienie tej rozbieżności będzie przedmiotem dyskusji zawartej w rozdziale 4.3.2.

Próbki H1, H3 i H4

Wyniki detekcji promieniowania pochodzącego z lasera THz, uzyskane dla tych trzech próbek charakteryzują się bardzo dużym zagęszczeniem maksimów. Kształt widma komplikuje także fakt, że poszczególne rezonanse mają różne amplitudy i czasem słabsze maksimum może być widoczne tylko jako garb na tle mocniejszego. Do analizy przedstawionej w tej części pracy wykorzystano położenia B_n oznaczone cienkimi liniami na Rys. 4.27a,c,d. Linie pogrubione będą przedmiotem niezależnej analizy przedstawionej w rozdziale 4.3.2.



Rysunek 4.28: Otrzymane zależności dyspersyjne dla próbek H1 (a), H2 (b), H3 (c), H4 (d).

Okazuje się, że kwantyzacja wektorów falowych otrzymana w zakresie 100–700 GHz nie jest w stanie wyjaśnić rezonansów zaobserwowanych w omawianych wynikach. Otóż, należałoby się spodziewać maksimum rozdzielonych o ok. 0.01 T w przypadku próbek H1 i H3 oraz o ok. 0.02 T w przypadku próbki H4. Ze względu na szerokość rezonansów, wynoszącą ok. 0.03 T, obserwacja takich wzbudzeń w warunkach prezentowanego eksperymentu nie byłaby możliwa. Interpretacja wyników opiera się na znalezieniu takiego wymiaru badanych próbek, dzięki któremu uda się przyporządkować poszczególnym częstościom $f_{p,n}$ takie wektory falowe, które dobrze dopasują się do krzywej teoretycznej. Aby dopasować otrzymane wyniki, dla próbek H1, H3 i H4, do krzywej dyspersyjnej należy założyć, że obserwowane w tych próbkach magneto plazmony wzbudzone są w doprowadzeniach łączących kanał z kontaktami napięciowymi. Szerokość tych doprowadzeń wynosi $W_H = 20 \mu\text{m}$, a zatem

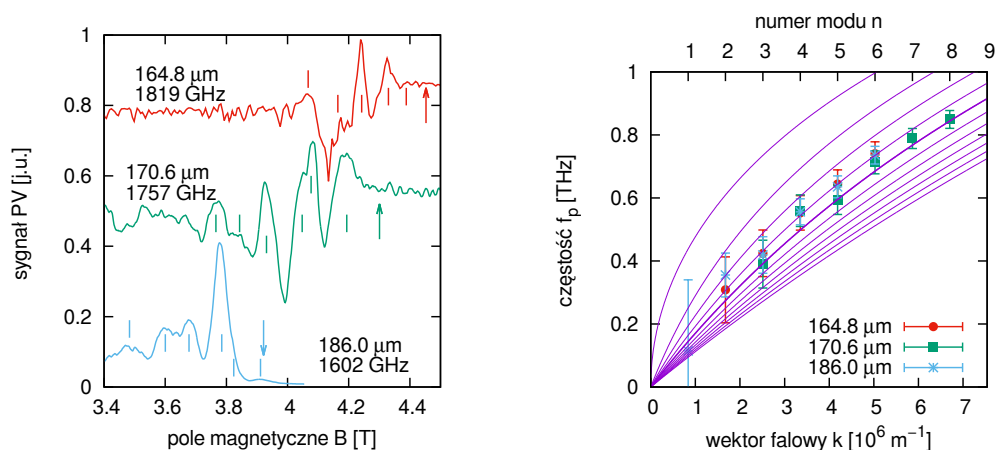
$k_n = (2n - 1)\pi/W_H$. Dla próbki H4 nie należy spodziewać się reguł wyboru zaobserwowanych w wynikach dla niskich częstości (rozdział 4.2.4), gdyż doprowadzenia do kontaktów napięciowych nie były przykryte bramką.

W dopasowaniach przedstawionych na Rys. 4.28a,c,d uwzględniono różne wielkości koncentracji elektronów w poszczególnych krzyżach hallowskich. Jakość dopasowania dla każdej z trzech próbek jest inna. Dla próbki H1 wszystkie wyniki doświadczalne układają się systematycznie wyżej o ok. 50 GHz ponad krzywą teoretyczną, jednak w granicach oszacowanych niepewności. Dla nominalnie identycznej, nieprzykrytej bramką, próbki H3 dopasowanie jest trochę gorsze, ale wciąż większość punktów mieści się w granicach niepewności na teoretycznej dyspersji. Najsłabsze dopasowanie otrzymano dla przykrytej jednorodną bramką próbki H4, gdzie ostatni mod o $n = 6$ ma częstość dużo powyżej oczekiwanej. Może to być związane z pominięciem podczas analizy widm jednego z maksimum, które miało zbyt słabą amplitudę, aby odczytać jego położenie.

Próbka H2

Widma otrzymane za pomocą lasera THz dla próbki H2 (Rys. 4.27b) wyraźnie odróżniają się od widm uzyskanych dla próbek H1, H3 i H4. Obserwowane na krzyżu hallowskim H2 maksima są bardziej od siebie oddalone, dużo lepiej odseparowane, widoczne w większym zakresie pól magnetycznych i w większej liczbie. Dyspersja otrzymana dla próbki H2 ma charakter pierwiastkowy, co oznacza, że cienka metalizacja nie ekranuje skutecznie pola elektrycznego wzbudzanych plazmonów. Jest to konsyistentne z wynikami dla tej samej próbki otrzymanymi w zakresie 100-700 GHz. Aby dopasować dane należy założyć, że wzbudzenia związane są z okresem $a = 8 \mu\text{m}$ metalizacji bramki o kształcie meandra. Można to uzasadnić faktem, że wyniki te różnią się znacząco od wyników dla próbek H1, H3 i H4, a próbka H2 jest jedyną spośród krzyży hallowskich, która posiada okresową metalizację bramki. Tak więc, dla częstości plazmowych wyznaczonych dla próbki H2 wybrano wektory falowe $k_n = 2\pi/a$. Wynik takiego dopasowania przedstawiony jest na Rys. 4.28b.

Dla wysokich modów pojawia się pewna niezgodność i wyznaczone częstości są nieco niższe od przewidywanych. Może to być spowodowane tym, że koncentracja elektronów mogła być nieco mniejsza niż wyznaczona z pomiarów transportowych wykonanych przy innym schłodzeniu próbki. Może to być też spowodowane tym, że założenie o całkowitej przezroczystości cienkiej bramki nie jest do końca słuszne i ekranuje ona częściowo pole elektryczne plazmonu. Skutkowałoby to zmniejszeniem częstości plazmonu. Ten sam argument wysuwano dla wyjaśnienia niezgodności częstości wyższych modów z teoretyczną



(a) Widma otrzymane dla trzech długości fali promieniowania z lasera THz.

(b) Dyspersja wyznaczona z wyników z wykorzystaniem lasera THz.

Rysunek 4.29: Wyniki otrzymane dla próbki T4 z wykorzystaniem lasera THz.

dyspersją dla wyników dla próbek H2 i H4 z zakresu 100-700 GHz (rozdział 4.2.4).

Należy podkreślić, że na okres $a = 8 \mu\text{m}$ meandrycznej bramki składają się dwa metaliczne paski o długości $2 \mu\text{m}$ każdy oraz dwa obszary nieprzykryte bramką o długości $2 \mu\text{m}$ każdy. Jest to sytuacja inna niż w przypadku bramki w kształcie grzebienia, tj. dla próbki T4, gdzie w okresie siatki mieści się jeden pasek metalizacji oraz jeden obszar bez bramki. Należy rozważyć, czy siatka, wykonana z takiej przezroczystej dla promieniowania THz metalizacji, może powodować dyfrakcję, a co za tym idzie wzbudzić plazmony o długości fali określonej przez okres siatki. Jako odpowiedź należy zauważyć, że nawet sporo mniejsza – ale niezerowa dyfrakcja – może być w stanie wzbudzić drgania plazmy. Wszakże nie wiadomo, na ile metalizacja, z której wykonano meandryczną bramkę przykrywającą próbkę H2, jest przezroczysta dla promieniowania THz. Co więcej, same zmiany własności elektronów pod bramką są źródłem okresowości w 2DEG, która może być podstawą dla ekscytacji plazmonów o wektorze falowym określonym okresem siatki.

Próbka T4

W przypadku próbki T4, wzbudzenia magnetoplazmowe związane z okresem siatki widoczne w niskich częstościach (Rys. 4.10, 4.13) przedłużają się do częstości laserowych, zgodnie z równaniem $\omega^2 = \omega_{p,n}^2 + \omega_c^2$. Maksima są znacznie bardziej zbliżone w wyższych częstościach, lecz separacja między nimi wciąż

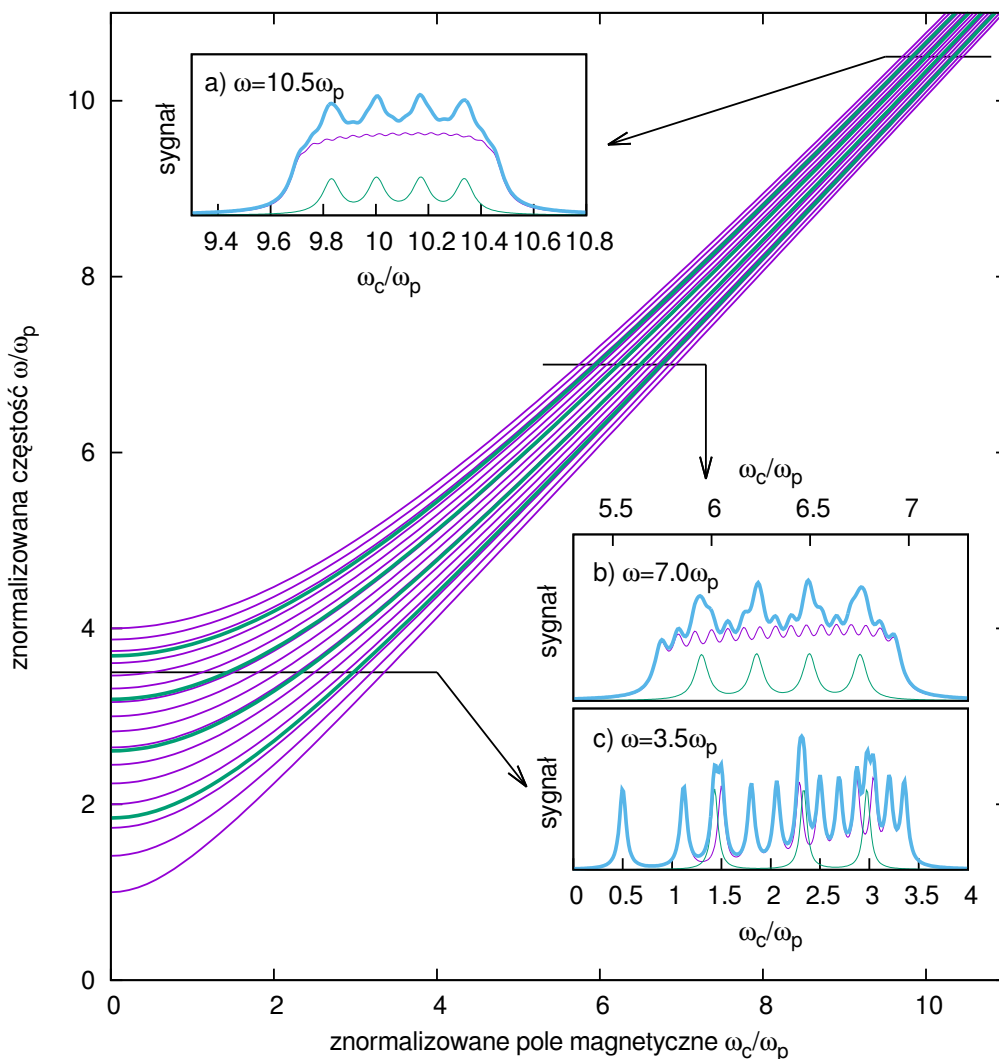
jest znacząco większa od ich szerokości. Widma dla trzech częstości promieniowania z lasera THz, dla których udało się uzyskać wyniki dla tej próbki, zaprezentowane są na Rys. 4.29a. Wyznaczona zależność dyspersyjna przedstawiona jest na sąsiednim Rys. 4.29b. Teoretyczna dyspersja dla parametru $\alpha = 0.6$ narysowana jest na tym wykresie pogrubioną linią. Pozostałe linie odpowiadają zmianie α co 0.1. Są to krzywe identyczne, z tymi na Rys. 4.17.

Aby dopasować wyznaczone częstości należało w przypadku próbki T4, założyć, że dla linii 170.6 i 164.8 μm nie zaobserwowano pierwszego modu plazmonu. Także dla linii 186.0 μm jest to bardzo słabe maksimum. Tak uzyskane punkty nie wypadają dokładnie na pogrubionej krzywej $\alpha = 0.6$, lecz mają częstości nieco powyżej niej, co jest bardzo podobne do wyników z zakresu 630–660 GHz. Dzięki temu, próbka T4 stanowi przykład ciągłości obserwowanych plazmonów w bardzo szerokim zakresie częstości 0.3–1.8 THz. Wyjaśnienie przyczyn, dla których te same wzbudzenia plazmy są widoczne w tak szerokim zakresie akurat dla próbki T4, przedstawione jest w następnej części niniejszej pracy.

4.3.2 Dyskusja wyników z lasera THz

Fakt, że dla próbek H1–H4 nie zaobserwowano w widmach laserowych wzbudzeń widocznych w niskich częstościach jest naturalną konsekwencją tego, że rezonanse mają stałą szerokość. Jeśli wzbudzone będą w wyższym polu magnetycznym, to odległości pomiędzy nimi w widmie zmniejszą się. W rezultacie, maksima rezonansów zleją się ze sobą, tworząc szeroką strukturę poprzedzającą rezonans cyklotronowy. Widać to dobrze już w wynikach w pasmie 630–660 GHz, gdzie maksima są od siebie słabo odróżnialne. Jeśli te same mody wzbudzeń będą pobudzane w wyższych częstościach promieniowania, to ze względu na szum niemożliwe stanie się odróżnienie pojedynczych maksimów. Aby mogły być one widoczne dla wyższej częstości promieniowania, konieczne byłoby zmniejszenie ich szerokości, np. poprzez mocniejsze schłodzenie próbki.

Dużo mniej oczywiste wydaje się natomiast to, dlaczego w częstościach niższych nie obserwuje się wzbudzeń widocznych w wyższych częstościach. Tutaj należy, że ponieważ w próbce obecne są dwa rodzaje wzbudzeń plazmy – jedno o wyższej częstości modu podstawowego $f_{p,1}$, a zatem o większej odległości pomiędzy poszczególnymi modami, oraz drugie o niższej częstości i bliżej położonych modach. W sytuacji, gdy te o niższej częstości są dobrze od siebie oddzielone, w tle wielu drobnych maksimów może być bardzo trudno rozróżnić dużo rzadziej położone maksima, odpowiadające wzbudzeniu o wyższej częstości. Jeśli do tego prostego modelu dodać szum oraz fakt, że amplituda każdego modu jest inna, a pewnym zmianom może ulegać nawet ich szerokość, to widać, jak trudne może być uwidocznienie wzbudzeń, dostrzegalnych



Rysunek 4.30: Symulacje kształtów widm detekcji rezonansów magnetoplazmowych przy założeniu obecności w próbce dwóch rodzin wzbudzeń. Magnetoplazmony o mniejszej częstotliwości przedstawione są jako linie fioletowe. Magnetoplazmony o częstotliwości większej przedstawione są jako linie zielone. We wstawkach zaprezentowano symulowane kształty odpowiedzi dla trzech różnych częstotliwości promieniowania. Całkowita odpowiedź próbki (niebieska pogrubiona linia) składa się z wkładu od magnetoplazmonów o niskiej częstotliwości (fioletowa linia) oraz takich o wysokiej częstotliwości (zielona linia).

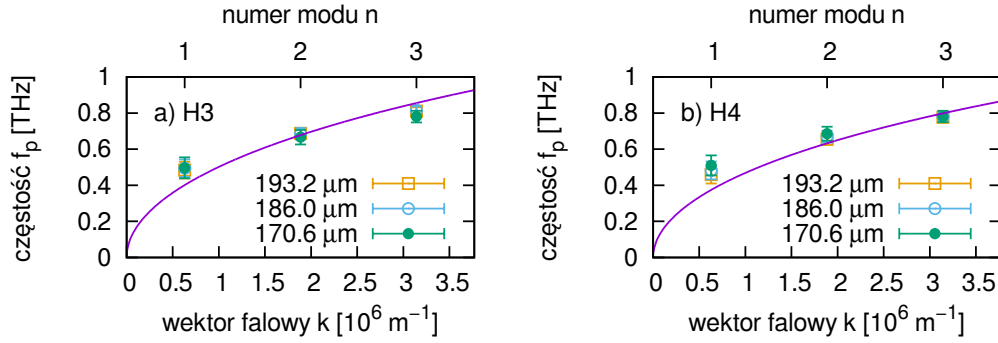
w widmach otrzymanych z laserem THz, na tle gęstszych wzbudzeń widocznych w widmach z zakresu 630–660 GHz.

Aby dobrze zilustrować opisaną wyżej koncepcję, przeprowadzono symulację kształtu widm odpowiedzi próbki, w której obecne są dwa rodzaje wzbudzeń. Rys. 4.30 przedstawia na głównym wykresie teoretyczne zależności magnetoplazmonu od pola magnetycznego o postaci $\sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}$. Na rysunku wykorzystano współrzędne bezwymiarowe. Krzywe fioletowe odpowiadają wzbudzeniom, których podstawowy mod ma częstość ω_p . Na rysunku przedstawiono 16 modów tego wzbudzenia. Założono, że próbce jednocześnie mogą być wzbudzone plazmony, których częstość modu podstawowego wynosi $\approx 1.84\omega_p$, oznaczone kolorem zielonym. Wielkość tę wybrano tak, aby dobrze oddawała sytuację dla badanych próbek. W przypadku rezonansu o wyższej częstości ograniczono się do 4 modów.

Ze względu na kwadratowy charakter zależności częstości magnetoplazmonu od pola magnetycznego, wiązka krzywych zwięza się na wykresie $\omega(B)$, wraz z rosnącą częstością ω i rosnącym polem magnetycznym (wyrażonym przez częstość cyklotronową $\omega_c = eB/m^*$). Aby dokonać symulacji widm założono, że każdy rezonans magnetoplazmowy opisany jest funkcją Lorentza o takiej samej szerokości ($0.04\omega_p$) i takiej samej amplitudzie.³ Położenia rezonansów wyznaczone są jako przecięcia linii odpowiadającej stałej częstości rezonansu (częstości promieniowania) z poszczególnymi krzywymi magnetoplazmonów. Przewidywany sygnał jest sumą funkcji Lorentza o opisanych wyżej parametrach. We wstawkach do Rys. 4.30 przedstawiono składową pochodzącą tylko od plazmonów o niskiej częstości (fioletowe krzywe) oraz składową pochodzącą tylko od plazmonów o wysokiej częstości (zielone krzywe). Niebieskie pogrubione krzywe przedstawiają sumę obu rodzajów rezonansów.

Przecięcia wykonano dla trzech wartości częstości, które odpowiadają dwóm reżimom „widoczności” wzbudzeń plazmy w polu magnetycznym. Najniższa wartość $3.5\omega_p$ odpowiada zakresowi częstości, gdzie mody plazmonów o niskiej częstości są dobrze odseparowane (Rys. 4.30c). Na nie nakładają się trzy mody wzbudzenia o wyższej częstości. Widoczność tych drugich rezonansów może być różna, w zależności od tego, gdzie taki mod znajduje się względem gęstszych modów. Aby mod odpowiadający wyższej częstości był dobrze widoczny, w realnym – zaszumionym, fluktuującym i dużo mniej regularnym widmie – musi trafić z dobrą dokładnością pomiędzy dwa mody wzbudzenia o niższej częstości. W przeciwnym wypadku wzbudzenie takie może być

³Nie jest do końca słuszne założenie, gdyż mody o wysokim n mają mniejszą amplitudę i większą szerokość niż mody o niskim n . Dla uproszczenia pominięto te zależności, gdyż celem przedstawianej symulacji jest wyłącznie prosta wizualizacja problemu zlewania się gęsto położonych modów w pomiarach wykonanych z wykorzystaniem dużych częstości promieniowania.



Rysunek 4.31: Wyznaczone dyspersje magnetoplazmonów dla próbek H3 (a) i H4 (b) dla maksimum o dużej amplitudzie.

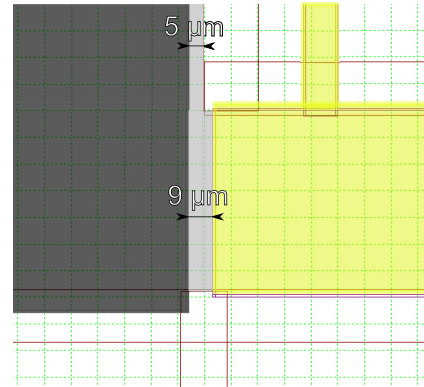
widoczne zaledwie jako drobne rozszczepienie albo wyłącznie poszerzenie czy przesunięcie maksimum związanego z modem rezonansu o niższej częstotliwości. Do tego, w widmie mierzonym w niskiej częstotliwości widocznych jest bardzo mało modów wzbudzenia o wysokiej częstotliwości – w omawianym przypadku – trzy. Widać zatem dlaczego dostrzeżenie w widmie, zmierzonym w niskiej częstotliwości, wzbudzeń o większej częstotliwości może być bardzo trudne.

Na przeciwnym biegunie znajduje się wynik z Rys. 4.30a. Odpowiada to sytuacji trzykrotnie większej częstotliwości promieniowania, $\omega = 10.5\omega_p$, niż w przypadku Rys. 4.30c. W tej symulacji widać, że rodzina modów o niskiej częstotliwości zlała się w pojedynczą i bardzo szeroką strukturę. Dopiero na takim wygładzonym tle rodzina modów o większej częstotliwości jest dobrze widoczna. Rysunek 4.30b przedstawia symulację dla $\omega = 7.0\omega_p$. Jest to sytuacja pośrednia pomiędzy dwoma omówionymi wcześniej przypadkami. Przy takiej proporcji częstotliwości promieniowania do częstotliwości plazmonu, czytelne są zarówno wzbudzenia o wysokiej, jak i o niskiej częstotliwości w $B = 0$.

Jako jeden z przykładów takiego „pośredniego” nakładania się rezonansów można podać wyniki dla próbek H3 i H4. Widma zdominowane są przez trzy maksima o amplitudzie dużo większej niż pozostałe. Odległość w polu magnetycznym pomiędzy tymi strukturami wynosi ok. 0.2 T. Jeśli taki wygląd widm byłby wyłącznie rezultatem różnej amplitudy poszczególnych modów, to wówczas trudno uzasadnić, dlaczego akurat te mody wzbudzeń plazmy w tych dwóch próbkach są szczególnie silne. Zasadniczo nie widać powodu, dla którego mody 4. i 7. miałyby być wzbudzane z większą amplitudą niż mody 2. i 5. Pozostaje zatem stwierdzić, że widoczne są wzbudzenia plazmowe o wysokiej częstotliwości modu podstawowego w $B = 0$, a pomiary wykonywane są dla częstotliwości, w której rozróżnialne są oba typy rezonansów.

Odpowiada to pośredniemu reżimowi przedstawionemu na Rys. 4.30b. Rozmiar, na którym mogłyby związać się takie plazmony to ok. 5 μm . Jedynym

Rysunek 4.32: Schemat fragmentu próbki w okolicy lewego kontaktu prądowego, oznaczonego jako szare pole. Oznaczono wymiar $5 \mu\text{m}$ niewytrawionego 2DEG otaczającego kontakt oraz $9 \mu\text{m}$ dzielący kontakt i bramkę (żółte pole). Pozostałe ciągłe linie oznaczają krawędzie obszarów trawienia a przerywane zielone linie to siatka współrzędnych.

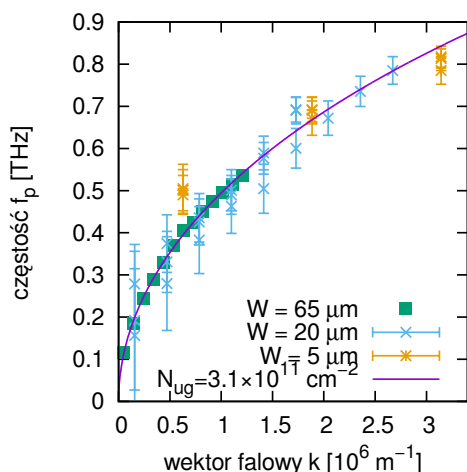


takim wymiarem są wąskie paski dwuwymiarowego gazu elektronów otaczające kontakty prądowe źródło i dren (Rys. 4.32). Rysunek 4.31 przedstawia wyznaczone dyspersje dla obu próbek otrzymane z pozycji maksimum przedstawionych na Rys. 4.28c,d w postaci pogrubionych kresek. Skorzystano z zależności 4.6. Założono $k_n = (2n - 1)\pi/5\mu\text{m}$ oraz teoretyczne dyspersje identyczne z przedstawionymi w poprzednich rysunkach 4.28c,d i 4.16 (dla próbek H3 i H4 różnią się od siebie jedynie koncentracją elektronów). Dla obu próbek wyznaczone częstotliwości plazmonu o $n = 1$ są większe od przewidywanych przez zależności dyspersyjne. Może to być spowodowane pozornym przesunięciem się maksimum wskutek obecności wielu drobniejszych maksimum związanych ze wzbudzeniami w doprowadzeniach do kontaktów napięciowych krzyży hallowskich.

Kształt próbek, w którym może wzbudzać się tak wiele rodzin magneto-plazmonów, jest pokłosiem tego, że pierwotny zarys kontaktów omowych przeznaczony był do badań transportowych prowadzonych w Instytucie Fizyki PAN. W ostatecznie wykonanych próbkach wykorzystano utworzony pierwotnie układ kontaktów. Nie był on jednak najlepszy dla badań wzbudzeń plazmy, które wymagają bardzo dobrze zdefiniowanego – tj. prostego – kształtu próbki. W trakcie projektowania próbek wydawało się, że we wnętrzu o rozmiarze $65 \mu\text{m}$ nie powinny powstać wzbudzenia o energii takiej jak we wnętrzu o rozmiarze $5 \mu\text{m}$. Nie spodziewano się również, że wzbudzenia w doprowadzeniach do kontaktów napięciowych o szerokości $W_H = 20 \mu\text{m}$ mogą być widoczne w widmach.

Innym przykładem zależności kształtu widma od wykorzystanej częstotliwości promieniowania jest wynik dla linii lasera o długości fali $202.4 \mu\text{m}$ dla próbki H2 (Rys. 4.27b). Widać, że dostrzegalne są w tym widmie drobniejsze od zaznaczonych struktury. W symulacji odpowiada to Rys. 4.30b, dla $\omega = 7.0\omega_p$, tj. dla częstotliwości pośredniej, gdzie dobrze widoczne są oba typy wzbudzeń.

Drobniejsze wzbudzenia w omawianym przypadku odpowiadają wzbudzeniom związanym z szerokością krzyża hallowskiego $W = 65 \mu\text{m}$. Widoczne są częściowo w widmie otrzymanym dla linii $202.4 \mu\text{m}$, ponieważ ma ona najniższą częstotliwość spośród wykorzystanych w eksperymencie z laserem THz, co zaczyna już „zahaczać” o pośredni reżim z Rys. 4.30.



Rysunek 4.33: Trzy rodziny plazmonów układające się na jednej krzywej dyspersyjnej dla próbki H3.

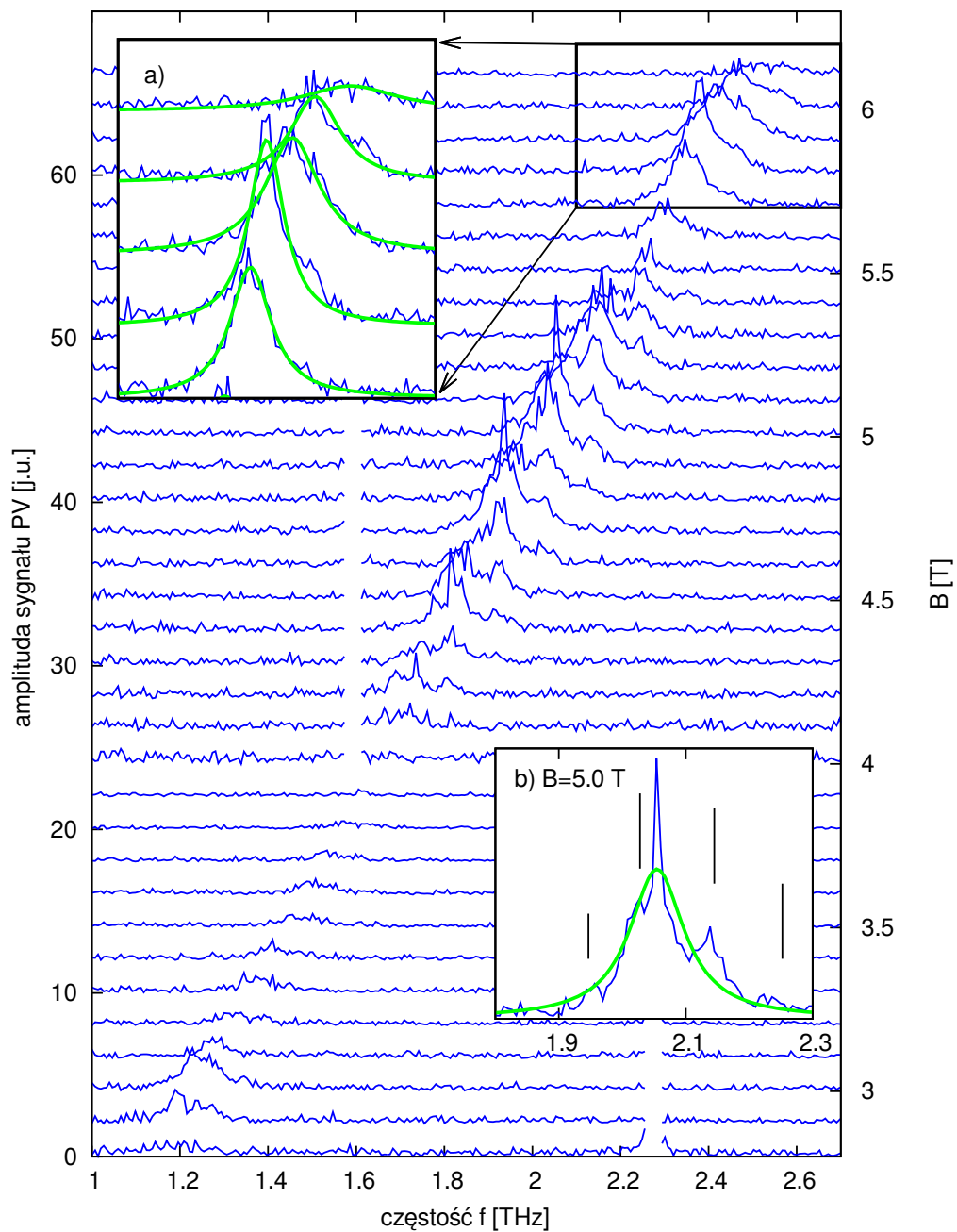
dla pozostałych próbek. Wzbudzenia o wyższej częstotliwości w próbce T4 związane są z okresem bramki o kształcie grzebienia i okresie $a = 7.5 \mu\text{m}$. Okazuje się, że mają one odpowiednią częstotliwość, aby zaobserwować je w zakresie 630–660 GHz i w zakresie linii laserowych 1.5–1.8 THz.

Przedstawiane pomiary udowadniają, że ostateczny wynik, w przypadku wzbudzania bardzo wielu modów magnetoplazmonów, istotnie zależy od wykorzystanej częstotliwości promieniowania. Dla zobrazowania tej sytuacji wykonano Rys. 4.33, który przedstawia wyznaczone dyspersje dla próbki H3 zawierając wszystkie punkty, które odpowiadają trzem rodzinom wzbudzeń plazmy: dla $W = 65 \mu\text{m}$, $20 \mu\text{m}$ oraz $5 \mu\text{m}$. Widać, że punkty ułożone są na jednej teoretycznej krzywej dyspersyjnej, a poszczególne rodziny różnią się jedynie regułą doboru wartości wektora falowego k_n .

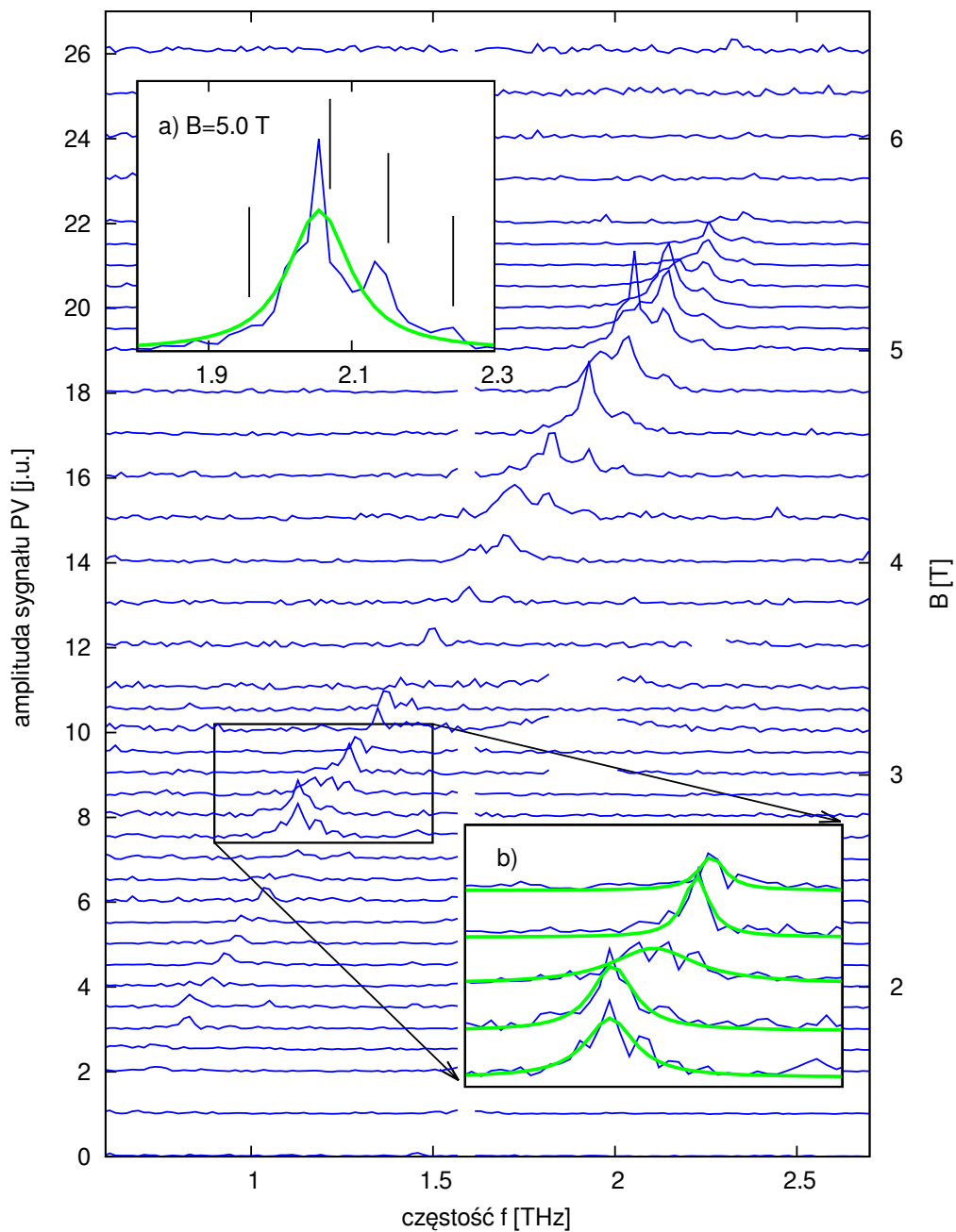
4.4 Spektrometr fourierowski

Ze względu na to, że pomiar przy użyciu spektrometru fourierowskiego odbywa się w funkcji częstotliwości promieniowania, kolejne pomiary wykonywane

Kolejnym przykładem mogą być także wyniki dla próbki T4 z zakresu 630–660 GHz (Rys. 4.10). Bardzo szerokie tło, widoczne w widmach zmierzonych dla tego zakresu, można wyjaśnić, jako złane ze sobą mody wzbudzenia plazmy o wektorze falowym określonym przez szerokość tej próbki. Ze względu na to, że $W = 300 \mu\text{m}$, częstotliwości plazmowe były bardzo niskie. Rozdzielenie poszczególnych maksimów było więc nie możliwe w wykorzystanym zakresie częstotliwości promieniowania. Taka interpretacja widm otrzymanych dla próbki T4 chroni przed nieprawidłowym wnioskiem, jakoby szerokość maksimów, widocznych w widmach z zakresu 630–600 GHz, była znacząco większa niż



Rysunek 4.34: Fragmenty spektrogramów otrzymane dla próbki nieprzykrytej bramką H1 w różnych polach magnetycznych.

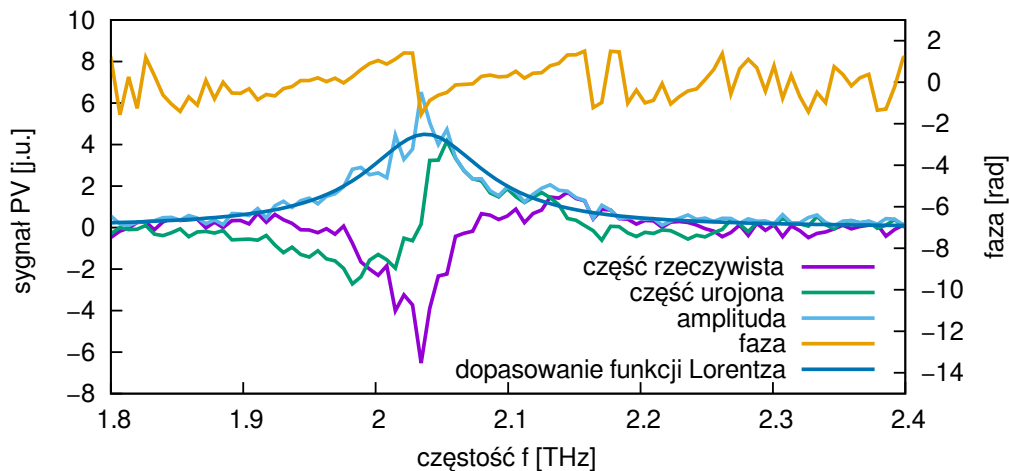


Rysunek 4.35: Fragmenty spektrogramów otrzymane dla próbki przykrytej branką H2 w różnych polach magnetycznych, przy $U_G = 0$ V.

były dla ustalonego pola magnetycznych i napięcia polaryzującego bramkę. Ponieważ czas dostępny do wykonania pomiarów ze spektrometrem fourierowskim był bardzo ograniczony, a i czas trwania pojedynczego pomiaru był dość długi, wybrano do eksperymentu wyłącznie jedną parę próbek wytworzonych na jednym kawałku kryształu. Była to próbka H2 z meandryczną bramką oraz sąsiadująca próbka H1 nieprzykryta bramką. Dla drugiej z tych próbek wykonano serię pomiarów spektrometrycznych fotonapięcia dla różnych pól magnetycznych. Dla próbki H2, posiadającej bramkę, wykonano podobną serię pomiarową przy $U_G = 0$ V oraz dwie serie, w których zmieniano napięcie polaryzujące bramkę przy ustalonych wartościach indukcji pola magnetycznego $B = 3.0$ T i $B = 5.2$ T.

Fragmety otrzymanych widm przedstawione są na Rys. 4.34 oraz Rys. 4.35. Poszczególne widma zostały dla czytelności przesunięte w osi pionowej. Kolejne pomiary wykonane zostały dla różnych wartości pola magnetycznego, co oznaczono na prawej skali rysunków. Krok pola magnetycznego wynosił 0.1 lub 0.2 T. Przedstawiona wielkość amplitudy sygnału, jest modułem zespolonej wielkości, którą rejestrował spektrometr fourierowski (Rys. 4.36). Wielkość amplitudy jest proporcjonalna do mierzonego fotonapięcia, ale współczynnik tej proporcjonalności pozostaje nieznan, dlatego zdecydowano się korzystać z jednostek umownych sygnału (j.u.). Pomiary dla próbki H1 wykonane zostały z rozdzielczością spektralną 0.2 cm^{-1} (6 GHz), natomiast dla próbki H2 – z rozdzielczością 0.5 cm^{-1} (15 GHz). Przedstawiono tylko te fragmenty widm, na których widać ewolucję badanego maksimum w zależności od wielkości pola magnetycznego.

Dla obu próbek spektrogramy ukazują jedną strukturę o szerokości ok. 0.2 THz. Położenie tej struktury przesuwają się w wyższe częstotliwości, wraz ze wzrostem pola magnetycznego, natomiast jej amplituda wykazuje silne i niemonotoniczne zmiany. Na strukturę nałożone są oscylacje, których maksima wskazane są pionowymi kreskami na Rys. 4.34b i 4.35a. Oscylacje są bardzo wyraźne w częściach zespolonej i urojonej sygnału (Rys. 4.36), objawiając się jako okresowe zmiany znaku. W przebiegu fazy, tj. odwrotnego tangensa ilorazu obu wielkości, zaobserwować można z kolei liniowe przebiegi przerywane nagłymi skokami o π (Rys. 4.36). Takie zachowanie części rzeczywistej i urojonej sygnału były kolejnym powodem, dla którego w dalszej analizie korzystano z całkowitej amplitudy sygnału. Oscylacje w amplitudzie są wyraźnie słabsze (Rys. 4.36). Faza i okres oscylacji nie zależą od wielkości pola magnetycznego. Można wnioskować, że zaobserwowany efekt wynika z interferencji padającego promieniowania w podłożu próbki, które jest płytką płasko-równoległą. Potwierdza to wyznaczenie okresu oscylacji na (217 ± 7) GHz. Dla GaAs o stałej dielektrycznej $\epsilon = 12.9$, odpowiada to szerokości wnęki interferencyjnej ok. 0.4 mm, co równa się grubości podłoża próbki.



Rysunek 4.36: Przykład przebiegu części rzeczywistej, części urojonej, amplitudy oraz fazy sygnału dla próbki H1 w $B = 4.9$ T.

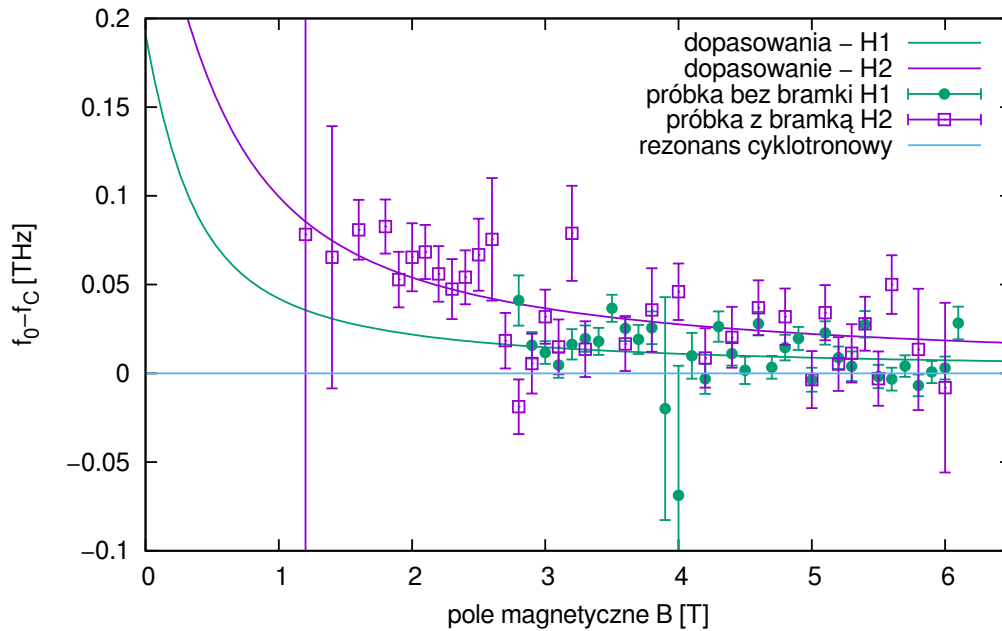
W spektrogramach przedstawionych na Rys. 4.34 i 4.35 wycięte zostały wąskie fragmenty w okolicach 1.5 lub 2.1 THz. Usunięto w ten sposób maksima związane z częstotliwością sieci elektrycznej – 50 Hz. Położenie tych maksimów w widmie zależało od prędkości poruszania się lustra spektrometru fourierowskiego. Aby nie zakłócić pomiaru, prędkość była zmieniana, tak, aby przesunąć maksimum związane z częstotliwością 50 Hz poza badaną strukturę. Np. dla próbki H1 zostało to wykonane pomiędzy pomiarami dla $B = 3.9$ i $B = 4.0$ T. W przypadku pomiarów próbki H2, wykonanych w zależności od napięcia polaryzującego bramkę, badane maksimum pozostawało w stałej częstotliwości – nie była zatem konieczna zmiana prędkości lustra w tych seriach pomiarowych.

4.4.1 Analiza obserwowanego maksimum

Wiedząc, że drobne maksima widoczne w zebranych widmach pochodzą od efektu interferencyjnego w podłożu, można te struktury zaniedbać. Próby odfiltrowania tych oscylacji zawodzą, gdyż w pojedynczym widmie widać co najwyżej 3–4 maksima interferencyjne. Jest to zbyt mało, aby skutecznie usunąć te oscylacje za pomocą transformacji Fouriera (tzn. filtrowania cyfrowego). Do każdego spektrogramu dopasowano zatem funkcję Lorentza postaci:

$$L(f) = \frac{a}{1 - (f - f_0)^2 g^{-2}}, \quad (4.7)$$

gdzie a to amplituda, f_0 to położenie maksimum, a g to szerokość maksimum funkcji Lorentza. Te trzy parametry były swobodne podczas dopasowywania



Rysunek 4.37: Położenia maksimum dla próbek H1 i H2 oraz dopasowane zależności częstotliwości magnetoplazmonów od pola magnetycznego.

do struktury widocznej w spektrogramach. Dopasowania wykonano za pomocą programu gnuplot. Przykładowe wyniki tej procedury przedstawione są w Rys. 4.34a,b i 4.35a,b jako zielone krzywe. Podczas takiej analizy danych zignorowano efekt oscylacji interferencyjnych. Z tego jednak powodu, otrzymane wielkości są tylko zgrubną oceną prawdziwych amplitud, położenia i szerokości badanego maksimum, gdyż oscylacje mogą w pewnym stopniu zaburzyć dopasowanie.

Częstość f_0

Położenie środka maksimum w funkcji pola magnetycznego dla obu próbek przedstawione jest na Rys. 4.37. Dla czytelności zdecydowano, aby nie przedstawiać na tym wykresie zależności częstotliwości f_0 od pola magnetycznego B , a pokazać zależność różnicy tej częstotliwości i częstotliwości cyklotronowej $f_c = (2\pi)^{-1}eB/m^*$ od B . W takich współrzędnych rezonans cyklotrony staje się poziomą prostą w $f - f_c = 0$ GHz. Jak widać, maksimum dla próbki przykrytej meandryczną bramką H2 najczęściej ma wyższą częstotliwość niż dla nieprzykrytej bramką próbki H1. Powodem takiej różnicy jest wzbudzenie magnetoplazmonu o wyższej częstotliwości w przykrytej bramką próbce. Większa niepewność punktów dla próbki H2 wynika z mniejszej rozdzielczości spektralnej (15 GHz), z jaką wykonano te pomiary, niż dla próbki H1 (6 GHz).

Do punktów dopasowano zależność $\sqrt{f_p^2 + f_c^2} - f_c$. Otrzymana wielkość częstości plazmonu wyniosła dla próbki H2 $f_{p,H2} = (303 \pm 15)$ GHz. Jest to wartość zgodna z częstością pierwszego modu wzbudzenia plazmowego zaobserwowanego w eksperymencie laserowym (Rys. 4.28b). W przypadku próbki H1 wyniki leżą dużo bliżej rezonansu cyklotronowego, co sprawia, że przy dość sporym ich rozrzucie, trudno jest stwierdzić, czy na pewno widoczny jest rezonans magnetoplazmowy. Wynika to z faktu, że minimalna odległość pomiędzy dwoma maksimami w widmie, które można rozróżnić przy wykorzystanej rozdzielczości pomiaru to 12 GHz. Jak widać z Rys. 4.37, dla wyższych pól magnetycznych, stwierdzenie z całą pewnością, czy magnetoplazmon ma wyższą częstość niż częstość odpowiadająca rezonansowi cyklotronowemu jest niemożliwa. Dzieje się tak, gdy $\sqrt{f_p^2 + f_c^2} - f_c < 12$ GHz. Do tego, objawia się brak pomiarów w niskich polach magnetycznych, gdzie spodziewana różnica byłaby większa. Mimo tych trudności, wykonano dopasowanie, otrzymując częstość plazmonu $f_{p,H1} = (192 \pm 30)$ GHz. Wartość ta jest zgodna z wynikiem, uzyskanym z widm laserowych, dla próbki H1 (Rys. 4.28a).

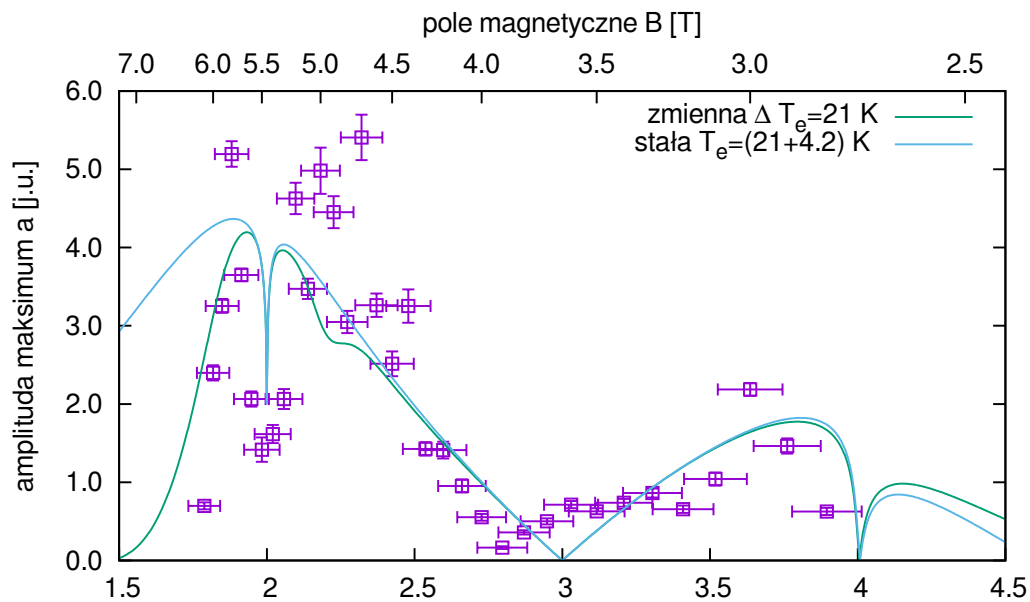
Ważnym zagadnieniem pozostaje wyjaśnienie przyczyny, dla której w pomiarach fourierowskich zaobserwowano tylko podstawowy mod wzbudzenia magnetoplazmowego. Może nią być inny sposób prowadzenia eksperymentu niż w przypadku promieniowania laserowego. W eksperymencie z wykorzystaniem promieniowania monochromatycznego, wzbudzany jest tylko jeden mod, określony przez pole magnetyczne i częstość promieniowania. W przypadku eksperymentu fourierowskiego, wzbudzanych może być jednocześnie wiele modów magnetoplazmowych. Po drugie, moc wzbudzająca rezonans, w przypadku eksperymentu fourierowskiego, jest na poziomie poniżej nW, o wiele rzędów wielkości mniej niż w przypadku eksperymentu z wykorzystaniem promieniowania laserowego (mW). Na obecnym etapie badań nie sposób jest stwierdzić, który z powyższych efektów jest istotniejszy.

Amplituda a

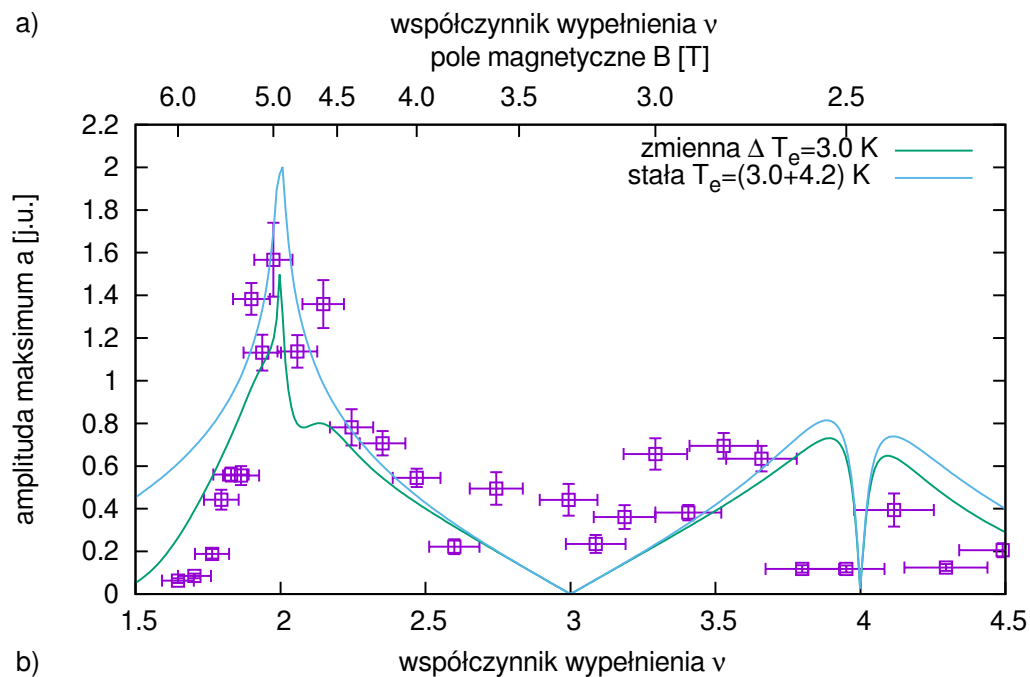
W tej i w kolejnej części opisu wyników eksperymentalnych, wszystkie dopasowane parametry przedstawiana będą w funkcji współczynnika wypełnienia poziomów Landaua ν . Wielkość współczynnika wypełnienia obliczano korzystając ze wzoru:

$$\nu = \frac{h}{e} N \frac{U_{th} - U_G}{U_{th}} \frac{1}{B}, \quad (4.8)$$

gdzie N to koncentracja elektronów przy $U_G = 0$ V, a U_{th} to napięcie odcięcia bramki. Człon $(U_G - U_{th})/U_{th}$ oddaje liniową zależność koncentracji od napięcia polaryzującego bramkę. W przypadku próbki H1 nieprzykrytej bramką, ten ułamek jest równy 1. Pomiaru w funkcji pola magnetycznego i napięcia

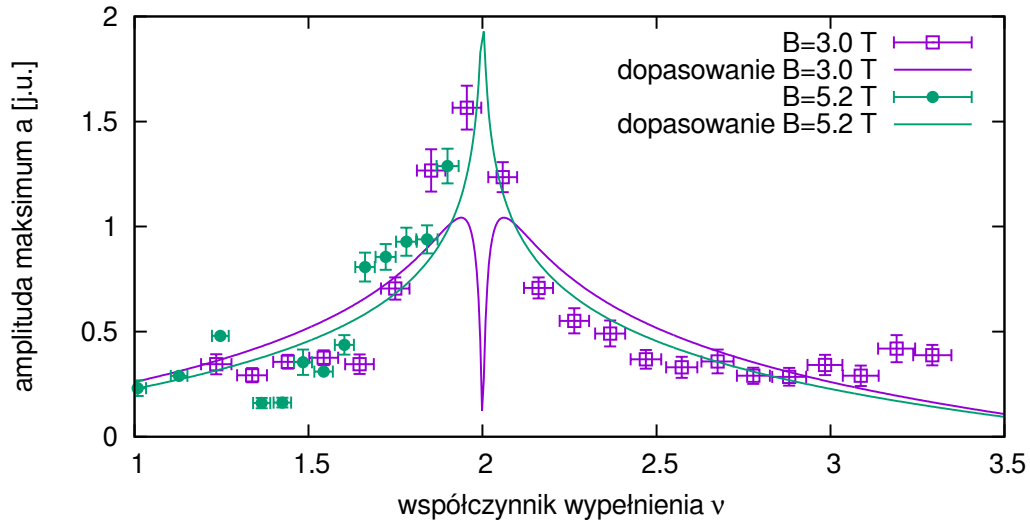


a)



b)

Rysunek 4.38: Zmierzona i dopasowana zależność wysokości maksimum rezonansu magnetoplazmowego od współczynnika wypełnienia poziomów Landaua w seriach pomiarów wykonanych w zależności od natężenia pola magnetycznego dla próbki a) nieprzykrytej bramką H1 oraz b) przykrytej bramką H2 dla $U_G = 0$ V.

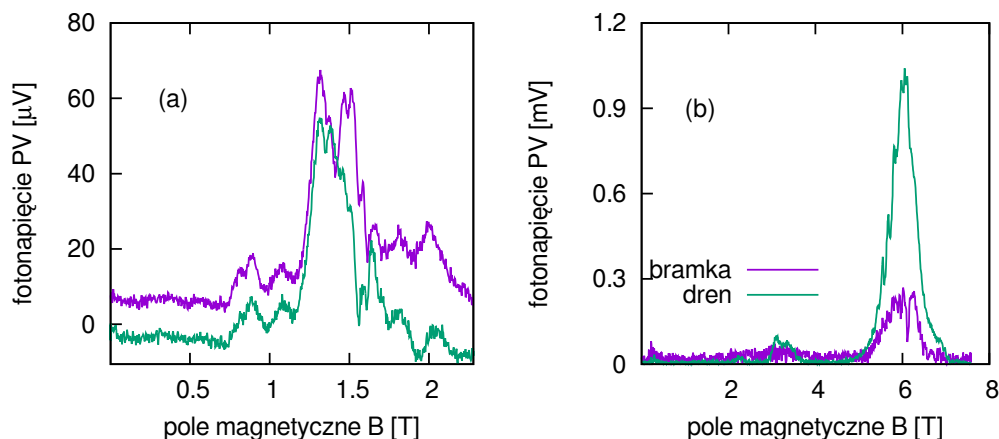


Rysunek 4.39: Zmierzone i dopasowane zależności wysokości maksimum rezonansu magnetoplazmowego od współczynnika wypełnienia poziomów Landaua w seriach wykonanych w zależności od polaryzacji bramki w stałym polu magnetycznym dla próbki przykrytej bramką H2.

polaryzującego bramkę, pokazują, że amplituda badanego maksimum ma charakterystyczne punkty dla pewnych wartości tych parametrów. Jest to mocne wskazanie na to, że te charakterystyczne punkty pojawiają się dla takiej samej wartości ν . Zgodnie z wieloma publikacjami, taka wartość to, w szczególności, $\nu = 2$.

Warunki sprzętowe (oraz brak czasu, aby im zaradzić) nie pozwoliły na pomiar magnetooporu, w układzie spektrometru fourierowskiego dostępnym w Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych w Grenoble, w warunkach oświetlenia próbki promieniowaniem z lampy rtęciowej. Wobec tego, założono takie wartości N i U_{th} , że dla próbki H1, $\nu = 2$ jest w $B = 5.6$ T, a dla próbki H2, przy $U_G = 0$ V, w $B = 5.0$ T. Są to pola magnetyczne, wokół których, amplituda a wykazała charakterystyczne zależności od B . Dla próbki H1 było to minimum otoczone dwoma maksimami w $B = 5.6$ T (Rys. 4.38a), a dla próbki H2 było to pojedyncze maksimum w $B = 5.0$ T (Rys. 4.38b). W przypadku pomiarów dla próbki H2, wykonanych w zależności od U_G , w $B = 3.0$ T, za napięcie odpowiadające $\nu = 2$ uznano $U_G = -0.13$ V, gdzie zaobserwowano pojedyncze maksimum. Aby oddać założone powyżej wartości B i U_G odpowiadające $\nu = 2$, należy przyjąć dla próbki H1: $N = 2.65 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, a dla próbki H2: $N = 2.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ i $U_{th} = -0.32$ V.

Powyższe wartości koncentracji elektronów są ok. 10–15% niższe niż wyznaczone z eksperymentów magnetotransportowych. Takie obniżenie koncentracji



Rysunek 4.40: Porównanie widm fotonapięcia generowanego pomiędzy źródłem i bramką a fotonapięciem generowanym pomiędzy źródłem i drenem. Widma otrzymane ze źródłami monochromatycznymi dla częstości promieniowania a) $f = 648$ GHz i b) $f = 2.54$ THz.

elektronów może być związane z zastosowaniem innej procedury chłodzenia próbki, podczas pomiarów za pomocą spektrometru Fouriera niż podczas pomiarów magnetotransportowych. Innym powodem różnicy może być też obecność szerokiego spektralnie promieniowania z lampy rtęciowej. Oba typy badań przeprowadzone były w innych układach eksperymentalnych, co mogło sprzyjać zaistnieniu takich różnic. Druga niespójność z pomiarami transportowymi, przedstawionymi w rozdziale 4.1, objawia się też w wartości $U_{th} = -0.32$ dla próbki H2 (-0.24 V z pomiarów charakterystyki przejściowej).

Jak wspomniano wyżej, zaobserwowano silną zależność amplitudy maksimum wzbudzenia magnetoplazmowego od pola magnetycznego (Rys. 4.38) i napięcia polaryzującego bramkę. Postanowiono do zaobserwowanych zależności dopasować przewidywania modelu z Ref. [116], przedstawione w rozdziale 1.4. Należy zauważyć, że wykorzystany model przewiduje powstanie napięcia pomiędzy bramką i źródłem, a w omawianym eksperymencie pomiar PV wykonano pomiędzy drenem i źródłem. Dowiedziono jednak eksperymentalnie, że obie wielkości są w badanych próbkach bardzo podobne i wykazują te same maksima w tych samych polach magnetycznych (Rys. 4.40). W przedstawionej w kolejnych akapitach analizie dopasowano sumę modułów funkcji 1.36 z $\bar{\nu} = 2$ i $\bar{\nu} = 4$. We wszystkich dopasowaniach wybrano stałą skalującą $A = 0.13$, a temperaturę sieci $T_L = 4.2$ K. Wykonano dwa rodzaje dopasowań, co przedstawiono szczegółowo w następnych akapitach.

W prostszej wersji dopasowania, temperatura elektronów pozostawała stała w polu magnetycznym. Widać, że te dopasowania zawodzą dla niskich

współczynników wypełnienia $\nu \leq 1.8$ (niebieskie krzywe na Rys. 4.38). Powodem takiego zachowania jest niższa moc promieniowania pochłaniania przez próbkę w tych warunkach. Wynika to z kształtu widma promieniowania wykorzystywanego w eksperymencie fourierowskim (Rys. 3.16). Dla niskich współczynników wypełnienia, czyli dla wysokich pól magnetycznych, ilość promieniowania, która jest w rezonansie z próbką jest bardzo mała. Dlatego też należy się spodziewać, że temperatura gazu elektronowego będzie funkcją pola magnetycznego. Oczywiście, nie jest wykluczone, że promieniowanie pochłaniane nierezonansowo również może podnosić temperaturę gazu elektronowego. Nie mniej jednak, obserwowano w omawianym eksperymencie wyłącznie sygnał rezonansowy, dlatego powyższe założenie wydaje się słuszne.

Wobec tego, w bardziej rozbudowanej wersji dopasowania założono, że temperatura elektronów jest proporcjonalna do rezonansowej mocy wykorzystanego źródła:

$$T_e(B) = T_L + \Delta T_e l \left(\frac{eB}{2\pi m^*} \right), \quad (4.9)$$

gdzie $l(\omega_c/2\pi)$ to funkcja opisująca spektralną gęstość mocy docierającą do próbki w funkcji częstości cyklotronowej (Rys. 3.16), $T_L = 4.2$ K to temperatura sieci krystalicznej, a ΔT_e to maksymalna różnica temperatur pomiędzy siecią a gazem elektronowym. Ta maksymalna różnica $T_e - T_L$ wypada dla częstości cyklotronowej odpowiadającej maksymalnej mocy źródła $f_c \approx 1.3$ THz (Rys. 3.16), tj. dla $B \approx 3.5$ T. Przy takim założeniu dokonujemy przybliżenia, że moc rezonansowa odpowiada rezonansowi cyklotronowego, a nie magneto-plazmowemu, co dla zaobserwowanych wzbudzeń jest dobrym przybliżeniem, gdyż $f \approx f_c$. Kolejnym przybliżeniem jest zerowa szerokość rezonansu – w rzeczywistości należałoby nieco rozmyć zależność $l(f)$. Takie założenie również nie wprowadza dużego błędu, gdyż zmierzony rozkład promieniowania $l(f)$ został nieco wygładzony, już na poziomie analizy danych ze spektrometru fourierowskiego.

Ostatecznie, dopasowano dla próbki nieprzykrytej bramką H1, temperaturę 2DEG wynoszącą $T_e \approx 25$ K (niebieska linia na Rys. 4.38a). Lepsze dopasowanie zostało osiągnięte, przy założeniu, że temperatura zależy od pola magnetycznego i osiągana jest tylko w polu magnetycznym $B_{CR} \approx 3.5$ T, gdzie $\omega_c/2\pi \approx 1.3$ THz (zielona linia na Rys. 4.38a). W innych polach magnetycznych temperatura gazu elektronowego była niższa, oddając kształt zależności $l(\omega_c/2\pi)$ z Rys. 3.16. Różnice pomiędzy oboma dopasowaniami istotne są głównie dla obszaru $\nu \leq 1.8$, gdzie bardzo szybko spada moc promieniowania będącego w rezonansie z próbką (Rys. 4.38).

Dla próbki H2, przykrytej bramką meandryczną, otrzymano temperaturę $T_e \approx 7$ K. Tutaj również wykonano dwa dopasowania, podobnie jak dla próbki

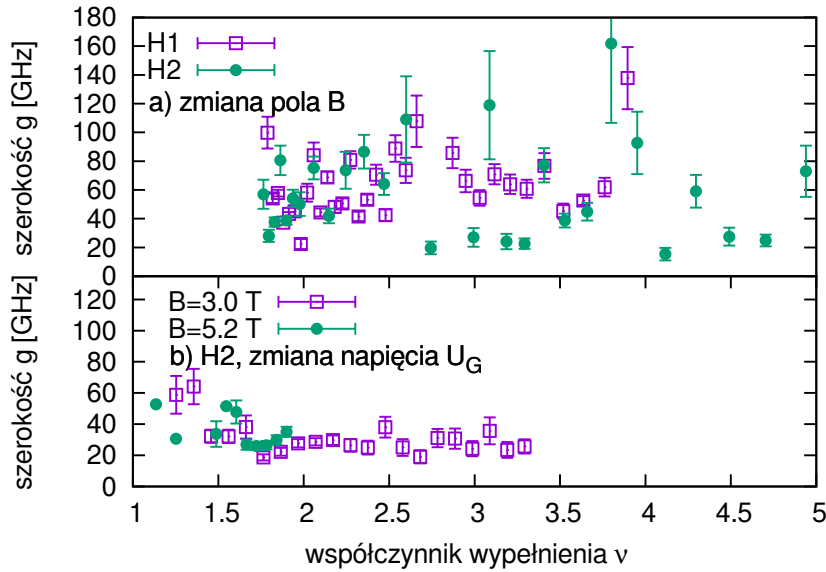
H1, ze zmienną i stałą temperaturą elektronów T_e (odpowiednio zielona i niebieska krzywa na Rys. 4.38b). Również w przypadku próbki H2, założenie zmiennej temperatury lepiej tłumaczy gwałtowny spadek sygnału dla $\nu \leq 1.8$. Z Rys. 4.38 widać dobrze, że dopasowania funkcji 1.36 z modelu [116] dla obu próbek dobrze oddają zależności amplitudy a od ν . Wyjaśnione są takie charakterystyczne cechy, jak minimum amplitudy rezonansu magnetoplazmowego w okolicy $\nu \approx 2$ dla próbki H1, czy pojedyncze i asymetryczne maksimum dla próbki przykrytej bramką H2. Należy w tym miejscu jeszcze raz zaznaczyć, że oba dopasowania wykonano dla takiego samego współczynnika A skalującego funkcję 1.36.

Taką samą zależność (równanie 4.9) $T_e(B)$ wykorzystano przy dopasowaniach dla pomiarów wykonanych dla próbki H2 w zależności od napięcia przyłożonego do bramki, przedstawionych na Rys. 4.39. W tych pomiarach, T_e pozostawała stała w funkcji U_G . Temperatura elektronów T_e była jednak nieznacznie różna dla pomiarów wykonanych przy różnych natężeniach pola magnetycznego, zgodnie z $T_e(B)$ z parametrem $\Delta T_e = 3$ K (tyle samo, ile w dopasowaniu ze zmienną $T_e(B)$). I tak, dla serii wykonanej w $B = 3.0$ T – $T_e = 7.1$ K, a dla serii wykonanej w $B = 5.2$ T – $T_e = 6.7$ K. Również te dopasowania wykonano dla takiego samego, jak w przypadku pomiarów w funkcji pola magnetycznego, współczynnika $A = 0.13$ skalującego funkcję 1.36.

Najprostsza próba odpowiedzi na pytanie, dotyczące powodów różnicy wyznaczonych temperatur elektronów w badanych próbkach, opiera się na możliwej różnicy w ilości mocy dostarczanej przez promieniowanie w obu przypadkach. Należy zauważyć, że obecność bramki obniżyła temperaturę elektronów. Można dywagować, czy związane jest to ze zmniejszeniem mocy docierającej do 2DEG w wyniku odbicia części promieniowania THz od metalicznej powierzchni bramki, czy w wyniku absorpcji części promieniowania spolaryzowanego równoległe do pasków meandrycznej bramki (która jest w zasadzie polaryzatorem), czy też jest to efekt częściowego rozproszenia promieniowania przez bramkę.

Szerokość g

Wyznaczenie szerokości maksimum z otrzymanych danych jest dość trudnym zadaniem z uwagi na nałożone na maksimum oscylacje związane z interferencjami w podłożu próbki. W zależności od położenia maksimum rezonansu magnetoplazmowego względem oscylacji, w procesie dopasowania krzywej Lorentza szerokość może być zaniżona lub zawyżona. Widać to wyraźnie w przypadku Rys. 4.41a obrazującego szerokość maksimum w funkcji pola magnetycznego. Wielkość ta wykazuje bardzo duże wahania sprawiające wrażenie losowych. W przypadku serii pomiarów wykonanych w stałym polu magnetycznym, szerokość maksimum pozostaje stała (Rys. 4.41b). Widać jedynie,



Rysunek 4.41: Wyznaczona szerokość g maksimum magnetoplazmowego w zależności od współczynnika wypełnienia poziomów Landaua ν , dla a) pomiarów obu próbek w zależności od wielkości pola magnetycznego oraz b) pomiarów próbki H2 w zależności od polaryzacji bramki.

że szerokość maksimów rośnie nieco dla współczynników wypełnienia poziomów Landaua poniżej ok. 1.7.

Różnica w rozrzucie wyznaczonych wartości g dla obu typów serii pomiarowych wynika z tego, że w przypadku pomiarów w zależności od B , maksimum rezonansu magnetoplazmowego wypadało w coraz to innej pozycji względem oscylacji związanych z interferencjami w podłożu próbki. W przypadku pomiarów wykonanych dla różnych U_G , wzajemne położenie rezonansu i oscylacji pozostawało stałe, gdyż częstość rezonansu magnetoplazmowego nie ulegała wtedy istotnym zmianom.

Rozdział 5

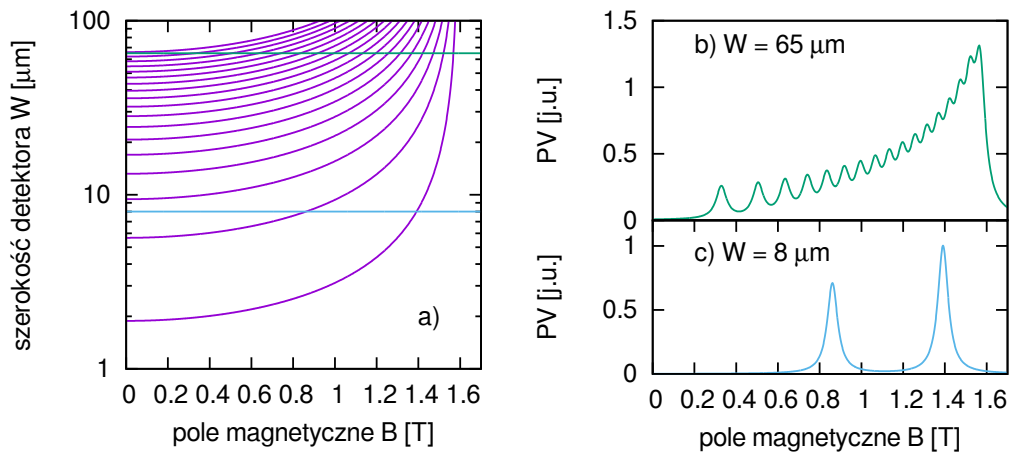
Podsumowanie

Niniejsza praca doktorska składa się z wielu elementów. Badania rozpoczęto już na poziomie zaprojektowania i wykonania struktur, które były przedmiotem opisywanych eksperymentów. Wykonano charakteryzację próbek jako tranzystorów oraz jako detektorów promieniowania dalekiej podczerwieni. Wykorzystano całą gamę źródeł monochromatycznego promieniowania terahercowego, co pozwoliło gęsto pokryć pomiarami zakres 0.1–0.7 THz. Wykonano także pomiary dla kilku linii lasera THz z zakresu 1.5–1.8 THz.

Badania detekcji wykazały wzbudzenie szeregu modów magnetoplazmonów, których wektor falowy określony jest przez geometrię próbki. Wymiarem takim może być rozmiar obszaru dwuwymiarowego gazu elektronowego, rozmiar metalizacji bramki lub też rozmiar mniejszych elementów próbki, jak np. szerokość doprowadzeń do kontaktów napięciowych w krzyżu hallowskim. To, które ze wzbudzeń będzie zaobserwowane, zależy od stosunków ich częstości oraz częstości promieniowania. Dla wysokich częstości promieniowania mody wzbudzenia zlewają się ze sobą. Wynika to z kształtu zależności częstości magnetoplazmonów od pola magnetycznego oraz skończonej szerokości tych rezonansów.

Wykazano, że w eksperymencie wykorzystującym promieniowanie niemochromatyczne i spektrometr Fourierowski, widoczny jest tylko pierwszy mod wzbudzenia plazmy. Okazało się także, że grubość metalizacji bramki odgrywa kluczowe znaczenie dla kształtu relacji dyspersyjnej wzbudzeń plazmowych w dwuwymiarowym gazie elektronowym. Wykazano także, że zaobserwowane maksimum, odpowiadające drugiej harmonicznej rezonansu cyklotronowego, związane jest z metalizacją w okolicy dwuwymiarowego gazu elektronowego.

Zebrane doświadczenia pozwalają na określenie kształtu optymalnego detektora promieniowania THz. Jest to mocno wydłużony prostokąt, na którego końcach znajdują się dwa kontakty prądowe. Mesa nie powinna zawierać żadnych dodatkowych elementów, które mogą okazać się rezonatorami dla



Rysunek 5.1: a) położenia kolejnych modów rezonansów magnetoplazmowych w polu magnetycznym dla nieprzykrytej bramką próbki o szerokości W ; b) symulowany sygnał dla $W = 65 \mu\text{m}$; c) symulowany sygnał dla detektora o szerokości $W = 10 \mu\text{m}$. Obliczenia dla częstotliwości promieniowania $f = 650 \text{ GHz}$.

plazmonów. Detektor powinien być nieprzykryty bramką lub być przykryty bramką jednorodną i wykonaną z cienkiej metalizacji. W świetle przedstawionych badań, taka próbka powinna wykazywać strojone polem magnetycznym rezonanse magnetoplazmowe. Jako, że ich częstotliwość określona jest szerokością prostokąta, to dla częstotliwości promieniowania z zakresu $> 0.5 \text{ THz}$ szerokość powinna być mniejsza niż $20 \mu\text{m}$. W przeciwnym wypadku rezonanse będą zlewać się w jedną szeroką strukturę.

Jako przykład wykonano Rys. 5.1a przedstawiający położenia kolejnych modów magnetoplazmonów dla szerokości próbki z zakresu $1\text{--}100 \mu\text{m}$ i częstotliwości promieniowania $f = 650 \text{ GHz}$. Rys. 5.1b przedstawia symulowany wynik detekcji w zależności od pola magnetycznego dla $W = 65 \mu\text{m}$, tj. dla szerokości badanych próbek. Położenie maksimum w symulacji wyznaczono jako przecięcia wartości $W = 65 \mu\text{m}$ z poszczególnymi modami magnetoplazmowymi (zielona linia na Rys. 5.1a). Rysunek 5.1c pokazuje spodziewany wynik dla próbki o szerokości $W = 8 \mu\text{m}$.¹

Jeśli kanał takiego detektora przykryć jednorodną i cienką bramką, to rezonanse powinny być dodatkowo strojone napięciem polaryzującym bramkę, aczkolwiek obecnie mechanizm tego efektu nie jest jeszcze dobrze zrozumiany. Drugą zaletą nałożenia bramki powinno być wzbudzenie tylko co drugiego

¹Symulacje wykonano podobnie jak w rozdziale 4.3.2, ale dla bardziej realnego wyglądu symulowanych widm, założono, że amplituda kolejnych maksimum proporcjonalna jest do $n^{-\frac{1}{2}}$.

modu spośród tych wzbudzanych na próbce z bramką. Np. na Rys. 5.1c należy spodziewać się zaledwie jednego maksimum w $B \approx 0.85$ T. Ten efekt pozwoliłby sięgnąć w wyższe częstotliwości promieniowania bez konieczności drastycznego zwięzania próbki.

Proponowane urządzenie i jego wariacje zostały już wykonane w Instytucie Fizyki PAN, z pomocą prof. Jerzego Wróbla i Pana Dawida Śnieżka, a w chwili pisania tych słów oczekują na pomiary, które zweryfikują prawdziwość przedstawionych przewidywań.

Bibliografia

- [1] W. T. Sommer, “Liquid helium as a barrier to electrons,” *Physical Review Letters*, vol. 12, pp. 271–273, Mar 1964.
- [2] M. H. Cohen, M. J. Harrison, and W. A. Harrison, “Magnetic-field dependence of the ultrasonic attenuation in metals,” *Physical Review*, vol. 117, pp. 937–952, Feb 1960.
- [3] E. D. Palik and J. K. Furdyna, “Infrared and microwave magnetoplasma effects in semiconductors,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 33, no. 3, p. 1193, 1970.
- [4] M. Dressel and G. Grüner, *Electrodynamics of Solids: Optical Properties of Electrons in Matter*. Cambridge University Press, 2002.
- [5] T. Ando, A. Fowler, and F. Stern, “Electronic properties of two-dimensional systems,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 54, pp. 437–672, Apr 1982.
- [6] M. S. Kushwaha, “Plasmons and magnetoplasmons in semiconductor heterostructures,” *Surface Science Reports*, vol. 41, no. 1–8, pp. 1 – 416, 2001.
- [7] K. Nogajewski, *Magnetoplasmon Excitations and Magnetotransport Properties of Two-Dimensional Electron Gas in GaN/AlGaN Heterostructures*. PhD thesis, Uniwersytet Warszawski, 2013.
- [8] S. M. Girvin, “The quantum Hall effect: Novel excitations and broken symmetries,” in *Aspects topologiques de la physique en basse dimension. Topological aspects of low dimensional systems* (A. Comtet, T. Jolicœur, S. Ouvry, and F. David, eds.), vol. 69 of *Les Houches – Ecole d’Ete de Physique Theorique*, pp. 53–175, Springer Berlin Heidelberg, 1999.
- [9] L. W. Schubnikow and W. J. de Haas, “Magnetische Widerstandsvergrößerung in Einkristallen von Wismut bei tiefen Temperaturen,” *Proceedings of the Royal Netherlands Academy of Arts and Science*, vol. 33, pp. 130–133, 1930.

- [10] L. Landau, “Diamagnetismus der Metalle,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 64, no. 9-10, pp. 629–637, 1930.
- [11] K. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, “New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance,” *Physical Review Letters*, vol. 45, pp. 494–497, Aug 1980.
- [12] Y. M. Galperin, *Quantum Transport*. Lund University, 1998.
- [13] G. Abstreiter, J. Kotthaus, J. Koch, and G. Dorda, “Cyclotron resonance of electrons in surface space-charge layers on silicon,” *Physical Review B*, vol. 14, pp. 2480–2493, Sep 1976.
- [14] C. Faugeras, G. Martinez, A. Riedel, R. Hey, K. Friedland, and Y. Bychkov, “Evidence for magnetoplasmon character of the cyclotron resonance response of a two-dimensional electron gas,” *Physical Review B*, vol. 75, p. 035334, Jan 2007.
- [15] E. Batke, H. L. Stormer, A. C. Gossard, and J. H. English, “Filling-factor-dependent cyclotron mass in space-charge layers on GaAs,” *Physical Review B*, vol. 37, pp. 3093–3096, Feb 1988.
- [16] I. Langmuir, “Oscillations in ionized gases,” *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, vol. 14, p. 627, 1928.
- [17] L. Tonks and I. Langmuir, “Oscillations in ionized gases,” *Physical Review*, vol. 33, pp. 195–210, Feb 1929.
- [18] H. Haug and S. Koch, *Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors*. World Scientific, 1990.
- [19] D. Pines and D. Bohm, “A collective description of electron interactions: II. collective vs individual particle aspects of the interactions,” *Physical Review*, vol. 85, pp. 338–353, Jan 1952.
- [20] D. Pines, “Collective energy losses in solids,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 28, pp. 184–198, Jul 1956.
- [21] W. L. Schaich and A. H. MacDonald, “Confined plasmons,” *Solid State Communications*, vol. 83, no. 10, pp. 779–782, 1992.
- [22] J. K. Furdyna, S. Goettig, J. Mycielski, and W. Trzeciakowski, “Magnetoplasma oscillations in a small conducting sphere,” in *Application of High Magnetic Fields in Semiconductor Physics* (G. Landwehr, ed.), vol. 177 of *Lecture Notes in Physics*, pp. 293–296, Springer Berlin Heidelberg, 1983.

- [23] J. K. Furdyna, S. Goettig, J. Mycielski, and W. Trzeciakowski, “Magneto-plasma oscillations in a small conducting sphere,” *Physical Review B*, vol. 31, pp. 7714–7725, Jun 1985.
- [24] R. A. Ferrell, “Predicted radiation of plasma oscillations in metal films,” *Physical Review*, vol. 111, pp. 1214–1222, Sep 1958.
- [25] R. H. Ritchie, “Plasma losses by fast electrons in thin films,” *Physical Review*, vol. 106, pp. 874–881, Jun 1957.
- [26] C. C. Grimes and G. Adams, “Observation of two-dimensional plasmons and electron-rippion scattering in a sheet of electrons on liquid helium,” *Physical Review Letters*, vol. 36, pp. 145–148, Jan 1976.
- [27] P. M. Platzman and G. Beni, “Comment on plasmon linewidth experiments for electrons on a helium surface,” *Physical Review Letters*, vol. 36, pp. 626–628, Mar 1976.
- [28] S. J. Allen, D. C. Tsui, and R. A. Logan, “Observation of the two-dimensional plasmon in silicon inversion layers,” *Physical Review Letters*, vol. 38, pp. 980–983, Apr 1977.
- [29] F. Stern, “Polarizability of a two-dimensional electron gas,” *Physical Review Letters*, vol. 18, pp. 546–548, Apr 1967.
- [30] A. V. Chaplik, “Possible crystallization of charge carriers in low-density inversion layers,” *Soviet Physics JETP*, vol. 35, no. 2, p. 395, 1972.
- [31] A. Eguluz, T. K. Lee, J. J. Quinn, and K. W. Chiu, “Interface excitations in metal-insulator-semiconductor structures,” *Physical Review B*, vol. 11, pp. 4989–4993, Jun 1975.
- [32] V. V. Popov, O. V. Polischuk, and M. S. Shur, “Resonant excitation of plasma oscillations in a partially gated two-dimensional electron layer,” *Journal of Applied Physics*, vol. 98, no. 3, p. 033510, 2005.
- [33] N. Okisu, Y. Sambe, and T. Kobayashi, “Far-infrared emission from two-dimensional plasmons in AlGaAs/GaAs heterointerfaces,” *Applied Physics Letters*, vol. 48, no. 12, pp. 776–778, 1986.
- [34] T. N. Theis, J. P. Kotthaus, and P. J. Stiles, “Two-dimensional magneto-plasmon in the silicon inversion layer,” *Solid State Communications*, vol. 24, no. 4, pp. 273 – 277, 1977.

- [35] W. Kohn, “Cyclotron resonance and de Haas-van Alphen oscillations of an interacting electron gas,” *Physical Review*, vol. 123, pp. 1242–1244, Aug 1961.
- [36] M. Nakayama, “Theory of surface waves coupled to surface carriers,” *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 36, no. 2, pp. 393–398, 1974.
- [37] V. V. Popov, O. V. Polischuk, T. V. Teperik, X. G. Peralta, S. J. Allen, N. J. M. Horing, and M. C. Wanke, “Absorption of terahertz radiation by plasmon modes in a grid-gated double-quantum-well field-effect transistor,” *Journal of Applied Physics*, vol. 94, no. 5, pp. 3556–3562, 2003.
- [38] E. Batke, D. Heitmann, and C. W. Tu, “Plasmon and magnetoplasmon excitation in two-dimensional electron space-charge layers on GaAs,” *Physical Review B*, vol. 34, pp. 6951–6960, Nov 1986.
- [39] G. C. Dyer, J. D. Crossno, G. R. Aizin, E. A. Shaner, M. C. Wanke, J. L. Reno, and S. J. Allen, “A plasmonic terahertz detector with a monolithic hot electron bolometer,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 21, no. 19, p. 195803, 2009.
- [40] A. V. Muravjov, D. B. Veksler, V. V. Popov, O. V. Polischuk, N. Pala, X. Hu, R. Gaska, H. Saxena, R. E. Peale, and M. S. Shur, “Temperature dependence of plasmonic terahertz absorption in grating-gate gallium-nitride transistor structures,” *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 4, p. 042105, 2010.
- [41] E. A. Shaner, M. Lee, M. C. Wanke, A. D. Grine, J. L. Reno, and S. J. Allen, “Single-quantum-well grating-gated terahertz plasmon detectors,” *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 19, p. 193507, 2005.
- [42] V. V. Popov, “Plasmon excitation and plasmonic detection of terahertz radiation in the grating-gate field-effect-transistor structures,” *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 32, no. 10, pp. 1178–1191, 2011.
- [43] C. D. Ager and H. P. Hughes, “Optical properties of stratified systems including lamellar gratings,” *Physical Review B*, vol. 44, pp. 13452–13465, Dec 1991.
- [44] C. D. Ager, R. J. Wilkinson, and H. P. Hughes, “Periodic grating-gate screening of plasmons in heterojunction structures,” *Journal of Applied Physics*, vol. 71, no. 3, pp. 1322–1326, 1992.

- [45] R. J. Wilkinson, C. D. Ager, T. Duffield, H. P. Hughes, D. G. Hasko, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones, C. R. Whitehouse, and N. Apsley, “Plasmon excitation and self-coupling in a bi-periodically modulated two-dimensional electron gas,” *Journal of Applied Physics*, vol. 71, no. 12, pp. 6049–6061, 1992.
- [46] K. Nogajewski, J. Łusakowski, W. Knap, V. V. Popov, F. Teppe, S. L. Rumyantsev, and M. S. Shur, “Localized and collective magnetoplasmon excitations in AlGa_N/Ga_N-based grating-gate terahertz modulators,” *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 21, p. 213501, 2011.
- [47] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. W. Scarola, V. Umansky, and K. von Klitzing, “Dispersion of the excitations of fractional quantum Hall states,” *Science*, vol. 324, no. 5930, pp. 1044–1047, 2009.
- [48] J. Alsmeier, E. Batke, and J. P. Kotthaus, “Dimensional excitations in narrow electron inversion channels on Si,” *Physical Review B*, vol. 40, pp. 12574–12577, Dec 1989.
- [49] E. Vasiliadou, G. Müller, D. Heitmann, D. Weiss, K. v. Klitzing, H. Nickel, W. Schlapp, and R. Lösch, “Collective response in the microwave photoconductivity of Hall bar structures,” *Physical Review B*, vol. 48, pp. 17145–17148, Dec 1993.
- [50] I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, and K. von Klitzing, “Collective excitations in two-dimensional electron stripes: Transport and optical detection of resonant microwave absorption,” *Physical Review B*, vol. 73, p. 113310, Mar 2006.
- [51] S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, “Microwave response of a two-dimensional electron stripe,” *Physical Review B*, vol. 71, p. 035320, Jan 2005.
- [52] I. Baskin, B. M. Ashkinadze, E. Cohen, and L. N. Pfeiffer, “Imaging of magnetoplasmons excited in a two-dimensional electron gas,” *Physical Review B*, vol. 84, p. 041305, Jul 2011.
- [53] S. I. Dorozhkin, D. V. Sychev, and A. A. Kapustin, “Bolometric detection of magnetoplasma resonances in microwave absorption by two-dimensional electron systems based on doping layer conductivity measurements in GaAs/AlGaAs heterostructures,” *Journal of Applied Physics*, vol. 116, no. 20, p. 203702, 2014.

- [54] S. J. Allen, H. L. Störmer, and J. C. M. Hwang, “Dimensional resonance of the two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/AlGaAs heterostructures,” *Physical Review B*, vol. 28, pp. 4875–4877, Oct 1983.
- [55] D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, “Dynamical Hall effect in a two-dimensional classical plasma,” *Physical Review Letters*, vol. 54, pp. 1710–1713, Apr 1985.
- [56] A. L. Fetter, “Magnetoplasmons in a two-dimensional electron fluid: Disk geometry,” *Physical Review B*, vol. 33, pp. 5221–5227, Apr 1986.
- [57] C. Dahl, J. P. Kotthaus, H. Nickel, and W. Schlapp, “Coulomb coupling in arrays of electron disks,” *Physical Review B*, vol. 46, pp. 15590–15593, Dec 1992.
- [58] C. Dahl, J. P. Kotthaus, H. Nickel, and W. Schlapp, “Magnetoplasma resonances in two-dimensional electron rings,” *Physical Review B*, vol. 48, pp. 15480–15483, Nov 1993.
- [59] V. Gudmundsson, P. Brataas, A. and Grambow, B. Meurer, T. Kurth, and D. Heitmann, “Bernstein modes in quantum wires and dots,” *Physical Review B*, vol. 51, pp. 17744–17754, Jun 1995.
- [60] P. S. Dorozhkin, S. V. Tovstonog, S. A. Mikhailov, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, and K. von Klitzing, “Resonant detection of microwave radiation in a circular two-dimensional electron system with quantum point contacts,” *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 9, p. 092107, 2005.
- [61] A. Wołoś, W. Jantsch, K. Dybko, Z. Wilamowski, and C. Skierbiszewski, “Plasmon-cyclotron resonance in two-dimensional electron gas confined at the GaN/Al_xGa_{1-x}N interface,” *Physical Review B*, vol. 76, p. 045301, Jul 2007.
- [62] I. V. Andreev, V. M. Muravev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, “Measurement of cyclotron resonance relaxation time in the two-dimensional electron system,” *Applied Physics Letters*, vol. 105, no. 20, p. 202106, 2014.
- [63] C. Dahl, F. Brinkop, A. Wixforth, J. Kotthaus, J. English, and M. Sundaram, “Dimensional resonances in elliptic electron disks,” *Solid State Communications*, vol. 80, no. 9, pp. 673 – 676, 1991.
- [64] N. K. Patel, T. J. B. M. Janssen, J. Singleton, M. Pepper, J. A. A. J. Perenboom, D. A. Ritchie, J. E. F. Frost, and G. A. C. Jones, “Observations of plasmons and edge magnetoplasmons in voltage-tunable dots in

- GaAs/AlGaAs heterostructures,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 5, no. 10, p. 1517, 1993.
- [65] E. Batke, D. Heitmann, J. P. Kotthaus, and K. Ploog, “Nonlocality in the two-dimensional plasmon dispersion,” *Physical Review Letters*, vol. 54, pp. 2367–2370, May 1985.
- [66] I. Bernstein, “Waves in a plasma in a magnetic field,” *Physical Review*, vol. 109, pp. 10–21, Jan 1958.
- [67] P. Wolff, “Effect of nonparabolicity on light scattering from plasmas in solids,” *Physical Review*, vol. 171, pp. 436–444, Jul 1968.
- [68] N. Tzoar and E. N. Foo, “Raman scattering by coupled plasmon-cyclotron-harmonic modes in semiconducting plasmas,” *Physical Review*, vol. 180, pp. 535–537, Apr 1969.
- [69] P. M. Platzman, P. A. Wolff, and N. Tzoar, “Light scattering from a plasma in a magnetic field,” *Physical Review*, vol. 174, pp. 489–494, Oct 1968.
- [70] N. J. Horing and R. W. Danz, “Bernstein modes and the quasiclassical model of the quantum plasma in magnetic field,” *Journal of Physics C: Solid State Physics*, vol. 5, no. 22, p. 3245, 1972.
- [71] F. W. Crawford, G. S. Kino, and H. H. Weiss, “Excitation of cyclotron harmonic resonances in a mercury-vapor discharge,” *Physical Review Letters*, vol. 13, pp. 229–232, Aug 1964.
- [72] R. A. Stern, “Radiation-induced decay instability of Bernstein modes,” *Physical Review Letters*, vol. 22, pp. 767–770, Apr 1969.
- [73] V. E. Kirpichev, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, K. v. Klitzing, K. Eberl, and W. Wegscheider, “Direct observation of the intersubband bernstein modes: Many-body coupling with spin- and charge-density excitations,” *Physical Review B*, vol. 59, pp. R12751–R12754, May 1999.
- [74] A. Wysmołek, D. Plantier, M. Potemski, T. Ślupiański, and Z. R. Żyt-kiewicz, “Coupled plasmon–LO-phonon modes at high-magnetic fields,” *Physical Review B*, vol. 74, p. 165206, Oct 2006.
- [75] S. Holland, C. Heyn, D. Heitmann, E. Batke, R. Hey, K. J. Friedland, and C.-M. Hu, “Quantized dispersion of two-dimensional magnetoplasmons detected by photoconductivity spectroscopy,” *Physical Review Letters*, vol. 93, p. 186804, Oct 2004.

- [76] D. E. Bangert, R. J. Stuart, H. P. Hughes, D. A. Ritchie, and J. E. F. Frost, “Bernstein modes in grating-coupled 2DEGs,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 11, no. 3, p. 352, 1996.
- [77] J. Nehls, T. Schmidt, U. Merkt, D. Heitmann, A. G. Norman, and R. A. Stradling, “Direct manifestation of the Fermi pressure in a two-dimensional electron system,” *Physical Review B*, vol. 54, pp. 7651–7653, Sep 1996.
- [78] L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, K. v. Klitzing, and K. Eberl, “Interaction between intersubband Bernstein modes and coupled plasmon-phonon modes,” *Physical Review B*, vol. 61, pp. 12717–12720, May 2000.
- [79] R. Krahne, M. Hochgräfe, C. Heyn, and D. Heitmann, “Bernstein modes in density-modulated two-dimensional electron systems and quantum dots,” *Physical Review B*, vol. 61, pp. R16319–R16322, Jun 2000.
- [80] C. Steinebach, R. Krahne, G. Biese, C. Schüller, D. Heitmann, and K. Eberl, “Internal electron-electron interactions in one-dimensional systems detected by raman spectroscopy,” *Physical Review B*, vol. 54, pp. R14281–R14284, Nov 1996.
- [81] E. Ulrichs, G. Biese, C. Steinebach, C. Schüller, D. Heitmann, and K. Eberl, “One-dimensional plasmons in magnetic fields,” *Physical Review B*, vol. 56, pp. R12760–R12763, Nov 1997.
- [82] F. M. Peeters and J. T. Devreese, “Energy levels of two- and three-dimensional polarons in a magnetic field,” *Physical Review B*, vol. 31, pp. 3689–3695, Mar 1985.
- [83] S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, “Influence of contacts on the microwave response of a two-dimensional electron stripe,” *Physical Review B*, vol. 74, p. 045325, Jul 2006.
- [84] T. G. Phillips and J. Keene, “Submillimeter astronomy [heterodyne spectroscopy],” *Proceedings of the IEEE*, vol. 80, pp. 1662–1678, Nov 1992.
- [85] J. W. Waters, L. Froidevaux, W. G. Read, G. L. Manney, L. S. Elson, D. A. Flower, R. F. Jarnot, and R. S. Harwood, “Stratospheric CIO and ozone from the microwave limb sounder on the upper atmosphere research satellite,” *Nature*, vol. 362, pp. 597–602, April 1993.
- [86] P. C. M. Planken and H. J. Bakker, “Towards time-resolved THz imaging,” *Applied Physics A*, vol. 78, no. 4, pp. 465–469, 2004.

- [87] J. C. Dickinson, T. M. Goyette, A. J. Gatesman, C. S. Joseph, Z. G. Root, R. H. Giles, J. Waldman, and W. E. Nixon, "Terahertz imaging of subjects with concealed weapons," vol. 6212, pp. 62120Q–62120Q–12, 2006.
- [88] W. L. Chan, J. Deibel, and D. M. Mittleman, "Imaging with terahertz radiation," *Reports on Progress in Physics*, vol. 70, no. 8, p. 1325, 2007.
- [89] R. M. Woodwar, V. P. Wallace, R. J. Pye, B. E. Cole, D. D. Arnone, E. H. Linceld, and M. Pepper, "Terahertz pulse imaging of ex vivo basal cell carcinoma," *Journal of Investigative Dermatology*, vol. 120, pp. 72–78, 2003.
- [90] B. B. Hu and M. C. Nuss, "Imaging with terahertz waves," *Opt. Lett.*, vol. 20, pp. 1716–1718, Aug 1995.
- [91] T. M. Goyette, J. C. Dickinson, J. Waldman, and W. E. Nixon, "1.56-THz compact radar range for W-band imagery of scale-model tactical targets," vol. 4053, pp. 615–622, 2000.
- [92] M. Dyakonov and M. Shur, "Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 43, pp. 380–387, Mar 1996.
- [93] M. Dyakonov and M. Shur, "Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current," *Physical Review Letters*, vol. 71, pp. 2465–2468, Oct 1993.
- [94] L. D. Landau and E. M. Lifshits, *Fluid Mechanics*. Teoreticheskaja fizika, Pergamon Press, 1959.
- [95] V. L. Streeter and E. B. Wylie, *Fluid mechanics*. Civil and mechanical engineering series, McGraw-Hill, 1975.
- [96] W. Knap, V. Kachorovskii, Y. Deng, S. Rumyantsev, J.-Q. Lu, R. Gaska, M. S. Shur, G. Simin, X. Hu, M. A. Khan, C. A. Saylor, and L. C. Brunel, "Nonresonant detection of terahertz radiation in field effect transistors," *Journal of Applied Physics*, vol. 91, no. 11, pp. 9346–9353, 2002.
- [97] W. Knap, F. Teppe, Y. Meziani, N. Dyakonova, J. Łusakowski, F. Boeuf, T. Skotnicki, D. Maude, S. Rumyantsev, and M. S. Shur, "Plasma wave detection of sub-terahertz and terahertz radiation by silicon field-effect transistors," *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 4, pp. 675–677, 2004.

- [98] R. Tauk, F. Teppe, S. Boubanga, D. Coquillat, W. Knap, Y. Meziani, C. Gallon, F. Boeuf, T. Skotnicki, C. Fenouillet-Beranger, D. Maude, S. Rumyantsev, and M. Shur, "Plasma wave detection of terahertz radiation by silicon field effects transistors: Responsivity and noise equivalent power," *Applied Physics Letters*, vol. 89, pp. 253511–1–3, 2006.
- [99] L. Vicarelli, M. S. Vitiello, D. Coquillat, A. Lombardo, A. C. Ferrari, W. Knap, M. Polini, V. Pellegrin, and A. Tredicucci, "Graphene field-effect transistors as room-temperature terahertz detectors," *Nature Materials*, vol. 11, p. 865, 2012.
- [100] W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, and M. S. Shur, "Resonant detection of subterahertz and terahertz radiation by plasma waves in submicron field-effect transistors," *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 24, pp. 4637–4639, 2002.
- [101] A. El Fatimy, F. Teppe, N. Dyakonova, W. Knap, D. Seliuta, G. Valušis, A. Shchepetov, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, and S. Rumyantsev, "Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP nanometer transistors," *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 13, p. 131926, 2006.
- [102] G. C. Dyer, N. Q. Vinh, S. J. Allen, G. R. Aizin, J. Mikalopas, J. L. Reno, and E. A. Shaner, "A terahertz plasmon cavity detector," *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 19, p. 193507, 2010.
- [103] G. C. Dyer, S. Preu, G. R. Aizin, J. Mikalopas, A. D. Grine, J. L. Reno, J. M. Hensley, N. Q. Vinh, A. C. Gossard, M. S. Sherwin, S. J. Allen, and E. A. Shaner, "Enhanced performance of resonant sub-terahertz detection in a plasmonic cavity," *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 8, p. 083506, 2012.
- [104] W. Knap, D. Coquillat, N. Dyakonova, F. Teppe, O. Klimenko, H. Videllier, S. Nadar, J. Łusakowski, G. Valušis, F. Schuster, B. Giffard, T. Skotnicki, C. Gaquière, and A. E. Fatimy, "Plasma excitations in field effect transistors for terahertz detection and emission," *C. R. Physique*, vol. 11, p. 433, 2010.
- [105] P. Kopyt, J. Marczewski, K. Kucharski, J. Łusakowski, and W. K. Gwerek, "Planar antennas for THz radiation detector based on a MOSFET," in *Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2011 36th International Conference on*, pp. 1–2, Oct 2011.

- [106] J. Łusakowski, M. Białek, D. Yavorskiy, J. Marczewski, P. Kopyt, W. Gwarek, W. Knap, K. Kucharski, M. Grodner, M. Górská, and P. Grabiec, “Planar antennas for detection of 340 GHz band with single Si metal-oxide-semiconductor field-effect transistors,” in *Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2011 36th International Conference on*, pp. 1–2, Oct 2011.
- [107] V. Muravev, G. Tsydynzhapov, A. Fortunatov, and I. Kukushkin, “High-speed THz semiconductor imaging camera,” in *Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2013 38th International Conference on*, p. 1, Sept 2013.
- [108] H. Sherry, J. Grzyb, Y. Zhao, R. Al Hadi, A. Cathelin, A. Kaiser, and U. Pfeiffer, “A 1kpixel cmos camera chip for 25fps real-time terahertz imaging applications,” in *Solid-State Circuits Conference Digest of Technical Papers (ISSCC), 2012 IEEE International*, pp. 252–254, Feb 2012.
- [109] M. Dyakonov and M. Shur, “Current instability and plasma waves generation in ungated two-dimensional electron layers,” *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 11, p. 111501, 2005.
- [110] M. Dyakonov, “Boundary instability of a two-dimensional electron fluid,” *Semiconductors*, vol. 42, no. 8, pp. 984–988, 2008.
- [111] S. Boubanga-Tombet, M. Sakowicz, D. Coquillat, F. Teppe, W. Knap, M. I. Dyakonov, K. Karpierz, J. Łusakowski, and M. Grynberg, “Terahertz radiation detection by field effect transistor in magnetic field,” *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 7, p. 072106, 2009.
- [112] M. Lifshits and M. Dyakonov, “Photovoltaic effect in a gated two-dimensional electron gas in magnetic field,” *Physical Review B*, vol. 80, p. 121304, Sep 2009.
- [113] M. Sakowicz, J. Łusakowski, K. Karpierz, M. Grynberg, W. Knap, and W. Gwarek, “Polarization sensitive detection of 100 GHz radiation by high mobility field-effect transistors,” *Journal of Applied Physics*, vol. 104, no. 2, p. 024519, 2008.
- [114] E. Ivchenko, “Effect of carrier heating on photovoltage in FET,” *Physics of the Solid State*, vol. 56, no. 12, pp. 2514–2518, 2014.
- [115] F. Thiele, E. Batke, J. P. Kotthaus, V. Dolgoplov, V. N. Ovsyuk, G. Gusev, G. Weimann, and W. Schlapp, “Far-infrared radiation induced photovoltage of inversion electrons on GaAs and Si,” *Solid-State*

Electronics, vol. 32, no. 12, pp. 1503 – 1507, 1989. Special Issue Hot Carriers in Semiconductors.

- [116] F. Thiele, E. Batke, V. Dolgoplov, J. P. Kotthaus, G. Weimann, and W. Schlapp, “Cyclotron-resonance-induced photovoltage of inversion electrons on GaAs,” *Physical Review B*, vol. 40, pp. 1414–1417, Jul 1989.
- [117] B. A. Wilson, S. J. Allen, and D. C. Tsui, “Evidence for a collective ground state in si inversion layers in the extreme quantum limit,” *Physical Review Letters*, vol. 44, pp. 479–482, Feb 1980.
- [118] D. Heitman, M. Ziesmann, and L. L. Chang, “Cyclotron-resonance oscillations in inas quantum wells,” *Physical Review B*, vol. 34, pp. 7463–7466, Nov 1986.
- [119] W. Seidenbusch, E. Gornik, and G. Weimann, “Cyclotron-resonance linewidth oscillations in the integer and fractional quantum Hall regimes,” *Physical Review B*, vol. 36, pp. 9155–9159, Dec 1987.
- [120] S. Tsujino, H. Nakajima, T. Inoshita, T. Noda, and H. Sakaki, “Negative vertical photovoltaic response of two-dimensional electrons in the quantum Hall regime,” *Physica B: Condensed Matter*, vol. 249–251, no. 0, pp. 571 – 574, 1998.
- [121] S. Adachi, “GaAs, AlAs and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications,” *Journal of Applied Physics*, vol. 58, no. 3, pp. R1–R29, 1985.
- [122] D. Strauch and B. Dorner, “Phonon dispersion in GaAs,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 2, no. 6, p. 1457, 1990.
- [123] J. R. Chelikowsky and M. L. Cohen, “Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors,” *Physical Review B*, vol. 14, pp. 556–582, Jul 1976.
- [124] D. J. Stukel and R. N. Euwema, “Energy-band structure of aluminum arsenide,” *Physical Review*, vol. 188, pp. 1193–1196, Dec 1969.
- [125] R. H. Stolen, “Far-infrared absorption in high resistivity GaAs,” *Applied Physics Letters*, vol. 15, no. 2, pp. 74–75, 1969.
- [126] S. C. Zerbetto and E. C. C. Vasconcellos, “Far infrared laser lines produced by methanol and its isotopic species: A review,” *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 15, no. 5, pp. 889–933, 1994.

- [127] C. K. N. Patel, “CW high power N₂–CO₂ laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 7, no. 1, pp. 15–17, 1965.
- [128] T. Y. Chang and T. J. Bridges, “Laser action at 452, 496, and 541 μm in optically pumped CH₃F,” *Optics Communications*, vol. 1, no. 9, pp. 423 – 426, 1970.
- [129] M. Rosenbluh, R. J. Temkin, and K. J. Button, “Submillimeter laser wavelength tables,” *Appl. Opt.*, vol. 15, pp. 2635–2644, Nov 1976.
- [130] M. Inguscio, G. Moruzzi, K. M. Evenson, and D. A. Jennings, “A review of frequency measurements of optically pumped lasers from 0.1 to 8 THz,” *Journal of Applied Physics*, vol. 60, no. 12, pp. R161–R192, 1986.
- [131] T. W. Crowe, W. L. Bishop, D. W. Porterfield, J. L. Hesler, and R. M. Weikle, “Opening the terahertz window with integrated diode circuits,” *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, vol. 40, pp. 2104–2110, Oct 2005.
- [132] K. Nogajewski, K. Karpierz, M. Grynberg, W. Knap, R. Gaska, J. Yang, M. Shur, and J. Łusakowski, “Magnetotransport properties of grating-gate THz detectors based on high electron mobility GaN/AlGaN heterostructures,” in *Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2011 36th International Conference on*, pp. 1–2, Oct 2011.
- [133] M. Białek, K. Karpierz, B. Piętka, M. Grynberg, J. Łusakowski, M. Czapkiewicz, K. Fronc, J. Wróbel, and V. Umansky, “Magnetoplasmons in a high electron mobility GaAs/AlGaAs heterostructure,” *Acta Physica Polonica A*, vol. 122, no. 6, p. 1096–1098, 2012.
- [134] M. Białek, M. Czapkiewicz, J. Wróbel, V. Umansky, and J. Łusakowski, “Plasmon dispersions in high electron mobility terahertz detectors,” *Applied Physics Letters*, vol. 104, no. 26, p. 263514, 2014.
- [135] M. Białek, J. Łusakowski, M. Czapkiewicz, J. Wróbel, and V. Umansky, “Photoresponse of a two-dimensional electron gas at the second harmonic of the cyclotron resonance,” *Physical Review B*, vol. 91, p. 045437, Jan 2015.
- [136] M. Białek, J. Wróbel, V. Umansky, and J. Łusakowski, “Plasma excitations in a high electron mobility GaAs/AlGaAs heterostructure controlled by a visible light,” *Optical Engineering*, vol. 54, no. 1, p. 017101, 2015.

- [137] M. Białek, A. M. Witowski, M. Orlita, M. Potemski, M. Czapkiewicz, J. Wróbel, V. Umansky, M. Grynberg, and J. Łusakowski, “Plasmonic terahertz detectors based on a high-electron mobility GaAs/AlGaAs heterostructure,” *Journal of Applied Physics*, vol. 115, no. 21, p. 214503, 2014.
- [138] R. Tauk, J. Łusakowski, W. Knap, A. Tiberj, Z. Bougrioua, M. Azize, P. Lorenzini, M. Sakowicz, K. Karpierz, C. Fenouillet-Beranger, M. Cassé, C. Gallon, F. Boeuf, and T. Skotnicki, “Low electron mobility of field-effect transistor determined by modulated magnetoresistance,” *Journal of Applied Physics*, vol. 102, no. 10, p. 103701, 2007.
- [139] M. Walther, D. G. Cooke, C. Sherstan, M. Hajar, M. R. Freeman, and F. A. Hegmann, “Terahertz conductivity of thin gold films at the metal-insulator percolation transition,” *Physical Review B*, vol. 76, p. 125408, Sep 2007.
- [140] Y. Yagil, P. Gadenne, C. Julien, and G. Deutscher, “Optical properties of thin semicontinuous gold films over a wavelength range of 2.5 to 500 μm ,” *Physical Review B*, vol. 46, pp. 2503–2511, Jul 1992.
- [141] F. Garet, L. Duvillaret, and J.-L. Coutaz, “THz time-domain spectroscopy of nanometric-thick gold layers,” in *Infrared and Millimeter Waves, 2004 and 12th International Conference on Terahertz Electronics, 2004. Conference Digest of the 2004 Joint 29th International Conference on*, pp. 467–468, Sept 2004.
- [142] M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long, and M. R. Querry, “Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W.,” *Applied Optics*, vol. 24, pp. 4493–4499, Dec 1985.
- [143] S. A. Mikhailov, “Plasma instability and amplification of electromagnetic waves in low-dimensional electron systems,” *Physical Review B*, vol. 58, pp. 1517–1532, Jul 1998.
- [144] S. A. Mikhailov, “Theory of microwave-induced zero-resistance states in two-dimensional electron systems,” *Physical Review B*, vol. 83, p. 155303, Apr 2011.
- [145] H. A. H. Boot and R. B. R.-S.-Harvie, “Charged particles in a non-uniform radio-frequency field,” *Nature*, vol. 180, pp. 1187–1187, Nov 1957.

- [146] T. W. B. Kibble, “Refraction of electron beams by intense electromagnetic waves,” *Physical Review Letters*, vol. 16, pp. 1054–1056, Jun 1966.
- [147] V. A. Volkov and A. A. Zabolotnykh, “Bernstein modes and giant microwave response of a two-dimensional electron system,” *Physical Review B*, vol. 89, p. 121410, Mar 2014.
- [148] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Mechanics*. Butterworth Heinemann, Butterworth-Heinemann, 1976.
- [149] P. D. Ye, L. W. Engel, D. C. Tsui, J. A. Simmons, J. R. Wendt, G. A. Vawter, and J. L. Reno, “Giant microwave photoresistance of two-dimensional electron gas,” *Applied Physics Letters*, vol. 79, no. 14, pp. 2193–2195, 2001.
- [150] M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, “Shubnikov–de Haas-like oscillations in millimeterwave photoconductivity in a high-mobility two-dimensional electron gas,” *Physical Review B*, vol. 64, p. 201311, Oct 2001.
- [151] R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti, W. B. Johnson, and V. Umansky, “Zero-resistance states induced by electromagnetic-wave excitation in GaAs/AlGaAs heterostructures,” *Nature*, vol. 420, pp. 646–650, Dec 2002.
- [152] M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, “Evidence for a new dissipationless effect in 2D electronic transport,” *Physical Review Letters*, vol. 90, p. 046807, Jan 2003.
- [153] S. A. Mikhailov, “Microwave-induced zero-resistance states and second-harmonic generation in an ultraclean two-dimensional electron gas,” *Physical Review B*, vol. 89, p. 045410, Jan 2014.