

Elektronische Raman-Spektroskopie an ein- und doppelagigen Quantendrähten

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Annelene Dethlefsen
von Pellworm

Hamburg
2004

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. D. Heitmann Prof. Dr. U. Merkt
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. D. Heitmann Prof. Dr. W. Hansen
Datum der Disputation:	26.03.2004
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Dr. D. Grundler
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. G. Huber
Dekan des Fachbereichs Physik:	Prof. Dr. G. Huber

Inhaltsangabe

Mit inelastischer Lichtstreuung (Raman-Spektroskopie) wurden elektronische Anregungen in eindimensionalen Elektronensystemen (1DES), so genannten Quantendrähten, untersucht. Es wurden sowohl einlagige als auch stark tunnelgekoppelte doppelagige Systeme betrachtet. Insbesondere konnte der Einfluss eines externen elektrischen Feldes auf die Anregungen studiert werden. Ausgehend von modulationsdotierten Einfach- bzw. Doppelquantentopf-Strukturen auf GaAs-Basis wurden Proben mittels holografischer Lithografie lateral strukturiert und mit metallisierten Oberflächen versehen.

Im Bereich der einlagigen 1DES konnte eine eindeutige Abweichung der gemessenen 1D-Dispersion des Intrasubband-Plasmons gegenüber denen eines zweidimensionalen Elektronensystems (2DES) beobachtet werden. Mit Hilfe von zwei Modellen wurde der Einfluss der elektronischen Drahtbreite bzw. 1D-Gesamtelektronendichte auf sowohl Intra- als auch Intersubband-Plasmonen untersucht.

Der Einfluss einer negativen Spannung auf gleichzeitig beobachtbare 1D- und 2D-Anregungen zeigte für erstere eine Anhebung und für letztere eine Absenkung der Anregungsenergie. Dieses gegensätzliche Verhalten konnte auf die Verwendung so genannter Sidegates und die damit verbundenen unterschiedlichen geometrischen Bedingungen zurückgeführt werden.

An den doppelagigen 1DES wurden neben den optischen Plasmonen erstmals akustische 1D-Intersubband-Plasmonen beobachtet. Durch den Einfluss eines äußeren elektrischen Feldes, der sich durch die gleichzeitige Änderung sowohl der 1D-Gesamtelektronendichte als auch der Symmetrie des Doppelquantentopf-Potenzials bemerkbar macht, konnten interessante physikalische Effekte studiert werden. Im Bereich der optischen 1D-Intersubband-Anregungen traten insbesondere Diskontinuitäten bei Änderung der angelegten Spannung auf; es wird davon ausgegangen, dass diese auf einer Ladungsumordnung des zugrunde liegenden 2DES beruhen.

Durch die Beobachtung der akustischen Plasmonen ließen sich Rückschlüsse auf ausgezeichnete Symmetriepunkte des zugrunde liegenden Doppelquantentopfes ziehen. Da es bisher keine theoretische Untersuchungen im Bereich 1DES mit starker Tunnelkopplung gibt, wurden die Messergebnisse durch einfache Betrachtungen der Ladungsdichteverteilungen in den räumlich getrennten Elektronensystemen interpretiert.

Abstract

Electronic excitations in single- and double-layered one-dimensional electron systems (1DES) were investigated using inelastic light scattering (Raman spectroscopy). Particularly, the influence of an external electric field was studied. Starting from modulation-doped GaAs-based single or double quantum-well structures, arrays of quantum wires were fabricated by holographic lithography.

In the single-layered 1DES, we could observe a 1D wavevector dispersion of the intrasubband plasmon which is clearly different compared to that of a two-dimensional electron system (2DES). The influence of the width of the electronic system or rather the 1D electron density on the intra- and intersubband plasmons was investigated using two models.

The influence of an applied negative voltage increases the excitation energy of 1D excitations whereas it decreases the energy of 2D excitations. The different behavior could be attributed to the influence of sidegates which leads to different geometrical conditions.

Besides optical plasmons in double-layered 1DES, we could observe acoustic 1D intersubband plasmons for the first time. By applying an external electric field, which influences on the one hand the 1D electron density and on the other hand the symmetry of the double quantum-well structure, we could study several interesting physical effects. Regarding the optical 1D intersubband excitations, we observe discontinuities in the excitation energies with respect to the variation of the applied voltage; we consider this behavior to be caused by a redistribution of the carriers of the underlying 2DES.

From the observation of acoustic plasmons, we could identify particular symmetry points in the underlying double quantum-well potential. Because of the lack of theoretical investigations of 1DES with strong tunnel coupling, the measurements were interpreted in terms of simple considerations of the density distribution of the spatially separated electron systems.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsangabe	I
Abstract	II
1 Einleitung	1
2 Einführung	5
2.1 Einlagige Elektronensysteme	5
2.2 Doppellagige Elektronensysteme	7
3 Theorie der elektronischen Anregungen	9
3.1 Einlagige Elektronensysteme	9
3.1.1 2DES, Einteilchenanregungen	9
3.1.2 2DES, kollektive Anregungen	12
3.1.3 1DES, Einteilchenanregungen	14
3.1.4 1DES, kollektive Ladungsdichteanregungen	17
3.2 Doppellagige Elektronensysteme	20
3.2.1 2DES	20
3.2.2 2DES, kollektive Ladungsdichteanregungen	22
3.2.3 2DES, kollektive Spindichteanregungen	24
3.2.4 1DES, kollektive Anregungen	24
4 Raman-Spektroskopie	27
4.1 Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld	28
4.2 Raman-Streuprozesse	29
4.3 Auswahlregeln	30
4.3.1 Polarisationsauswahlregeln	30
5 Experimenteller Aufbau	32
5.1 Der Raman-Aufbau	32
5.2 Streugeometrien	35
5.2.1 Probenausleuchtung	36

6	Präparation	37
6.1	Laterale Strukturierung	37
6.1.1	Holografische Lithografie	37
6.1.2	Reaktives Ionenätzen	39
6.2	Metallisierung	41
7	Experimentelle Ergebnisse	43
7.1	Allgemeine Hinweise zu den Messungen	43
7.2	Einlagige Elektronensysteme	46
7.2.1	2DES, Charakterisierung	47
7.2.2	1DES	50
7.2.3	1DES, Intrasubband-Anregungen	51
7.2.4	1DES, Intersubband-Anregungen	55
7.2.5	1DES, Einfluss eines äußeren elektrischen Feldes	58
7.3	Doppellagige Elektronensysteme	62
7.3.1	2DES, Charakterisierung	62
7.3.2	2DES, Einfluss eines äußeren elektrischen Feldes	66
7.3.3	1DES	71
7.3.4	1DES, Variation der Laserenergie, $U = 0$	71
7.3.5	1DES, Dispersionen, $U \neq 0$	72
7.3.6	1DES, sw-Geometrie, $U \neq 0$	83
7.3.7	1DES, pw-Geometrie, $U \neq 0$	89
8	Zusammenfassung und Ausblick	96
A	Wachstumspläne	99
B	Präparationsparameter	100
	Danksagung	109

Kapitel 1

Einleitung

In der Vergangenheit hat sich eindrucksvoll gezeigt, dass die Untersuchung von niedrigdimensionalen Elektronensystemen eine Fülle neuer Effekte hervorgebracht hat. Im Bereich der zweidimensionalen Elektronensysteme (2DES) ist hier insbesondere der 1980 entdeckte Quanten-Hall-Effekt zu nennen [1]. Das dort untersuchte 2DES basiert auf einem sich an den Grenzflächen von Si-Inversionsschichten bildenden Elektronenkanal.

Mit der Einführung neuer Kristall-Wachstumstechniken, wie z.B. der MBE (**M**olekular **B**eam **E**pitaxy)-Technik, wurde es Mitte der 70er Jahre möglich, verschiedene Halbleitermaterialien atomlagengenau aufeinander zu wachsen. Das bislang in der Grundlagenforschung dominierende Materialsystem Silizium wurde daraufhin zumeist von Verbindungshalbleitern auf GaAs (Galliumarsenid)-Basis abgelöst. Die kurz darauf eingeführte Modulationsdotierung legte den Grundstein zur Schaffung hoch beweglicher 2DES, die 1982 die Entdeckung des fraktionalen Quanten-Hall-Effektes an einem so genannten **high-electron-mobility-transistor** (HEMT) erst möglich machten [2].

Die Untersuchung niedrigdimensionaler Elektronensysteme kann sowohl durch Transport- als auch durch Spektroskopieverfahren erfolgen. Bei den Spektroskopieverfahren werden häufig die Ferninfrarot(FIR)- , die Photolumineszenz(PL)- und die Raman-Spektroskopie (inelastische Lichtstreuung) eingesetzt. Letztere zeichnet sich dadurch aus, dass die beobachteten elektronischen Anregungen durch Polarisationsauswahlregeln [3] unterschieden werden können.

Die ersten experimentellen Untersuchungen mit inelastischer Lichtstreuung an freien Elektronen in dotiertem 3D-GaAs wurden 1966 von Mooradian und Wright [4] durchgeführt. Die Autoren konnten die Wechselwirkung zwischen kollektiven Plasmaoszillationen und longitudinal optischen Phononen in Abhängigkeit von der Elektronendichte studieren. Erste Beobachtungen von derzeit als Einzelteilchenanregungen interpretierten Anregungen wurden 1968 ebenfalls von Mooradian [5] u.a. in GaAs gemacht. Die Untersuchungen fanden unter resonanten Bedingungen, bei denen die anregende Laserwellenlänge in der Größenordnung der $E_0 + \Delta$ -Bandlücke lag, statt.

Übereinstimmend mit den experimentellen Beobachtungen folgerten Hamilton und McWhorther 1969 [6] aus ihren theoretischen Arbeiten, dass die von sogenannten Spindichteoszillationen herrührende Lichtstreuung an Halbleitern vom Zinkblende-Typ in depolarisierter Konfiguration, d.h. die Polarisierungen des anregenden- und gestreuten Laserlichtes stehen senkrecht zueinander, beobachtet werden kann. Streuung an Plasmonen aufgrund von Ladungsdichteoszillationen kann in polarisierter Konfiguration, die Polarisierungen stehen parallel zueinander, beobachtet werden. 1978 sagten Burstein et al. [7] voraus, dass inelastische Lichtstreuung durch die Ausnutzung von Resonanzeffekten sensitiv genug sein sollte, um elektronische Anregungen in 2DES mit Dichten bis hinunter zu 10^{11} cm^{-2} zu beobachten. Kurz darauf wurde diese Vorhersage durch die erste experimentelle Beobachtung von Intersubband-Anregungen in 2DES durch Pinczuk et al. [8] sowie durch Abstreiter und Ploog [9] bestätigt.

In den folgenden zehn Jahren ist allgemein akzeptiert, dass es zwei unterschiedliche Anregungstypen gibt: Zum einen Anregungen, die auf Spindichtefluktuationen basieren und die aufgrund der Annahme, dass Austausch- und Korrelationseffekte als sehr klein angenommen werden können, als Einteilchenanregungen interpretiert werden; zum anderen Streuungen an Plasmonen, die aufgrund der direkten Coulomb-Wechselwirkung zu höheren Energien verschoben sind (Depolarisationsshift).

1989 untersuchten Pinczuk et al. [3] hoch bewegliche 2DES und beobachteten eine zusätzliche Anregung, deren Energie zwischen denen der bisher beobachteten Anregungen liegt und die in beiden Polarisationskonfigurationen sichtbar ist. Diese Anregung zeigt alle Eigenheiten, die von reinen Einteilchenanregungen erwartet werden. Dies führte zu einer neuen Einteilung der mittels inelastischer Lichtstreuung beobachtbaren Anregungstypen: Kollektive Spindichte- (SDE, **s**pin-**d**ensity-**e**xcitation) und Ladungsdichteanregungen (CDE, **c**harge-**d**ensity-**e**xcitation) sowie Einteilchenanregungen (SPE, **s**ingle-**p**article-**e**xcitation). SDE lassen sich nur in depolarisierter Konfiguration beobachten und sind aufgrund der Austauschwechselwirkung gegenüber der SPE zu kleineren Energien verschoben (Excitonshift), die CDE sind aufgrund der direkten Coulomb-Wechselwirkung gegenüber der SPE zu höheren Energien verschoben und lassen sich nur in polarisierter Konfiguration beobachten. Die SPE sind in beiden Polarisations-Konfigurationen beobachtbar. Durch die gleichzeitige Beobachtbarkeit der drei Anregungstypen lässt sich der Einfluss der Vielteilchenwechselwirkungen auf die Anregungen direkt erschließen.

Durch die weitere Einschränkung der lateralen Dimension des 2DES lassen sich eindimensionale (1DES, Quantendrähte) oder nulldimensionale Elektronensysteme (0DES, Quantenpunkte) realisieren. Hierbei können präparativ Ätzverfahren oder das Aufbringen lateral strukturierter Metallgates auf der Probenoberfläche zur Anwendung kommen. Letztere führen durch das Anlegen einer negativen Spannung zur Verarmung des darunter liegenden 2DES. Motiviert wird die eingehende Untersuchung dieser Systeme z.B. durch die Möglichkeit, infolge

des weiteren Einschusses von Ladungsträgern die Effizienz von Festkörperlasern zu erhöhen. Dieser Effekt konnte z.B. an Quantendrahtstrukturen eindrucksvoll bestätigt werden, die durch die Methode des Überwachsens von Bruchkanten (CEO: **C**leaved **E**dge **O**vergrowth) hergestellt wurden [10].

Erste optische Untersuchungen an 1D-Inversionskanälen, die durch lateral strukturierte Metallgates auf der Oberfläche realisiert wurden, führten Hansen et al. 1987 mittels FIR-Spektroskopie durch [11]. Durch das Anlegen einer negativen Spannung konnte zunächst das 2DES verarmt und in ein 1DES überführt werden, was durch die Veränderung der beobachteten Intersubband-Resonanzen belegt wurde. Erste Raman-Experimente an 1DES folgten durch Weiner et al. [12] und Egeler et al. [13]. Im Anschluss daran erschienen zahlreiche weitere experimentelle und theoretische Veröffentlichungen zu 1DES, wie z.B. [14] - [21].

Die Ramanspektroskopie bietet die Möglichkeit, einen endlichen Wellenvektor (Impuls) auf das untersuchte niedrigdimensionale System zu übertragen. Im Falle 1DES lassen sich zwei Streugeometrien unterscheiden. Zum einen kann der Wellenvektorübertrag parallel zu den Drähten, pw (**p**lane-**w**ave)-Geometrie genannt, und zum anderen senkrecht zu den Drähten, sw (**s**tanding-**w**ave)-Geometrie genannt, erfolgen. Hierdurch ergeben sich z.B. für die beiden Streugeometrien verschiedene Auswahlregeln [22]. Des Weiteren lassen sich in sw-Geometrie so genannte lokalisierte Plasmonen (confined plasmons) beobachten. In pw-Geometrie sind analog zu den 2DES auch Intrasubband-Anregungen zu beobachten, denen eine Anregung innerhalb eines 1D-Subbandes zugrunde liegt.

Durch die experimentelle Untersuchung der Dispersion des Intrasubband-Plasmons können Rückschlüsse auf die Besetzung der 1D-Subbänder gezogen werden. Vergleichsweise breite Quantendrahte weisen eine Vielzahl besetzter 1D-Subbänder auf; dies äußert sich experimentell in einer, analog zu 2DES, wurzelförmigen Dispersion des Intrasubband-Plasmons. Erste experimentelle Hinweise auf das Vorliegen eindeutigen 1D-Charakters der beobachteten Anregungen konnten Goni et al. [16] 1991 finden. Zum ersten Mal haben die Autoren Intrasubband-Plasmonen beobachtet, deren Dispersion eine annähernd lineare Form aufweist; auch Perez et al. konnten dieses Verhalten experimentell beobachten [23].

Von der theoretischen Seite her werden die 1DES zumeist durch Rechnungen beschrieben, die die Theorie der Fermiflüssigkeit zur Grundlage haben. Dazu kontrovers wird auch ein Modell diskutiert, das auf einer Luttinger-Flüssigkeit basiert. Streng genommen ist das Luttinger-Flüssigkeits-Modell nur für 1DES anwendbar, die sich im Quantenlimes befinden, d.h. nur das unterste 1D-Subband ist mit Elektronen besetzt. Zum Teil hitzige Diskussionen, welches der Modelle die beobachteten Anregungen im Quantenlimes besser beschreibt, werden sowohl in theoretischen als auch in experimentellen Arbeiten geführt: [20], [21], [24], [25], [26], [27].

Neben den bisher vorgestellten einlagigen 2DES sind seit den vergangenen zehn Jahren auch die Untersuchungen doppelagiger 2DES von Interesse. Durch

das Vorhandensein zweier durch eine Barriere getrennter 2DES treten zusätzlich so genannte akustische Anregungen auf. Je nach Barrierendicke wird unterschieden zwischen coulombgekoppelten- und entweder schwach oder stark tunnelgekoppelten Systemen. Im Falle starker Tunnelkopplung, d.h. sehr schmaler Barrieren, können sowohl der Einfluss der Coulomb-, als auch der Tunnelkopplung auf die beobachtbaren Anregungen studiert werden.

Experimentelle Untersuchungen durch inelastische Lichtstreuung wurden zunächst an coulombgekoppelten doppelagigen 2DES vorgenommen [28] -[32]. Unter Einbezug starker Tunnelkopplung wurden z.B. Raman-Experimente [33] und FIR-Experimente [34] an 2DES durchgeführt, in denen sich die Symmetrie des zugrunde liegenden Topfpotenzials über ein externes Gate durchstimmen lässt. Theoretische Arbeiten zur Untersuchung doppelagiger 2DES, die eine Tunnelkopplung mit einbeziehen, wurden in [35] -[38] vorgestellt. Akustische Anregungen lassen sich nach einer theoretischen Arbeit von Jain und Das Sarma [39] auch in einlagigen Systemen im Falle zweier besetzter Subbänder beobachten. In einer Veröffentlichung von Hu et al. [40] wird ein Doppelquantenfilmtransistor, der auf zwei tunnelgekoppelten Quantentöpfen beruht, als Bauelement vorgeschlagen.

Ein ganz neues Feld im Bereich der Ramanspektroskopie stellt die in dieser Arbeit durchgeführte Untersuchung an stark tunnelgekoppelten doppelagigen 1DES dar. Experimentelle Veröffentlichungen auf der Basis der inelastischen Lichtstreuung an doppelagigen 1DES sind mir nicht bekannt. Im Bereich der FIR-Spektroskopie liegt eine Arbeit von Demel et al. [41] vor, die erstmals gekoppelte Plasmonmoden in doppelagigen 1DES mit Coulomb-Kopplung beobachten konnten.

Zur theoretischen Beschreibung doppelagiger 1DES finden sich u.a. Arbeiten ([42], [15] und [43]), die Systeme mit schwacher Tunnelkopplung beschreiben. Im Bereich der starken Tunnelkopplung sind mir für doppelagige 1DES keine Arbeiten bekannt.

Die hier vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel zwei wird eine allgemeine Einführung in 2DES und 1DES gegeben. Daran anschließend werden in Kapitel drei die elektronischen Anregungen der untersuchten Systeme vorgestellt. Einen Einblick in die Methode der Raman-Spektroskopie und den experimentellen Aufbau liefern Kapitel vier und fünf. Im Kapitel sechs, das die Präparation lateraler Quantenstrukturen zum Inhalt hat, wird insbesondere auch das Aufbringen metallischer Gate-Strukturen mit einbezogen. Den zentralen Teil dieser Arbeit bildet dann Kapitel sieben, in dem nach einer kurzen Einführung in die Datenerfassung die eingehende Untersuchung der einlagigen und doppelagigen Quantendrahtstrukturen im Vordergrund stehen. Als Abschluss gibt Kapitel acht eine Zusammenfassung und Diskussion der erhaltenen Ergebnisse. Ein kleiner Ausblick in diesem Kapitel motiviert weiterführende Untersuchungen an den vorgestellten Strukturen.

Kapitel 2

Einführung

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten einlagigen und doppelagigen niedrigdimensionalen Elektronensysteme gegeben. Die hier gemachten Aussagen werden im anschließenden Kapitel 3 bezüglich der elektronischen Anregungen in diesen Systemen vertieft.

Für die Prozessierung von lateralen Quantenstrukturen werden GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen verwendet. GaAs ist ein binärer III-V-Verbindungshalbleiter, der im Zinkblendegitter kristallisiert. Die Gitterkonstante beträgt 5.65 \AA , die direkte Bandlücke 1.52 eV bei Null Kelvin.

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ist ein ternärer Halbleiter, bei dem die Ga-Atome statistisch durch Al-Atome ersetzt sind. Die Bandlücke wächst mit zunehmendem Al-Anteil und ist bis zu einem Al-Anteil von $x = 0.45$ direkt. Angaben für die Größe der Bandlücke findet man in der Literatur, z.B. in [44].

Der große Vorteil dieses Systems liegt darin, dass die Gitterkonstanten von GaAs und AlAs nur um 0.12% voneinander abweichen, wodurch ein spannungsfreies Aufwachsen der Materialien mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie (MBE) ermöglicht wird.

2.1 Einlagige Elektronensysteme

2DES

Wächst man eine dünne Schicht GaAs zwischen zwei $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schichten, so kommt es aufgrund der unterschiedlich großen Bandlücken der Materialien zur Ausbildung eines einlagigen Quantentopfes (EQT), bei zwei eingewachsenen GaAs-Schichten erhält man einen doppelagigen- (DQT) und bei mehreren GaAs-Schichten einen mehrlagigen Quantentopf (MQT).

In der Teilabbildung 2.1 a) ist der schematische Bandverlauf eines undotierten EQT in Wachstumsrichtung z dargestellt. Die Fermi-Energie (E_F) liegt in

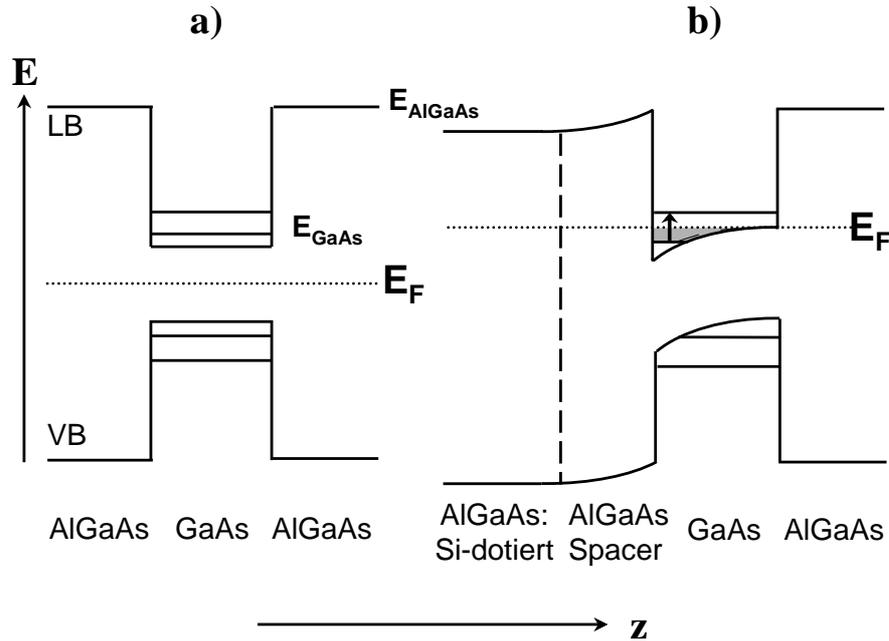


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Bandverlaufes einer AlGaAs/GaAs-Heterostruktur: a) Undotiert, die Energieniveaus des Leitungsbandes LB sind unbesetzt. b) Einseitig volumendotiert, der schattierte Bereich deutet das zweidimensionale Elektronensystem an. Der Pfeil symbolisiert einen möglichen Übergang vom besetzten, unterhalb der Fermi-Energie liegenden, zu einem unbesetzten Energieniveau.

der Mitte der Bandlücke zwischen dem Leitungsband (LB) und dem Valenzband (VB). Die Energieniveaus des LB liegen oberhalb der Fermi-Energie und sind unbesetzt.

Baut man nun kontrolliert Fremdatome (hier Silizium) in die $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schicht ein, so spricht man von Dotieren. Da GaAs drei - und Silizium vier Valenzelektronen hat, kann das Überschusselektron im regelmäßigen GaAs-Gitter keine GaAs-Bindung absättigen. Die Elektronen diffundieren in den energetisch tieferen EQT und die ionisierten Silizium-Donatoren verbleiben ortsfest in der $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schicht. Die unterschiedlichen Raumladungen führen zur Entstehung eines elektrischen Feldes und es kommt zur Bandverbiegung, wie im Teilbild 2.1 b) dargestellt. Die Fermi-Energie wird durch die Donatoren angehoben. An der Grenzfläche GaAs/AlGaAs bildet sich ein 2DES, in dem die Bewegung der Elektronen in z -Richtung eingeschränkt ist (näheres hierzu siehe Kapitel 3.1.1 auf Seite 10). Um Streuung von Elektronen an ionisierten Donatoren zu vermindern, befindet sich zwischen der Dotierschicht und dem 2DES eine AlGaAs-Spacerschicht. Dadurch wird die Elektronenbeweglichkeit im 2DES erhöht.

1DES

Eine weitere Einschränkung der Elektronenbewegung in y -Richtung wird in dieser Arbeit durch so genanntes „Tief-Mesa“-Ätzen erreicht (s. Kapitel 6). Auf einer Probe entsteht hierbei ein Array von parallelen Drähten. In der Abbildung 2.2 ist ein einzelner Draht skizziert.

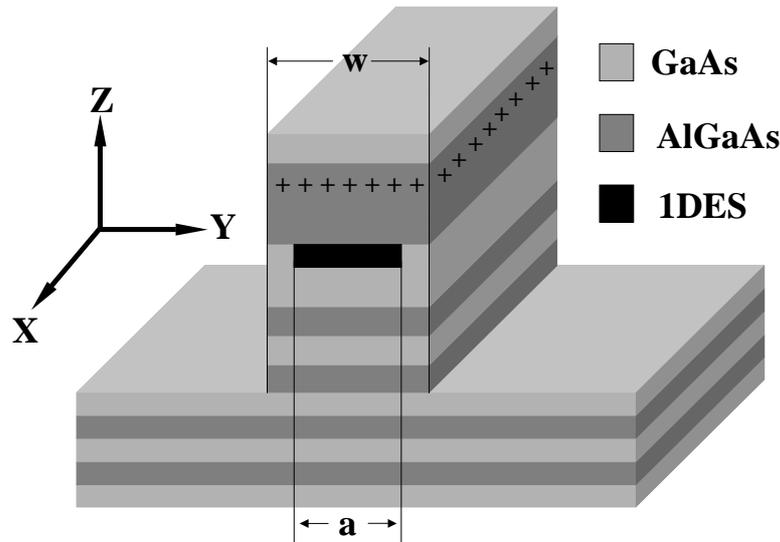


Abbildung 2.2: Schema eines tief-mesa-geätzten Quantendrahtes. w bezeichnet die geometrische und a die elektronische Breite des Drahtes.

Man erkennt, dass die räumliche Ausdehnung des 1DES, die elektronische Breite a , nicht mit der geometrischen Breite w des Drahtes übereinstimmt. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die von den Donatoren abgegebenen Elektronen zunächst Oberflächenzustände absättigen und erst dann den Quantentopf füllen. Am Rand der Quantendrahtstruktur bilden sich ortsfeste Oberflächenladungen. Hierdurch kommt es zu einer Erhöhung der Quantisierungsenergie und einer Verarmung des 1DES am Rand der Drähte. Die halbe Differenz zwischen geometrischer und elektronischer Breite des Drahtes wird Verarmungslänge d_{depl} genannt.

2.2 Doppellagige Elektronensysteme

Durch das Vorhandensein zweier miteinander wechselwirkender Elektronensysteme lassen sich neue physikalische Effekte untersuchen. Dies kann durch einlagige Elektronensysteme mit zwei besetzten Energieniveaus oder durch zwei, durch eine Barriere räumlich getrennte, Elektronensysteme realisiert werden. Letztere

wurden im Rahmen dieser Arbeit untersucht und sollen daher näher betrachtet werden.

2DES

Bei dem hier untersuchten DQT handelt es sich, wie bereits weiter oben erwähnt, um zwei, durch eine undotierte AlGaAs-Barriere getrennte, 2DES. Hierbei spielt die Breite der Barriere d_B eine entscheidende Rolle für das physikalische Verhalten des Systems:

Ist die Barriere breiter als die Eindringtiefe der Wellenfunktionen, so unterliegt das System nur der Coulomb-Wechselwirkung. Ist sie jedoch dünn im Vergleich zur Eindringtiefe, so ergibt sich eine Tunnelkopplung der beiden 2DES durch den Überlapp der Wellenfunktionen. Dies führt zur Ausbildung eines gemeinsamen Grundzustandes, der in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Unterzustand aufspaltet. In der Abbildung 2.3 ist die Leitungsbandkante für einen symmetrischen undotierten tunnelgekoppelten DQT skizziert dargestellt. Die Wellenfunktionen haben in beiden Töpfen die gleiche Form.

In realen Systemen liegt oft ein asymmetrischer DQT vor, weil sich an der einen Seite des Topfes das Substratmaterial anschließt, während auf der anderen Seite die Probenoberfläche liegt. Die Asymmetrie wird dann durch unterschiedliche Feldverteilungen an den Topfseiten verursacht. Die sich ausbildenden Zustände sind zunehmend in je einem der Töpfe lokalisiert; die Stärke der Lokalisierung nimmt mit der Asymmetrie des Topfes zu. Durch Optimierung der Dotierung des Ausgangsprobenmaterials konnten annähernd symmetrische DQT hergestellt werden. Eine vollständige Symmetrie kann gegebenenfalls durch das Anlegen eines äußeren Feldes erreicht werden.

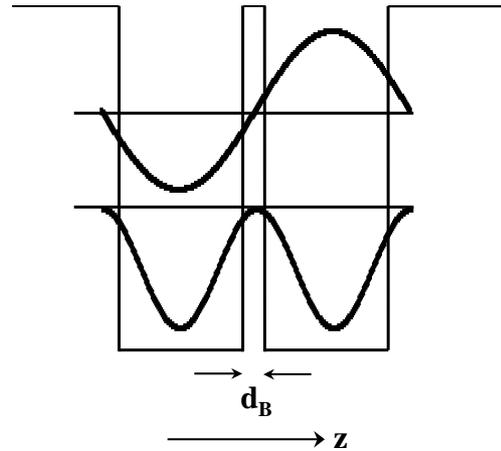


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines undotierten tunnelgekoppelten Doppelquantentopfes mit einem in eine symmetrische und eine antisymmetrische Wellenfunktion aufgespaltenen Grundzustand.

1DES

Für die doppelagigen 1DES gelten alle im Kapitel 2.1 gemachten Aussagen. Innerhalb eines Drahtes befinden sich nun zwei vertikal gekoppelte 1DES.

Kapitel 3

Theorie der elektronischen Anregungen

In dieser Arbeit werden sowohl einlagige als auch doppelte modulationsdotierte GaAs-Quantentöpfe und -Quantendrähte untersucht. In Raman-Experimenten beobachtet man sowohl phononische als auch elektronische Anregungen; wir wollen uns auf letztere konzentrieren.

3.1 Einlagige Elektronensysteme

3.1.1 2DES, Einteilchenanregungen

Die Bezeichnung Einteilchenanregung, kurz SPE (Single-Particle Excitation) genannt, wird für experimentell beobachtete Anregungen verwendet, deren Energien den Abständen der Subbandenergien im Einteilchenbild sehr nahe kommen. Aufgrund dieses Zusammenhangs wird vielfach davon ausgegangen, dass diese Anregungen keinen kollektiven Effekten unterworfen sind.

Ausgangspunkt zur Berechnung der Energie-Eigenwerte des Systems ist im Rahmen der Lokaldichte-Näherung (LDA) die Kohn-Sham-Gleichung [45, 46, 47]:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m^*}\Delta + V_{LDA}(\mathbf{r}) + V_{ext}(\mathbf{r}) \right\} \psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}). \quad (3.1)$$

Die Bewegung der Elektronen unter dem Einfluss des Kristallgitters wird durch die effektive Masse m^* beschrieben. Der Wert von m^* beträgt in Volumen-GaAs das 0.067-fache der Ruhemasse des freien Elektrons m_e . Das Potenzial in Lokaldichte-Näherung V_{LDA} setzt sich aus zwei Anteilen zusammen:

$$V_{LDA}(z) = V_H(z) + V_{xc}(z). \quad (3.2)$$

Das Hartree-Potenzial V_H beschreibt die Coulomb-Energie eines Elektrons im Feld aller anderen Elektronen und der ionisierten Donatoren und Akzeptoren. V_{xc}

beschreibt Austausch- und Korrelations-Effekte. V_{ext} beinhaltet den Einfluss des äußeren Potentials. Die Lösung der Kohn-Sham-Gleichung erfordert eine selbst-konsistente Rechnung, da das Hartree-Potenzial selbst von den Lösungen der Kohn-Sham-Gleichung abhängt. Näheres hierzu findet man z.B. bei Ando et al. [48]. Auf die Form der Wellenfunktion kann aus der von Bastard [49] (S. 64ff) vorgestellten Enveloppen-Funktions-Methode (EFA) geschlossen werden.

Die Einschränkung der Elektronenbewegung in Wachstumsrichtung führt zur Aufspaltung des Energiespektrums in näherungsweise parabolische Subbänder. Für die Einteilchen-Energieeigenwerte des 2DES ergibt sich aus obigen Rechnungen:

$$E_i(\mathbf{k}_{\parallel}) = E_z^i + \frac{\hbar^2}{2m^*}(\mathbf{k}_{\parallel})^2. \quad (3.3)$$

E_z^i steht für die Quantisierungsenergie des i -ten Subbandes in z -Richtung. $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y)$ ist der zweidimensionale Wellenvektor in der quasifreien x - bzw. y -Richtung.

Aufgrund der hohen räumlichen Einschränkung in Wachstumsrichtung ist bei tiefen Temperaturen in der Regel nur noch das unterste Subband des Systems besetzt; das System befindet sich im so genannten Quantenlimes. Diese Situation ist in der Abbildung 3.1 dargestellt. Im linken Teilbild a) sind die möglichen Übergänge von besetzten Zuständen, die auf der Parabel unterhalb der Fermi-Energie E_F liegen, zu unbesetzten Zuständen, mit Pfeilen angedeutet. Bei Übergängen von einem Subband in ein höher gelegenes spricht man von *Intersubbandübergängen*; Übergänge innerhalb eines Bandes werden als *Intrasubbandübergänge* bezeichnet. Es ist zu erkennen, dass Intrasubbandübergänge stets mit einer Änderung des Wellenvektors $\Delta\mathbf{k}_{\parallel} = \mathbf{q}$ verbunden sind.

Im rechten Teilbild der Abbildung 3.1 sind neben den Wellenvektordispersionen der Einteilchenkontinua (grau schattiert) auch die Dispersionen der im Anschluss beschriebenen kollektiven Anregungen eingezeichnet. Durchgezogene Linien zeigen Ladungsdichte-, gestrichelte Linien Spindichteanregungen; beim Eintauchen in das Einteilchenkontinuum zerfallen die kollektiven Anregungen in Einteilchenanregungen. Dieses Verhalten wird Landau-Dämpfung genannt und konnte 1989 von Pinczuk et al. [3] beobachtet werden.

Es gibt zu jedem festen Wellenvektorübertrag $\mathbf{q} \neq 0$ in der Ebene ein Kontinuum von Einteilchenübergängen. Die Ränder des Intersubband-Einteilchenkontinuums werden durch Übergänge mit endlichem Wellenvektorübertrag vom Fermi-Niveau gebildet und berechnen sich wie folgt:

$$E(\mathbf{q}) = E_z^{0 \rightarrow 1} + \frac{\hbar^2(\mathbf{k}_F \pm \mathbf{q})^2}{2m^*} - \frac{\hbar^2\mathbf{k}_F^2}{2m^*} = E_z^{0 \rightarrow 1} + \frac{\hbar^2}{2m^*}(\pm 2\mathbf{k}_F \cdot \mathbf{q} + \mathbf{q}^2). \quad (3.4)$$

Hierbei steht $E_z^{0 \rightarrow 1}$ für den energetischen Abstand vom 0. zum 1. Subband und \mathbf{k}_F ist der Fermi-Wellenvektor. Die dargestellten Anregungen mit $\Delta i = 0$ sind Intrasubband-Anregungen. Hier ist die Kante des Einteilchenkontinuums gegeben

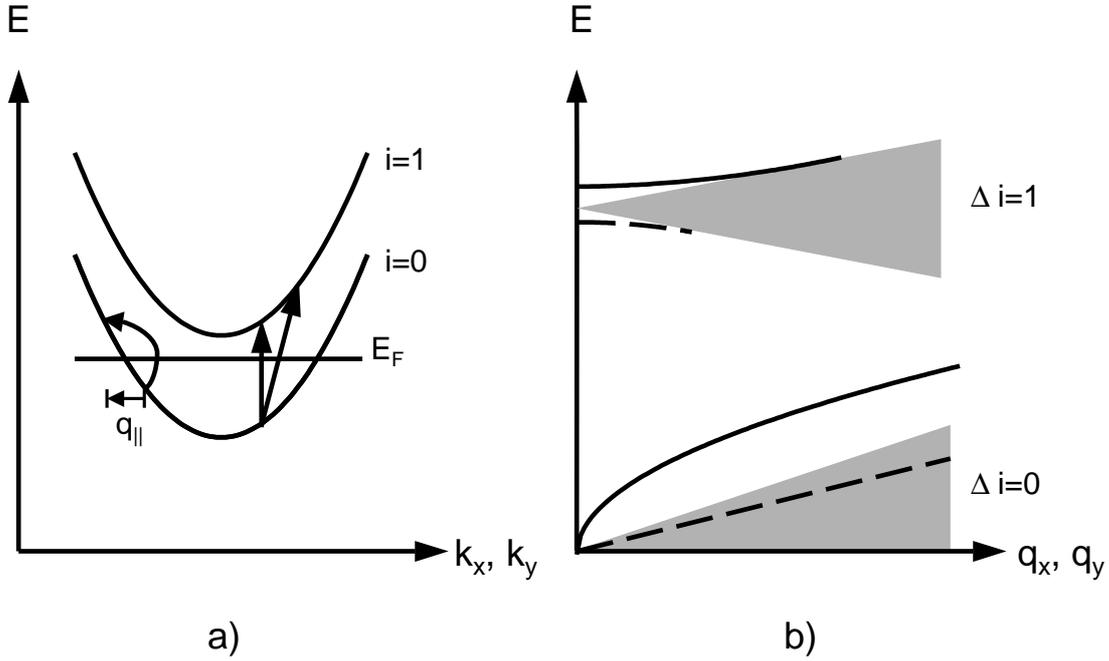


Abbildung 3.1: a) Mögliche Übergänge im Einteilchenbild. b) Dispersionen verschiedener Intersubband- ($\Delta i = 1$) und Intrasubbandanregungen ($\Delta i = 0$). Grauschattiert sind die Einteilchenkontinua dargestellt. Mit eingezeichnet sind die kollektiven Anregungen: Durchgezogene Linien symbolisieren Ladungsdichte- und gestrichelte Linien Spindichteanregungen.

durch:

$$E(\mathbf{q}) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (2\mathbf{k}_F \cdot \mathbf{q} + \mathbf{q}^2) \approx \frac{\hbar^2}{m^*} \mathbf{k}_F \cdot \mathbf{q}. \quad (3.5)$$

Die Näherung resultiert aus der Tatsache, dass der experimentell maximal erreichbare Wellenvektorübertrag \mathbf{q} (s. Gleichung 5.1 auf Seite 35) im Bereich von $1.6 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ liegt, der Fermi-Wellenvektor \mathbf{k}_F in einem 2DES mit einer Fermi-Energie von typischerweise 25 meV aber bei ca. $2.1 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$, also eine Größenordnung höher, liegt. Bei bekanntem Wellenvektorübertrag \mathbf{q} lässt sich aus der gemessenen Intrasubband-Einteilchenanregung der Fermi-Wellenvektor \mathbf{k}_F berechnen. Hieraus kann mit

$$k_F = \sqrt{2\pi N_{2D}}, \quad (3.6)$$

$$E_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m^*} \quad (3.7)$$

die Elektronendichte N_{2D} und die Fermi-Energie E_F des 2DES berechnet werden.

3.1.2 2DES, kollektive Anregungen

Die Energien der kollektiven Anregungen sind relativ zu den Einteilchen-Energien verschoben (s. Abb. 3.2):

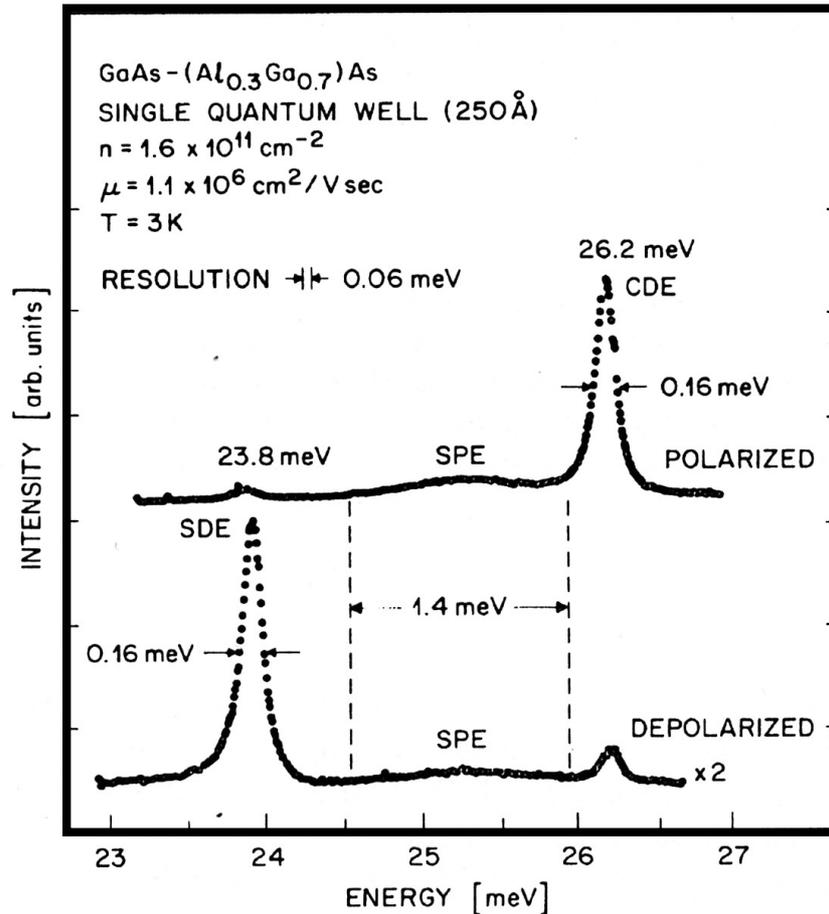


Abbildung 3.2: Darstellung der in einem 2DES beobachteten kollektiven Anregungen (CDE, SDE) und Einteilchenanregungen (SPE), aus einer Veröffentlichung von Pinczuk et al. [3]. Die Begriffe polarisiert bzw. depolarisiert werden im Kapitel 4.3.1 auf S. 30 eingeführt.

- Die Ladungsdichteanregungen, kurz CDE (charge-density-excitation) genannt, unterliegen sowohl der Coulomb- als auch der Austauschwechselwirkung. Aufgrund des betragsmäßig stärkeren Einflusses der repulsiven Coulomb-Wechselwirkung ist die CDE bei nicht zu kleinen Dichten gegenüber der Einteilchenanregung zu höheren Energien verschoben (Depolarisationsshift). Betrachtet man ein einlagiges System makroskopisch, so

handelt es sich um Dichteoszillationen (Plasmonen) bei denen alle Elektronen in Phase (Schwerpunktsbewegung) schwingen. Bei Intersubband-Plasmonen liegt eine Eigenschwingung des 2DES, d.h. eine Bewegung in Wachstumsrichtung z vor.

- Die Spindichteanregungen, kurz SDE (spin-density-excitation) genannt, unterliegen nur der attraktiven Austauschwechselwirkung und sind daher gegenüber der Einteilchenanregung zu niedrigeren Energien verschoben (Exzitonsshift). Im makroskopischen Bild eines einlagigen Systems oszillieren die Elektronen mit unterschiedlichem Spin gegenphasig (der Schwerpunkt befindet sich in Ruhe).

Eine experimentelle Arbeit von Perez et al. [21] lässt darauf schließen, dass die Beobachtbarkeit der verschiedenen Anregungstypen in niedrigdimensionalen Elektronensystemen von der Si-Konzentration der Donator-Schichten abhängt. In 2D-EQT beobachteten sie, dass die Einteilchenanregungen bei abnehmender Si-Konzentration verschwinden und gleichzeitig die Ladungsdichteanregungen schmaler und intensiver werden, ohne dass die Gesamtelektronendichte verändert wird.

Kollektive Intersubband-Anregungen:

Zur Berechnung der Energien der kollektiven Anregungen ist die Einbringung der Dynamik des Systems erforderlich. Dies geschieht z.B. durch die Kombination der Random-Phase-Approximation (RPA) [50, 51, 52, 53, 54, 39, 55] mit der LDA [56, 48, 57, 58, 59]. Diese Theorie wird mit TDLDA (time-dependent-local-density-approximation) bezeichnet. Eine ausführliche Beschreibung dieser Rechnungen für parabolische GaAs-Einzelquantentöpfe findet sich z.B. in [59].

Für die Energien der kollektiven Intersubband-Anregungen erhält man unter Vernachlässigung der Kopplung unterschiedlicher Übergänge nach [48]:

$$(\hbar\omega_{0\rightarrow n})^2 \approx E_{0\rightarrow n}^2(1 + \alpha_{nn} + \beta_{nn}). \quad (3.8)$$

$E_{0\rightarrow n}$ steht für die Energie des Einteilchenüberganges von dem nullten zum n -ten Subband. α_{nn} und β_{nn} enthalten die Coulomb-Matrixelemente und beschreiben den Einfluss der direkten Coulomb-Wechselwirkung und der Austausch-Korrelationswechselwirkung.

Speziell für die Anregungsenergien vom nullten in das erste Subband erhält man mit Einführung der Parameter

$$\alpha_{11} = \alpha'_{11} \frac{2N_{2D}}{\epsilon(\omega_{CDE})} \quad \text{und} \quad \beta_{11} = \beta'_{11} 2N_{2D} \quad (3.9)$$

nach [60] folgende anschauliche Darstellung:

$$E_{CDE}^2 = E_{01}^2 + 2N_{2D}E_{01} \left(\frac{\alpha'_{11}}{\epsilon(\omega_{CDE})} + \beta'_{11} \right) \quad (3.10)$$

$$E_{SDE}^2 = E_{01}^2 + 2N_{2D}E_{01}\beta'_{11}. \quad (3.11)$$

$\epsilon(\omega_{CDE})$ beschreibt die frequenzabhängige Dielektrizitätskonstante. Aus den Gleichungen 3.10 und 3.11 lassen sich jeweils aus dem zweiten Term der rechten Seite der Depolarisationsshift bzw. der Exzitonshift gegenüber der Einteilchenenergie E_{01} entnehmen. In einer Veröffentlichung von Pinczuk et al. [3] wird aus Messungen an 2DES für Dichten zwischen 1.5 und $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ das betragsmäßige Verhältnis der Parameter zu $\alpha'_{11} \approx 2.5 \beta'_{11}$ bestimmt. Da β'_{11} kleiner als Null ist, führt dies auf die bereits weiter oben erwähnte energetische Verschiebung der CDE gegenüber der SPE zu höheren und der SDE gegenüber der SPE zu geringeren Energien.

Intrasubband-Ladungsdichteanregungen:

Die Dispersion der kollektiven Intrasubband-Ladungsdichteanregung wurde zuerst von Stern [51] angegeben:

$$\omega^2(q_{||}) = \frac{N_{2D}e^2}{2\epsilon_0\epsilon m^*}q_{||} + \frac{3}{4}(q_{||}v_F)^2. \quad (3.12)$$

Die dimensionslose Dielektrizitätskonstante ϵ nimmt in GaAs nach [43] einen Wert von 12.53 an. Der zweite Term resultiert aus der Entwicklung der Polarisierbarkeit nach $q_{||}/\omega$. Dieser wird im Allgemeinen vernachlässigt, da zumeist $q_{||} \ll k_F = \frac{m_e}{\hbar}v_F$. v_F bezeichnet die Fermi-Geschwindigkeit.

Aus der Messung der Dispersion der 2D-Intrasubband-Ladungsdichteanregung lässt sich somit die Elektronendichte N_{2D} ermitteln. Hierdurch ergibt sich, wie im Falle der 2D-Intrasubband-Einteilchenanregung, die Möglichkeit, mit der Beziehung 3.6 den Fermi-Wellenvektor und somit die Fermi-Energie mit der Gleichung 3.7 zu berechnen.

Für eine auf die Probenoberfläche im Abstand d vom 2DES aufgebrachte Metallelektrode wird nach [61] eine Korrektur der Dielektrizitätskonstante vorgeschlagen:

$$\epsilon_{Korrektur} = \frac{1}{2}\epsilon(1 + \coth(qd)). \quad (3.13)$$

3.1.3 1DES, Einteilchenanregungen

Die weitere Einschränkung der Bewegung der Elektronen führt zu einer erneuten Aufspaltung der Subbänder. In der Abbildung 3.3 ist skizziert, wie die im unstrukturierten Einzelquantentopf vorhandenen 2D-Subbänder i bei weiterer Herabsetzung der Dimensionalität in 1D-Subbänder j aufspalten. Die Pfeile deuten einige mögliche Übergänge in Quantendrähten an. Es wurden drei besetzte Subbänder angenommen. Es wird unterschieden zwischen Beiträgen zu 2D-Intersubband-Anregungen ($\Delta i \neq 0, \Delta j = 0$), 1D-Intersubbandanregungen ($\Delta i = 0, \Delta j \neq 0$),

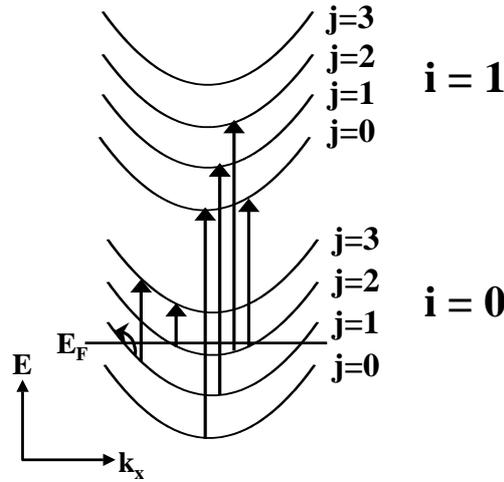


Abbildung 3.3: Beiträge zu 2D-Interband-Anregungen ($\Delta i \neq 0, \Delta j = 0$), 1D-Interband-Anregungen ($\Delta i = 0, \Delta j \neq 0$), 1D-Intrasubband-Anregungen ($\Delta i = 0, \Delta j = 0$) sowie 2D/1D-Interband-Anregungen ($\Delta i \neq 0, \Delta j \neq 0$).

1D-Intrasubbandanregungen ($\Delta i = 0, \Delta j = 0$) und Anregungen, die sowohl einen 2D- als auch einen 1D-Beitrag enthalten ($\Delta i \neq 0, \Delta j \neq 0$).

Für die Einteilchen-Energieniveaus gilt:

$$E_{ij}(k_x) = E_z^i + E_y^j + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*}. \quad (3.14)$$

Wie bereits in der Einführung zu einlagigen 1DES erwähnt, kommt es am Rand der Quantendrahtstrukturen zur Bildung von ortsfesten Oberflächenladungen. Auch die ortsfesten positiv geladenen Donatorrümpfe beeinflussen das 1DES. Die daraus resultierenden Rückstellkräfte, die auf ein Elektron im Draht wirken, sind näherungsweise der Auslenkung proportional, was zu einem lateralen parabolischen Potenzial führt. In dieser Näherung erhält man für die Dispersion der Subbänder eindimensionale äquidistante Parabeln:

$$E_{ij}(k_x) = E_z^i + \hbar\Omega_0(j + \frac{1}{2}) + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*}. \quad (3.15)$$

$\hbar\Omega_0$ ist die Quantisierungsenergie des parabolischen Drahtpotenzials; i, j repräsentieren die Subbandindizes.

In Abbildung 3.4 sind in Teilbild a) mögliche Einteilchenanregungen zu sehen. Dargestellt ist die Situation für zwei besetzte Subbänder, so dass es sowohl zu Übergängen aus dem ersten besetzten Subband als auch aus dem zweiten in unbesetzte Zustände kommen kann, was durch die geraden Pfeile angedeutet wird. In einem lateralen parabolischen Potenzial haben bei den Interband-Anregungen alle Übergänge zu einem bestimmten Δj dieselbe Energie.

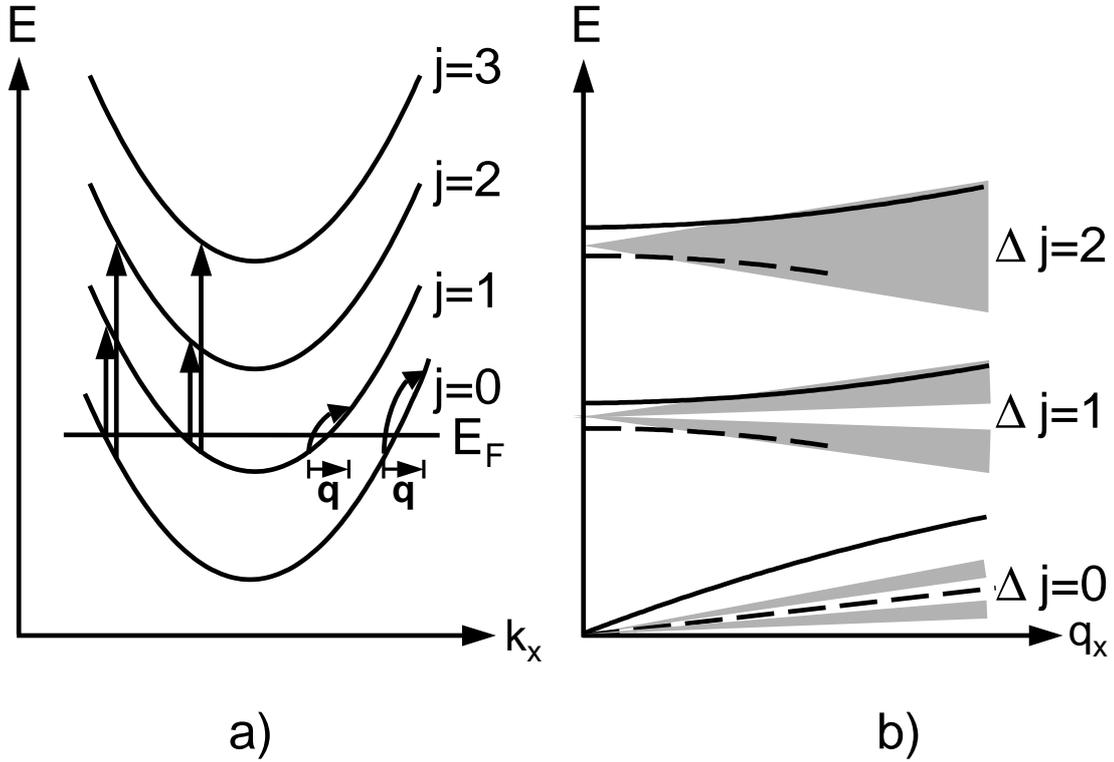


Abbildung 3.4: Im Teilbild a) sind mögliche Übergänge im Einteilchenbild dargestellt. Das Teilbild b) gibt die schematischen Dispersions der Anregungen wieder. Durchgezogene Linien zeigen die Dispersions der Ladungsdichteanregungen, gestrichelte Linien die der Spindichteanregungen; die Einteilchenkontinua sind grau eingefärbt.

Eine Besonderheit gegenüber dem 2DES ist in der Abbildung 3.4 im Teilbild b) im Falle der Einteilchenanregungen erkennbar. Bei den Einteilchen-Intrasubbandübergängen $\Delta j = 0$ bilden sich schmale Streifen aus, deren Kanten gegeben sind durch:

$$E_{\pm} = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_{F_j} q \pm q^2) \quad (3.16)$$

$$\text{mit} \quad k_{F_j} = \frac{\sqrt{2m^*(E_F - E_y^{(j)})}}{\hbar}. \quad (3.17)$$

Mit k_{F_j} wird der zu dem jeweiligen Subband j gehörige Fermi-Wellenvektor bezeichnet. Wie aus der Teilabbildung a) ersichtlich wird, haben die Parabeln für $j = 0$ bzw. $j = 1$ an der Fermi-Kante unterschiedliche Steigungen. Hieraus ergibt sich, dass die aus dem untersten besetzten 1D-Subband stammende Intrasubband-Einteilchenanregung energetisch am höchsten liegt.

Bei den Dispersionen der Einteilchen-Interbandübergänge $\Delta j \neq 0$ erscheint ein leerer Streifen im Kontinuum. Da es sich bei den Subbändern nicht um zweidimensionale Paraboloiden, wie im 2D-Fall, handelt, sondern um eindimensionale Parabeln, gibt es Übergänge, die bei endlichem Wellenvektorübertrag verboten sind. Dies ist darauf zurückzuführen, dass mehr als ein Subband besetzt ist. Ist l die Zahl der besetzten Bänder, so bilden sich $l - 1$ leere Streifen aus.

Erhöht man die Elektronendichte, so spielt die Wechselwirkung der Elektronen untereinander und die Abschirmung des äußeren parabelförmigen Potentials eine wichtige Rolle. Letzteres flacht am Scheitelpunkt der Parabel immer stärker ab und nähert sich der Form eines Rechteckpotenzials. Die Subbandabstände sind dann nicht mehr äquidistant sondern werden zu höheren Energien größer. Theoretische Rechnungen zu diesem Sachverhalt wurden z.B. in einer Veröffentlichung von Laux et al. [62] an Split-Gate-Strukturen vorgestellt.

3.1.4 1DES, kollektive Ladungsdichteanregungen

Lokalisierte Plasmonen:

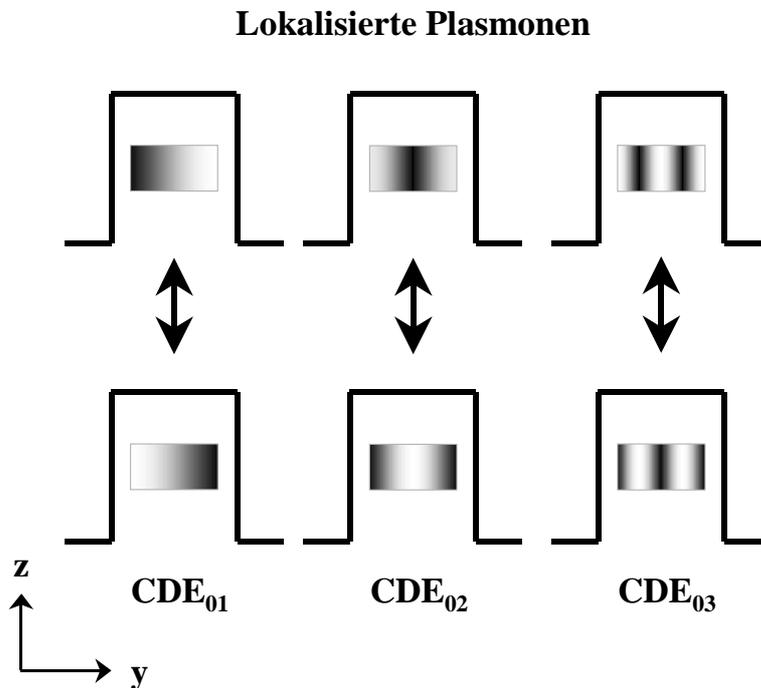


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Ladungsverteilungen bei lokalisierten Plasmonen.

Mit der Raman-Streuung hat man die Möglichkeit, einen endlichen q -Vektor zu übertragen. Dieser Übertrag kann sowohl in Drahrichtung, als auch senkrecht zum Draht erfolgen (s. hierzu auch Abb. 5.4 auf Seite 35). Intersubband-Ladungsdichteerregungen, die bei einem Wellenvektorübertrag senkrecht zum Draht beobachtbar sind, werden als lokalisierte Plasmonen bezeichnet.

Makroskopisch gesehen bildet sich im Quantendraht eine stehende Welle aus, in der der q -Vektor senkrecht zum Draht quantisiert ist. Die daraus resultierende Ladungsverteilung ist in der Abbildung 3.5 schematisch gezeigt. Die eingezeichneten Doppelpfeile deuten die Oszillationen zwischen den jeweils dargestellten Ladungsverteilungen an. Ausgehend von einer neutralen Ladungsverteilung stehen dunkle Gebiete für die Anreicherung mit Elektronen und helle Gebiete für Verarmung. Die Indizierung erfolgt anhand der Anzahl der Schwingungsknoten.

In einer Veröffentlichung von Steinebach et al. [63] werden Rechnungen zur während des Raman-Streuprozesses induzierten Ladungsdichteverteilung in Quantendrähten vorgestellt. Die geometrische Drahtbreite beträgt dort 170 nm und die λ -periode 500 nm. Die Anzahl der besetzten 1D-Subbänder wird mit neun angegeben. Die Abbildung 3.6 zeigt die Ergebnisse der Rechnungen für die ersten zwei lokalisierten Plasmonen. Die induzierte Ladungsdichteverteilung δN ist über die laterale Ausdehnung des Elektronensystems in y -Richtung senkrecht zum Draht dargestellt.

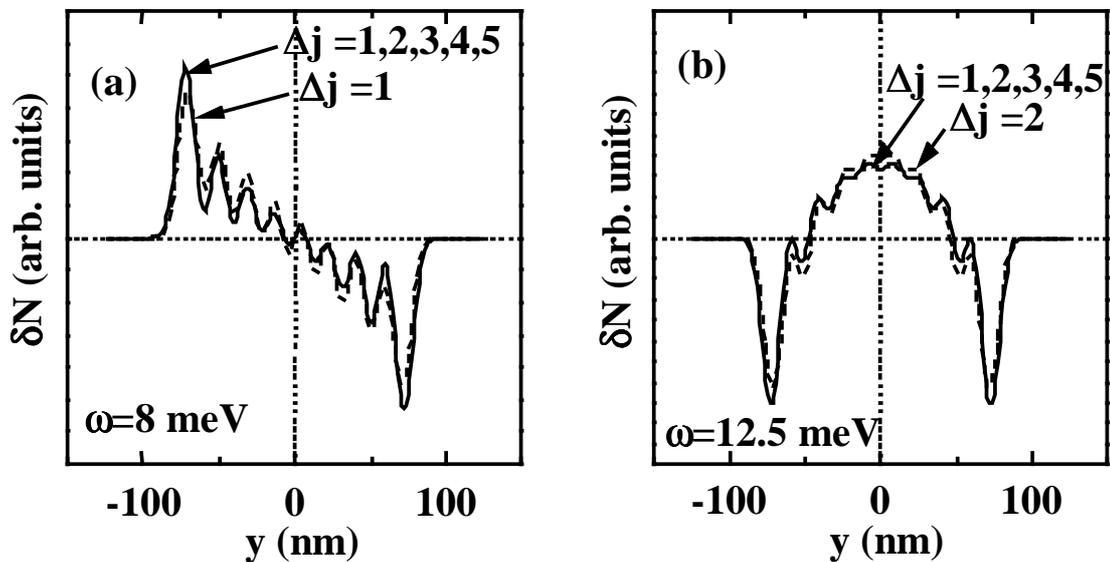


Abbildung 3.6: Errechnete Dichteverteilung bei Raman-Streuung für das erste (a) ($\Delta j = 1$) und das zweite (b) ($\Delta j = 2$) lokalisierte Plasmon in Drähten mit 9 besetzten Subbändern und einer geometrischen Drahtbreite von 170 nm. y ist die laterale Richtung senkrecht zum Draht. Aus [63].

Im Teilbild (a) entspricht die gestrichelte Linie einer Rechnung nur unter

Berücksichtigung von Übergängen mit $\Delta j = 1$ bei einem Einschlusspotenzial von 8 meV, bzw. in (b) $\Delta j = 2$ bei 12.5 meV. Bei der durchgezogenen Linie sind in beiden Teilbildern Einteilchenübergänge von $\Delta j = 1$ bis $\Delta j = 5$ berücksichtigt. In beiden Teilbildern sind keine signifikanten Unterschiede der Linien zu erkennen. Daraus kann geschlossen werden, dass das erste lokalisierte Plasmon (Kohn'sche Mode) überwiegend aus Einteilchenübergängen mit $\Delta j = 1$ gebildet wird.

Weiterhin ist den Bildern zu entnehmen, dass sich für den Übergang $\Delta j = 1$ eine antisymmetrische - und für $\Delta j = 2$ eine symmetrische Dichteverteilung ergibt. Aufgrund des resultierenden hohen Dipolmomentes für das erste lokalisierte Plasmon ist dieses in FIR-Experimenten zu beobachten, während das zweite lokalisierte Plasmon mit gerader Parität in Raman-Experimenten dominiert.

Auch bei einem Wellenvektorübertrag in Drahrichtung lassen sich lokalisierte Plasmonen beobachten. Als lokalisierte Plasmonen werden diese Anregungen jedoch streng genommen nur für verschwindenden Wellenvektorübertrag ($q_x = 0$) bezeichnet. In Veröffentlichungen von Demel et al. [64] und Ulrichs et al. [65] werden die in pw-Geometrie beobachteten Plasmonen als komplexe Oszillationen beschrieben, bei denen die Elektronen eine Oszillation in Drahrichtung ausführen und gleichzeitig senkrecht zum Draht schwingen. Auch diese Anregungen werden nach der Zahl der Knoten in der induzierten Dichte indiziert.

Zur Beschreibung der bei einem Wellenvektorübertrag in Drahrichtung beobachtbaren Anregungen existiert ein anschauliches hydrodynamisches Modell von Eliasson et al. [66]. Für die Dispersionen der $CDE_{\Delta i=0, \Delta j}$ wird folgende Gleichung angegeben:

$$\omega_{\Delta j}^2 = \frac{N_{2D}e^2}{2\epsilon\epsilon_0m^*} \sqrt{q_x^2 + \left(\Delta j \frac{\pi}{a}\right)^2} \quad (3.18)$$

Diese Gleichung resultiert aus der für das 2D-Intrasubband-Plasmon auf Seite 14 (Gleichung 3.12) angegebenen Dispersion. Für den Wellenvektor wurde hier $\mathbf{q} = (q_x, \frac{\Delta j \pi}{a})$ gesetzt, so dass eine Quantisierung des Wellenvektors senkrecht zum Draht über die elektronische Drahtbreite a eingeführt wird. Die so definierten Drähte werden als 2D-Streifen angesehen, so dass dieses Modell insbesondere zur Beschreibung für nicht zu schmale Drähte geeignet ist. In dem Modell wird davon ausgegangen, dass die Grabenbreite, also die Entfernung der Drähte voneinander, sehr groß ist. Das Modell entspricht also dem eines einzelnen Drahtes, so dass Wechselwirkungen zwischen benachbarten Drähten unberücksichtigt bleiben. Wie der Gleichung zu entnehmen ist, lässt sich mit Hilfe dieses Modells aus den Dispersionskurven der 1D-Intersubband-Plasmonen die elektronische Drahtbreite a des zugrunde liegenden 1DES bestimmen.

Intrasubband-Ladungsdichteanregungen:

Die Dispersion des 1D-Intrasubband-Plasmons wird in theoretischen Veröffentlichungen [14], [15], [67] mit $E \propto q \cdot \sqrt{|\ln(q)|}$ beschrieben. Die Dispersion hängt von der elektronischen Drahtbreite a , der Gesamtelektronendichte N_{1D} des Sys-

tems und dem Abstand der Drähte zueinander ab. Ist eine Vielzahl von 1D-Subbändern mit Elektronen besetzt, lässt sich das System mit der für 2DES geltenden Gleichung 3.12 ($E \propto \sqrt{q}$) beschreiben. Dieses Verhalten wird der Coulomb-Kopplung zwischen den Drähten zugeschrieben [15], [68]. Zur Berechnung der 1D-Gesamtelektronendichte wird für diesen Spezialfall der Ansatz $N_{1D} \simeq a \cdot N_{2D}$ gemacht.

Ein von Gold und Ghazali [14] vorgeschlagenes analytisches Modell erlaubt es, anhand der Dispersion des 1D-Intrasubband-Plasmons auf die elektronische Drahtbreite a des Systems zu schließen.

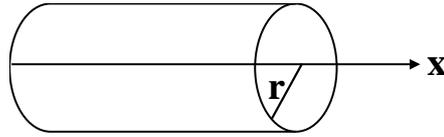


Abbildung 3.7: Kreiszyylinder zur Beschreibung eines 1DES.

In dem Modell wird das quasi-1DES als Kreiszyylinder (s. Abb. 3.7) mit Radius R_0 beschrieben. Die Potenzialbarriere für $r = R_0$ wird als unendlich hoch angenommen. Die Bewegung der Elektronen ist in der Ebene senkrecht zum Draht eingeschränkt und in x-Richtung frei. In dem Modell wird von zwei Subbändern ausgegangen, von denen nur das unterste Subband besetzt ist (Quantenlimes).

Für das 1D-Intrasubband-Plasmon wird folgende Dispersion angegeben:

$$E(q) = \hbar q R_0 \Omega_0 \sqrt{\left| \ln\left(\frac{q R_0}{2}\right) \right|} \quad (3.19)$$

$$\text{mit} \quad \Omega_0^2 = \frac{N_{1D} e^2}{2\pi \epsilon \epsilon_0 m^* R_0^2}. \quad (3.20)$$

Dieses Modell wird im Kapitel 7.2.3 zur Analyse der Messergebnisse verwendet.

3.2 Doppellagige Elektronensysteme

3.2.1 2DES

Bei den in dieser Arbeit untersuchten niedrigdimensionalen Doppelquantenstrukturen handelt es sich um stark tunnelgekoppelte Systeme, mit einer Barrierendicke von $d_B = 1$ nm. Aufgrund der geringen Dicke der Barriere führt der Überlapp der Wellenfunktionen zur Bildung eines gemeinsamen in zwei Unterzustände aufgespaltenen Grundzustandes.

In der Abbildung 3.8 ist im Teilbild a) die Leitungsbandkante eines symmetrischen und im Teilbild b) eines asymmetrischen, beidseitig modulationsdotierten DQTES dargestellt.

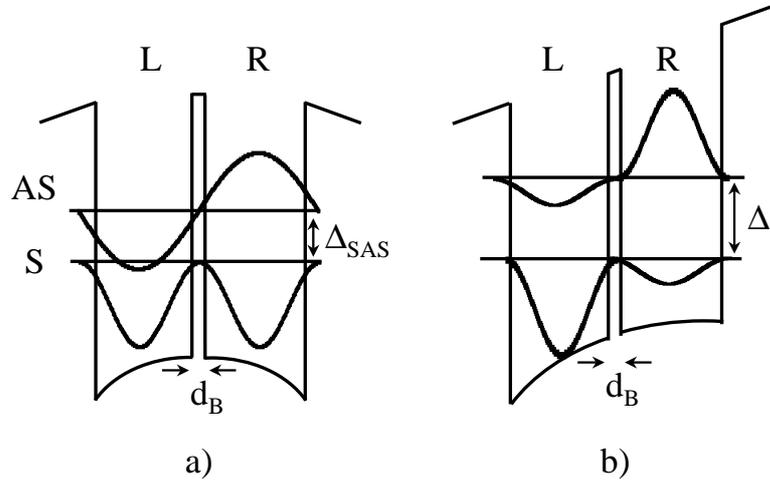


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des Leitungsbandverlaufes eines a) symmetrischen und b) asymmetrischen beidseitig modulationsdotierten DQTES. S steht für die symmetrische, AS für die antisymmetrische Wellenfunktion; Δ_{SAS} gibt die Aufspaltung der Subbänder im symmetrischen und Δ im asymmetrischen Fall an. d_B ist die Breite der Barriere.

Ein Elektron im symmetrischen DQT wird beschrieben durch die Linearkombination der Wellenfunktion im linken Ψ_L und im rechten Topf Ψ_R . Diese ist entweder symmetrisch S oder antisymmetrisch AS :

$$\begin{aligned}\Psi_S &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_L + \Psi_R), \\ \Psi_{AS} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_L - \Psi_R).\end{aligned}\quad (3.21)$$

Für die Energieeigenwerte des symmetrischen bzw. asymmetrischen Zustandes gilt:

$$E_{S/AS} = E_z^0 \mp \frac{\Delta_{SAS}}{2}.\quad (3.22)$$

Die Aufspaltung des Grundzustandes Δ_{SAS} ist eine durch den Überlapp der Wellenfunktionen Ψ_L und Ψ_R gegebene Systemgröße. Im allgemeinen Fall eines asymmetrischen DQT bezeichnet man diese einfach nur mit Δ . Je stärker die Verkopplung des DQT ist, desto größer wird die Aufspaltung. Um eine quantitative

Aussage über den Asymmetriegrad des Systems zu gewinnen wird als Symmetrieparameter definiert [40]:

$$\sin(\delta) = \frac{\Delta_{SAS}}{\Delta}. \quad (3.23)$$

In einem DQT lassen sich aufgrund der räumlichen Trennung der Ladungsträger makroskopisch gesehen zwei unterschiedliche Schwingungsformen zwischen den beiden Elektronensystemen realisieren:

1. Optische Schwingungsform:

Die Dichteverteilungen der beiden Elektronensysteme schwingen in Phase.

2. Akustische Schwingungsform:

Die Dichteverteilungen der beiden Elektronensysteme schwingen gegenphasig.

Die Einführung einer Subbandquantenzahl i mit $i = 0, 1, 2, \dots$ erlaubt auch in doppellagigen Elektronensystemen eine Unterscheidung zwischen Intra- und Intersubband-Anregungen. Analog zu den einlagigen Systemen spricht man von Intrasubband-Anregungen bei Übergängen innerhalb eines Subbandes ($\Delta i = 0$) und von Intersubband-Anregungen, wenn sich die Subbandquantenzahl ändert ($\Delta i \neq 0$).

3.2.2 2DES, kollektive Ladungsdichteanregungen

In der Abbildung 3.9 sind die Dispersionen für a) symmetrische und b) asymmetrische Doppelquantentöpfe schematisch dargestellt. Zunächst fällt in beiden Teilbildern eine zusätzliche Anregung auf, die in der Dispersion des EQT fehlt (gepunktete Linie).

Hierbei handelt es sich um die Intersubband-Ladungsdichteanregung, kurz ISP (Intersubband-Plasmon) genannt. Die Energie des ISPs entspricht im symmetrischen (asymmetrischen) Fall dem Einteilchenübergang Δ_{SAS} (Δ) zwischen den tunnelaufgespaltenen Grundzuständen plus dem durch die Coulomb-Wechselwirkung verursachten Depolarisationsshift. Makroskopisch gesehen handelt es sich hierbei um eine Schwingung der Ladungsträger senkrecht zur Ebene des Doppelquantentopfes.

Die Energie des ISP wird im symmetrischen Fall minimal. Aus einer Veröffentlichung von Decca et al. [28] lässt sich für die Energie des ISPs im symmetrischen Fall folgende Darstellung gewinnen:

$$E_{ISP} = \sqrt{\Delta_{SAS}^2 + 2\Delta_{SAS}(n_0 - n_1)\left(\frac{\alpha}{\epsilon(\omega_{ISP})} - \beta\right)}. \quad (3.24)$$

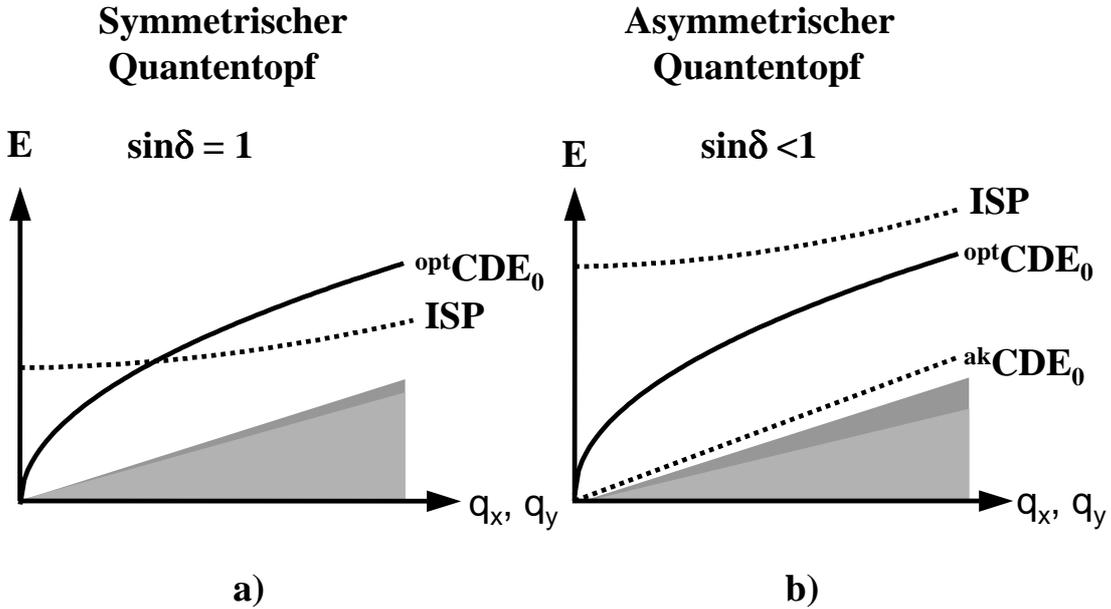


Abbildung 3.9: Darstellung der Dispersionen von Ladungsdichteanregungen für a) einen symmetrischen DQT und b) einen asymmetrischen DQT. In einem EQT im Allgemeinen nicht vorhandene Anregungen sind durch gepunktete Linien dargestellt. Die grauen Bereiche stellen in beiden Teilbildern die Einteilchenkontinua der beiden besetzten Subbänder dar.

Diese Gleichung entspricht der Darstellung für die Energie der Intersubband-Ladungsdichteanregung eines EQT (s. Gleichung 3.10 auf Seite 13). Die Gesamtladungsträgerdichte N_{2D} wird hier durch die Differenz der Ladungsträgerdichten des symmetrischen (n_0) und asymmetrischen Subbandes (n_1) ersetzt. Der letzte Term unter der Wurzel beschreibt die Depolarisationsverschiebung des ISPs zu höheren Energien gegenüber der Einteilchenenergie Δ_{SAS} . Hier wurde der Wert des Parameters β größer als Null angenommen.

Ebenfalls in beiden Teilbildern der Abbildung 3.9 ist die Dispersion des optischen Intrasubband-Plasmons ($^{opt}CDE_0$) zu erkennen. Dessen wurzelförmige Dispersion lässt sich, wie in einlagigen 2DES, mit der von Stern [51] eingeführten Gleichung 3.12 beschreiben und hängt nur von der Gesamtladungsträgerdichte, nicht von der Symmetrie des Systems ab.

Im Teilbild b) erkennt man eine weitere Anregung, die in einlagigen Systemen allgemein nicht zu beobachten ist. Diese Anregung wird aufgrund ihrer linearen Abhängigkeit von q akustisches Intrasubband-Plasmon ($^{ak}CDE_0$) genannt.

In einer Veröffentlichung von Hu et al. [38] finden sich theoretische Berechnungen zu den in der Abbildung 3.9 dargestellten Dispersionen unter Variation der Symmetrie des DQT.

3.2.3 2DES, kollektive Spindichteanregungen

In dem hier untersuchten doppellagigen 2DES konnten keine Spindichteanregungen beobachtet werden. Theoretisch sind deren Energien, analog zu den einlagigen Elektronensystemen, gegenüber den Einteilchenanregungen zu kleineren Energien verschoben. Für die Anregungsenergien der Spindichteanregungen in einem symmetrischen Doppelquantentopf lässt sich aus der Veröffentlichung von Decca et al. [28] folgende Darstellung gewinnen:

$$E_{SDE} = \sqrt{\Delta_{SAS}^2 - 2\Delta_{SAS}(n_0 - n_1)\beta} \quad (3.25)$$

Die Notation entspricht der in Gleichung 3.24, wobei hier der letzte Term unter der Wurzel die exzitonische Verschiebung der Anregungsenergie gegenüber der Einteilchenenergie Δ_{SAS} zu kleineren Energien beschreibt.

3.2.4 1DES, kollektive Anregungen

Wir gehen davon aus, dass sich auch in den doppellagigen 1DES aufgrund der räumlichen Trennung der Elektronensysteme, sowohl optische als auch akustische Anregungen beobachten lassen. Da insbesondere für tunnelgekoppelte 1DES mit großer Elektronendichte, d.h. mehreren besetzten 1D-Subbändern, keine theoretischen Arbeiten existieren, soll im Folgenden ein Versuch unternommen werden, analog zu den einlagigen 1DES, anhand einfacher Betrachtungen der Dichteverteilungen Rückschlüsse auf die energetische Lage der beobachtbaren Anregungen relativ zueinander zu ziehen.

Lokalisierte Intersubband-Anregungen:

Analog zu den einlagigen 1DES bildet sich in sw-Geometrie makroskopisch gesehen im Quantendraht eine stehende Welle aus, in der der Wellenvektor senkrecht zum Draht quantisiert ist. Am Beispiel der Moden mit der Subbandquantenzahländerung $\Delta j = 1$ werden je zwei Momentaufnahmen der Ladungs- bzw. Spindichteverteilungen sowohl für akustische als auch für optische Schwingungszustände in der Abbildung 3.10 skizziert. Das System schwingt zwischen den beiden Zuständen hin und her, was durch den Doppelpfeil in der Mitte angedeutet wird. Im Falle der lokalisierten Plasmonen stehen dunkle Gebiete für Anreicherung mit Elektronen und helle Gebiete für Verarmung. Die relative Dichteverteilung der Spins wird in den beiden rechten Teilbildern mit Pfeilen angedeutet.

Für die auf der linken Seite der Abbildung 3.10 dargestellten lokalisierten Plasmonen ergibt sich ein optischer und ein akustischer Schwingungszustand. Bei der $^{opt}CDE_{01}$ schwingen die Ladungen beider Elektronensysteme relativ zueinander in Phase und bei der $^{ak}CDE_{01}$ gegenphasig. Im Falle der optischen Anregungen ist ein geringerer räumlicher Abstand der Ladungen gegenüber denen der akustischen Anregungen zu erkennen. Ausgehend von der Tatsache, dass eine stärkere

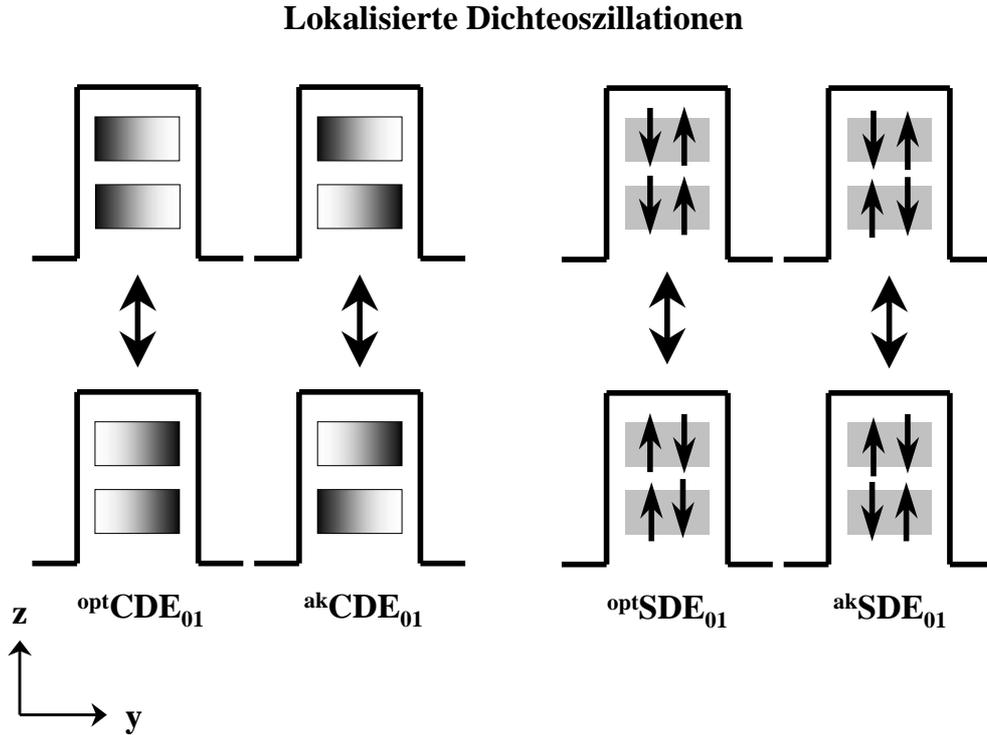


Abbildung 3.10: Skizzierte Momentaufnahmen der lokalisierten Ladungs- bzw. Spindichteverteilungen in doppelgelagerten 1DES.

Coulomb-Wechselwirkung zu einer Erhöhung der Anregungsenergie führt, lässt sich aus diesem einfachen makroskopischen Bild schließen, dass die ${}^{opt}CDE_{\Delta i=0 \Delta j}$ energetisch über der ${}^{ak}CDE_{\Delta i=0 \Delta j}$ liegt.

Da die lokalisierten Spindichteerregungen nur der Austauschwechselwirkung unterworfen sind und diese die Anregungsenergien absenkt, ergibt sich aus dem auf der rechten Seite der Abbildung dargestellten makroskopischen Bild, dass die optische lokalisierte Spindichteerregung (${}^{opt}SDE_{\Delta i=0 \Delta j}$) gegenüber der akustischen (${}^{ak}SDE_{\Delta i=0 \Delta j}$) zu kleineren Energien verschoben wird.

Intrasubband-Ladungsdichteerregungen:

Wie im doppelgelagerten 2DES lassen sich bei Übertrag des Wellenvektors in Draht-richtung (pw-Geometrie) Intrasubband-Anregungen spektroskopieren. Von den beobachtbaren Intersubband-Anregungen unterscheiden sich diese Anregungen wiederum durch eine Dispersion, die für $q = 0$ gegen Null geht.

Die unterste Schwingungsmoden der Ladungsdichteverteilung bei optischen und akustischen Intrasubband-Plasmonen ist in Abbildung 3.11 angedeutet. Hierbei handelt es sich jeweils um die Seitenansicht eines Drahtes. Im linken Teilbild ist dargestellt, wie die optischen Moden der beiden Elektronensysteme in Phase

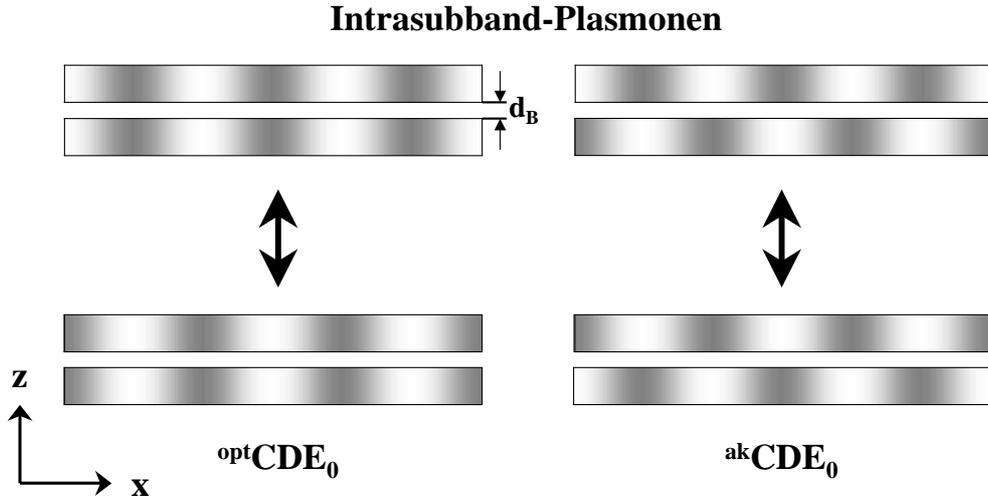


Abbildung 3.11: Skizzierte Momentaufnahmen der Ladungsverteilung bei optischen und akustischen 1D-Intrasubband-Plasmonen.

schwingen. Im rechten Teilbild ist die bei der akustischen Schwingungsmode typische gegenphasige Oszillation gezeigt. Vergleicht man beide Bilder miteinander, so ist die größere räumliche Trennung der Ladungsträger im Falle der akustischen Intrasubband-Plasmonen gegenüber den optischen augenfällig.

Auch hier lässt das makroskopische Bild den Schluss zu, dass die akustische Mode aufgrund der geringeren Coulomb-Wechselwirkung, verursacht durch den größeren räumlichen Abstand der Ladungen zueinander, energetisch unterhalb der optischen Mode liegt.

Steinebach et al. [69], [43] führten Rechnungen für den Grenzfall sehr kleiner Tunnelkopplung, wenn die laterale Quantisierung groß gegen Δ_{SAS} ist, durch. Diese Betrachtungen sind für die hier untersuchten stark tunnelgekoppelten Systeme nicht anwendbar, da wir uns im entgegengesetzten Grenzfall befinden.

Kapitel 4

Raman-Spektroskopie

Die Raman-Spektroskopie hat sich u.a. als wichtiges Hilfsmittel zur Untersuchung elementarer Anregungen von Festkörpern, wie z.B. Phononen und Plasmonen, durchgesetzt. Es wird die inelastische Lichtstreuung unter Erzeugung (Stokes) bzw. Vernichtung (Anti-Stokes) der betreffenden elementaren Anregungen untersucht.

In der Abbildung 4.1 ist schematisch ein solches Raman-Spektrum dargestellt. Dieses wird erzeugt, indem das von der Probe gestreute Licht in ein Spektrometer fällt und dort durch Gitter spektral zerlegt wird. In gleichem Abstand zur elastisch gestreuten Laserlinie ω_i finden sich die beiden inelastisch gestreuten Stokes- und Anti-Stokes-Linien. Da im Falle der Anti-Stokes-Linie eine vorhandene Anregung erforderlich ist und die Experimente in dieser Arbeit alle bei tiefen Temperaturen durchgeführt wurden, konzentrieren sich die Untersuchungen ausschließlich auf die Stokes-Linie.

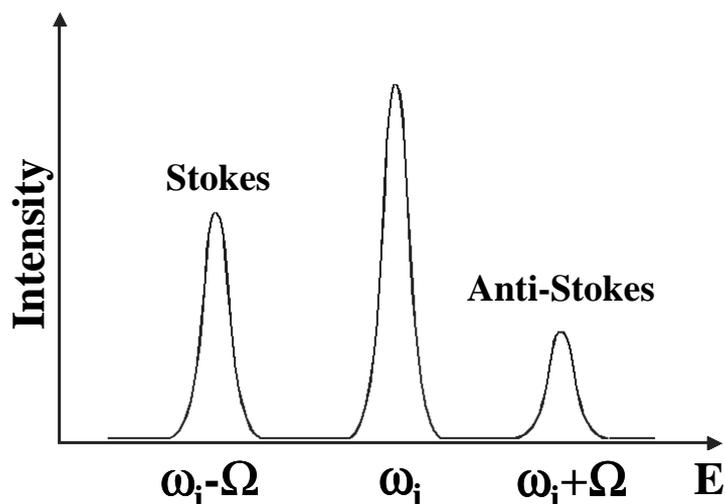


Abbildung 4.1: Schematisches Raman-Spektrum

In dem System gilt sowohl Energie- als auch Impulserhaltung:

$$\hbar\omega_i - \hbar\omega_s \pm \hbar\Omega(\mathbf{q}) = 0 \quad (4.1)$$

$$\hbar\mathbf{k}_i - \hbar\mathbf{k}_s \pm \hbar\mathbf{q} = 0 \quad (4.2)$$

ω_i und \mathbf{k}_i beschreiben die einfallende und ω_s und \mathbf{k}_s die gestreute Lichtwelle. $\Omega(\mathbf{q})$ und \mathbf{q} sind Frequenz und Wellenvektor der elementaren Anregung. Plus- und Minuszeichen bedeuten Streuung des Lichtquants unter Abgabe (Anti-Stokesprozess) bzw. Aufnahme (Stokesprozess) der Energie der betreffenden Elementaranregung.

Da die Intensität des gestreuten Lichtes sehr gering ist, werden Resonanzeffekte ausgenutzt. Hierzu wird das Elektronensystem mit Laserlicht im sichtbaren oder nahinfraroten Bereich angeregt, so dass die Energie des anregenden Laserlichtes in Resonanz mit der fundamentalen Bandlücke des untersuchten Materialsystems ist.

4.1 Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld

Zur theoretischen Behandlung der Streuung an elektronischen Anregungen betrachtet man den Hamiltonoperator, der die Wechselwirkung des elektronischen Systems mit den Strahlungsfeldern der einfallenden und gestreuten Photonen beschreibt:

$$\begin{aligned} H &= \frac{1}{2m} \sum_l \left[(\mathbf{p}_l + e\mathbf{A})^2 + U(\mathbf{r}_l) \right] + H_{e-e} + H_{e-ph} \quad (4.3) \\ &= H_0 + \frac{1}{2m} \sum_l \left[(\mathbf{A}(\mathbf{r}_l))^2 + \mathbf{p}_l \mathbf{A}(\mathbf{r}_l) + \mathbf{A}(\mathbf{r}_l) \mathbf{p}_l \right] \end{aligned}$$

Im ungestörten Hamiltonoperator H_0 ist der Impuls \mathbf{p} des Elektrons durch $(\mathbf{p} + e\mathbf{A})$ ersetzt, wobei \mathbf{A} das Vektorpotenzial des elektromagnetischen Feldes darstellt. H_{e-e} beinhaltet die Coulomb-Wechselwirkung, H_{e-ph} die Elektron-Phonon-Wechselwirkung und U sowohl das periodische Gitterpotenzial als auch alle weiteren externen Potenziale. Die Summation wird über alle Elektronen l durchgeführt. Der Einfachheit halber wurde die Spin-Bahn-Wechselwirkung vernachlässigt.

Die \mathbf{A}^2 -Terme erfordern eine Behandlung der Streuung in Störungstheorie erster Ordnung und die $\mathbf{p}\mathbf{A}$ -Terme in zweiter Ordnung. Unter Hinzunahme der Elektron-Elektron- oder Elektron-Phonon-Wechselwirkung zu den $\mathbf{p}\mathbf{A}$ -Termen ergibt sich die Behandlung in Dritter-Ordnung-Störungstheorie. Da das Auftreten von Resonanz-Nennern nur in Störungstheorie zweiter und dritter Ordnung gegeben ist, stellen diese die in der Raman-Spektroskopie relevanten Streuprozesse dar. Diese werden im nächsten Abschnitt näher behandelt.

4.2 Raman-Streuprozesse

In diesem Abschnitt soll auf die Mechanismen der Raman-Streuprozesse näher eingegangen werden. Im Jahre 1980 wurde von Burstein et al. [70] ein mikroskopisches Modell entwickelt, das die resonante inelastische Streuung von Licht an Intersubband-Anregungen des 2DESs mittels zwei- oder dreistufiger Prozesse behandelt. Es wird davon ausgegangen, dass man im Energiebereich der Bandlücke, also resonant, in Rückstreugeometrie anregt. Sowohl die Valenz- als auch die Leitungsbander werden als nicht entartet vorausgesetzt.

Die schematische Darstellung dieser Prozesse ist der Abbildung 4.2 in den Teilbildern a) und b) zu entnehmen. Nur das unterste Leitungsband wird als besetzt angenommen.

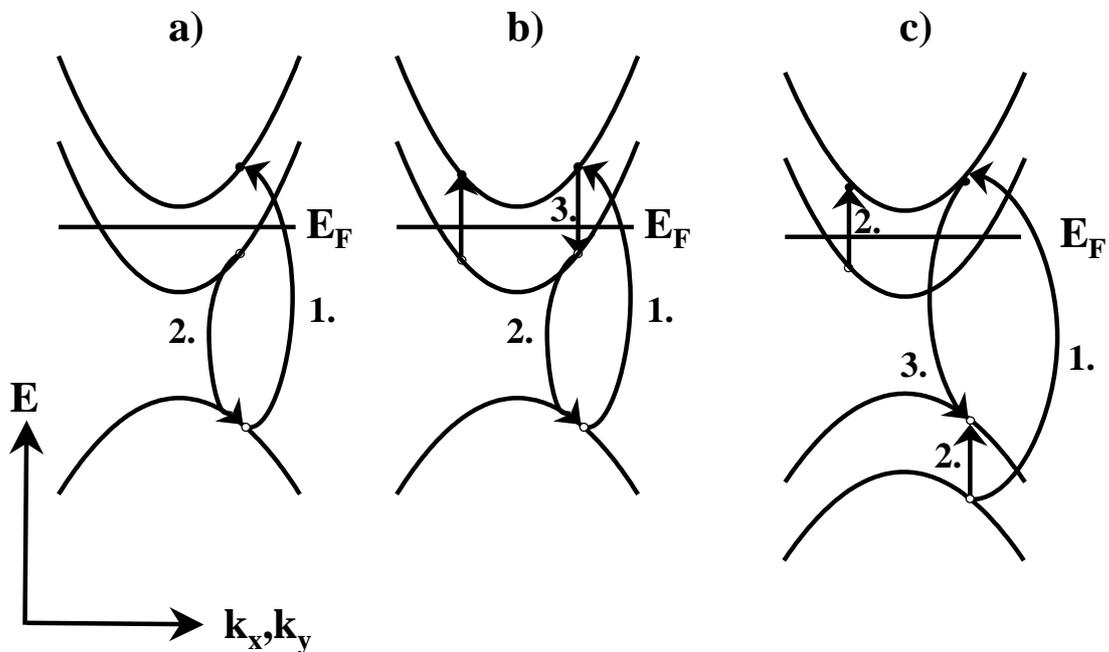


Abbildung 4.2: a) 2-stufiger Streuprozess für eine Einteilchenanregung. b) 3-stufiger Streuprozess für eine Vielteilchenanregung. c) Erzeugung bzw. Vernichtung von Exzitonen als Grundlage von Streuung an kollektiven Anregungen. Nach [70].

Im Teilbild a) ist der zweistufige Prozess dargestellt. Im ersten Schritt wird ein Elektron optisch vom Valenzband in einen unbesetzten Leitungsbandzustand angeregt. Ein Elektron eines tieferliegenden besetzten Leitungsbandzustandes, das entweder den gleichen oder entgegengesetzten Spinzustand besitzt, rekombiniert dann mit dem frei gewordenen Valenzbandzustand. Beide Anregungen, Spin-

Flip- oder Nicht-Spin-Flip-Anregungen, besitzen annähernd gleichgroße Streuquerschnitte.

Der dreistufige Prozess ist in Teilbild b) skizziert. Die ersten beiden Schritte sind äquivalent zu denen des zweistufigen Prozesses. Der dritte Schritt ist ein weiterer Übergang vom ersten angeregten Zustand in den Grundzustand unter dem Einfluss der Coulomb-Wechselwirkung, was als Abschirmung der Einteilchenanregung des zweistufigen Prozesses interpretiert werden kann. Dieser dreistufige Prozess beschreibt somit die Streuung des Photons an kollektiven Anregungen. Die Einteilchenanregungen werden durch den zweistufigen Prozess beschrieben.

Für den Fall, dass die eingestrahlte Energie nicht einem resonanten Übergang entspricht und die Subbänder parabolische Dispersion aufweisen, heben sich die Beiträge der Einteilchenanregungen auf; es werden nur kollektive Anregungen beobachtet. Im Fall extremer Resonanz, d.h. wenn die Energie des Laserlichtes der der Bandlücke sehr nahe kommt, oder beim Vorliegen nicht parabolischer Subbänder sind zunehmend unabgeschirmte Einteilchenanregungen zu beobachten. Die beobachteten Resonanzbreiten liegen in der Größenordnung der Fermi-Energie von ca. 20 meV, da jedes Elektron des Fermi-Sees an einem virtuellen Übergang beteiligt sein kann.

Da experimentell auch weit kleinere Resonanzbreiten (\sim meV) gefunden wurden, als sie bei einer Anregung an der E_0 -Bandlücke erwartet werden, schlugen Danan et al. [71] einen weiteren Streuprozess vor. Dieser wird als exzitonischer Streuprozess bezeichnet und ist in der Abbildung 4.2 im Teilbild c) schematisch dargestellt. Je nachdem, ob die Energie des eingestrahlten oder die des gestreuten Photons der Energie eines Übergangs vom Valenz- ins Leitungsband entspricht, spricht man von einlaufender oder auslaufender Resonanz. Der dreistufige Prozess kann wie folgt beschrieben werden:

Zunächst wird ein Photon absorbiert und ein Exziton erzeugt (1.). Dieses wird über die Wechselwirkung mit dem Fermi-See in einen energetisch niedrigeren Zustand gestreut (2.) und rekombiniert schließlich (3.). Die kollektiven Anregungen werden hierbei über die direkte Coulomb-Wechselwirkung bzw. die Austausch-Wechselwirkung erzeugt.

4.3 Auswahlregeln

4.3.1 Polarisationsauswahlregeln

Von Hamilton und McWhorther wurde 1969 für n-dotierte III-V-Verbindungshalbleiter mit einem Leitungsbandminimum am Γ -Punkt der Brillouin-Zone und unter Verwendung der Bloch-Funktionen aus dem Kane-Modell [72] der differentielle Streuquerschnitt für den Raman-Streuprozess berechnet [6]. Aus der Streuamplitude $\gamma_{\alpha\beta}$

$$\gamma_{\alpha\beta} = \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{e}_s \xi_{\alpha\beta} + i(\mathbf{e}_i \times \mathbf{e}_s) \cdot \mathbf{B} \cdot \zeta_{\alpha\beta} \quad (4.4)$$

$$\text{mit } \zeta_{\alpha\beta} = \langle \alpha | e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \boldsymbol{\sigma} | \beta \rangle = \xi_{\alpha\beta} \langle \alpha | \boldsymbol{\sigma} | \beta \rangle. \quad (4.5)$$

lassen sich als wichtiges Ergebnis die Polarisationsauswahlregeln entnehmen. Bei der Berechnung der Gleichung 4.4 wurde angenommen, dass die Frequenz des einfallenden Laserlichtes nahe der des gestreuten Lichtes liegt und die Differenz der Energie des End- und Zwischenzustandes ungefähr der Energie der Bandlücke entspricht. \mathbf{A} und \mathbf{B} sind Tensoren, die die Matrixelemente der Intersubband-Anregungen und Resonanznenner enthalten, die Komponenten von $\boldsymbol{\sigma}$ sind die Pauli-Spinmatrizen. \mathbf{e}_i und \mathbf{e}_s stehen für die Polarisationsvektoren des einfallenden bzw. gestreuten Lichtes.

Der erste Term der Gleichung 4.4 beschreibt Spektren mit paralleler Streukonfiguration ($\mathbf{e}_i \parallel \mathbf{e}_s$). Diese werden im Folgenden als polarisierte Spektren bezeichnet und sind mit Streuungen an Ladungsdichtefluktuationen verbunden. Die zweite Komponente, die die senkrechte Streukonfiguration ($\mathbf{e}_i \perp \mathbf{e}_s$) beschreibt, ist mit Streuungen an Spindichtefluktuationen und Spin-Flip-Übergängen verbunden; die in dieser Konfiguration aufgenommenen Spektren werden als depolarisiert bezeichnet. Einteilchenanregungen können nach [3] dagegen in beiden Streukonfigurationen auftreten (s. hierzu auch Abb. 3.2 auf S. 12).

Bei nanostrukturierten Proben können zusätzlich noch Paritätsauswahlregeln auftreten, die auf die elektrische Feldverteilung im Nahfeld der strukturierten Probe zurückgeführt werden können (s. z.B. [22]). Diese werden in der Tabelle 7.3 auf Seite 58 zusammengestellt.

Kapitel 5

Experimenteller Aufbau

5.1 Der Raman-Aufbau

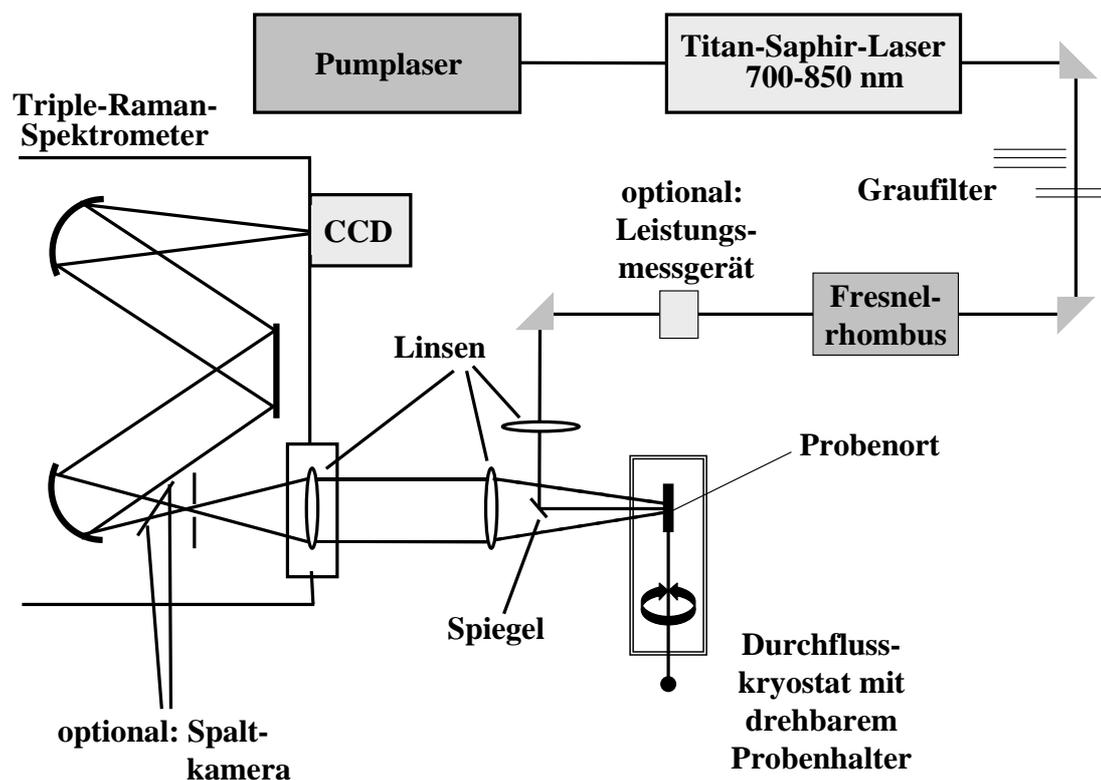


Abbildung 5.1: Versuchsaufbau.

In Abbildung 5.1 ist eine schematische Aufsicht auf die Messaufbauten dargestellt. Ausgehend vom Pumplaser wird im Folgenden der Weg des Laserlichtes bis zur CCD-Kamera verfolgt.

Der über eine Mikrometerschraube rechnergesteuert zwischen 700 nm bis 850 nm durchstimmbare Titan-Saphir-Laser wurde zunächst durch einen Argon-Ionen Laser auf der 514.5 nm-Linie mit 3-4 W gepumpt. Die Abhängigkeit der Ausgangsleistung des Titan-Saphir-Lasers von der Wellenlänge bzw. der Pumpleistung wird in der Abbildung 5.2 illustriert. Die Wellenlängenabhängigkeit der Ausgangsleistung des Titan-Saphir-Lasers erfordert somit bei Resonanzmessungen unter Variation der Laserenergie eine stufenlose Regelung der Intensität des auf die Probe auftreffenden Laserlichtes. Dies ist optional durch den Einsatz einer Kombination aus $\lambda/2$ -Platte und Polarisator im Strahlengang möglich.

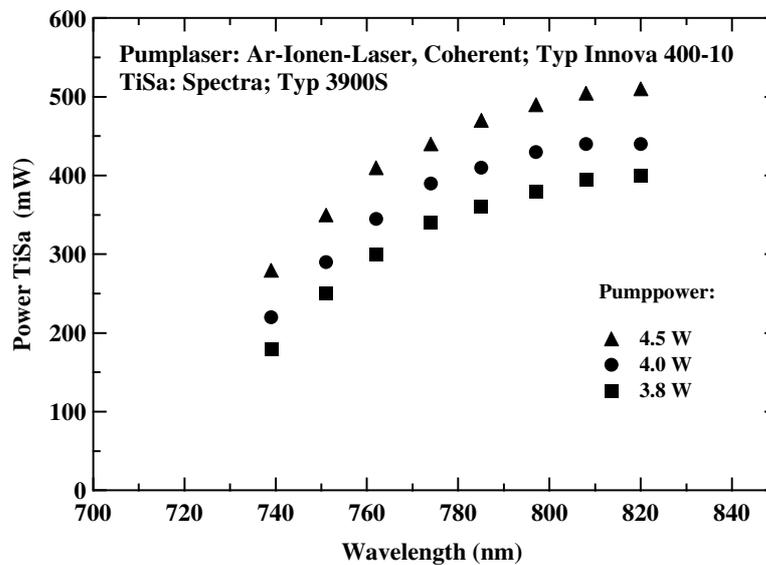


Abbildung 5.2: Ausgangsleistung des Titan-Saphir-Lasers in Abhängigkeit der Wellenlänge und der Pumpleistung.

Aus Energiespargründen wurde der Argon-Ionen-Laser durch einen dioden-gepumpten, frequenzverdoppelten Neodymlaser mit einer Laserwellenlänge von 532 nm ersetzt.

Das vom Titan-Saphir-Laser abgegebene Laserlicht ist linear polarisiert. Seine Ausgangsleistung wurde in der Regel über Graufilter auf ca. 8 mW herabgesetzt. Über einen im Strahlengang befindlichen Fresnel-Rhombus lässt sich die Polarisation des Laserlichtes rechnergesteuert drehen. Hinter dem Fresnel-Rhombus kann optional ein Leistungsmessgerät in den Strahlengang eingebracht werden. Mittels einer Fokussierlinse wird der Laserstrahl über einen Mikrospiegel auf die Probe fokussiert. Für diese Grundjustage steht eine Kamera zur Verfügung, die sich in den Strahlengang des Spektrometers einbringen lässt und so ein Abbild des Laserfokus auf der Probenoberfläche wiedergibt. Der Durchmesser des Laserspots auf der Probe beträgt ca. 50 - 100 μm .

Die Probe befindet sich in einem Helium-Durchflusskryostaten, der Temperaturen bis hinunter zu ca. 2.5 K erreicht. Die Probe ist drehbar eingebaut, so dass sich der Winkel zwischen Probennormale und Laserstrahl und damit der Wellenvektorübertrag einstellen lässt. Die Drehung des Probenstabes erfolgt durch einen rechnergesteuerten Motor.

Das von der Probe rückgestreute Licht wird über eine Sammellinse kollimiert und in die Eingangsoptik des Spektrometers eingekoppelt. Im Gitterspektrometer befinden sich drei Gitter. Durch das erste Gitter wird das Licht spektral zerlegt und erreicht über einen festen Mittenspalt (s. Abb. 5.3) das zweite Gitter, durch das die spektrale Zerlegung wieder rückgängig gemacht wird. Der Mittenspalt ist etwas kürzer als der CCD(charged coupled device)-Chip und dient als Bandpass, um direkt reflektiertes und elastisch gestreutes Laserlicht auf der höherenergetischen Seite abzublocken (subtraktiver Modus). Da beide Gitter relativ zueinander bewegt werden können, lässt sich bei Bedarf (z.B. Messungen in Nähe der fundamentalen Bandlücke) auch die niederenergetische Seite des aufzunehmenden Spektralbereiches abblocken. Das Licht des so selektierten Wellenlängenbereiches fällt dann auf das dritte Gitter, wird dort erneut spektral zerlegt und auf den Chip der CCD-Kamera gelenkt.

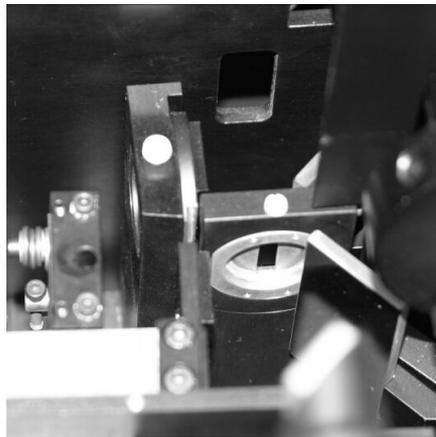


Abbildung 5.3: Blick ins Raman-Spektrometer auf den Mittenspalt.

Die aufgenommenen Daten der CCD-Kamera werden von einem PC ausgelesen und dargestellt. Je nach Wahl des Programmes lässt sich z.B. die Belichtungszeit, die Zahl der Akkumulationen, die Polarisation oder der Winkel variieren.

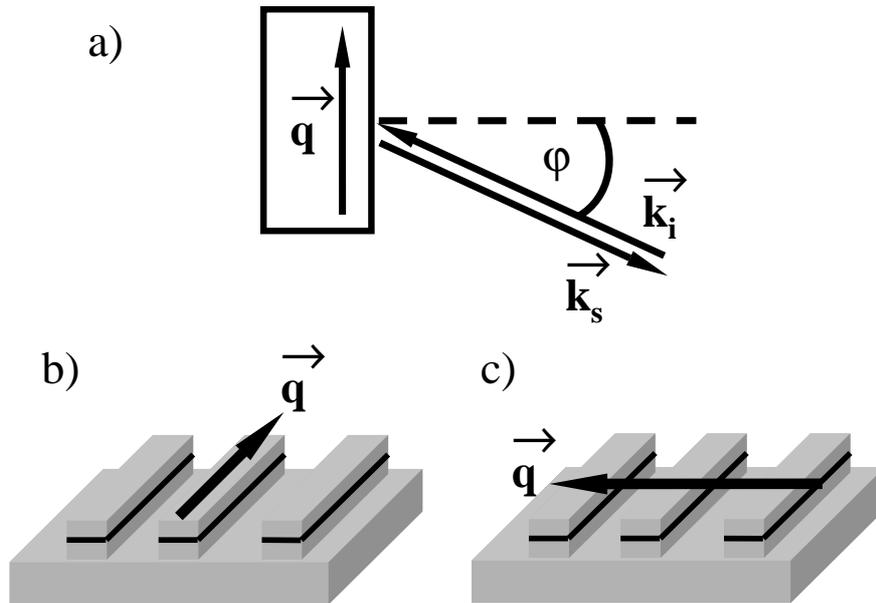


Abbildung 5.4: Streugeometrien: a) Rückstreugeometrie mit einfallendem Wellenvektor k_i , gestreutem Wellenvektor k_s und Wellenvektorübertrag q . b) pw-Geometrie, Wellenvektorübertrag parallel zu den Drähten; c) sw-Geometrie, Wellenvektorübertrag senkrecht zu den Drähten.

5.2 Streugeometrien

Alle in der Arbeit vorgenommenen Messungen erfolgten in Rückstreugeometrie. Wie der Abbildung 5.4 im Teilbild a) zu entnehmen ist, trifft dabei der einfallende Laserstrahl unter einem Winkel φ auf die Probe; das rückgestreute Licht wird unter demselben Winkel beobachtet. Der Impulsübertrag läßt sich wie folgt berechnen:

$$q \approx \frac{4\pi}{\lambda_i} \sin(\varphi) \quad \text{falls } \lambda_i \approx \lambda_s \quad (5.1)$$

λ_i ist die Wellenlänge des einfallenden Laserlichtes, λ_s die des gestreuten. Der Formel lässt sich entnehmen, dass ein maximaler Impuls- bzw. Wellenvektorübertrag von $1.6 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ bei einer typischen Wellenlänge von 780 nm realisierbar ist.

In den Teilbildern b) und c) der Abbildung 5.4 sind die beiden zu unterscheidenden Streugeometrien für Messungen an lateral strukturierten Proben gezeigt. Im Teilbild b) handelt es sich um einen Wellenvektorübertrag in Richtung der Drähte, “plane-wave“-Geometrie (pw) genannt, und im Teilbild c) um einen Übertrag senkrecht zu den Drähten, “standing-wave“-Geometrie (sw) genannt.

5.2.1 Probenausleuchtung

Werden Untersuchungen an Proben unter Variation des Wellenvektorübertrages vorgenommen, so muss stets mit berücksichtigt werden, dass bei großen Einfallswinkeln (nahezu streifender Einfall) des Lichtes ein größerer Teil der Probe ausgeleuchtet wird. Dadurch können bei der Untersuchung von 1DES Signale auftreten, die aus dem am Probenrand vorhandenen 2DES stammen.

In Teilbild a) der Abbildung 5.5 ist die Laserspotgröße d in Abhängigkeit des Einfallswinkels α dargestellt. Bei der Berechnung wurde von einer exakten Justage des Laserspots auf die Drehachse der Probe ausgegangen. Die Aufweitung des Strahls nach Durchlaufen der Fokusebene, wie im Teilbild b) dargestellt, wurde nicht mit berücksichtigt.

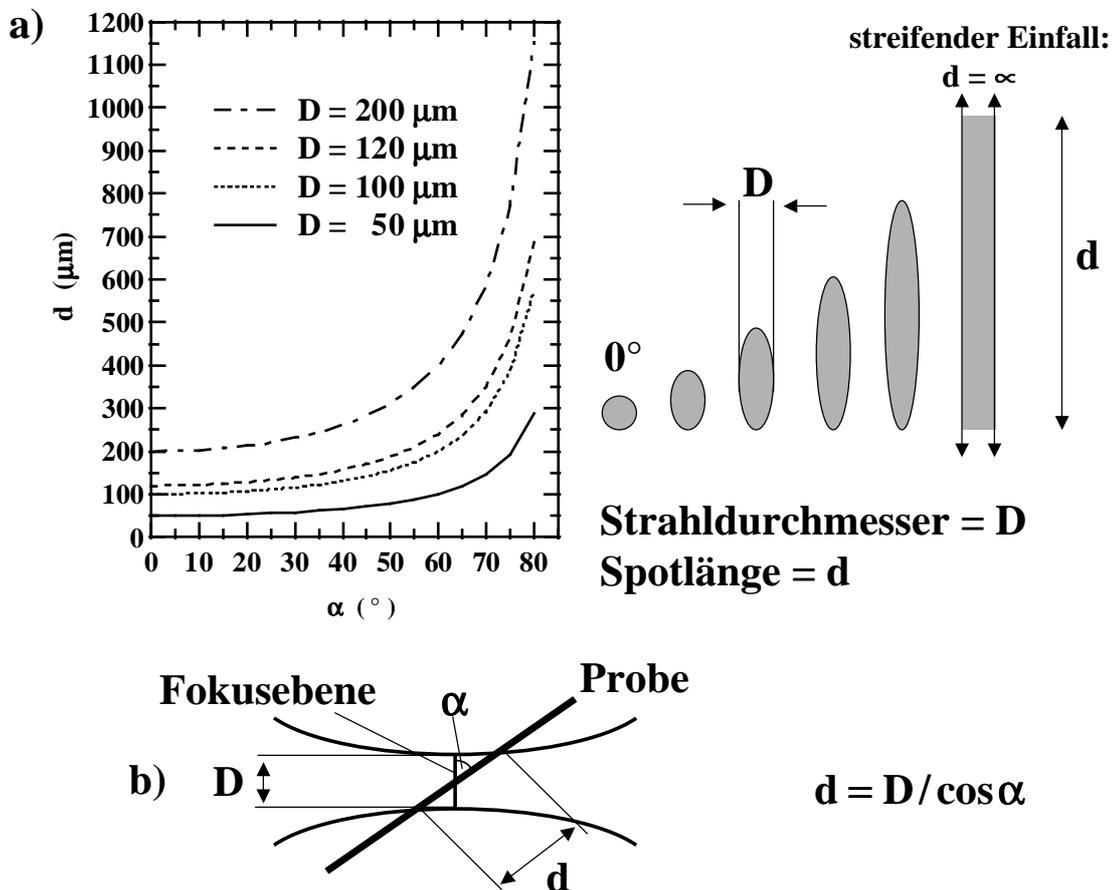


Abbildung 5.5: a) Veränderung der Laserspotgröße bei Variation des Einfallswinkels α . b) Skizze von Strahlengang und Probe.

Kapitel 6

Präparation

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen standen zwei unterschiedliche Wafer zur Verfügung, deren Wachstumsparameter sich im Anhang A finden. Beide Wafer wurden durch Molekularstrahlepitaxie (MBE) an der Universität Hamburg in der Gruppe von Prof. Dr. W. Hansen gewachsen. Bei dem Wafer #952 handelt es sich um ein einlagiges, bei dem Wafer #981 um ein doppelagiges Elektronensystem.

Im Folgenden wird auf die laterale Strukturierung sowie die anschließende Metallisierung der Proben näher eingegangen. Alle Prozessdaten und verwendeten Materialien sind im Anhang B zusammengestellt.

6.1 Laterale Strukturierung

Zur Vorbereitung auf die holografische Lithografie wurden die Wafer zunächst in ca. 5 mm x 4.5 mm große Probenstücke gebrochen. Die Größe wurde aufgrund der für die Metallisierung verwendeten Schattenmasken festgelegt. Danach wurden die Proben gereinigt und auf einer Schleuder mit Photolack belackt. Abschließend werden die Proben in einem Konvektionsofen ausgebacken, um im Lack befindliche Lösungsmittelreste zu entfernen.

6.1.1 Holografische Lithografie

Mit der Technik der holografischen Lithografie können großflächige Arrays homogener, periodischer Mikrostrukturen hergestellt werden. Eine Skizze des verwendeten Holografieaufbaus ist in Abbildung 6.1 gezeigt. Der über eine Raumfilteroptik aufgeweitete Laserstrahl wird kollimiert und geteilt. Die Teilstrahlen werden über Spiegel auf die Probe gelenkt; deren Interferenz führt zu belichteten und unbelichteten Lackstreifen auf der Probe. Die Drahtperiode bestimmt sich durch die verwendete Wellenlänge λ und dem Winkel δ zwischen der Probennor-

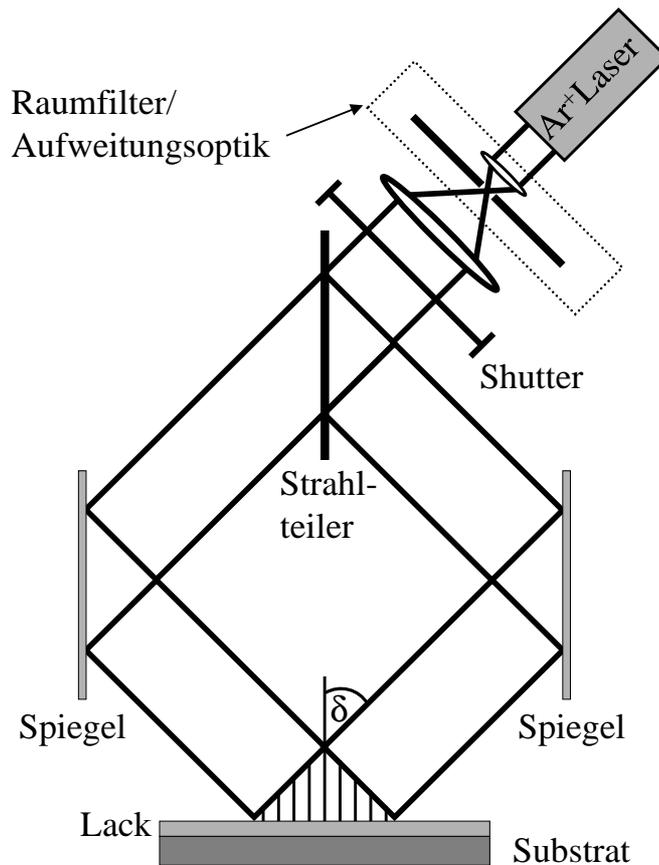


Abbildung 6.1: Aufbau der holografischen Lithografie.

malen und auftreffendem Strahl nach folgender Formel:

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \delta}. \quad (6.1)$$

Mit dieser Methode können bei der hier verwendeten UV-Laserlinie von $\lambda = 364$ nm Drahtperioden d bis hinunter zu ca. 200 nm realisiert werden.

Durch die Dauer der Belichtungszeit lassen sich die geometrischen Drahtbreiten bei gleichbleibender Drahtperiode in einem gewissen Rahmen variieren. Die Belichtungsdauer kann im Extremfall so kurz gewählt werden, dass die Lackstreifen gerade bis zur Probenoberfläche durchentwickelt sind oder so lang, dass sich die Lackstreifen noch nicht von der Probenoberfläche ablösen. Bei der Probe # 981 konnten z.B. bei gleichbleibender Drahtperiode von 455 nm geometrische Drahtbreiten zwischen ca. 180 nm und 250 nm eingestellt werden.

Sollen auf einer Drahtprobe gleichzeitig Untersuchungen des zugrunde liegenden 2DES durchgeführt werden, erfordert dies einen zusätzlichen Schutz der Probenoberfläche durch unbelichteten Lack vor dem nachfolgenden Entwicklungsschritt. Da der verwendete Entwickler auch eine ätzende Wirkung auf GaAs

hat, würde anderenfalls die Probenoberfläche angegriffen werden, was zu einer Modulation des darunterliegenden 2DES führt. Daher wurde vor dem Entwicklungsschritt auf einen Teil der Lackstege der Probe 700(2) ein dicker Lacktropfen aufgebracht, um die GaAs-Oberfläche vor der Ätzwirkung des Entwicklers zu schützen.

Im nächsten Schritt wurden die Proben in Entwicklerflüssigkeit geschwenkt, wodurch der belichtete Lack entwickelt und von der Probe entfernt wird; die unbelichteten Lackstreifen verbleiben auf der Probe. Eventuell vorhandene belichtete Lackreste werden anschließend in einem Barrelreaktor (Sauerstoffplasma) verascht.

6.1.2 Reaktives Ionenätzen

Um die Möglichkeit der direkten Kontaktierung der 2DES in den Proben zu erhalten, wurde vor Start des Ätzprozesses ein Teil der Probe mit einem sog. Opferwafer abgedeckt. Durch das Reaktive Ionenätzen (RIE, reactive-ion-etching) wird die Lackstruktur auf den nicht abgedeckten Bereich der Probe übertragen. Die im Anhang B zusammengestellten Prozessparameter wurden so gewählt, dass die physikalische Komponente des Ätzprozesses überwiegt, so dass steile Ätzkanten (s. Abb. 6.2) entstehen. Die Dauer des Prozesses richtet sich nach der gewünschten Äztiefe. Alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben wurden bis unterhalb des 2DES der Proben geätzt. In diesem Fall spricht man von „tief-mesa“-geätzten Quantendrähten. Als vertiefende Literatur zur lateralen Strukturierung eignet sich die Doktorarbeit von Peter Grambow [73] sehr gut.

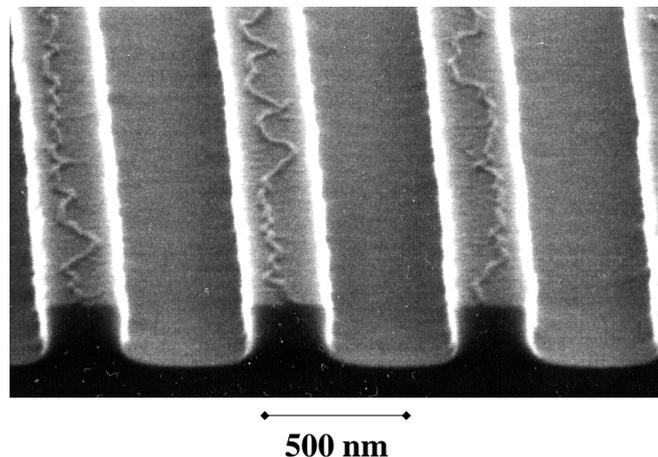


Abbildung 6.2: REM (Raster-Elektronen-Mikroskop)-Bild der Referenzprobe zur Probe 700(2).

In den nachfolgenden Tabellen sind die wichtigsten Parameter der im Kapitel 7 untersuchten Drahtproben der Wafer #981 bzw. #952 zusammengestellt:

# 981	Belichtung [s]	w [nm]	g [nm]
700(1)	9	~ 350	350
700(2)	10	300 ± 40	400
700(3)	11	~ 250	450

Tabelle 6.1: Parameter der Drahtproben des Wafers #981 (doppellagig). Die Probenamen beinhalten die Periode p der Drähte in Nanometern. Mit w wird die geometrische Drahtbreite bezeichnet. $g = p - w$ steht für die Grabenbreite.

# 952	Belichtung [s]	w [nm]	g [nm]
555(1)	7	260 ± 20	294
555(2)	9	250 ± 20	208
455(1)	8	180 ± 20	280
350(1)	17	90 ± 10	266
350(2)	18	~ 50	300

Tabelle 6.2: Parameter der Drahtproben des Wafers #952 (einlagig).

Die ersten drei Ziffern der Probenamen geben die jeweilige Periode p der Drähte wieder. Aus den Belichtungsdaten lässt sich zunächst entnehmen, dass für kleinere Perioden eine höhere Belichtungsdauer erforderlich ist, um vergleichbare Drahtbreiten zu realisieren.

Für die meisten Proben wurden während der Präparation Referenzproben, die aus den Randbereichen des jeweiligen Wafers stammen, mit denselben Präparationsparametern hergestellt. So konnten die geometrischen Drahtbreiten w durch anschließende Untersuchungen der Referenzproben am Raster-Elektronen-Mikroskop (REM) vermessen werden, ohne die für die weiteren Untersuchungen vorgesehenen Proben zu schädigen. Hierzu wurden die Referenzproben senkrecht zu den Drähten gebrochen und das Drahtprofil an der Bruchkante untersucht. Aus Messungen der Drahtbreiten an verschiedenen Probenorten wurde der Mittelwert gebildet und die Standardabweichung berechnet. Fehlt in den Tabellen die Angabe des Fehlers, so existierte für die betreffende Probe keine Referenzprobe und die geometrische Drahtbreite wurde aus Daten vergleichbarer, teilweise hier nicht weiter untersuchter Proben, abgeschätzt. Mit in die Tabellen wurde auch die Grabenbreite $g = p - w$ eingetragen.

Anzumerken ist hier, dass durch die Verwendung von Referenzproben zwar gleiche Präparationsparameter, wie z.B. die Umdrehungszahl der Lackschleuder oder die Belichtungszeit während der holografischen Lithografie, vorliegen, dies gewährleistet aber nie **identische** Präparationsbedingungen. Vor allem unter-

schiedliche Bedingungen während des Belichtungsvorganges haben einen großen Einfluss auf die resultierenden Drahtbreiten. Auch leicht verschiedene Lackdicken können hier eine Rolle spielen. Die so erhaltenen Drahtbreiten können daher nur eine Näherung für die Drahtbreiten der im Messkapitel untersuchten Proben darstellen. Es hat sich herausgestellt, dass diese Art der Feststellung der geometrischen Drahtbreiten nicht optimal ist, da es während der Untersuchungen der Proben zu Diskrepanzen zwischen geometrischer und experimentell bestimmter elektronischer Drahtbreite der Proben kam. Eine bessere Methode ist sicherlich die Folgende:

Die zur Messung vorgesehenen Proben werden nach dem RIE-Ätzprozess zunächst neu belackt. Der Lack soll hier nur als Schutzschicht für das anschließende Brechen der Proben dienen, die Lackdicke sollte daher möglichst groß gewählt werden. Danach werden die Proben senkrecht zu den Drähten gebrochen, um das so erhaltene Bruchstück mit Hilfe des REMs zu vermessen.

6.2 Metallisierung

Die Metallisierung der Proben erfolgte mit Hilfe von Schattenmasken. Zunächst wurden AuGe(88:12)-Ni Kontaktflächen in einer Elektronenstrahl-Aufdampfanlage auf einen Teil der Probenoberfläche aufgebracht (s. Abb. 6.3, Teilbild a). Die Kontaktierung des 2DES/1DES erfolgte durch anschließende thermische Diffusion in einem Einlegierofen.

Im zweiten Schritt wird das Titan-Gate aufgedampft. Titan wurde hier gewählt, da die Oberflächenschicht an der Luft sehr gut oxidiert. Dadurch erhöht sich die optische Transparenz; die Leitfähigkeit bleibt nahezu unverändert. Für das Aufdampfen stand ein Probenhalter zur Verfügung, der es erlaubte, die Probe während des Aufdampfvorganges zu drehen. Das Schwenken der Probe während des Aufdampfvorganges ermöglichte eine vollständige Metallisierung der Probenoberfläche, also auch der Drahtflanken („sidegates“). Die Kontaktierung der Proben wurde durch Auflegen von Golddrähten auf die Kontaktflächen und anschließende Fixierung mittels Leitsilber realisiert. In Abbildung 6.3 ist im Teilbild a) eine Aufsicht auf die mit den Gate-Strukturen versehene Probe und im Teilbild b) eine Seitenansicht gezeigt.

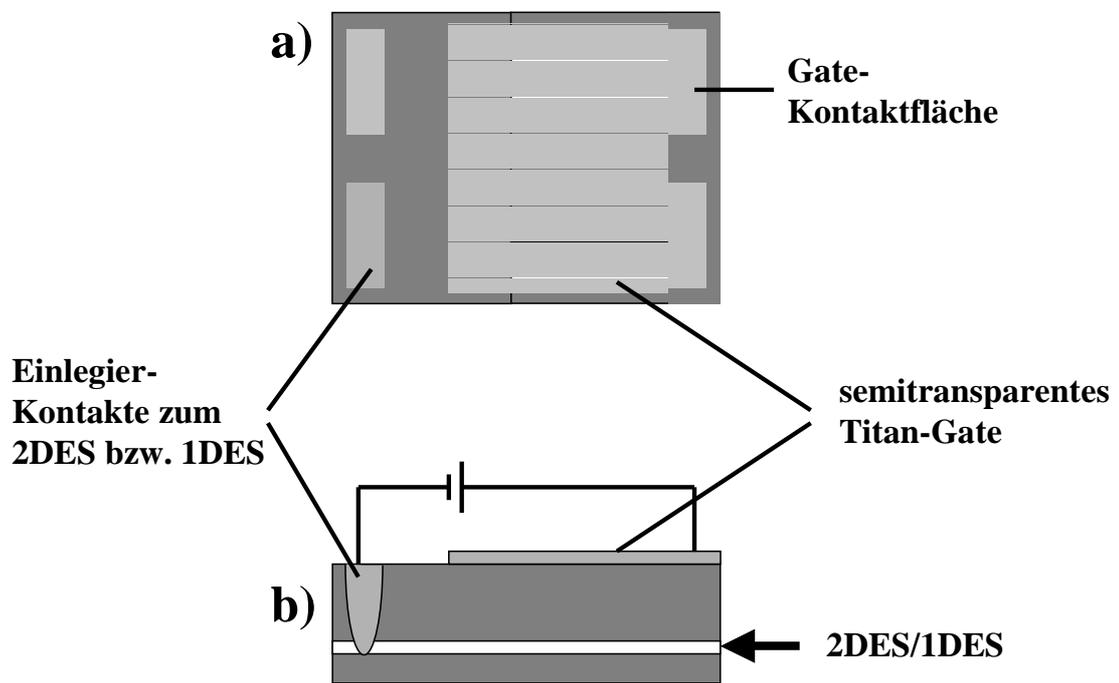


Abbildung 6.3: a) Blick auf die metallisierte Probe, b) Seitenansicht

Kapitel 7

Experimentelle Ergebnisse

Zunächst soll hier auf die Datenerfassung und die Auftragung der Messdaten eingegangen werden. Im Anschluss daran werden die Messungen an einlagigen Elektronensystemen und zum Schluss an doppellagigen Elektronensystemen dargestellt und diskutiert.

7.1 Allgemeine Hinweise zu den Messungen

Auftragung:

Es ist üblich, die erhaltenen Spektren in der sog. Raman-Darstellung abzubilden, d.h. die Stokes-Verschiebung wird positiv von links nach rechts steigend aufgetragen. Die Laserlinie wird durch einen Bandpass aus dem Spektrum herausgeschnitten, um hohes Streulicht zu vermeiden; sie liegt auf der energetischen Nullposition.

Viele Spektren sind als so genannte „Waterfalls“ dargestellt; hierbei werden die Spektren durch einen vertikalen Offset voneinander getrennt, um eine übersichtliche Darstellung zu erhalten.

In einigen Spektren ist bei einer Energie von 2 meV ein Peak zu erkennen, dessen Ursprung nicht bekannt ist. Da dieser Peak jedoch weder auf eine Variation des Wellenvektorübertrages, noch auf ein angelegtes äußeres Feld reagiert, wird davon ausgegangen, dass es sich nicht um eine elektronische Anregung des Elektronensystems handelt.

Der verwendete Fresnel-Rhombus (siehe Abschnitt 5.1) dreht die Polarisation nur für Laserwellenlängen von ca. 400 nm exakt. Das hat zur Folge, dass intensive Anregungen, die aufgrund der Auswahlregeln nur in einer Polarisationsrichtung beobachtbar sein sollten, in den Spektren beider Polarisationsrichtungen erscheinen.

Die in depolarisierter Konfiguration aufgenommenen Spektren weisen eine geringere Intensität, als die in polarisierter Konfiguration aufgenommenen auf. Grund hierfür ist ein polarisationsabhängiges Umlenkprisma, das sich bei den

durchgeführten Messungen im Strahlengang hinter dem Fresnel-Rhombus befindet (siehe Abbildung 5.1 auf Seite 32).

Variation der Laserenergie:

Um ausreichend große Signale zu erhalten, muss mit einer Laserenergie eingestrahlt werden, die größer ist als die fundamentale Bandlücke von GaAs. Die

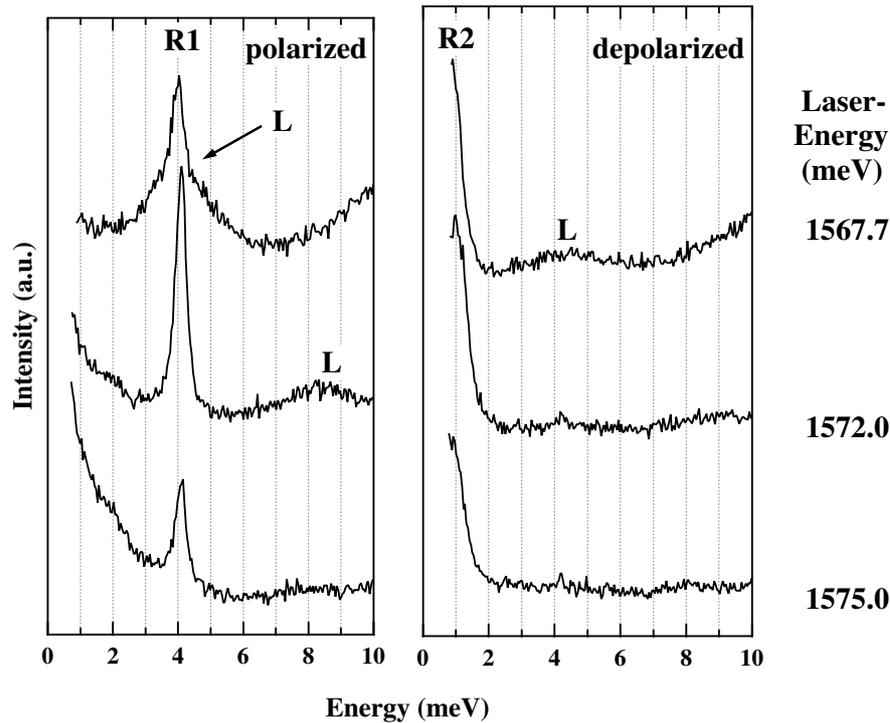


Abbildung 7.1: Raman-Spektren des 2DES der Probe 952 unter Variation der Energie des eingestrahlichten Lasers. Mit R1 und R2 werden Raman-Anregungen und mit L Lumineszenzsignale bezeichnet.

Untersuchungen der Proben starten zunächst immer mit Messungen, bei denen die Energie des eingestrahlichten Lasers variiert wird. Dies sei beispielhaft an drei gemessenen Spektren des 2DES des Wafers #952 in der Abbildung 7.1 dargestellt. Durch diese Messungen erhält man sowohl einen Einblick in das Resonanzverhalten der Anregungen als auch einen Überblick über die im Messbereich vorhandenen Lumineszenzsignale. Die Unterscheidung zwischen Raman-Anregungen und Lumineszenzlicht ist leicht, da letztere im Raman-Spektrum nicht ihre energetische Position beibehalten, sondern diese mit der Laserwellenlänge skaliert, wie in der Abbildung 7.1 am mit L bezeichneten Peak zu erkennen ist.

Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes:

Der Skizze 7.2 ist die Kontaktierung der Proben am Beispiel eines 1DES zu entnehmen. Die metallisierte Oberfläche ist stets am Pluspol der Spannungsquelle und das direkt kontaktierte Elektronensystem am Minuspol angeschlossen. Das Anlegen einer Spannung verursacht hier eine Veränderung sowohl der Elektronendichte im jeweiligen System, als auch des äußeren Potentials, da auch die Seiten der Drähte eine Metallisierung aufweisen (s. Kap. 6.2 auf Seite 41).

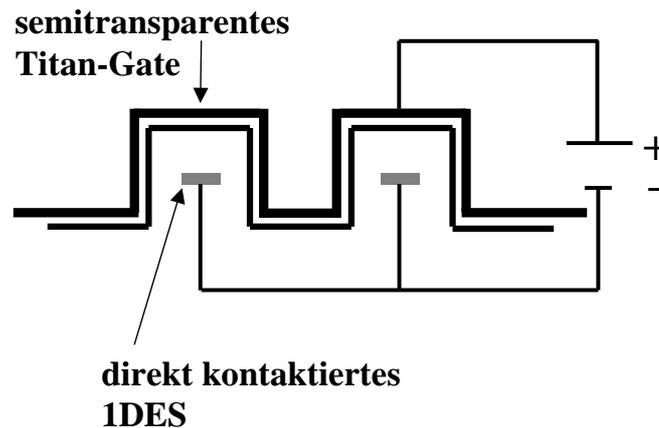


Abbildung 7.2: Skizze zur Kontaktierung der Proben am Beispiel eines einlagigen 1DES.

Zur Interpretation der Messergebnisse ist es wichtig, den Energiebandverlauf der Proben, insbesondere auch unter Einfluss eines externen elektrischen Feldes, zu kennen. Daher wurde die Bandstruktur mit Hilfe eines sog. 1D-Poisson-Solvers von Tan et al. [74], der die Schrödingergleichung und die Poisson-Gleichung selbstkonsistent löst, berechnet.

Am Beispiel des 2DES des Wafers #952 ist in der Abbildung 7.3 der Einfluss des äußeren Feldes auf das Leitungsband dargestellt. Die beiden δ -Dotierschichten sind in ca. 25 nm bzw. 35 nm Abstand zur Probenoberfläche zu erkennen. Das GaAs-Quantensystem der Probe hat eine geometrische Breite von 25 nm und liegt ca. 87 nm tief. Das Anlegen einer negativen Spannung U bedeutet eine Anhebung des Leitungsbandes und damit eine Verarmung des Elektronensystems. Bei $U = 0V$ tauchen auch die beiden δ -Dotierschichten unter die Fermi-Energie; hierdurch bildet sich ein zweites Elektronensystem. Dieses weist jedoch eine sehr schlechte Beweglichkeit auf, da die Elektronen an den ortsfesten Donatoren stark gestreut werden.

Im rechten Teilbild sind die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten $|\Psi^2|$ der Elektronen im einseitig dotierten EQT in die Leitungsbandstruktur eingetragen. Es ist gut zu erkennen, dass sich das 2DES an der Grenzschicht zwischen den Materialien GaAs und AlGaAs ausbildet.

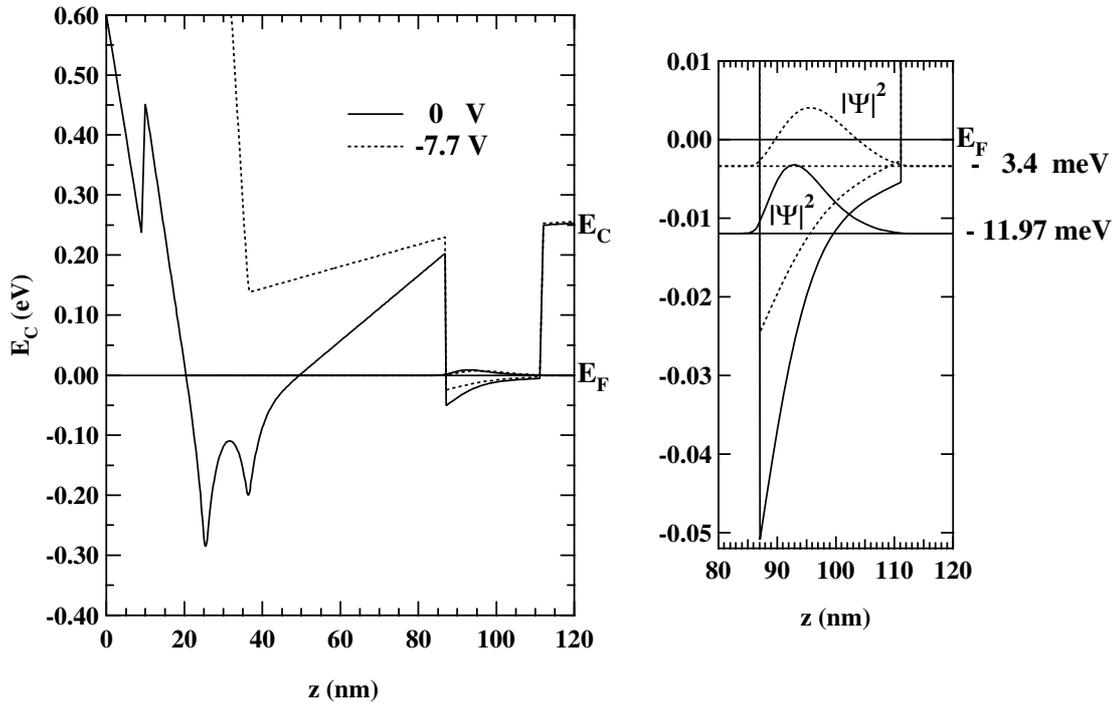


Abbildung 7.3: Links: Skizze der Veränderung des Leitungsbandverlaufes E_C durch Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes auf der Grundlage des Wachstumsplanes (A) des einlagigen 2DES der Probe #952 und der gemessenen 2D-Elektronendichte. Rechts: Vergrößert dargestellter EQT mit den Aufenthaltswahrscheinlichkeiten $|\Psi|^2$ der Elektronen für $U = 0\text{ V}$ bzw. $U = -7.7\text{ V}$.

Temperatur:

Alle Spektren wurden bei einer Temperatur zwischen zwei und vier Kelvin aufgenommen.

7.2 Einlagige Elektronensysteme

Um möglichst viele Systemparameter des Ausgangsmaterials zu bestimmen, wird zuerst das zugrunde liegende 2DES charakterisiert. Die Messungen wurden ohne Anschluss an die Spannungsquelle, d.h. mit offenen Anschlüssen, durchgeführt.

Daran schließt sich eine eingehende Betrachtung der 1DES an. Die hierfür ausgewählten fünf Drahtproben weisen unterschiedliche geometrische Drahtbreiten und teilweise verschiedene Drahtperioden auf. Hierdurch wird ein direkter Vergleich des Einflusses dieser geometrischen Parameter auf die untersuchten Anregungen ermöglicht. Ein besonderes Augenmerk liegt auf dem von der 1D-

Gesamtelektronendichte abhängigen Intrasubband-Plasmon. Durch ein äußeres elektrisches Feldes wird abschließend der Einfluss des äußeren Potentials auf die beobachteten Anregungen untersucht.

7.2.1 2DES, Charakterisierung

Die Untersuchungen des einlagigen 2DES wurden an einer aus der Wafer-Mitte stammenden Probe vorgenommen, um möglichst vergleichbare Parameter für die nachfolgenden Untersuchungen an den 1DES zu erhalten. Diese Probe, die als Referenzprobe angesehen werden kann, wird im Folgenden mit 0(1) bezeichnet. Der Wachstumsplan des Wafers #952 findet sich im Anhang A. Um die Dichte des 2DES zu ermitteln, wurde das Verhalten des 2D-Intrasubband-Plasmons unter Variation des Einfallswinkels bzw. Wellenvektorübertrages ohne Einfluss eines äußeren elektrischen Feldes untersucht.

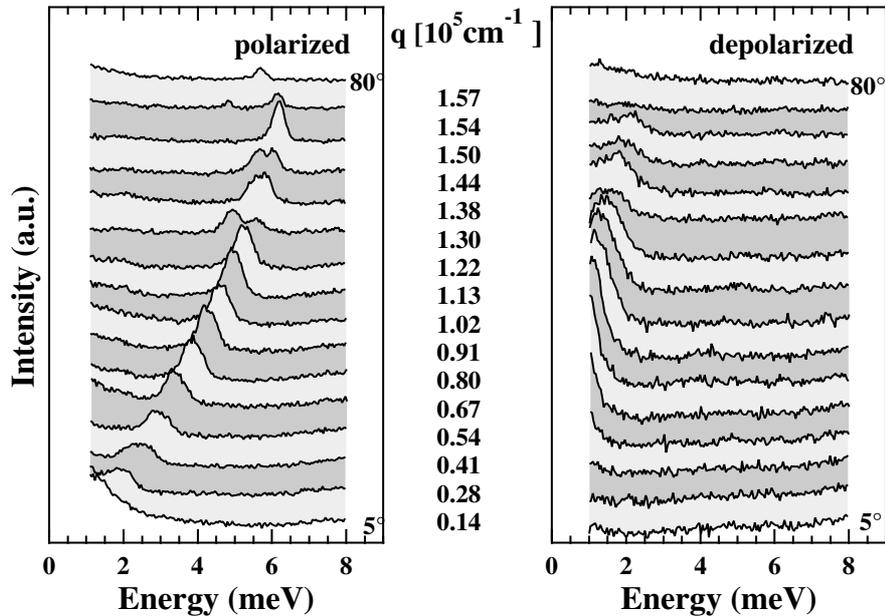


Abbildung 7.4: Raman-Spektren des 2DES der Probe 0(1) unter Variation des Winkels von 5° bis 80° in 5° -Schritten ($q = 0.14$ bis $1.57 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$), aufgenommen bei einer Laserenergie von 1571.8 meV . Dargestellt sind hier nur die Intrasubband-Anregungen des Systems.

Der niederenergetische Teil der sowohl in polarisierter als auch in depolarisierter Konfiguration aufgenommenen Spektren ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Im polarisierten Spektrum ist deutlich die Dispersion des 2D-Intrasubband-Plasmons CDE_0 zu erkennen. Bei der ab einem Wellenvektorübertrag von $1.02 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ nur im depolarisierten Spektrum auftretenden Anregung handelt es sich um ei-

ne Intrasubband-Spindichteangeregung SDE_0 ; dies kann aus den Polarisationsauswahlregeln (s. Kapitel 4.3.1 auf S. 30) geschlossen werden.

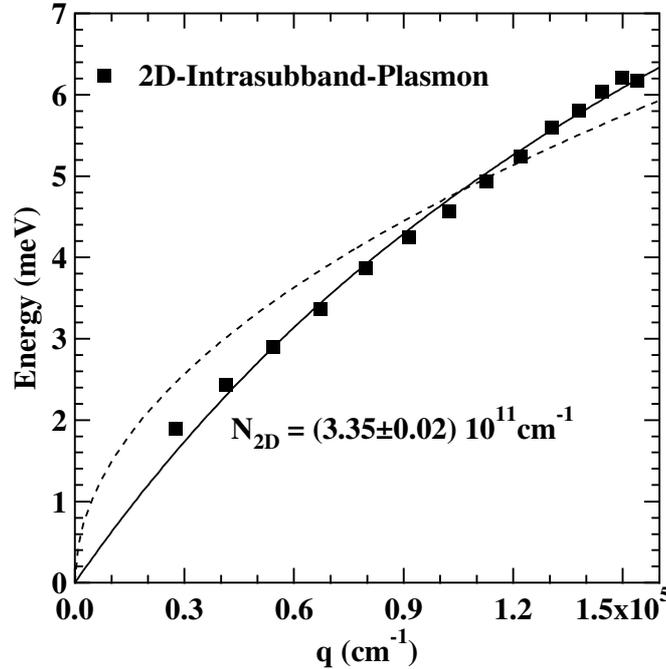


Abbildung 7.5: Dispersion des 2D-Intrasubband-Plasmons. Die durchgezogene Linie zeigt einen Fit an die Messdaten mit vorgenommener Korrektur der Dielektrizitätskonstante, die gestrichelte Linie einen Fit ohne Korrektur.

Die Peakpositionen des Intrasubband-Plasmons sind in der Abbildung 7.5 aufgetragen. Die gestrichelte Linie stellt einen Fit an die gemessenen Daten mit Gleichung 3.12 dar. Diese Gleichung enthält nur die 2D-Elektronendichte als freien Parameter; die Messdaten werden nur schlecht beschrieben. Führt man die Korrektur der Dielektrizitätskonstante (s. Gleichung 3.13 auf S. 14) aufgrund des Einflusses der metallisierten Probenoberfläche ein, so erhält man als Fit an die Messdaten die durchgezogene Linie. Der Abstand zwischen der Gateelektrode und dem 2DES beträgt $d = 105$ nm (s. Wachstumsplan im Anhang A). Die Messdaten werden unter Einbeziehung der Korrektur sehr gut beschrieben. Aus der Dispersion (durchgezogene Linie) ergibt sich eine 2D-Elektronendichte von $N_{2D} = (3.35 \pm 0.02) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

In der Abbildung 7.6 wurden alle am 2DES der Probe 0(1) gemessenen Peakpositionen eingetragen. Die Indizierung an den Anregungen bezieht sich auf die 2D-Subbandübergänge Δi (s. Abb. 3.1, Teilbild b) auf S. 11).

Im niederenergetischen Teil sind die Intrasubband-Anregungen ($\Delta i = 0$) aufgetragen. Auf die Dispersion des Intrasubband-Plasmons CDE_0 wurde bereits weiter oben ausführlich eingegangen. Aus der 2D-Elektronendichte lässt sich mit

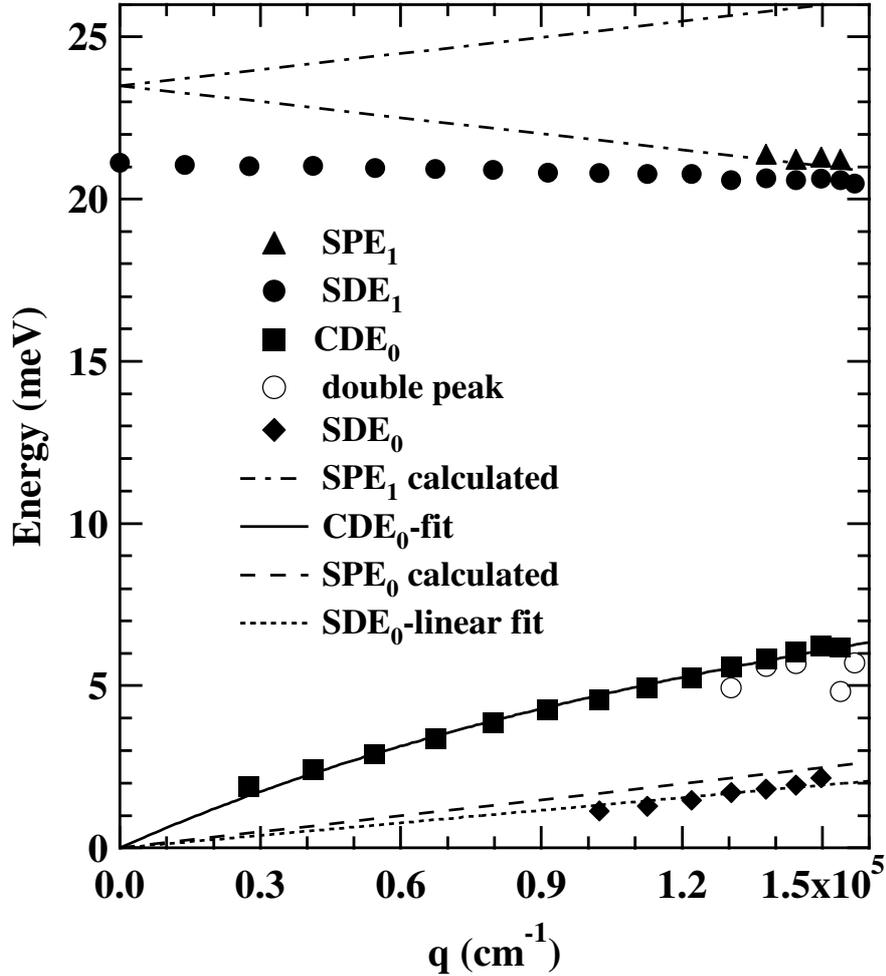


Abbildung 7.6: Dispersion aller gemessenen Anregungen des 2DES der Probe 0(1).

Gleichung 3.6 der Fermi-Wellenvektor zu $k_F = 1.45 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ bestimmen. Mit der Gleichung 3.5 wurde die Dispersion der 2D-Intrasubband-Einteilchenanregung SPE_0 (gestrichelte Linie) errechnet und mit in die Abbildung 7.6 eingetragen. Ein Hinweis auf das Vorhandensein dieser Anregung konnte den Spektren nicht entnommen werden. Der Führungslinie an die Intrasubband-Spindichte-anregung SDE_0 (gepunktete Linie) liegt ein einfacher linearer Fit durch den Koordinatenursprung zugrunde. Hierdurch wird die lineare Abhängigkeit dieser Anregung vom Wellenvektorübertrag illustriert.

Der Ursprung der als Doppelpeak bezeichneten Anregung ist nicht abschließend geklärt. Betrachtet man die errechnete Bandstruktur des Wafers #952 in Abbildung 7.3, so wäre es durchaus möglich, dass die Anregung aus dem Elektronensystem stammt, das sich bei einer angelegten Spannung von $U = 0 \text{ V}$ durch

die unterhalb der Fermi-Energie liegenden δ -Dotierschichten bildet. Dies hätte jedoch keinen Einfluss auf die aus dem EQT stammenden Anregungen, weil das so entstandene zweite Elektronensystem eine sehr schlechte Beweglichkeit hat, da die Elektronen direkt von den ortsfesten ionisierten Donatoren gestreut werden.

Durch Interpolation der für die Intersubband-Einteilchenanregung SPE_1 gemessenen Daten und dem aus der 2D-Elektronendichte errechneten Fermi-Wellenvektor konnten die Ränder des 2D-Einteilchenkontinuums (strichpunktierte Linien) bestimmt werden. Hierdurch lässt sich für den 2D-Intersubbandabstand ein Wert von $E_z^{0 \rightarrow 1} = 23.5$ meV abschätzen (s. hierzu auch Gleichung 3.4 auf S. 10). Die Fermi-Energie errechnet sich aus der Beziehung 3.7 zu 11.9 meV.

An den so erhaltenen Dispersionen ist zu erkennen, wie die Austauschwechselwirkung die Anregungsenergien der SDE_0 bzw. SDE_1 gegenüber den entsprechenden Einteilchenanregungen absenkt (Exzitonshift). Die Energie der CDE_0 ist aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung gegenüber der SPE_0 angehoben (Depolarisationsshift). Auch der experimentelle Befund von Pinczuk et al. [3], dass der Depolarisationsshift bei nicht zu kleinen Elektronendichten betragsmäßig größer ist als der Exzitonshift, kann den Dispersionskurven der Intrasubband-Anregungen entnommen werden.

7.2.2 1DES

Meine Diplomarbeit [75] beschäftigte sich mit der Untersuchung einlagiger 1DES. Die dort durchgeführten Untersuchungen konzentrierten sich auf das Verhalten des 1D-Intrasubband-Plasmons unter Variation des Wellenvektorübertrages. Es konnten 1DES präpariert werden, deren annähernd lineare Dispersion des 1D-Intrasubband-Plasmons auf ein eindeutig eindimensionales Verhalten schließen ließen. An die dort erhaltenen Erkenntnisse soll in dieser Arbeit angeknüpft werden.

Angeregt durch eine Veröffentlichung von Perez et al. [21] (s. hierzu Kapitel 3.1.2 auf Seite 13) wurde das zugrunde liegende 2DES dahingehend optimiert, dass sich in der Probe möglichst gut Plasmonen beobachten lassen.

Auf die Diplomarbeit aufbauend wurden in der hier vorliegenden Arbeit Proben präpariert, deren Perioden vergleichbar mit den dort untersuchten sind und deren Tastverhältnis (Periode/geometrische Drahtbreite) größer als 1 ist, um Wechselwirkungen zwischen den Drähten zu minimieren.

Auf die 1DES wurden metallische Strukturen präpariert, um einen direkten Einfluss auf die 1D-Elektronendichte und damit auf den Verlauf der Dispersion des 1D-Intrasubband-Plasmons zu nehmen. Wie die nachfolgenden Messergebnisse zeigen werden, konnte dieses Ziel nicht erreicht werden. Es wurden jedoch interessante Messergebnisse zur Einflussnahme auf das äußere 1D-Potenzial erzielt.

7.2.3 1DES, Intrasubband-Anregungen

Für die Untersuchung der 1DES habe ich zahlreiche Drahtproben präpariert und ich möchte im Folgenden Messungen an fünf verschiedenen Proben vorstellen. Der Tabelle 6.2 auf Seite 40 des Präparationskapitels lässt sich u.a. entnehmen, dass die Proben bei Drahtperioden von 350 nm, 455 nm und 555 nm geometrische Drahtbreiten zwischen ca. 50 nm und 260 nm aufweisen.

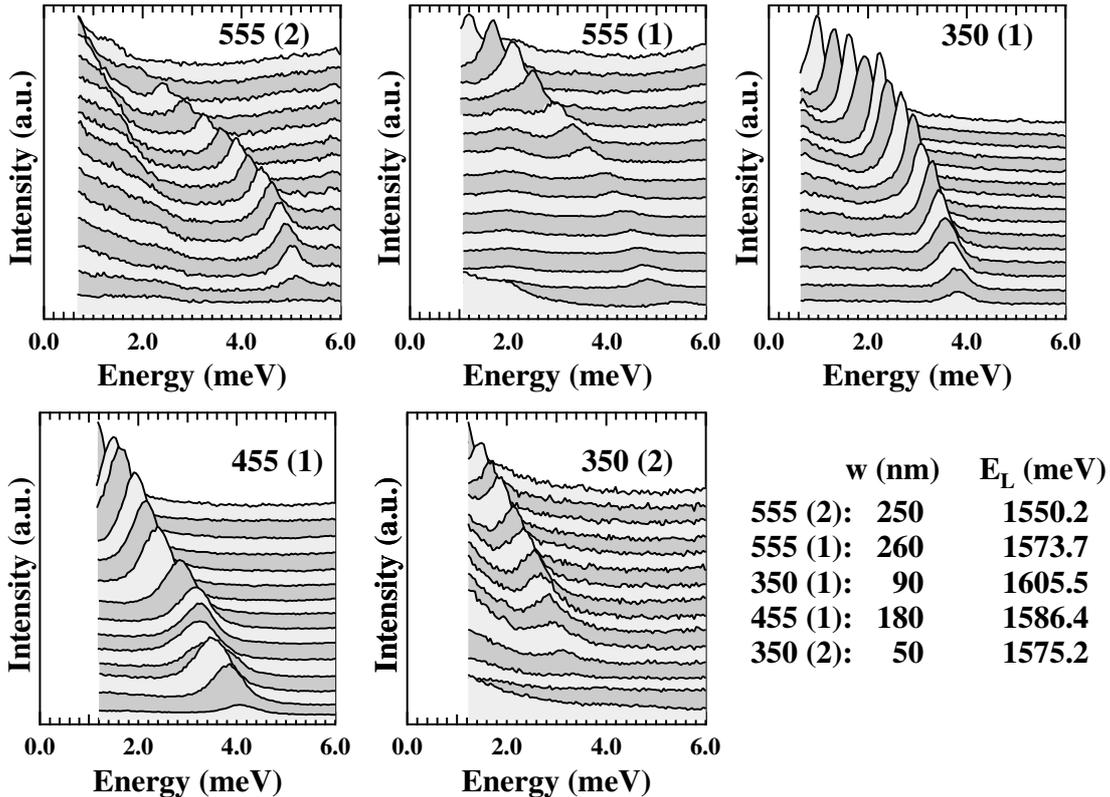


Abbildung 7.7: In polarisierter Konfiguration gemessene Spektren der Drahtproben, die das Verhalten des 1D-Intrasubband-Plasmons unter Variation des Winkels von 10° bis 80° in 5° -Schritten zeigen. w gibt die geometrische Drahtbreite, E_L die eingestrahlte Laserenergie an.

Da sich die Untersuchung der einlagigen Elektronensysteme auf das 1D-Intrasubband-Plasmon konzentrierte, wurden an den Proben zunächst Messungen unter Variation der Laserenergie durchgeführt. Hierdurch konnten die Energien des eingestrahlten Lasers bestimmt werden, bei denen die Intensität der Anregungen möglichst hoch waren und gleichzeitig keine störenden Lumineszenzen in den relevanten Energiebereichen der zu spektroskopierenden Anregungen auftraten.

Daran schlossen sich Messungen der Dispersionen an. In der Abbildung 7.7 sind die Spektren der Intrasubband-Anregungen für Winkel von 10° bis 80° in

5°-Schritten in polarisierter Konfiguration dargestellt. Die Bezeichnungen der einzelnen Proben spiegeln die jeweiligen Drahtperioden wider. Im rechten unteren Teil der Abbildung finden sich die jeweiligen geometrischen Drahtbreiten w und die eingestrahlte Laserenergie E_L .

Im nächsten Schritt soll aus den Dispersionen die 1D-Gesamtelektronendichte N_{1D} und die elektronische Drahtbreite a der jeweiligen Drahtproben bestimmt werden. Hierfür wird das im Kapitel 3.1.4 auf S. 20 näher beschriebene analytische Modell von Gold und Ghazali [14] herangezogen. Dieses beschreibt das 1DES als Kreiszyylinder (Radius = R_0) mit unendlich hohen Potenzialbarrieren für $r = R_0$.

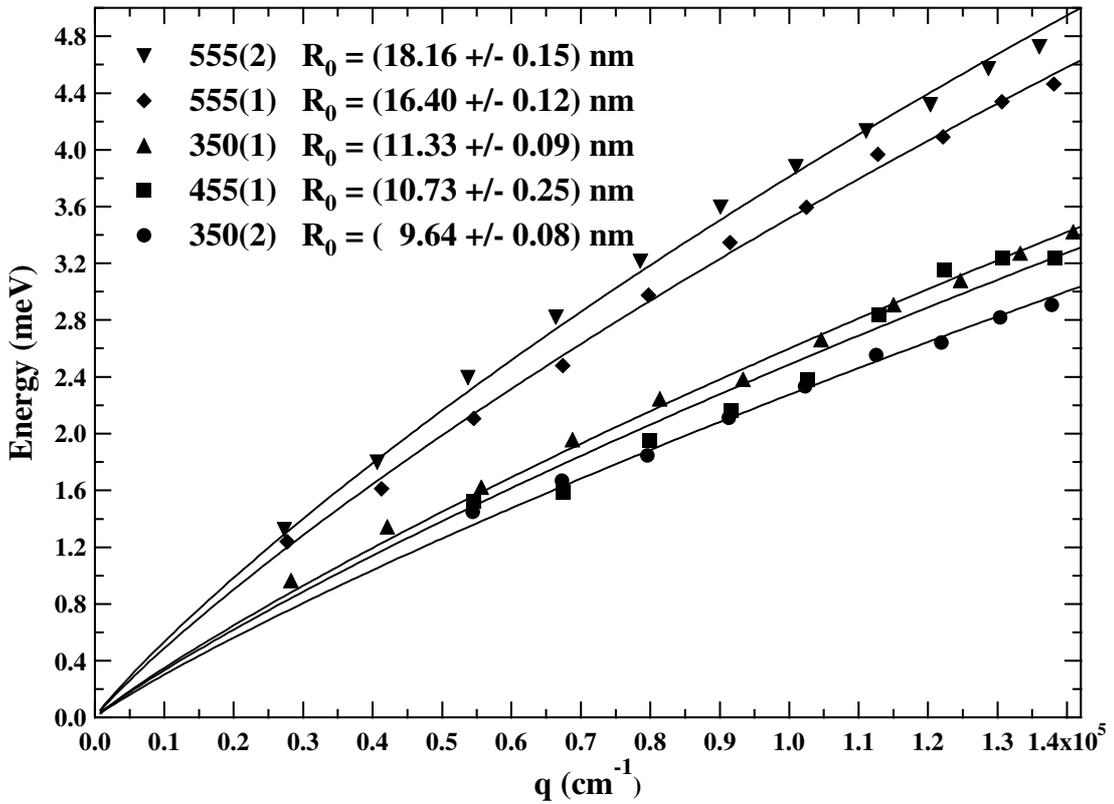


Abbildung 7.8: Dispersionen der 1D-Intrasubband-Plasmonen. Die Anpassungen an die Kurven wurden mit Gleichung 3.19 durchgeführt. Aus den Probennamen lässt sich die Drahtperiode ablesen.

In der Abbildung 7.8 sind die auf der Basis der Gleichung 3.19 mit dem freien Parameter R_0 durchgeführten Fits als durchgezogene Linien dargestellt. Diese passen sich sehr gut an die Messdaten an; der 1D-Charakter der Anregungen wird durch das Modell gut wiedergegeben. Für die 2D-Elektronendichte wurde der aus den Messungen an dem 2DES der Probe 0(1) erhaltene Wert $N_{2D} = (3.35 \pm 0.02) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ zugrunde gelegt.

Zur Berechnung der 1D-Gesamtelektronendichte werden folgende Beziehungen eingeführt:

$$N_{1D} = N_{3D}\pi R_0^2 \quad (7.1)$$

$$\text{mit } N_{3D} = \frac{N_{2D}}{B_{2D}}. \quad (7.2)$$

B_{2D} ist die elektronische Breite des zugrunde liegenden 2DES in Wachstumsrichtung. Mit N_{3D} wird eine Volumendichte eingeführt.

Aus Bandstrukturrechnungen konnte aus dem Wachstumsplan des Wafers #952 und der 2D-Elektronendichte der Probe 0(1) die benötigte elektronische Breite des 2DES zu $B_{2D} = (15 \pm 1)$ nm abgeschätzt werden. Die Fits wurden für Wellenvektorüberträge bis $1.42 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ durchgeführt. Mit den aus den Fits erhaltenen Drahtradien R_0 lassen sich nun die 1D-Gesamtelektronendichten der 1DES aus den Gleichungen 7.1 und 7.2 berechnen (s. Tabelle 7.1).

Eine Korrektur der Dielektrizitätskonstante, wie sie im Falle des 2D-Intrasubband-Plasmons aufgrund der metallisierten Probenoberfläche vorgenommen wurde, führte bei den 1D-Intrasubband-Plasmonen zu keiner Verbesserung der Fits an die Messdaten. Bei den Fits wurde der Abstand d zwischen der metallisierten Oberfläche und dem 1DES, der aufgrund der Strukturierung der Oberfläche variiert, als freier Parameter behandelt. Gute Anpassung an die Messdaten ergab sich nur für sehr große Werte von d , für die $\epsilon_{\text{Korrektur}} \rightarrow \epsilon$ geht, da der $\coth(qd)$ für $d \rightarrow \infty$ gegen 1 geht (s. hierzu auch Gleichung 3.13 auf S. 14).

Betrachtet man die in der Abbildung 7.8 aus den Fits erhaltenen Werte für R_0 , so ergibt sich ein Drahtdurchmesser ($2R_0$), der größer ist, als die elektronische Breite $B_{2D} = (15 \pm 1)$ nm des zugrunde liegenden 2DES. Daher wird zur Abschätzung der elektronischen Drahtbreiten a für alle Proben die Schnittfläche des Kreiszyinders der Schnittfläche eines elliptischen Zylinders gleichgesetzt:

$$\pi \cdot R_0^2 = \pi \cdot \frac{B_{2D}}{2} \cdot \frac{a}{2} \quad (7.3)$$

Die so erhaltenen Werte für R_0 , a und N_{1D} sind in der Tabelle 7.1 zusammengestellt. Die Tabelle ist nach absteigender elektronischer Drahtbreite a geordnet. Mit in die Tabelle eingetragen sind die geometrische Drahtbreite w und die bereits in Kapitel 2.1 eingeführte Verarmungslänge d_{depl} .

Es fällt auf, dass die elektronische nicht mit der geometrischen Drahtbreite skaliert. Vergleicht man z.B. die beiden ersten in der Tabelle eingetragenen Proben gleicher Periode, so erkennt man, dass die Probe 555(1) mit der größeren geometrischen Breite (260 nm) die kleinere elektronische Breite (71.7 nm) aufweist. Eine mögliche Erklärung hierfür liegt in der Verwendung von Referenzproben zur Vermessung der geometrischen Drahtbreite am REM (s. hierzu Kapitel 6.1.2 auf S.40). Da den Referenzproben leicht veränderte Präparationsbedingungen zugrunde liegen können, kann hieraus eine Abweichung in der geometrischen Drahtbreite resultieren.

# 952	R_0 [nm]	a [nm]	N_{1D} [10^6 cm^{-1}]	w [nm]	d_{depl} [nm]
555(2)	18.16 ± 0.15	87.9 ± 7.3	2.31 ± 0.20	250 ± 20	81 ± 27
555(1)	16.40 ± 0.12	71.7 ± 5.8	1.88 ± 0.16	260 ± 20	94 ± 26
350(1)	11.33 ± 0.09	34.2 ± 2.8	1.19 ± 0.10	90 ± 10	28 ± 13
455(1)	10.73 ± 0.25	30.7 ± 3.5	0.81 ± 0.10	180 ± 20	75 ± 23
350(2)	9.64 ± 0.08	24.8 ± 2.1	0.65 ± 0.06	~ 50	~ 13

Tabelle 7.1: Aus dem Modell von Gold und Ghazali erhaltene Parameter der Drahtproben des Wafers #952. Die Probennamen beinhalten die Drahtperiode p . Mit R_0 wird der Drahtradius und mit a die elektronische Drahtbreite bezeichnet, N_{1D} steht für die 1D-Gesamtelektronendichte. w ist die geometrische Drahtbreite d_{depl} die Verarmungslänge.

In der Probe 555(2) konnte neben dem 1D-Intrasubband-Plasmon auch eine 1D-Intrasubband-Einteilchenanregung gemessen werden. Diese ist in Abbildung 7.7 auf der niederenergetischen Seite des 1D-Intrasubband-Plasmons zu erkennen. Unter der Annahme, dass diese Anregung die obere Grenze der 1D-Intrasubband-Einteilchenkontinua darstellt, stammt diese Anregung aus dem untersten besetzten Subband mit $j = 0$ (s. hierzu Abb. 3.4, Teilbild a) auf Seite 16).

Aus der in polarisierter Konfiguration aufgenommenen Dispersion der 1D-Intrasubband-Einteilchenanregung ergibt sich durch eine Anpassung an die Messdaten mit der Gleichung $E_{SPE}^{Intra} = \hbar q v_{F_0}$ aus [15] ein Fermi-Wellenvektor für das unterste Subband k_{F_0} von $(1.36 \pm 0.02) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$. Hieraus kann mit $N_{1D} = \frac{2 \cdot k_{F_0}}{\pi}$ die Elektronendichte des untersten besetzten 1D-Subbandes berechnet werden. Es ergibt sich ein Wert von $N_{1D} = (8.65 \pm 0.12) \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$.

Mit diesem Wert lässt sich eine Abschätzung gewinnen, wie viele 1D-Subbänder in der Probe 555(2) mindestens besetzt sind; dies sieht man wie folgt: Aus der Dispersion des 1D-Intrasubband-Plasmons ergibt sich die 1D-Gesamtelektronendichte der Probe 555(2) zu $2.31 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$. Das unterste besetzte 1D-Subband mit $j = 0$ weist gegenüber den 1D-Subbändern mit $j \geq 1$ die größte Elektronendichte auf. Aus dem Quotienten der 1D-Gesamtelektronendichte und der 1D-Elektronendichte des untersten Subbandes ergibt sich somit, dass in dieser Probe mindestens drei 1D-Subbänder besetzt sind und der Quantenlimes nicht erreicht wird.

In der Literatur wird für die typische Verarmungslänge ($d_{depl} = 0.5(w-a)$) von tief-mesa-geätzten Drähten ein Wert von ca. 50 nm angegeben [42], [41]. Sieht man von der Probe 350(2) aufgrund der sehr geringen geometrischen Drahtbreite ab, so liegen die aus den Messungen erhaltenen Verarmungslängen nahe bei diesem Wert. Dies könnte ein Indiz dafür sein, dass das Modell von Gold und Ghazali

die Proben hinsichtlich der resultierenden elektronischen Drahtbreiten zufrieden stellend beschreibt.

7.2.4 1DES, Intersubband-Anregungen

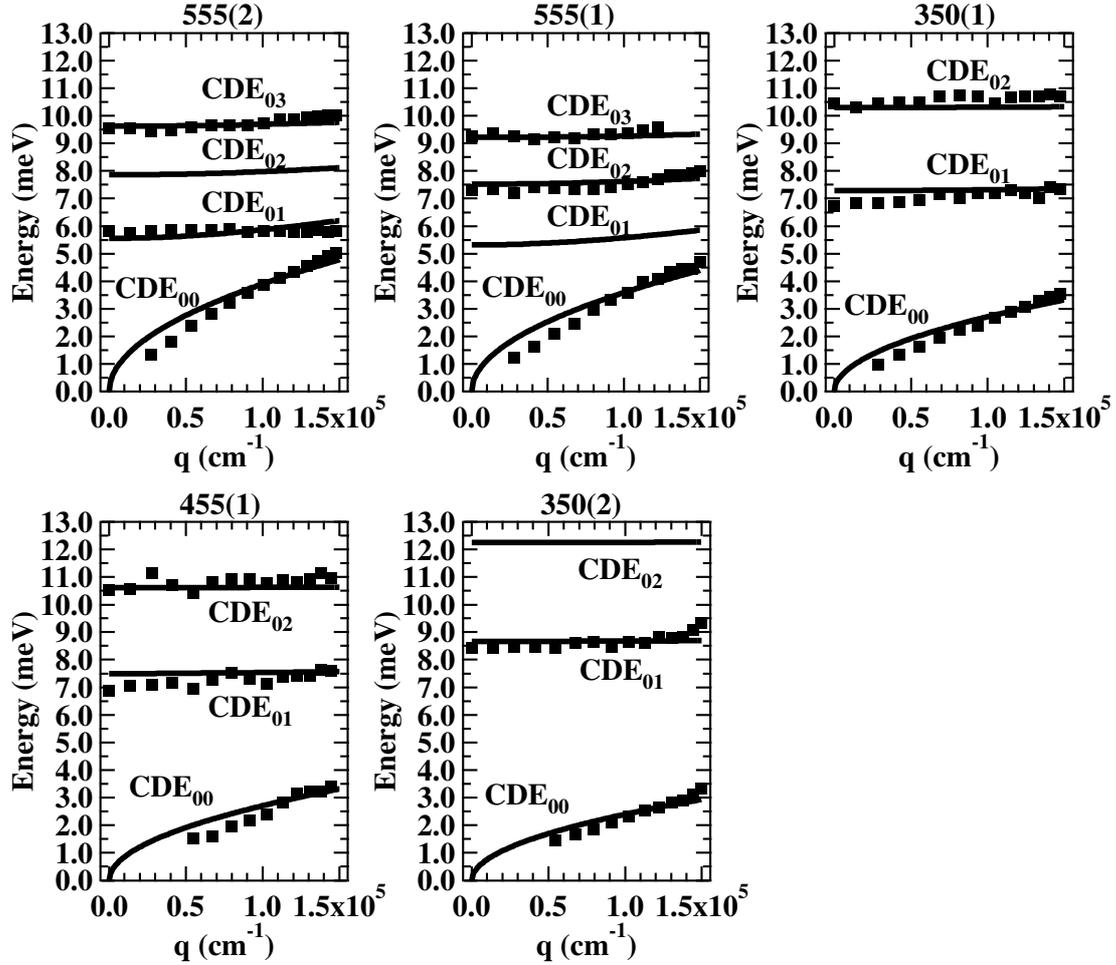


Abbildung 7.9: Dispersionen der optischen 1D-Intersubband-Plasmonen ($CDE_{0\Delta j \neq 0}$) und 1D-Intrasubband-Plasmonen ($CDE_{0\Delta j = 0}$) der untersuchten Drahtproben in pw-Geometrie. Die durchgezogenen Kurven sind Fits an die Messdaten.

Da das im vorigen Abschnitt verwendete Modell von Gold und Ghazali vom Quantenlimes ausgeht, soll hier noch ein weiterer Weg zur Bestimmung der elektronischen Drahtbreiten bzw. der 1D-Gesamtelektronendichten besprochen werden.

In den Proben lassen sich neben Intrasubband-Plasmonen ($CDE_{0\Delta j = 0}$) auch Intersubband-Plasmonen ($CDE_{0\Delta j \neq 0}$) beobachten. Hierdurch ergibt sich die Mög-

lichkeit, das im Theorieteil auf Seite 19 eingeführte einfache hydrodynamische Modell von Eliasson et al. [66] zur Beschreibung der in pw-Geometrie beobachtbaren lokalisierten Plasmonen zu verwenden. Da in diesem Modell die Quantendrähte als isolierte Streifen zweidimensionaler Systeme angenommen werden, kann es als Grenzfall vieler besetzter 1D-Subbänder angesehen werden.

In der Abbildung 7.9 sind die Dispersionskurven der in den Proben bis zu einer Energie von 13 meV beobachteten Anregungen aufgetragen. Die Fits an die Anregungen resultieren aus folgender Gleichung:

$$\omega_{\Delta j}^2 = \frac{N_{2D}e^2}{2\epsilon\epsilon_0m^*} \sqrt{q_x^2 + \left(\Delta j \frac{\pi}{a}\right)^2}. \quad (7.4)$$

Diese Gleichung behandelt das 1D-Intrasubband-Plasmon wie ein 2D-Intrasubband-Plasmon und führt durch $q = (q_x, \frac{\Delta j \pi}{a})$ eine Quantisierung des Wellenvektors senkrecht zum Draht über die elektronische Drahtbreite a ein (näheres s. Kapitel 3.1.4 auf S. 19).

Zur Bestimmung der elektronischen Drahtbreite bzw. der 1D-Gesamtelektronendichte wurde zunächst das beobachtete 1D-Intrasubband-Plasmon ($\Delta j = 0$) angefitet und die erhaltene Kurve in der Abbildung 7.9 eingetragen. Daraus resultiert eine 2D-Gesamtladungsträgerdichte; die so erhaltene Dichte wurde für die weiteren Fits festgehalten und nur der Index der Änderung der Subbandquantenzahl, Δj , verändert. Die dadurch für die jeweilige Probe erhaltenen elektronischen Drahtbreiten a wurden gemittelt. Die in der Abbildung 7.9 eingetragenen Fits wurden mit dem jeweiligen Mittelwert für a und der jeweiligen 2D-Gesamtelektronendichte durchgeführt. Alle resultierenden Werte, insbesondere die aus dem Zusammenhang $N_{1D} \simeq N_{2D} \cdot a$ resultierende 1D-Gesamtelektronendichte, wurden in der Tabelle 7.2 eingetragen.

# 952	a [nm]	N_{2D} [10^{11} cm^{-2}]	N_{1D} [10^6 cm^{-1}]	w [nm]	d_{depl} [nm]
555(2)	155.5 ± 1.7	1.86 ± 0.09	2.89 ± 0.17	250 ± 20	47 ± 22
555(1)	143.2 ± 2.5	1.57 ± 0.09	2.25 ± 0.17	260 ± 20	58 ± 23
350(1)	43.8 ± 2.3	0.90 ± 0.05	0.39 ± 0.04	90 ± 10	23 ± 12
455(1)	40.8 ± 2.2	0.89 ± 0.07	0.36 ± 0.05	180 ± 20	70 ± 22
350(2)	24.1 ± 2.5	0.70 ± 0.04	0.17 ± 0.03	~ 50	~ 13

Tabelle 7.2: Auf der Grundlage des Modells von Eliasson et al. erhaltene Parameter der Drahtproben des Wafers #952.

Die auf der Basis der Gleichung 7.4 erhaltenen Dispersionskurven geben die Energien der Intersubband-Plasmonen gut wieder, wie der Abbildung 7.9 zu entnehmen ist. Für die Proben 555(2) und 555(1) wird auch deren Dispersion zufrieden stellend beschrieben. Für die Drähte mit vergleichsweise kleinen

Drahtbreiten verlaufen die errechneten Dispersionen nur noch flach und die gemessene Dispersionsform wird nicht angepasst. Die Dispersionskurven der 1D-Intrasubband-Plasmonen werden für alle Drahtproben durch die Annahme eines zugrunde liegenden 2D-Intrasubband-Plasmons nur schlecht beschrieben, da hier die 1D-Quantisierung eine große Rolle spielt. Dies ist der eher linearen gemessenen Dispersion zu entnehmen. Gerade für kleine Wellenvektoren erreicht man nur eine sehr schlechte Anpassung. Demgegenüber beschreibt das Modell von Gold und Ghazali, wie der Abbildung 7.8 zu entnehmen ist, die Form der 1D-Dispersionskurven für die 1D-Intrasubband-Plasmonen sehr gut.

Ein Vergleich der elektronischen Drahtbreiten a der Tabelle 7.2 mit den aus dem Modell von Gold und Ghazali erhaltenen Werten der Tabelle 7.1 zeigt folgendes: Für die Proben 555(2) und 555(1), die vergleichsweise breite Elektronenkanäle aufweisen, liegen die aus dem Modell von Gold und Ghazali resultierenden elektronischen Drahtbreiten annähernd doppelt so hoch. Die aus dem Modell von Eliasson et al. erhaltenen Verarmungslängen d_{depl} für diese Proben liegen bei ca. 50 nm (s. hierzu S. 54); dies könnte ein Hinweis darauf sein, dass die elektronischen Drahtbreiten für diese Proben durch das Modell von Eliasson et al. besser wiedergegeben werden. Bei den Proben mit relativ schmalen Elektronenkanälen zeigen die Ergebnisse beider Modelle in Bezug auf die elektronische Drahtbreite bzw. die Verarmungslängen keine signifikanten Abweichungen.

Aus dem Vergleich der erhaltenen 1D-Gesamtelektronendichten beider Modelle lässt sich ersehen, dass die Werte für die Proben 555(2) und 555(1) vergleichbar sind. Die Dispersion der gemessenen Intersubband-Plasmonen dieser Proben wurde durch das Modell von Eliasson et al. zufrieden stellend beschrieben. Für die Proben 350(1), 455(1) und 350(2) ergeben sich aus dem Modell von Eliasson et al. kleinere Werte in der 1D-Gesamtelektronendichte. Die Ursache hierfür könnte in der vergleichsweise schlechten Anpassung der gemessenen Daten durch das Modell von Eliasson et al. liegen.

Abschließend lässt sich aussagen, dass das auf dem Quantenlimes basierende Modell von Gold und Ghazali die gemessenen Dispersionskurven des 1D-Intrasubband-Plasmons aller Proben sehr gut beschreibt. Hieraus lässt sich schließen, dass die untersuchten Drahtproben alle ein näherungsweise 1D-Verhalten aufweisen. Das Modell von Eliasson beschreibt im Hinblick auf die Form der Dispersionskurven der 1D-Intersubband-Plasmonen nur die Proben 555(2) und 555(1) zufrieden stellend. Daraus kann geschlossen werden, dass diese Proben dem 2D-Bild am nächsten kommen; d.h. mehrere besetzte 1D-Subbänder aufweisen. Dies ergab sich für die Probe 555(2) auch schon aus der gemessenen 1D-Intrasubband-Einteilchenanregung und der daraus resultierenden Abschätzung für die Besetzung der 1D-Subbänder.

7.2.5 1DES, Einfluss eines äußeren elektrischen Feldes

Im Folgenden werden nun für die Drahtproben 455(1) und 555(1) weitergehende Untersuchungen unter Einfluss eines äußeren elektrischen Feldes durchgeführt.

In den Teilabbildungen a) und b) der Abbildung 7.10 sind die Raman-Spektren der Probe 455(1) in polarisierter bzw. depolarisierter Konfiguration unter Variation des äußeren Feldes zu sehen. Der Wellenvektorübertrag erfolgte senkrecht zur Drahrichtung, also in sw-Geometrie. Da in dieser Geometrie ($q_{\parallel} = 0$) keine Intrasubband-Anregungen beobachtbar sind, wurde der niederenergetische Teil des Spektrums ausgeblendet. Die bei einer Energie von ca. 19 meV im polarisierten Spektrum beobachtbare Anregung ist auf eine Lumineszenz zurückzuführen.

Die energetischen Positionen der Anregungen aus den Spektren wurden in der Spannungskurve c) aufgetragen. Volle Symbole zeigen in polarisierter und offene Symbole in depolarisierter Konfiguration auftretende Anregungen. Mit Abbildung 3.3 auf Seite 15 folgt die Indizierung der Anregungen in den folgenden Abbildungen ($CDE_{\Delta i, \Delta j}$; $SPE_{\Delta i, \Delta j}$; $SDE_{\Delta i, \Delta j}$) aufgrund der Änderung der 2D-(i) bzw. 1D-Subbandquantenzahl (j).

Polarisationskonfiguration	pw Δj	sw Δj
polarisiert	gerade	alle
depolarisiert	ungerade	keine

Tabelle 7.3: Paritätsauswahlregeln für lokalisierte Plasmonen in Quantendrahtsystemen nach [22]; Δj steht für die Änderung der 1D-Subbandquantenzahl bzw. die Anzahl der Knoten in der induzierten Dichte.

Für lokalisierte Plasmonen (s. Kapitel 3.1.4) in Quantendrahtsystemen gibt es nach einer Veröffentlichung von Dahl et al. [22] weitere Auswahlregeln für die zwei in Abbildung 5.4 auf Seite 35 eingeführten Streugeometrien (pw/sw) bei Messungen an 1DES. Die Entstehung dieser Auswahlregeln wird qualitativ auf Nahfeld-Effekte zwischen dem einfallenden und dem gestreuten Laserlicht zurückgeführt. Diese so genannten Paritätsauswahlregeln beziehen sich auf die Zahl der Knoten in der induzierten Dichte (gerade oder ungerade). Die Auswahlregeln sind in Tabelle 7.3 zusammengefasst. Die Zuordnung der $CDE_{01,02}$ wurde unter Berücksichtigung dieser Paritätsauswahlregeln vorgenommen: Alle in sw-Geometrie beobachteten 1D-Ladungsdichteanregungen sind nur in polarisierter, nicht aber in depolarisierter Konfiguration beobachtbar. Die zu 2D-Übergängen gehörigen Anregungen mit $\Delta i \neq 0, \Delta j = 0$ wurden anhand ihrer energetischen Positionen mit den an dem zugrunde liegenden 2DES der Probe 0(1) gemessenen Anregungen verglichen und zugeordnet (s. hierzu Abbildung 7.6 auf Seite 49).

Deutlich ist eine Absenkung der Anregungsenergien bei negativen Spannun-

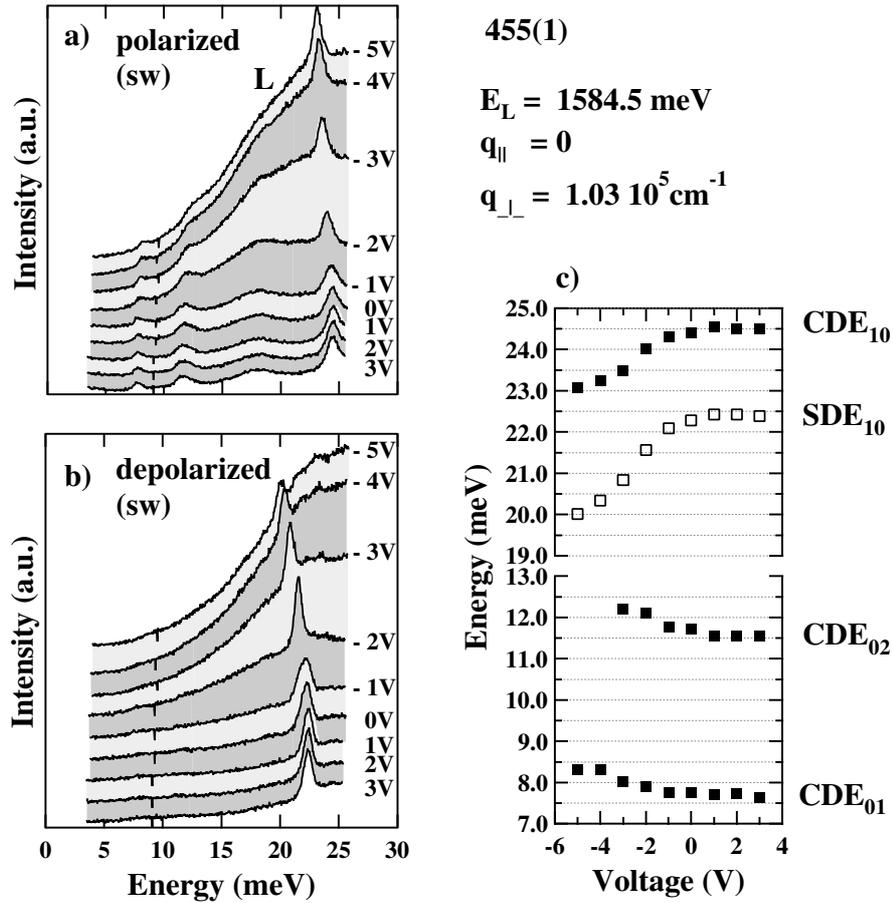


Abbildung 7.10: Variation der Spannung bei einem Wellenvektorübertrag in sw-Geometrie, a) polarisierte Spektren, b) depolarisierte Spektren, c) Spannungskurven; volle Symbole zeigen in polarisierter, offene Symbole in depolarisierter Konfiguration beobachtete Anregungen.

gen an den 2D-Übergängen CDE_{10} und SDE_{10} zu beobachten. Bei den 1D-Übergängen CDE_{01} und CDE_{02} ist jedoch ein Anstieg der Anregungsenergien zu negativen Spannungen hin zu erkennen. Die Anregungen werden nach ihrer Quantisierungsrichtung unterschieden. Bei den 2D-Übergängen handelt es sich um Anregungen, die aus der Quantisierung in Wachstums- also z-Richtung resultieren; die 1D-Übergänge sind durch die Quantisierung senkrecht zum Draht, also in y-Richtung, bestimmt.

Zur Klärung wurden nun Spektren unter Variation des äußeren Feldes in pw-Geometrie sowohl für die Probe 555(1) als auch für die Probe 455(1) aufgenommen. Durch die gleichzeitige Beobachtung der 1D-Intrasubband-Plasmonen in den Proben wird ein Einblick in die auftretende Änderung der 1D-Gesamtelektronendichte gewährleistet.

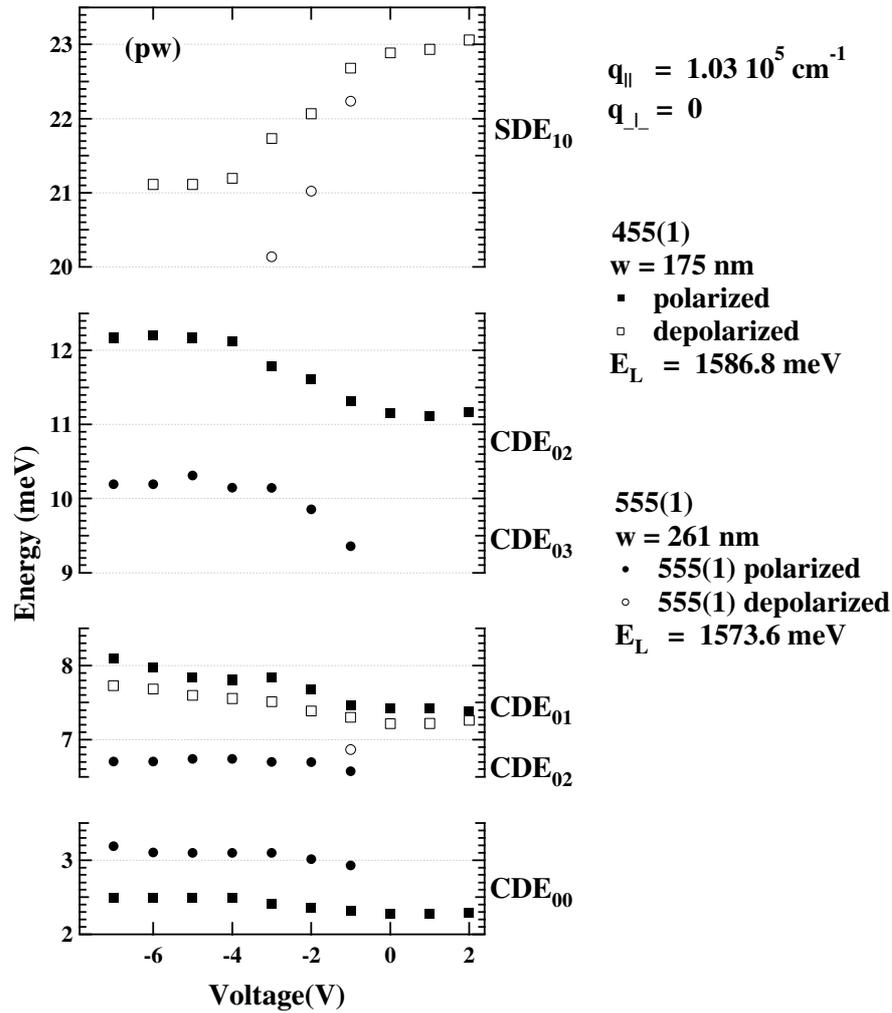


Abbildung 7.11: Spannungskurven bei einem Wellenvektorübertrag von $q_{\parallel} = 1.03 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ in pw-Geometrie.

In den Spannungskurven der Abbildung 7.11 kann das Verhalten der Anregungen in beiden Proben direkt miteinander verglichen werden. Eckige Symbole zeigen Anregungen der Probe 455(1) und runde Symbole Anregungen der Probe 555(1). Gefüllte Symbole stehen für in polarisierter, leere Symbole für in depolarisierter Konfiguration aufgenommene Anregungen.

Die energetischen Positionen der Intrasubband-Plasmonen zeigen kaum einen Einfluss des äußeren Feldes. Auch hier nicht gezeigte Messungen des Intrasubband-Plasmons bei unterschiedlichen Spannungen ließen keine wesentlichen Veränderungen der Dispersionskurven erkennen. Dies lässt darauf schließen, dass beim Anlegen des elektrischen Feldes die Elektronendichte in den Drähten nahezu konstant bleibt und nur das äußere Potenzial verändert wird.

Auch in pw-Geometrie ist eine Absenkung der Anregungsenergie bei nega-

tiven Spannungen an dem 2D-Übergang der Spindichte Anregung SDE_{10} in beiden Proben zu erkennen. Bei beiden Proben wird die Energie der 1D-Ladungsdichte Anregungen durch das Anlegen einer negativen Spannungen erhöht. Dies wurde auch bei den Messungen in sw-Geometrie an der Probe 455(1) beobachtet.

Betrachtet man die Abbildung 7.2 auf Seite 45, so ist dort angedeutet, dass auch die Drahtseiten metallisiert sind („sidegates“). Somit wirkt das elektrische Feld sowohl in Wachstumsrichtung (z), als auch senkrecht zu den Drähten (y). Da es sich bei den lokalisierten Plasmonen makroskopisch gesehen um Ladungsdichteschwingungen senkrecht zum Draht, also in y -Richtung handelt, kann die Anhebung der 1D-Anregungsenergien auf eine Erhöhung des Einschlusspotenzials in dieser Richtung zurückgeführt werden.

Bei den 2D-Anregungen führt das Anlegen eines negativen elektrischen Feldes, wie in Abbildung 7.3 auf Seite 46 illustriert, zu einer Anhebung des Leitungsbandes gegenüber der Fermi-Energie und damit zu einer Absenkung der Anregungsenergie aufgrund des flacheren Bandverlaufes.

Die CDE_{01} ist in der Probe 455(1) in beiden Polarisations-Konfigurationen beobachtbar. Dies verstößt gegen die Paritätsauswahlregeln für 1DES, nach denen Anregungen mit ungerader Parität bei einem Wellenvektorübertrag in Drahtrichtung nur in der depolarisierten Konfiguration messbar sein sollten [22].

Durch umfangreiche Messungen an Proben mit unterschiedlichen Probengeometrien ist aufgefallen, dass diese Auswahlregeln nicht immer erfüllt sind. Sie scheinen von der genauen Geometrie, also z.B. dem Verhältnis der Drahtbreiten zu den Drahtperioden, abzuhängen. Bisher gibt es hierzu keine detaillierten theoretischen Untersuchungen.

7.3 Doppellagige Elektronensysteme

Bei den in dieser Arbeit untersuchten niedrigdimensionalen Doppelquantenstrukturen handelt es sich um stark tunnelgekoppelte Systeme, mit einer Barrierendicke von $d_B = 1 \text{ nm}$. Zunächst wird eine Charakterisierung des unstrukturierten Wafers #981 vorgenommen. Daran schließen sich eingehende Untersuchungen der doppellagigen 1DES an. In beiden Systemen werden der Einfluss der eingestrahlten Laserenergie, des Wellenvektorübertrages und des äußeren elektrischen Feldes auf die Anregungen untersucht.

7.3.1 2DES, Charakterisierung

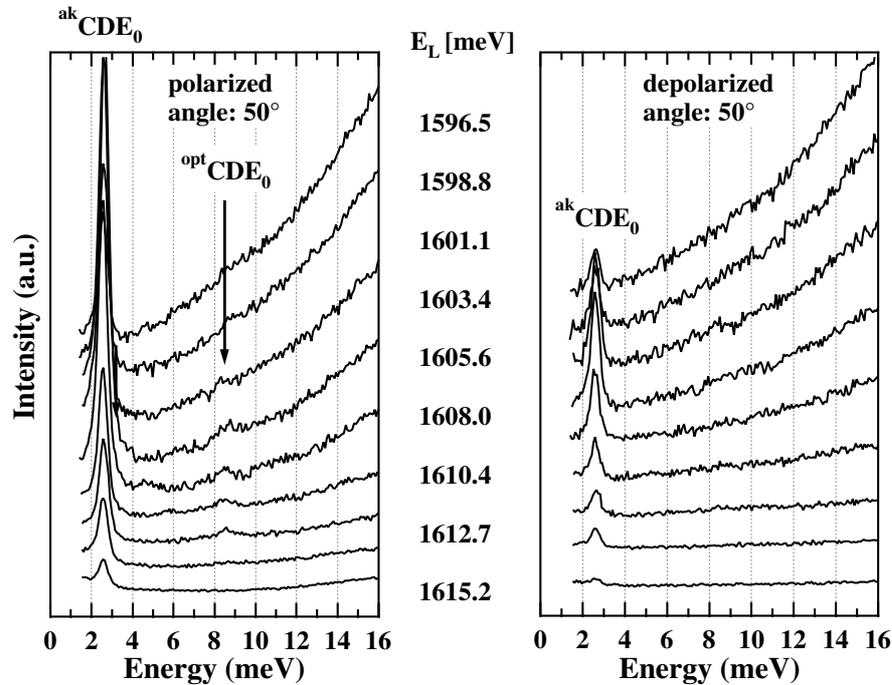


Abbildung 7.12: Variation der Laserenergie in Schritten von ca. 2.3 meV bei einem Winkel von 50° .

Um einen Einblick in die vorhandenen 2D-Anregungen zu gewinnen, wurden zunächst Messungen unter Variation der Laserenergie ohne Anschluss an die Spannungsquelle am 2D-Bereich der Probe 700(2) vorgenommen; diese sind sowohl in polarisierter als auch in depolarisierter Konfiguration in der Abbildung 7.12 aufgetragen.

Auf der niederenergetischen Seite erkennt man in beiden Polarisationsrichtungen deutlich das akustische Intrasubband-Plasmon ($^{ak}CDE_0$). Das Vorhandensein dieser Anregung in der Probe lässt auf einen unsymmetrischen Doppelquan-

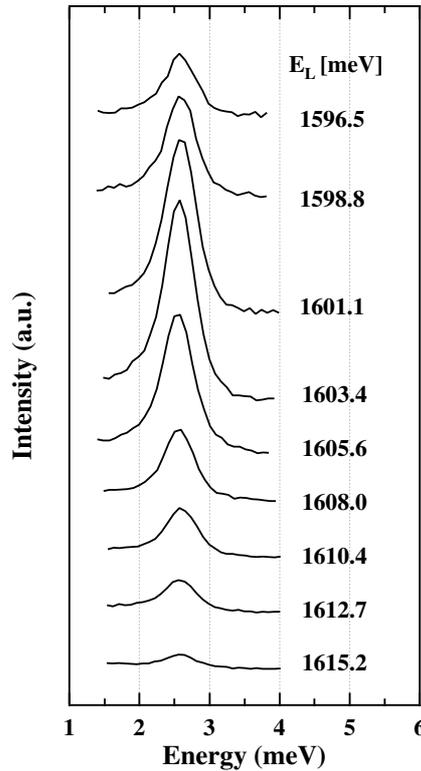


Abbildung 7.13: Resonanz des akustischen Intrasubband-Plasmons $^{ak}CDE_0$.

tentopf schließen (siehe hierzu Abb. 3.9 auf Seite 23). Die Beobachtbarkeit der Anregung im depolarisierten Spektrum lässt sich darauf zurückführen, dass der Fresnel-Rhombus bei der hier eingestrahnten Laserwellenlänge die Polarisation nicht exakt dreht und somit das Licht nicht zu 100 % polarisiert ist. Die Resonanz der $^{ak}CDE_0$ ist in der Abbildung 7.13 noch einmal vergrößert dargestellt. Die Resonanzposition liegt bei einer Anregungsenergie von 1602.8 meV. Das mit $^{opt}CDE_0$ bezeichnete optische Intrasubband-Plasmon hat nur eine geringe Intensität und liegt leicht unterhalb 9 meV. Die Resonanzposition der $^{opt}CDE_0$ konnte bei 1607.2 meV gefunden werden. Weitere elektronische Anregungen sind nicht zu erkennen.

Um mehr Informationen über das Elektronensystem zu erhalten, wurden die Anregungen des doppelagigen 2DES der Probe 700(2) unter Variation des Einfallswinkels bzw. des Wellenvektorübertrages untersucht. Die bei einer Laserenergie von 1607.2 meV aufgenommenen Spektren sind in der Abbildung 7.14 für beide Polarisationen aufgetragen. Im polarisierten Spektrum ist das optische Intrasubband-Plasmon ($^{opt}CDE_0$) an seiner wurzelförmigen Dispersion erkennbar. Auch das auf der niederenergetischen Seite beobachtbare akustische Intrasubband-Plasmon ($^{ak}CDE_0$) zeigt eine Abhängigkeit vom Wellenvektorüber-

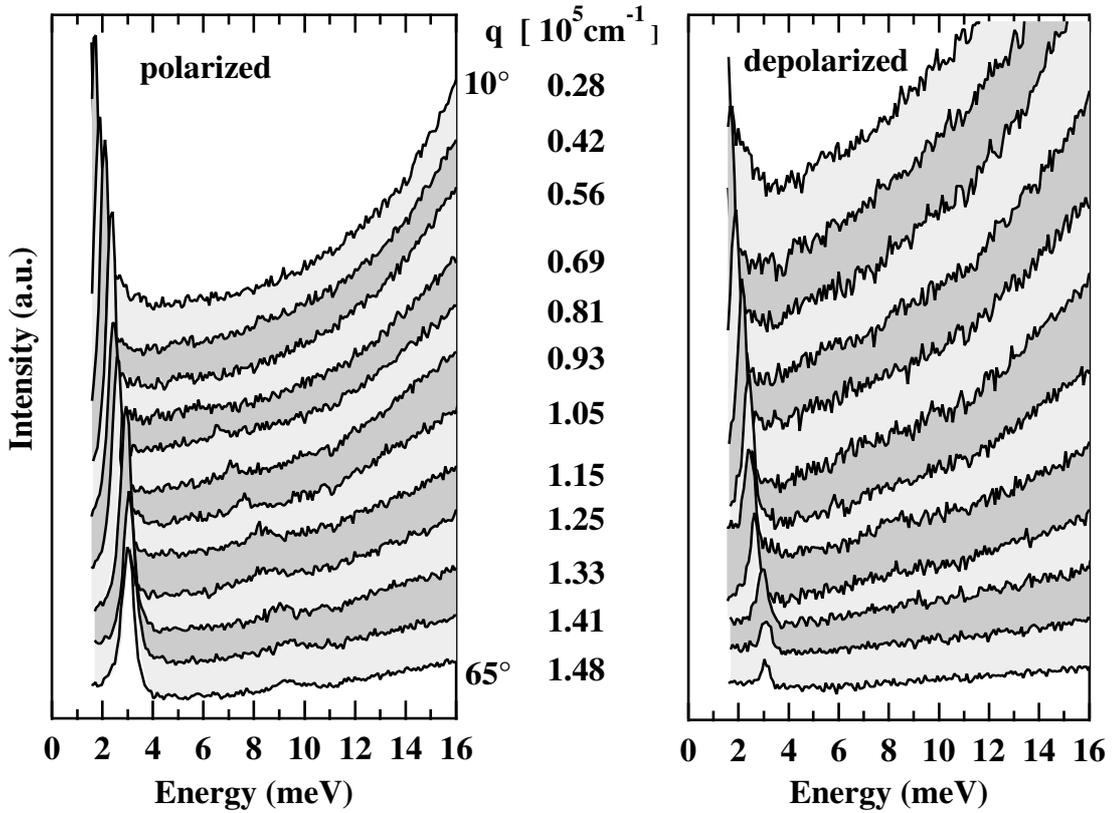


Abbildung 7.14: Spektren des doppelagigen 2DES der Probe 700(2) bei einer Winkelvariation von 10° bis 65° in 5° -Schritten. Die Energie des eingestrahnten Lasers beträgt 1607.2 meV.

trag.

Die aus den polarisierten Spektren erhaltenen Peakpositionen sind in der Abbildung 7.15 aufgetragen. Aus der Dispersion des optischen Intrasubband-Plasmons kann, wie in einlagigen 2DES, die Gesamtladungsträgerdichte über die Gleichung 3.12 auf Seite 14 unter Berücksichtigung der Korrektur der Dielektrizitätskonstante bestimmt werden. Aus dem Fit an das optische Intrasubband-Plasmon (durchgezogene Linie) ergibt sich eine 2D-Ladungsträgerdichte des doppelagigen Systems von $(8.23 \pm 0.07) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Aus dieser Dichte und mit Gleichung 3.5 konnte die Dispersion der Einteilchen-Intrasubband-Anregung berechnet werden (gestrichelte Linie). Eine Signatur, die auf diese Anregung hinweist, ist in den Spektren nicht beobachtbar. Es ist möglich, dass sie durch das sehr intensive akustische Plasmon $^{ak}CDE_0$ überdeckt wird. Die gepunktete Linie ist ein linearer Fit durch den Ursprung an die Messdaten der $^{ak}CDE_0$. Hierdurch wird die lineare Abhängigkeit der Anregungsenergie vom Wellenvektorübertrag illustriert.

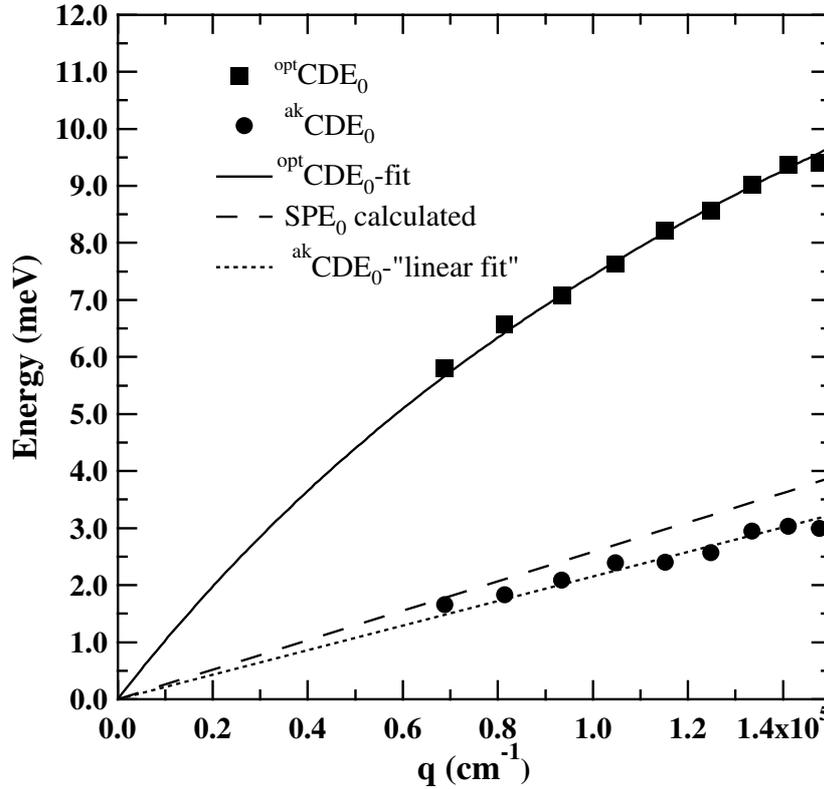


Abbildung 7.15: Dispersionen der Intrasubband-Anregungen des doppellagigen 2DES der Probe 700(2). Die Energie des eingestrahlten Lasers beträgt 1607.2 meV.

Mit der aus der Dispersion der $^{opt}CDE_0$ erhaltenen Gesamtladungsträgerdichte wurde für den Wafer #981 auf der Grundlage der vorhandenen Wachstumsparameter (s. Anhang A) die Leitungsbandkante E_C des doppellagigen 2DES modelliert. Die leicht asymmetrische Form des Doppelquantentopfes ohne Anschluss an eine Spannungsquelle ist im Inset der Abbildung 7.16 zu erkennen. Die Energien des aufgespaltenen Grundzustandes liegen bezogen auf die Fermi-Energie bei $E_0 = -18.44$ meV und $E_1 = -11.26$ meV. Aus der durch die Modellrechnung erhaltenen Ladungsdichteverteilung in den beiden Töpfen kann auf eine elektronische Breite des Gesamtsystems von ca. 22.4 nm geschlossen werden.

Direkt unterhalb der Probenoberfläche liegt in 18 nm Tiefe die erste δ -Dotierschicht. Der Doppelquantentopf wird von zwei weiteren in Tiefen von 46 nm und 138 nm liegenden δ -Dotierschichten umschlossen. In dem leicht unter die Fermi-Energie E_F tauchenden Supergitter bilden sich keine besetzten Zustände aus.

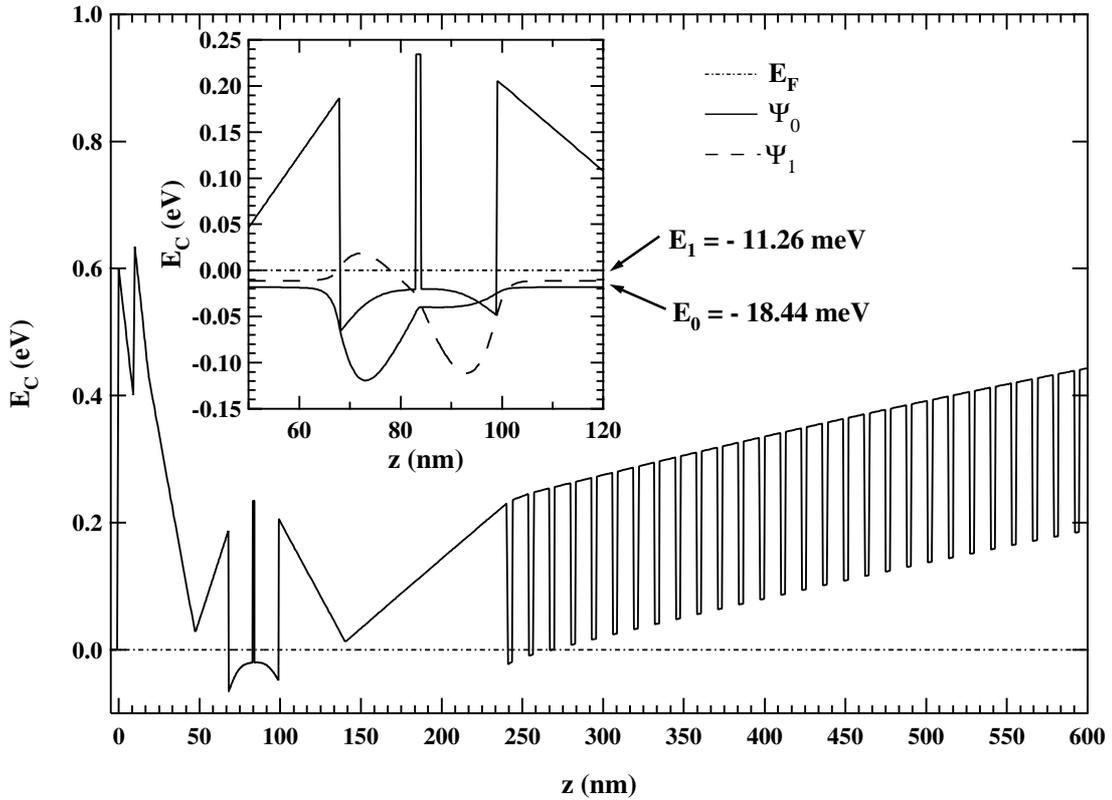


Abbildung 7.16: Modellierte Leitungsbandkante E_C des doppellagigen 2DES des Wafers #981. Im Inset ist der aufgesplante Grundzustand mit den Wellenfunktionen Ψ_0 und Ψ_1 eingetragen.

7.3.2 2DES, Einfluss eines äußeren elektrischen Feldes

Für die weitere Charakterisierung des doppellagigen 2DES wurde der Einfluss eines äußeren Feldes auf die Symmetrie des Doppelquantentopfes und die beobachtbaren Anregungen unter gleichzeitiger Veränderung der Gesamtladungsträgerdichte untersucht.

Die Abbildung 7.17 zeigt die aufgenommenen Spektren in beiden Polarisations-Konfigurationen für den Spannungsbereich, in dem eine energetische Verschiebung der Anregungen beobachtet wird. Auf der niederenergetischen Seite ist das akustische Intrasubband-Plasmon $^{ak}CDE_0$ bei Energien von ca. 1.5 bis 3.5 meV wieder als stärkste Anregung beobachtbar. Das zwischen 6.5 und 9.5 meV liegende optische Intrasubband-Plasmon $^{opt}CDE_0$ lässt sich aufgrund der niedrigen Intensität nur bis zu einer Spannung von -500 mV spektroskopieren. Auf der höherenergetischen Seite der Spektren liegen weitere Anregungen, die mit abnehmender Spannung bzw. Ladungsträgerdichte und zunehmender Symmetrie des DQT intensiver werden.

Die zwischen Energien von 10 bis 14 meV liegende Anregung wird aufgrund ihres spannungsabhängigen Verhaltens, das im Folgenden diskutiert wird, als Inter-subband-Plasmon (ISP) identifiziert. Hierbei handelt es sich um die im Kapitel 3.2.2 auf Seite 22 eingeführte makroskopische Schwingung der Ladungsträger zwischen den beiden tunnelgekoppelten 2DES.

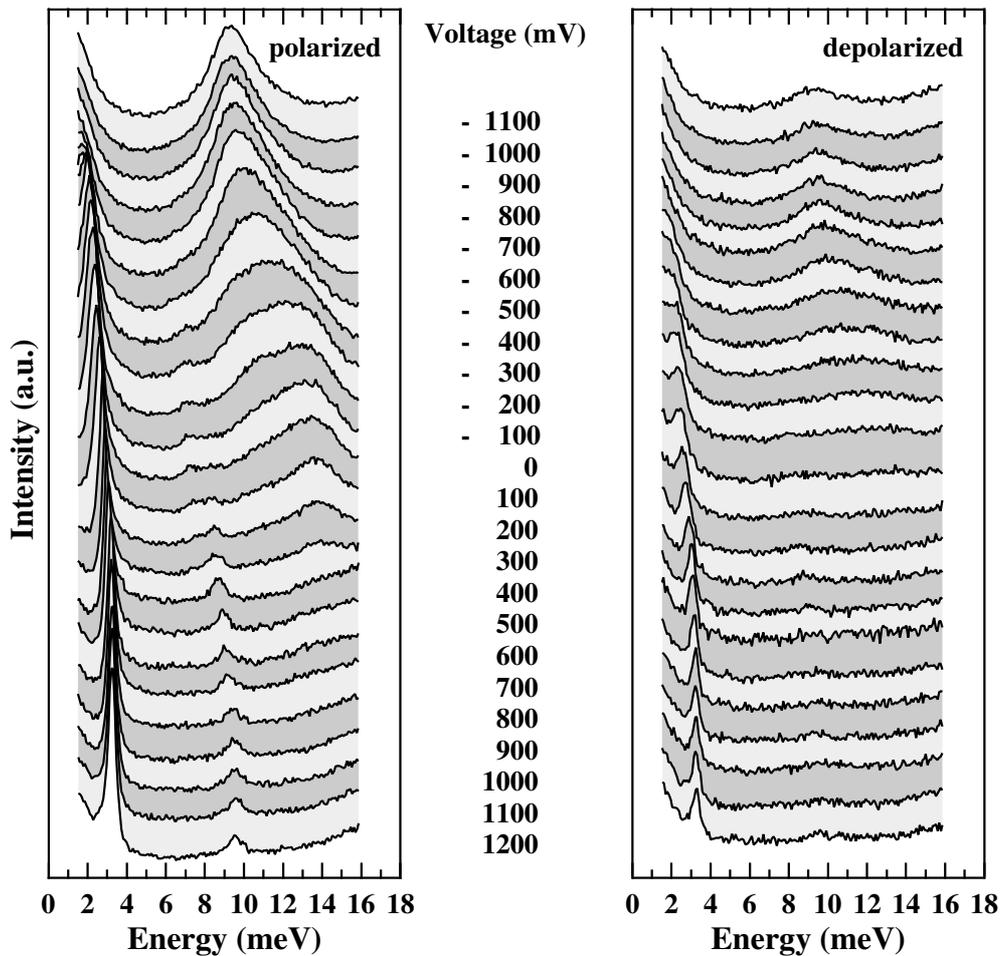


Abbildung 7.17: Variation der Spannung von -1100 mV bis 1200 mV bei einem Winkel von 56° , d.h. einem Wellenvektorübertrag von $q = 1.35 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$. Die Laserenergie beträgt 1610.5 meV.

Die Dispersionen aller beobachtbaren Anregungen sind in der Abbildung 7.18 zusammengefasst. Oberhalb der Grafik ist die Veränderung der Topfsymmetrie relativ zur Fermi-Energie unter dem Spannungseinfluss skizziert. Erkennbar ist die Vergrößerung des Subbandabstandes durch die zunehmende Asymmetrie des DQTES und die gleichzeitige Besetzungsänderung der Subbänder bei Anhebung der Spannung.

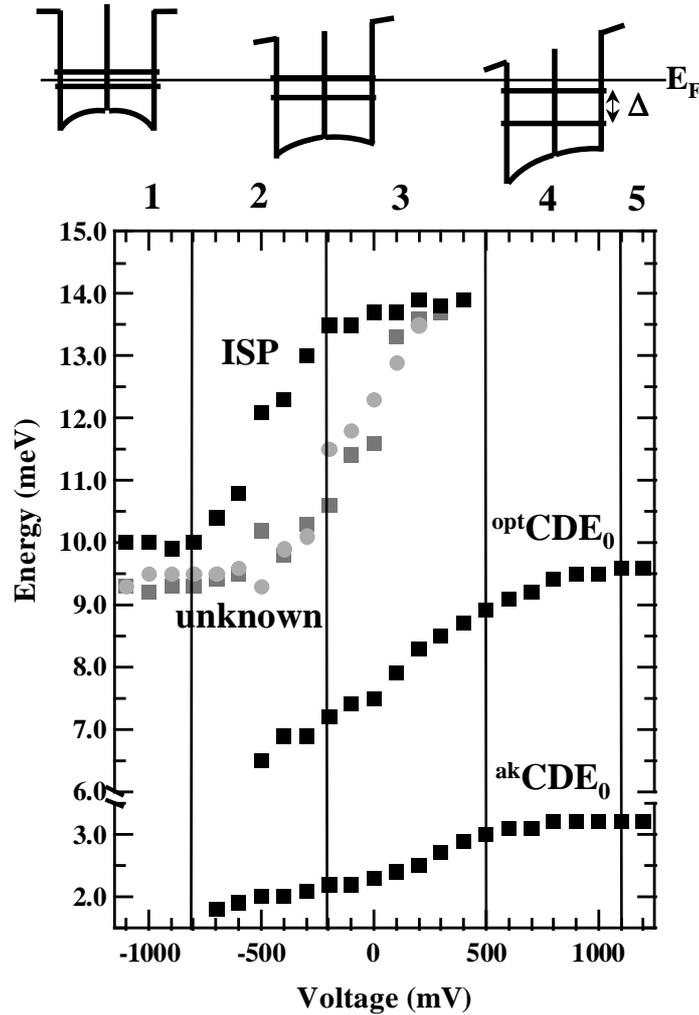


Abbildung 7.18: Im doppellagigen 2DES der Probe 700(2) beobachtete Anregungen als Funktion der Spannung. Quadrate symbolisieren die in polarisierter Konfiguration, Kreise die in depolarisierter Konfiguration beobachteten Anregungen. Im oberen Teil der Abbildung ist die Veränderung der Lage und der Besetzung der aufgespaltenen Subbänder relativ zur Fermi-Energie angedeutet.

Die unterschiedlichen Spannungsbereiche wurden aufgrund des Verhaltens des ISP und der Variation der 2D-Gesamtladungsträgerdichte durch senkrechte Striche voneinander getrennt und zur Erleichterung der Diskussion durchnummeriert. In der Abbildung 7.19 ist die 2D-Elektronendichte über die angelegte Spannung aufgetragen. Diese wurde aus der energetischen Position der $^{opt}CDE_0$ mit den Gleichungen 3.12 und 3.13 auf Seite 14 errechnet.

In dem mit 1 gekennzeichneten Spannungsbereich der Abbildung 7.18 lässt sich die $^{opt}CDE_0$ nicht beobachten, da deren Intensität hier nicht ausreicht. Die $^{ak}CDE_0$ ist erst zu beobachten, wenn deren Energie 1.5 meV überschreitet, da zur

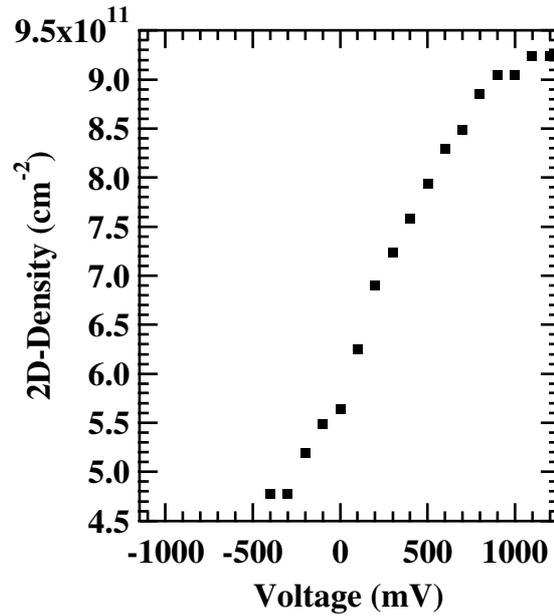


Abbildung 7.19: Änderung der 2D-Gesamtladungsträgerdichte über der angelegten Spannung.

Streulichtvermeidung das Spektrum unterhalb dieses Wertes ausgeblendet wurde. Aus der nahezu konstanten energetischen Position des von der Elektronendichte abhängigen ISPs kann geschlossen werden, dass sich das System unterhalb einer Spannung von -750 mV nicht weiter verarmen lässt.

Im Bereich 2 wird der DQT asymmetrischer. Die $^{ak}CDE_0$ lässt sich jetzt spektroskopieren; ihre energetische Veränderung bei zunehmender Spannung ist nahezu linear. Die Zunahme der Energie der $^{opt}CDE_0$ spiegelt die Zunahme der 2D-Gesamtelektronendichte wider. Die Energie des ISPs erhöht sich.

Der Anstieg der ISP-Energie verändert sich mit dem Übergang vom Bereich 2 in den Bereich 3 signifikant. Der Anstieg der Energie der $^{opt}CDE_0$ bzw. der $^{ak}CDE_0$ weist im Vergleich dazu keine nennenswerte Veränderung auf.

Für die Energie des ISPs gilt nach [38] (s. auch Kapitel 3.24 auf Seite 22):

$$E_{ISP} \sim \sqrt{(n_0 - n_1)}. \quad (7.5)$$

Hierbei ist n_0 die Dichte des symmetrischen und n_1 die Dichte des asymmetrischen Subbandes. Mit Beginn der Besetzung des asymmetrischen Subbandes verringert sich somit die Steigung der ISP-Energie; dieser Zusammenhang lässt sich deutlich aus den experimentellen Daten ersehen.

Ab einer Spannung von 500 mV (Bereich 4) lässt sich das ISP nicht mehr spektroskopieren. Der zugrunde liegende DQT weist nun eine sehr hohe Asymmetrie auf; je indirekter der Übergang zwischen den aufgespaltenen Zuständen

wird, desto geringer wird die Intensität des ISP. Dies hat eine stetige Abnahme der Anregungsintensität mit Zunahme der Asymmetrie zur Folge (s. Abb. 7.17). Sowohl die $^{opt}CDE_0$ als auch die $^{ak}CDE_0$ weisen nach dem Übergang in den Bereich 5 keine signifikanten energetischen Veränderungen mehr auf. Die Elektronendichte ist dort nahezu konstant.

Der Ursprung der mit „*unknown*“ bezeichneten Anregung ist bisher nicht bekannt. Die Beobachtung dieser Anregung in beiden Polarisationskonfigurationen legt die Vermutung nahe, dass es sich um eine Intersubband-Einteilchenanregung handelt. Die Lage der Anregung unterhalb des ISP bestärkt diese Annahme. Das ISP sollte jedoch mit Annäherung an den symmetrischen Fall (unterhalb des Bereiches 1) einen maximalen und mit Zunahme der Asymmetrie einen abnehmenden Depolarisationsshift relativ zur Intersubband-Einteilchenanregung aufweisen [34]. Dies ist jedoch nicht der Fall und widerspricht somit der Annahme, dass es sich um eine Intersubband-Einteilchenanregung handelt.

7.3.3 1DES

Im Folgenden schließt sich die eingehende Untersuchung der doppelagigen Quantendrahtarrays an. Die Ergebnisse der Messungen an einlagigen 1DES haben gezeigt, dass sich die 1D-Gesamtelektronendichte der dort untersuchten Drahtproben nicht durchstimmen ließ. Da die Vermutung besteht, dass die Ursache hierfür in den sehr schmalen 1D-Elektronenkanälen liegt, wurden für die doppelagigen 1DES Proben mit einer größeren Drahtperiode bzw. Drahtbreite präpariert. Wie die nachfolgenden spannungsabhängigen Messungen zeigen, war dieser Ansatz erfolgreich. Sowohl die Elektronendichte als auch die Symmetrie des DQTES lassen sich gleichzeitig über einen weiten Bereich durchstimmen. Dadurch können neuartige Effekte beobachtet werden, die sich u.a. durch eine diskontinuierliche Energieänderung der optischen Intersubband-Anregungen äußern. Erstmals konnten hier an doppelagigen 1DES akustische Intersubband-Plasmonen beobachtet werden.

7.3.4 1DES, Variation der Laserenergie, $U = 0$

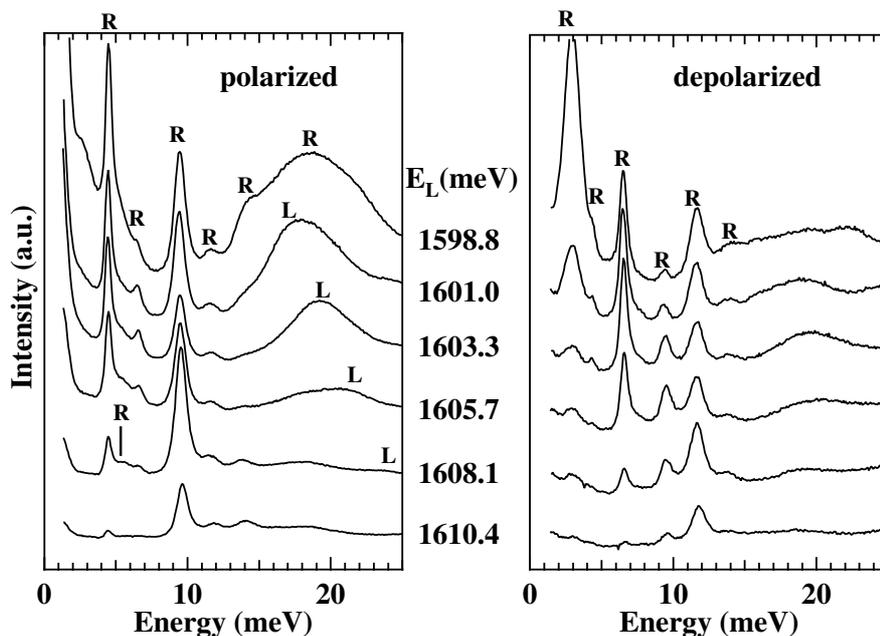


Abbildung 7.20: Variation der Laserenergie für die Probe 700(3) in pw-Geometrie ohne Anschluss an eine Spannungsquelle ($q = 1.05 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$). Mit R sind die Raman-Anregungen und mit L ist eine Lumineszenz bezeichnet.

In der Abbildung 7.20 sind beispielhaft Spektren beider Polarisationskonfigurationen unter Variation der Laserenergie in pw-Geometrie für die Probe

700(3) dargestellt. Man erkennt eine Vielzahl von Anregungen, die als Raman-Anregungen (R) identifiziert werden können. Einige dieser Anregungen sind, wie später gezeigt werden wird, spezifisch für ein doppelagiges 1DES. Sie existieren nicht in einlagigen Systemen. Wichtig ist auch die Beobachtung einer mit der Laserenergie durchlaufenden Lumineszenz (L). Diese konnte im zugrunde liegenden 2DES nicht beobachtet werden und muss bei den nachfolgenden Messungen berücksichtigt werden. Die eingestrahlten Laserenergien wurden für die folgenden Messungen so gewählt, dass die Lumineszenzsignale möglichst nicht im Energiebereich der zu untersuchenden 1D-Anregungen liegt. Die Identifikation der Anregungen ergibt sich aus den nachfolgenden Diskussionen der Messergebnisse.

7.3.5 1DES, Dispersionen, $U \neq 0$

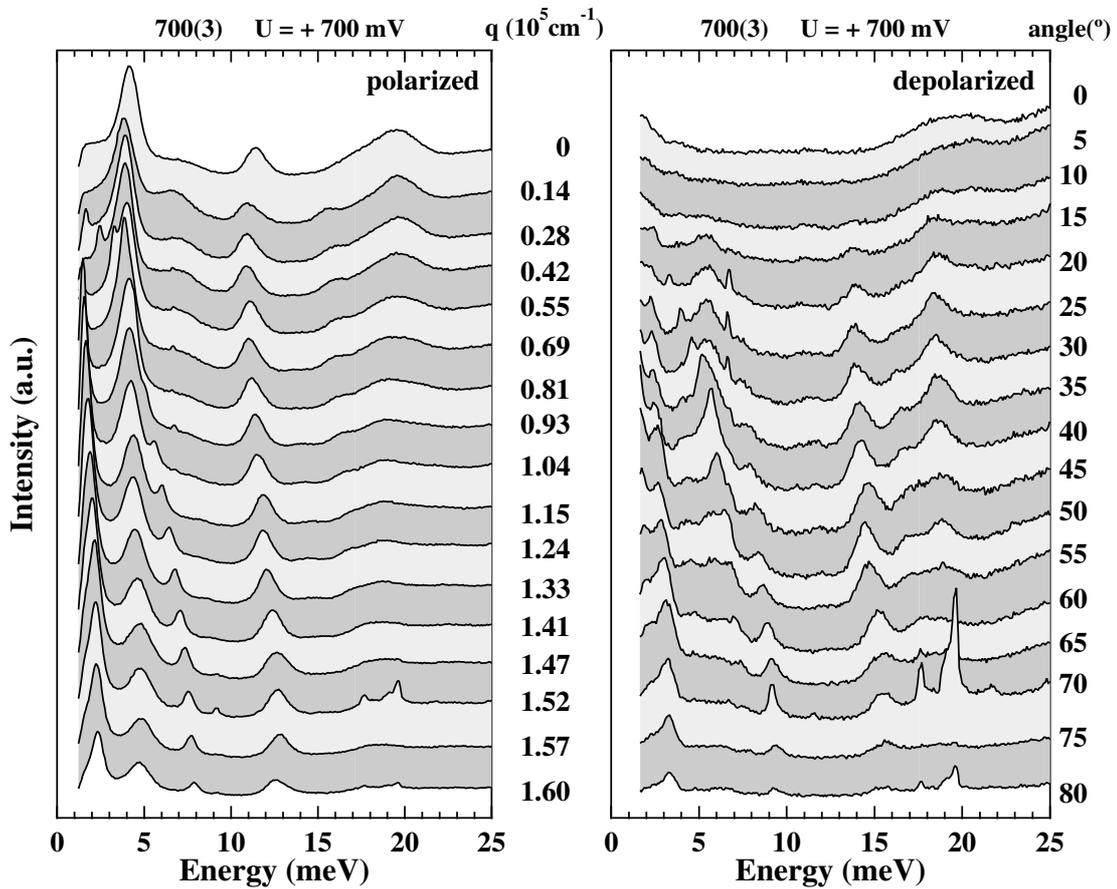


Abbildung 7.21: Spektren unter Variation des Wellenvektors in pw -Geometrie bei $U = +700 \text{ mV}$ für die Probe 700(3), die eine geometrische Drahtbreite von ca. 250 nm aufweist. Die eingestrahlte Laserenergie beträgt 1601.2 meV.

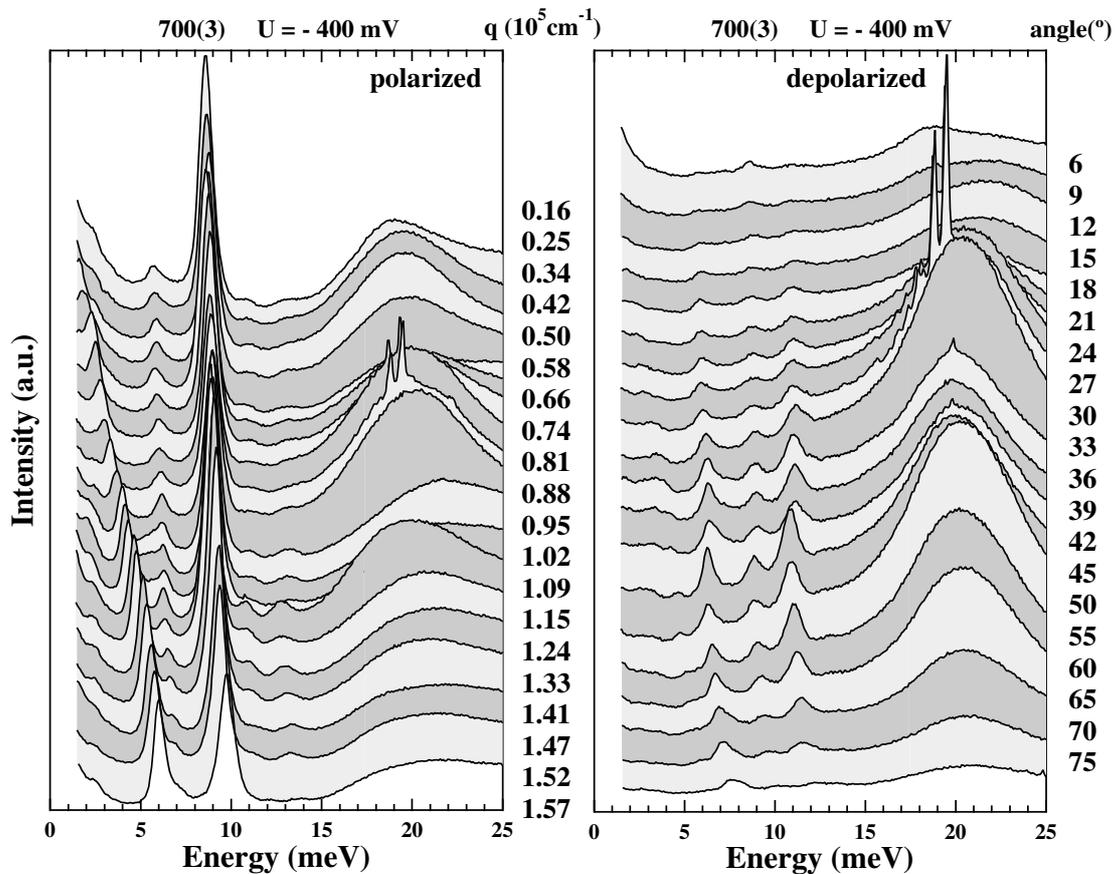


Abbildung 7.22: Spektren unter Variation des Wellenvektorübertrages in pw-Geometrie bei $U=-400$ mV für die Probe 700(3). Die eingestrahelte Laserenergie beträgt 1601.2 meV.

In den Abbildungen 7.21 und 7.22 sind die Spektren des doppellagigen 1DES der Probe 700(3) in Abhängigkeit vom Wellenvektorübertrag in pw-Geometrie dargestellt. Diese Probe weist mit ca. 250 nm geometrischer Drahtbreite die schmalsten untersuchten Doppel-Quantendrähte auf. Die Spektren der Abbildung 7.21 wurden bei einer Spannung von $U=+700$ mV, die der Abbildung 7.22 bei $U=-400$ mV aufgenommen. Hier und in den folgenden Abbildungen ist links jeweils das Spektrum in polarisierter und rechts das Spektrum in depolarisierter Konfiguration gezeigt.

Die Beobachtung spitzer Peaks, wie z.B. in den depolarisierten Spektren der Abbildung 7.21 bei Energien von ca. 19 meV, ist auf die Streuung des Laserlichtes an Unregelmäßigkeiten auf der Probenoberfläche zurückzuführen. Dies beeinflusste die Messungen der Dispersionen bei einer Spannung von $U=-400$ mV dahingehend, dass diese Messungen nicht automatisiert durchgeführt werden konnten. Der Probenort wurde während der Messreihe teilweise leicht verändert; aus hier

nicht gezeigten Messungen ergeben sich dadurch Schwankungen in den Anregungsenergien von maximal ± 0.3 meV.

Über die in den Spektren beider Polarisationskonfigurationen der Abbildungen 7.21 und 7.22 oberhalb von ca. 18 meV beobachtbaren Anregungen können keine abschließenden Aussagen gemacht werden. Erschwerend kommt hinzu, dass bei der Probe 700(3) in diesem Energiebereich auch die in den polarisierten Spektren der Abbildung 7.20 mit L gekennzeichnete Lumineszenz liegt. Von einer weitergehenden Analyse der höherenergetischen Anregungen dieser Probe wird daher abgesehen. Die zugehörigen Peakpositionen werden daher nicht in die Dispersionskurven aufgenommen.

Die energetischen Positionen der in der Probe 700(3) beobachteten Anregungen werden in den Dispersionskurven der Abbildung 7.25 für $U=+700$ mV und für $U=-400$ mV aufgetragen.

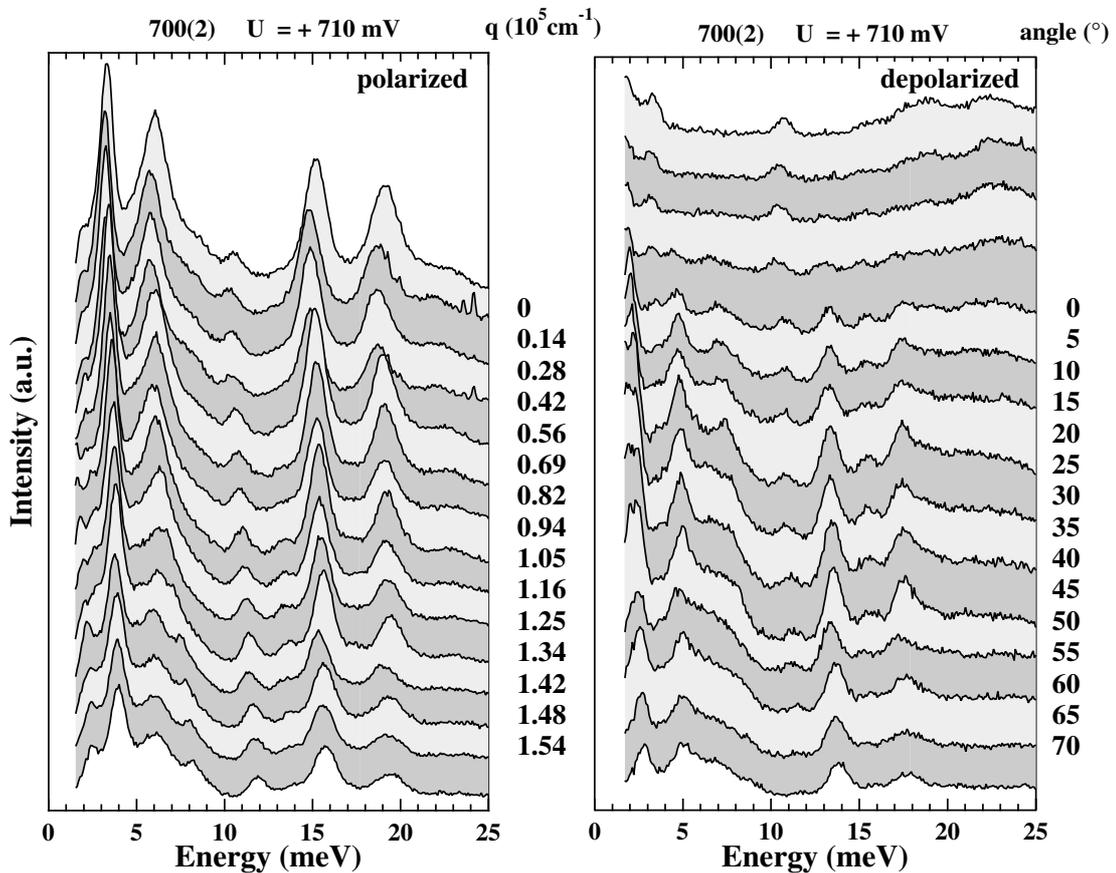


Abbildung 7.23: Spektren unter Variation des Wellenvektorübertrages in pw -Geometrie bei $U=+710$ mV für die Probe 700(2), die eine geometrische Drahtbreite von ca. 300 nm aufweist. Die eingestrahelte Laserenergie beträgt 1613 meV.

In den Abbildungen 7.23 und 7.24 sind die Spektren der Proben 700(2) und 700(1) bei $U=+710$ mV bzw. $U=+800$ mV gezeigt. Die Proben weisen geometrische Drahtbreiten von ca. 300 nm bzw. 350 nm auf. Die Dispersionen zu diesen Spektren finden sich in der Abbildung 7.26.

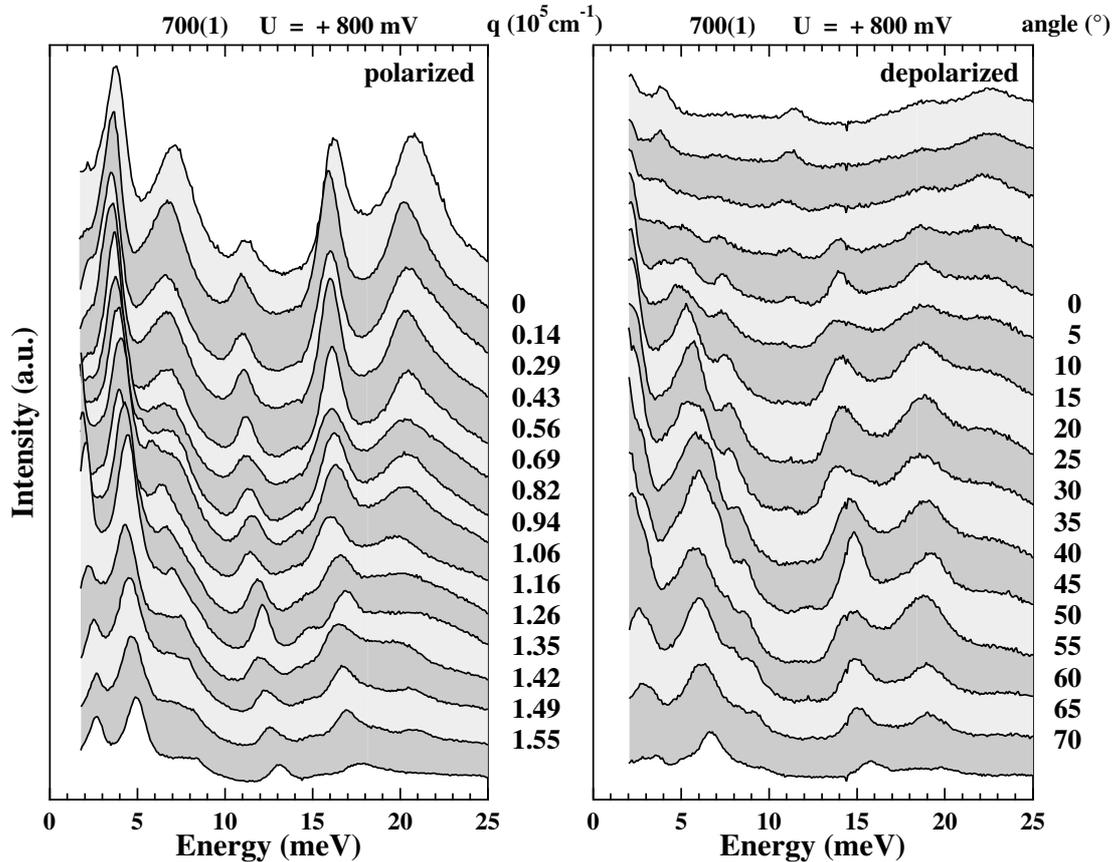


Abbildung 7.24: Spektren unter Variation des Wellenvektorübertrages in pw -Geometrie bei $U=+800$ mV für die Probe 700(1), die eine geometrische Drahtbreite von ca. 350 nm aufweist. Die eingestrahelte Laserenergie beträgt 1622 meV.

Man erkennt in den Abbildungen 7.21 bis 7.24 einerseits Anregungen, deren Energien stark mit dem Wellenvektor variieren und solche, die nur wenig vom Wellenvektorübertrag abhängen. Besonders deutlich tritt dieser Sachverhalt in den Abbildungen 7.21 und 7.22 der Probe 700(3), die die kleinsten geometrischen Drahtbreiten aufweist, auf.

In den folgenden Darstellungen der gemessenen Peakpositionen (Abb. 7.25 und 7.26) wurde eine Zuordnung zu akustischen („ak“) und optischen („opt“) Ladungsdichteanregungen (CDE) vorgenommen. Die Zuordnung ergab sich aus den im Folgenden vorgestellten detaillierten Untersuchungen bzw. wird durch diese unterstützt. Schwarze Quadrate zeigen für alle Wellenvektor-Dispersionskur-

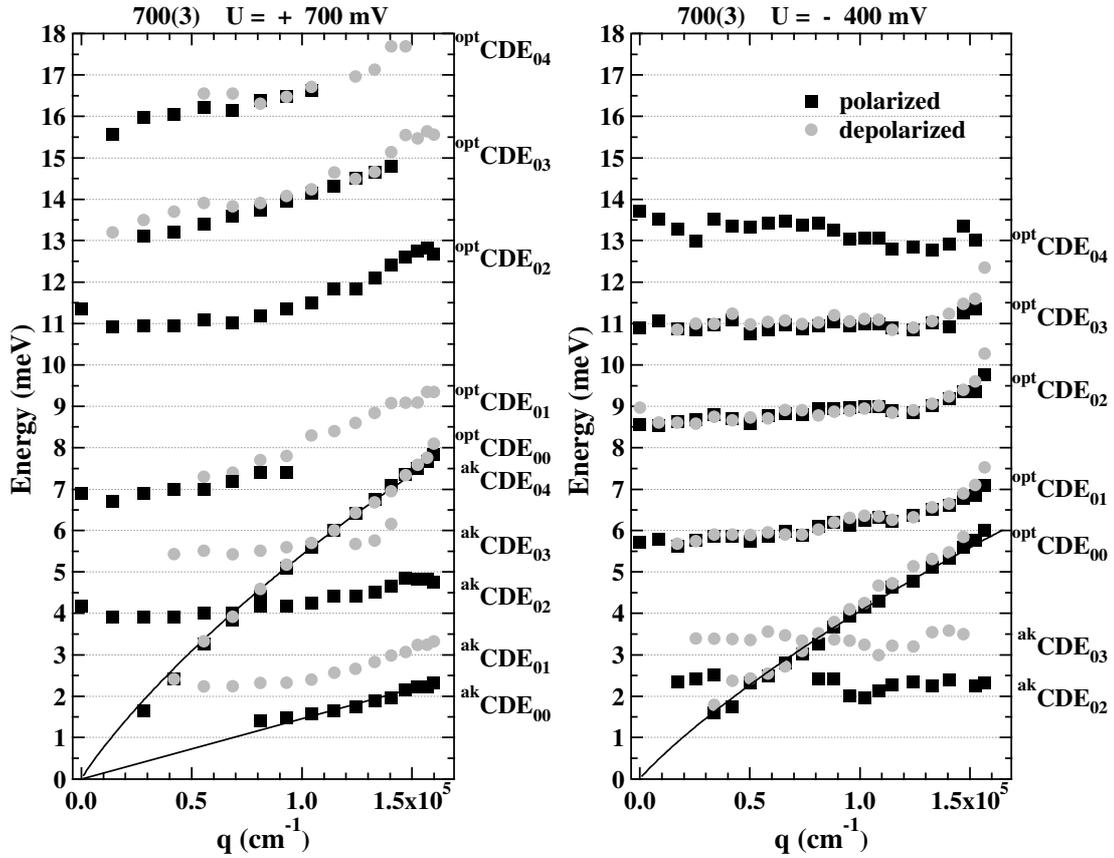


Abbildung 7.25: Dispersionen in *pw*-Geometrie der Probe 700(3) bei $U=+700$ mV und $U=-400$ mV.

ven in polarisierter und graue Kreise in depolarisierter Konfiguration ermittelte Peakpositionen.

Das im niederenergetischen Teil aller Spektren beobachtbare optische Intrasubband-Plasmon $^{opt}CDE_{00}$ wurde analog zu den in den einlagigen Systemen untersuchten Intrasubband-Plasmonen mit der Gleichung 3.19 nach dem Modell von Gold und Ghazali [14] angefitet. Die erhaltenen Anpassungen sollen nur als Führungslinien für das Auge dienen. Auf eine weitere Analyse der doppellagigen 1DES durch dieses Modell wird verzichtet. Der einfache lineare Fit an das akustische Intrasubband-Plasmon $^{ak}CDE_{00}$ soll nur die zugrunde liegende lineare Wellenvektor-Abhängigkeit illustrieren.

Die Identifikation der akustischen Intersubband-Plasmonen wurde zunächst aufgrund ihrer Anregungsenergien relativ zu denen der optischen Intersubband-Plasmonen vorgenommen. Eine weitere Stützung der Richtigkeit dieser Zuordnung wird sich vor allem aus den spannungsabhängigen Messungen bei einem Wellenvektorübertrag senkrecht zu den Drähten (*sw*-Geometrie) ergeben. Die Dis-

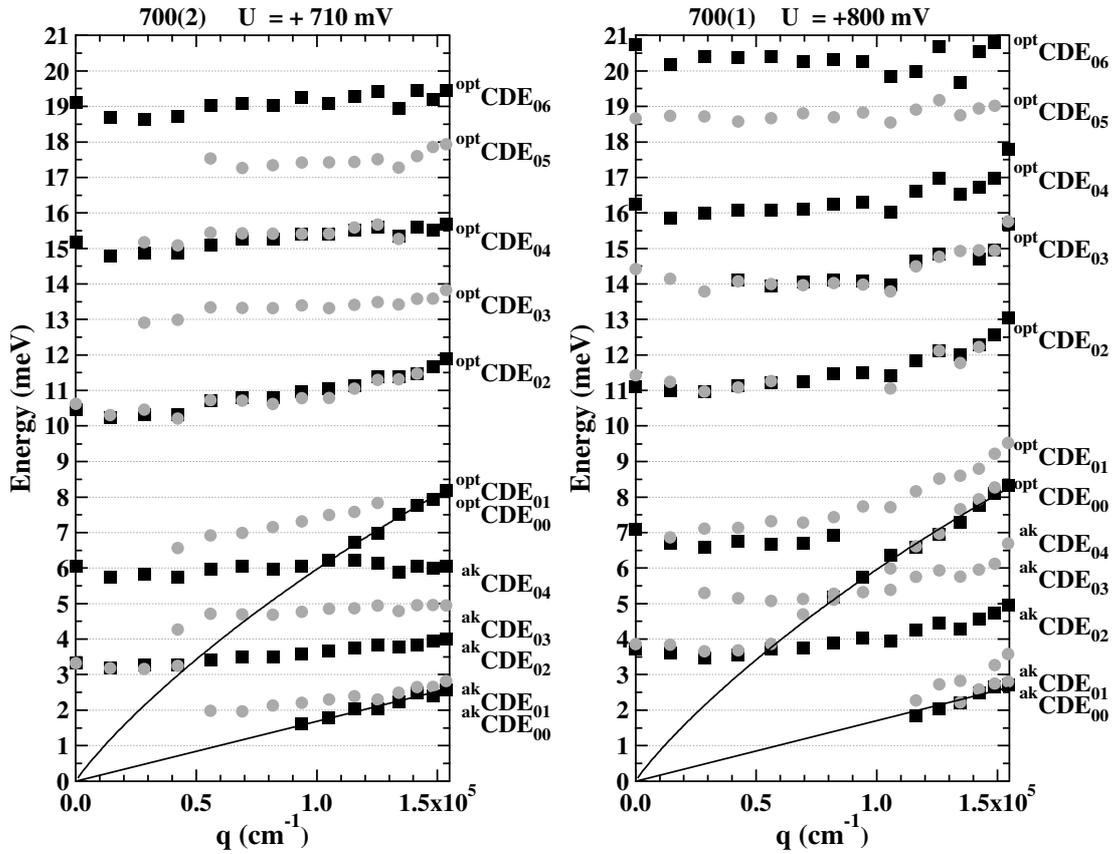


Abbildung 7.26: Dispersionen der Proben 700(2) und 700(1) bei Spannungen von $U=+710$ mV bzw. $U=+800$ mV.

kussion konzentriert sich zunächst auf die Untersuchung der optischen Plasmonen $CDE_{\Delta i=0, \Delta j}$.

In allen Abbildungen der Dispersionskurven lässt sich erkennen, dass die energetischen Abstände zwischen den $opt CDE_{0\Delta j \neq 0}$ mit höherem Modenindex j abnehmen. Auffällig ist, dass beim Anlegen einer positiven Spannung zwischen den gemessenen Dispersionskurven der CDE_{01} und CDE_{02} der energetische Abstand unverhältnismäßig größer ist als für die höheren Moden. Dieser Sachverhalt konnte bisher nicht geklärt werden.

Bei dem Vergleich der Dispersionskurven muss mit berücksichtigt werden, dass diese bei unterschiedlichen Spannungen aufgenommen wurden. Ein direkter Vergleich der beobachteten Anregungen zwischen Proben unterschiedlicher geometrischer Drahtbreiten gelingt zwischen den Dispersionskurven der Probe 700(3) ($U=+700$ mV) in der Abb. 7.25 links und 700(2) ($U=+710$ mV) in der Abb. 7.26 links. Die jeweiligen Anregungen der Probe 700(3) mit der schmalere geometrischen Drahtbreite (ca. 250 nm) weisen gegenüber denen der Probe 700(2) (ca.

300 nm) alle eine höhere Anregungsenergie auf. Dies ist auf die stärkere Quantisierung aufgrund der schmalen Elektronenkanäle zurückzuführen.

Die bei unterschiedlichen Spannungen aufgenommenen Dispersionskurven der Probe 700(3) (s. Abb. 7.25) zeigen ein sehr unterschiedliches Verhalten. Hier verlaufen die bei einer Spannung von -400 mV aufgenommenen Dispersionskurven der ${}^{opt}CDE_{0\Delta_j}$ gegenüber den bei $U=+700$ mV aufgenommenen Kurven sehr flach. Hieraus lässt sich zunächst ablesen, dass zum einen der Einfluss der Drahtbreite und zum anderen der mit der Spannung variierenden Elektronendichte für den Verlauf der Kurven sehr wichtig sind. Im Folgenden wird nun versucht, diese Abhängigkeiten näher zu beleuchten.

In einem vereinfachten Bild lassen sich die optischen Intersubband-Plasmonen $CDE_{\Delta i=0, \Delta j \neq 0}$ wie lokalisierte Plasmonen in einem einlagigen 1DES, dessen Elektronendichte der Gesamtdichte des zweilagigen 1DES entspricht, beschreiben. Für die einlagigen 1DES wurde bereits das anschauliche hydrodynamische Modell von Eliasson et al. [66] zur Beschreibung der lokalisierten Plasmonen in pw-Geometrie genutzt. Da sich dort gezeigt hat, dass sich dieses Modell gerade für 1DES mit verhältnismäßig breiten Drähten eignet, wird zunächst versucht, die optischen Plasmonen der doppellagigen 1DES mit Hilfe dieses einfachen Modells zu beschreiben. Die Dispersionen der $CDE_{\Delta i=0, \Delta j}$ werden auch hier mit folgender Gleichung beschrieben:

$$\omega_{\Delta_j}^2 = \frac{N_{2D}e^2}{2\epsilon\epsilon_0m^*} \sqrt{q_x^2 + (\Delta_j \frac{\pi}{a})^2} \quad (7.6)$$

(näheres s. Kapitel 3.1.4 auf Seite 19)

Wichtig ist, hier noch einmal zu erwähnen, dass die so definierten Drähte als 2D-Streifen angesehen werden. Dieses Modell sollte also für breite 1DES, die einem 2D-System nahe kommen, eine bessere Übereinstimmung zeigen, als für schmale 1DES. Das Modell entspricht dem eines einzelnen Drahtes, so dass Wechselwirkungen zwischen benachbarten Drähten unberücksichtigt bleiben. Aus hier nicht gezeigten Messungen an der Probe 700(2) ($w = 300$ nm) geht hervor, dass die Energien der lokalisierten Intersubband-Plasmonen $CDE_{\Delta i=0, \Delta j \neq 0}$ bei Veränderung des Wellenvektorübertrages in sw-Geometrie im Rahmen der Messgenauigkeit keine Dispersion zeigen. Hierdurch wird experimentell gezeigt, dass die Coulomb-Kopplung zwischen benachbarten Drähten sehr schwach ist und die Annahme isolierter Drähte somit gerechtfertigt ist [13].

In Abbildung 7.27 sind die an der Probe 700(3) gemessenen Wellenvektordispersionen der optischen 1D-Inter- und 1D-Intrasubband-Plasmonen für Spannungen von $U = +700$ mV und $U = -400$ mV nochmals gegenübergestellt. Für die CDE_{00} wurden Fits mit der Gleichung 7.6 an die Messdaten für beide Spannungen mit $\Delta_j = 0$ vorgenommen und die entsprechenden Kurven mit in die Abbildung aufgenommen. Die daraus resultierenden 2D-Elektronendichten sind in den Abbildungen mit angegeben. Somit enthält die Gleichung 7.6 nur noch die elektronische Drahtbreite a als freien Parameter. Zur Ermittlung von a wurden

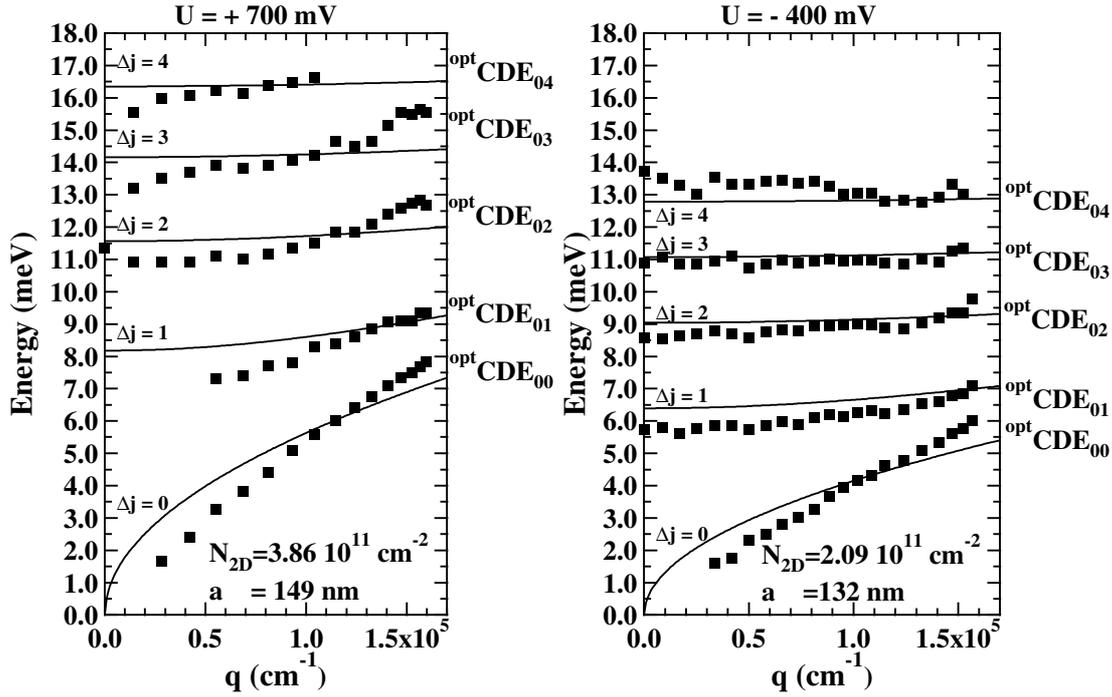


Abbildung 7.27: Dispersionen der optischen 1D-Inter- und 1D-Intrasubband-Plasmonen in pw-Geometrie der Probe 700(3) bei $U=+700$ mV und $U=-400$ mV. Näheres zu den Fits s. Text.

zunächst alle Moden mit $\Delta j \geq 2$ einzeln angepasst und daraus ein Mittelwert gebildet. Für die in den Abbildungen gezeigten Anpassungen der höheren Moden wurden die so erhaltenen mittleren elektronischen Drahtbreiten a mit 149 nm für $U=+700$ mV bzw. 132 nm für $U=-400$ mV eingesetzt und jeweils nur Δj in der Gleichung 7.6 verändert. Die Einbeziehung der ${}^{opt}CDE_{01}$ in die Berechnung der mittleren elektronischen Drahtbreiten führte stets zu sehr schlechten Anpassungen und wurde daher in der Mittelwertbildung nicht mit berücksichtigt.

Den Fits ist zu entnehmen, dass die Form der Dispersionen der Intersubband-Plasmonen für $U=+700$ mV überhaupt nicht wiedergegeben wird. Dass die energetischen Positionen der Anregungen reproduziert werden können ist insbesondere für diese Spannung nicht verwunderlich, da die Kurven einen großen Energiebereich überstreichen. Für eine angelegte Spannung von $U=-400$ mV werden die Dispersionen gut wiedergegeben.

Analog zu den Anpassungen an die optischen Plasmonen der Probe 700(3) wurden auch für die Proben 700(2) und 700(1) entsprechende Untersuchungen auf der Grundlage des Modells von Eliasson et al. durchgeführt; diese sind in der Abbildung 7.28 dargestellt. Auch hier gilt, dass die Form der Dispersionskurven nur annähernd wiedergegeben wird. Die energetischen Positionen lassen sich wiederum - abgesehen von der ${}^{opt}CDE_{01}$ - für beide Proben gut beschreiben.

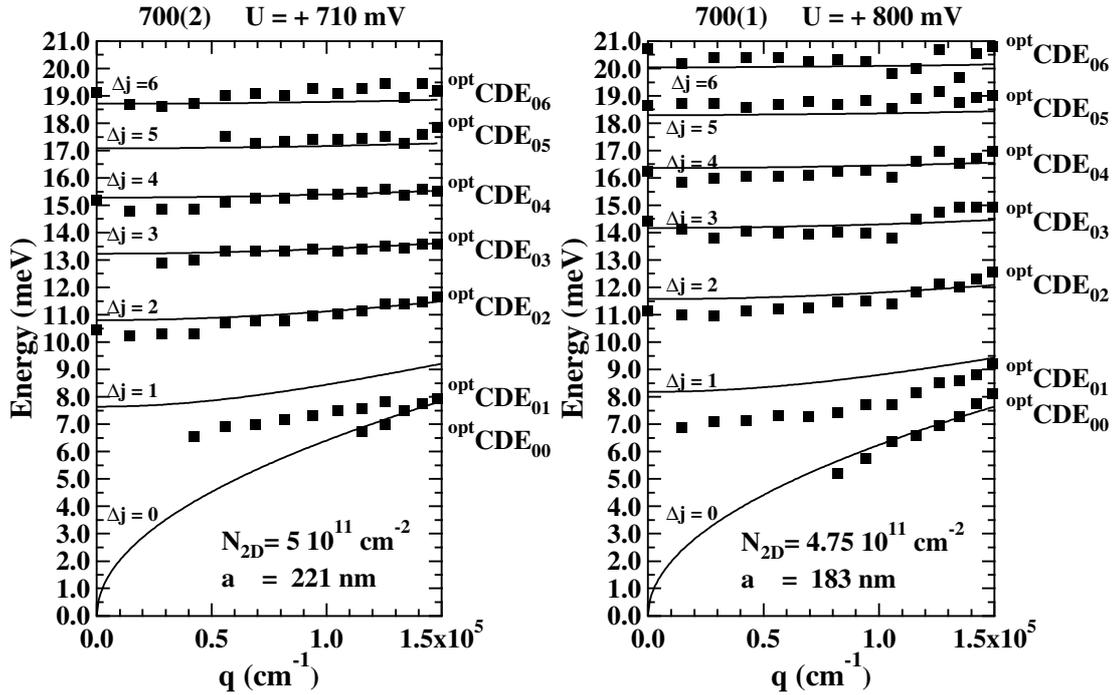


Abbildung 7.28: Dispersionen der optischen 1D-Inter- und 1D-Intrasubband-Plasmonen in pw-Geometrie der Proben 700(2) und 700(3) bei $U=+710$ mV bzw. $U=+800$ mV. Den durchgezogenen Kurven liegen Fits an die Messdaten zugrunde.

Den gemessenen Kurven ist zu entnehmen, dass die Dispersionen der Anregungen mit höherer Änderung der Subbandquantenzahl immer flacher verlaufen. Für die energetische Lage der Dispersionskurven ist die elektronische Drahtbreite ein wichtiger Parameter. Je kleiner a wird, desto stärker ist auch die Quantisierung der Anregungen, was eine Anhebung ihrer Energien zur Folge hat. Die besten Anpassungen erhält man natürlich für die Probe 700(2), die die größte elektronische Drahtbreite aufweist. Diese Probe kommt dem 2D-Charakter des Modells von Eliasson et al. am nächsten.

Die das 2D-Intrasubband-Plasmon beschreibende Kurve ($\Delta j = 0$) zeigt in der Abbildung 7.27 der Probe 700(3) deutlich, dass das hier zugrunde liegende Modell zu einfach ist, um die Form der Dispersionskurven zu beschreiben. Die gemessene Dispersionskurve des 1D-Intrasubband-Plasmons $optCDE_{00}$ weicht für beide Spannungen stark von dem wurzelförmigen Verlauf der Anpassung ab. Diese Abweichung zeigt, dass eine quantenmechanische Beschreibung des 1D-Systems vorgenommen werden muss.

In der Tabelle 7.4 werden die aus diesen Untersuchungen resultierenden Daten für die untersuchten Proben zusammengestellt. Insbesondere die aus der Beziehung $N_{1D} \simeq a \cdot N_{2D}$ berechnete 1D-Gesamtelektronendichte für die Proben wird

# 981	U [mV]	a [nm]	N_{2D} [10^{11} cm^{-2}]	N_{1D} [10^6 cm^{-1}]
700(3)	-400	130 ± 6	2.09	2.8
700(2)	+710	220 ± 6	5	11.1
700(1)	+800	180 ± 6	4.75	8.7

Tabelle 7.4: Auf der Grundlage des Modells von Eliasson et al. erhaltene Parameter für die Drahtproben des Wafers #981.

mit in die Tabelle aufgenommen. Die Daten der Probe 700(3) bei einer Spannung von +700 mV finden wegen der schlechten Anpassungen keine Berücksichtigung.

Die durchgeführten Untersuchungen haben gezeigt, dass eine Beschreibung der Form der gemessenen Dispersionskurven mit dem Modell von Eliasson et al. nur bedingt möglich ist. Insbesondere für die Probe 700(3) konnte bei einer Spannung von $U=+700$ mV keine zufrieden stellende Übereinstimmung gefunden werden. Daher wird im Folgenden ein Versuch unternommen, diese Messdaten phänomenologisch zu beschreiben. Hierzu wird für beide Spannungen eine quadratische Addition der experimentell ermittelten Energien der CDE_{00} für alle q -Werte und der jeweiligen $CDE_{0\Delta_j}$ an der Stelle $q_x = 0$ vorgenommen:

$$E_{CDE_{0\Delta_j}}^2 = E_{CDE_{00}}^2 + E_{CDE_{0\Delta_j}}^2|_{q_x=0} . \quad (7.7)$$

Die aus der quadratischen Addition der experimentellen Werte resultierenden Datenpunkte für die jeweilige Dispersionskurve sind in der Abbildung 7.29 durch graue Kreise dargestellt. Die jeweiligen Energien der $CDE_{0\Delta_j}$ für $q_x = 0$ wurden durch Interpolation der Messdaten abgeschätzt (graue Punkte). Die rechnerisch erhaltenen Dispersionen passen sich für $U=+700$ mV sehr gut an die gemessenen an; eine Ausnahme bildet hier wiederum die Dispersionskurve der $opt CDE_{01}$. Die für $U=-400$ mV erhaltenen Kurven zeigen dagegen ein stark abweichendes Verhalten. Die sehr gute energetische Übereinstimmung für $U=+700$ mV im Gegensatz zu den mit der Gleichung von Eliasson (7.6) erhaltenen Fits hat zwei Gründe. In der Berechnung wurde die eher lineare gemessene Dispersionskurve des 1D-Intrasubband-Plasmons, die augenscheinlich keine wurzelförmige Abhängigkeit, wie im 2D-Fall, aufweist, zugrundegelegt. Die Energien der Intersubband-Plasmonen für $q_x = 0$ stammen aus der Interpolation der gemessenen Daten, so dass hier die energetischen Positionen der berechneten Werte für $q_x = 0$ die Messdaten gut beschreiben müssen. Erstaunlich ist jedoch die sehr gute Wiedergabe der Messdaten für $q_x \neq 0$. Demgegenüber lassen sich die gemessenen Daten bei einer Spannung von $U=-400$ mV mit diesem Verfahren nicht mehr reproduzieren. Ursache hierfür könnte sein, dass sich das untersuchte System aufgrund der geringeren Elektronendichte bei $U=-400$ mV näher am 1D-Quantenlimes, d.h. nur das unterste 1D-Subband ist besetzt, befindet. Dann

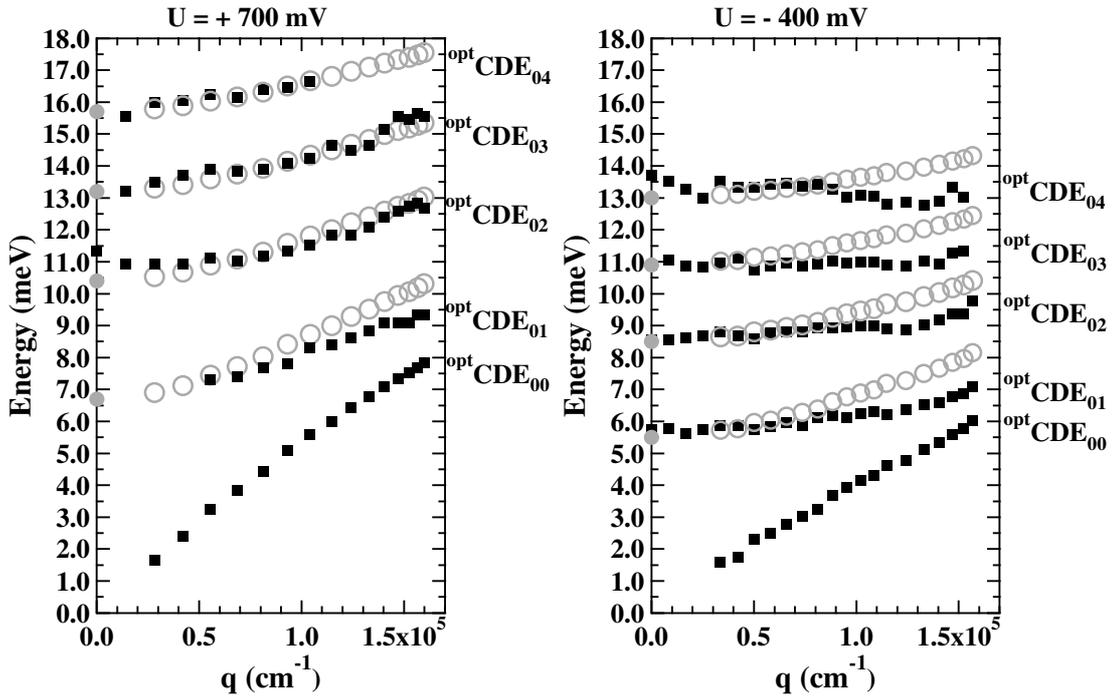


Abbildung 7.29: Optische 1D-Inter- und Intrasubband-Plasmonen in pw -Geometrie der Probe 700(3) bei $U=+700$ mV und $U=-400$ mV. Quadrate geben die gemessenen Daten, graue Kreise die errechneten Werte, graue Punkte die abgeschätzten Peakpositionen für $q_x = 0$ wieder.

ist die einfache phänomenologische Beschreibung durch eine quadratische Addition der Plasmonenergien nicht mehr möglich; eine exakte quantenmechanische Beschreibung wäre erforderlich.

7.3.6 1DES, sw-Geometrie, $U \neq 0$

Die Identifizierung der akustischen Moden der doppelagigen 1DES gelang insbesondere durch spannungsabhängige Messungen an der Probe 700(3) bei einem Impulsübertrag senkrecht zur Drahrichtung (sw-Geometrie). In dieser Geometrie werden nur quantisierte Anregungen, bei denen das Elektronensystem senkrecht zur Drahrichtung schwingt, beobachtet. In der Abbildung 7.30 wird die Veränderung der Spektren unter Variation der Spannung von -200 mV bis +950 mV für die Probe 700(3) in sw-Geometrie dargestellt.

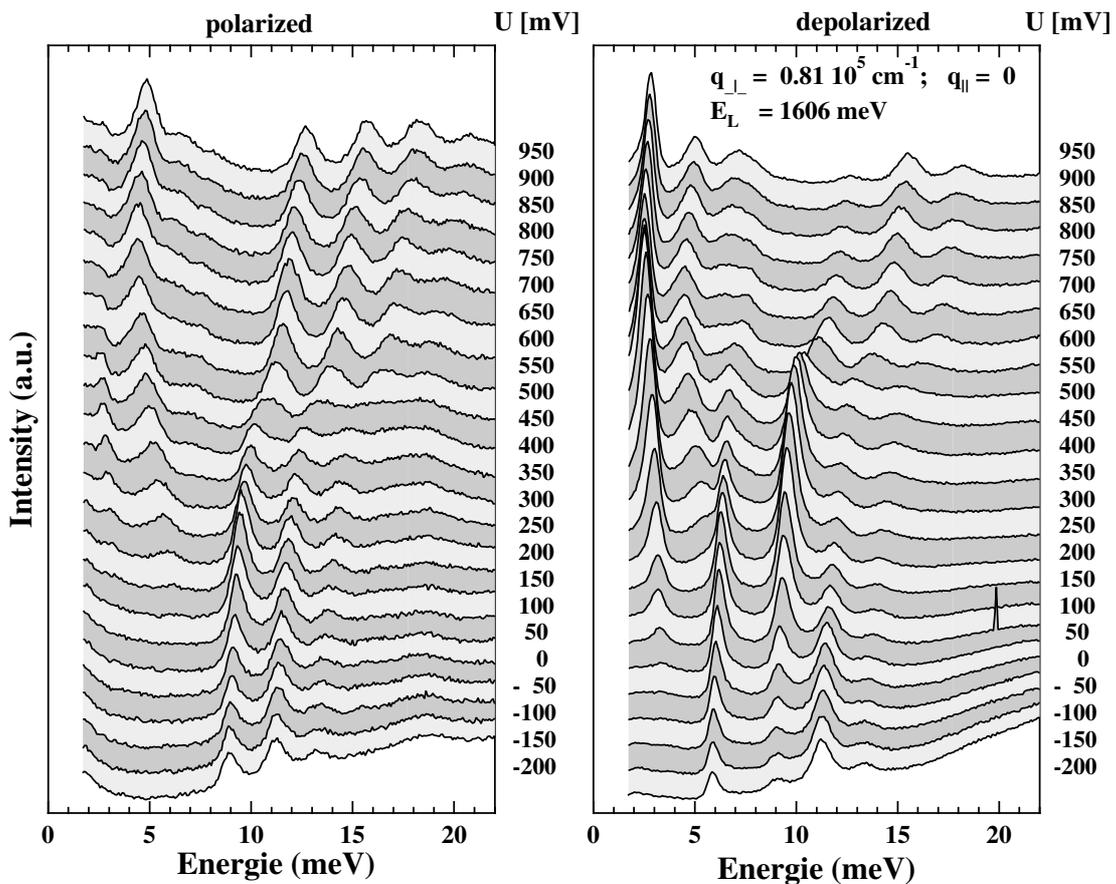


Abbildung 7.30: Spektren unter Variation des angelegten äußeren Feldes in sw-Geometrie für die Probe 700(3).

Die aus diesen Spektren resultierenden Peakpositionen sind in der Abbildung 7.31 aufgetragen. Man erkennt deutlich zwei charakteristische Variationen der Modenenergien mit der Gatespannung: Einerseits gibt es Moden, deren Energie mit zunehmender Gatespannung angehoben wird, andererseits sind Moden zu beobachten, die bei mittleren Gatespannungen Minima aufweisen.

Durch diese Messergebnisse tritt der unterschiedliche Charakter der optischen

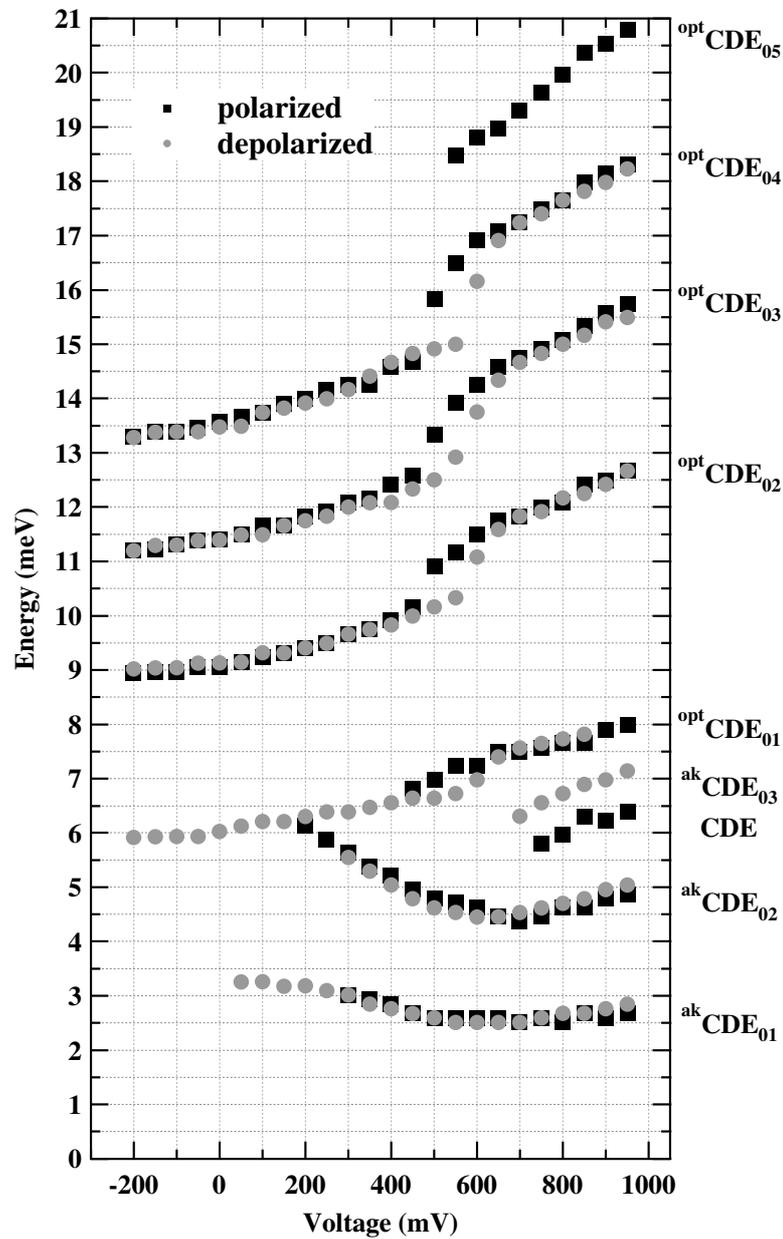


Abbildung 7.31: Peakpositionen der in sw-Geometrie gemessenen Anregungen unter Variation des angelegten äußeren Feldes für die Probe 700(3).

und akustischen Moden stark hervor. Begünstigt wird dies durch die gleichzeitige Veränderung des äußeren Potentials und der 1D-Elektronendichte.

Da bei den optischen Moden die Elektronen in beiden Drähten in Phase schwingen, sind die Energien dieser Anregungen im Wesentlichen nur von der 1D-Gesamtelektronendichte des Systems abhängig. Ausdruck hierfür ist der Anstieg der Anregungsenergien mit zunehmender Elektronendichte. Die Symmetrieänderung des DQTES hat wenig Einfluss auf die optischen Plasmonen. Eine zunehmende Asymmetrie sollte sich lediglich in einem leichten Anstieg der Anregungsenergie durch die stärkere Lokalisierung der Ladungsträger in einem der Quantentöpfe zeigen. Zur Ausbildung von Extrema sollte es hierdurch nicht kommen.

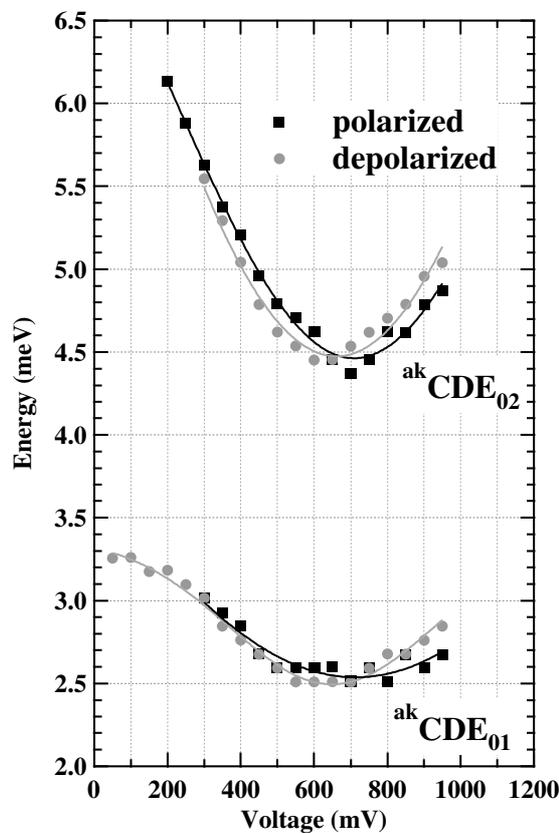


Abbildung 7.32: Energetische Positionen der in *sw*-Geometrie aufgenommenen $^{ak}CDE_{01}$ und $^{ak}CDE_{02}$. Die eingezeichneten Linien dienen der Hervorhebung des jeweiligen Kurvenverlaufes.

Demgegenüber schwingen die Elektronensysteme des DQT im Fall der akustischen Plasmonen gegenphasig. Dies hat zur Folge, dass es aufgrund der Veränderung der Symmetrie des DQTES zur Ausbildung von energetischen Extrema für die akustischen Plasmonen kommen kann. Ein Minimum wird angenommen, wenn die

induzierten Ladungsdichten in beiden Quantentöpfen gleich groß sind. Aufgrund des maximalen Abstandes der Ladungsdichteverteilungen zueinander kommt es zu einer Minimierung der Coulomb-Wechselwirkung und damit zur minimalen Energie der Anregung. Dies ist der Fall, wenn das DQT-Potenzial symmetrisch ist.

Aus der Abbildung 7.32, die einen Ausschnitt aus der Abbildung 7.31 zeigt, lässt sich entnehmen, dass sowohl die lokalisierte ${}^{ak}CDE_{01}$ als auch die ${}^{ak}CDE_{02}$ ein Minimum durchlaufen. Die eingezeichneten Linien dienen der Hervorhebung des jeweiligen Kurvenverlaufes. Das Minimum der ${}^{ak}CDE_{01}$ wird in polarisierter Konfiguration bei $U \simeq 709$ mV und in depolarisierter Konfiguration bei $U \simeq 661$ mV angenommen. Für die ${}^{ak}CDE_{02}$ ergeben sich Spannungen von $U \simeq 713$ mV bzw. $U \simeq 649$ mV.

Bei weiterer Absenkung der Spannung steigt die Energie der akustischen Plasmonen wieder an, da die Ladungsdichte mit zunehmender Asymmetrie immer stärker in einem der Quantentöpfe lokalisiert ist (s. hierzu Abb. 3.8 auf S. 21), was einen Anstieg der Coulomb-Wechselwirkung zur Folge hat. Im Extremfall sind alle Ladungsträger in einem der Quantentöpfe lokalisiert; die Anregung ist dann nicht mehr beobachtbar. Dieses Verhalten lässt sich mit abnehmender Spannung sowohl im polarisierten Spektrum der Abbildung 7.30 an der ${}^{ak}CDE_{02}$ als auch im depolarisierten Spektrum an der ${}^{ak}CDE_{01}$ sehr gut beobachten.

Im Folgenden soll nun auf das von den akustischen Plasmonen abweichende Verhalten der optischen Plasmonen näher eingegangen werden. Wie bereits weiter oben erwähnt, hängen diese Anregungen im Wesentlichen nur von der 1D-Gesamtelektronendichte ab. Deutlich ist in der Abbildung 7.31 in dem Spannungsbereich von ca. 400-600 mV ein sprunghaftes Verhalten der Anregungsenergien der optischen Plasmonen zu erkennen. Die Höhe der Sprünge nimmt mit größerer Änderung der Subbandquantenzahl zu.

Es soll nun ein Versuch unternommen werden, dieses sprunghafte Verhalten der Anregungsenergien zu erklären. Hierzu sind in der Abbildung 7.33 die Einteilchenenergien doppelagiger Elektronensysteme (2DES/1DES) im Einteilchenbild qualitativ gegenübergestellt. Die Banddispersionen finden in dieser vereinfachten Darstellung keine Berücksichtigung. Links finden sich die relativen Einteilchenenergien des 2DES und rechts die aus der Quantisierung in y-Richtung resultierenden Niveaus des 1DES.

Die energetische Differenz des aufgespaltenen 2D-Grundzustandes beträgt in dem hier untersuchten 2DES nur ca. 7 meV (s. hierzu Abb. 7.16). Die gemessenen Energiedifferenzen der 1D-Intersubband-Plasmonen $CDE_{0\Delta j}$ bei $q=0$ lassen sich zur Abschätzung der 1D-Einteilchenenergieabstände im 1D-System nutzen. Voraussetzung hierfür ist die Annahme, dass die aus dem Depolarisationsschiff resultierende Energiedifferenz zwischen den Einteilchen- und den Ladungsdichteanregungen für alle 1D Moden gleich ist. Aus den Messungen lassen sich die Einteilchenenergieabstände auf ca. 3-4 meV abschätzen. Im doppelagigen 2DES kommt es zu einem energetischen Überlapp der aus den S bzw. AS Bändern auf-

gespaltenen 1D-Energieniveaus, wie in der Abbildung 7.33 illustriert wird. Der Übersichtlichkeit halber wurden hier nur die jeweiligen Niveaus bis $i=3$ bzw. $j=4$ dargestellt.

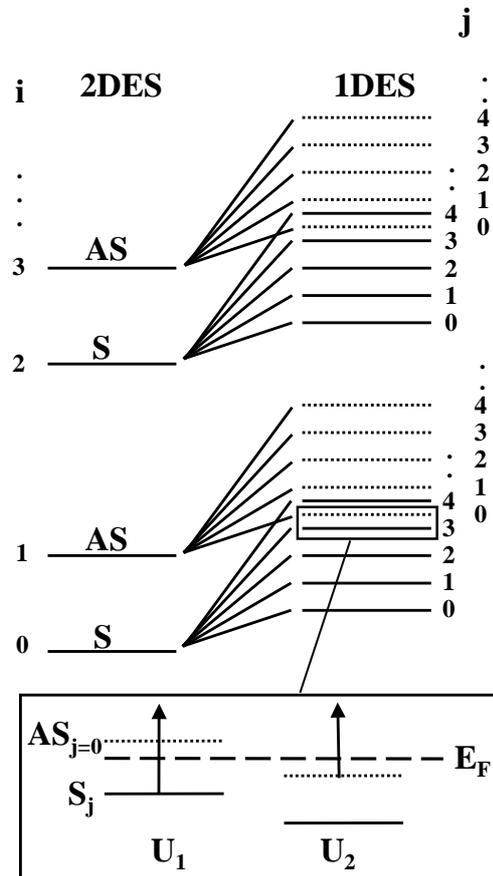


Abbildung 7.33: Schematische Gegenüberstellung der Einteilchenniveaus dopPELLAGIGER 2DES bzw. 1DES unter Vernachlässigung der Banddispersionen.

In der unteren Ausschnittvergrößerung der Abbildung 7.33 ist die relative Veränderung der energetischen Lage der Niveaus beim Anlegen von zwei verschiedenen Spannungen ($U_1 < U_2$) relativ zur Fermi-Energie dargestellt. Beim Absenken der angelegten Spannung ($U_2 \rightarrow U_1$) werden die Energieniveaus relativ zur Fermi-Energie angehoben. Die Pfeile sollen Übergänge vom jeweils obersten besetzten Niveau zu einem der höhergelegenen unbesetzten Niveaus symbolisieren.

Rutscht nun in dem hier dargestellten Spezialfall gerade das unterste aufgespaltene asymmetrische 1D-Niveaus $AS_{j=0}$ beim Anheben der Spannung ($U_1 \rightarrow U_2$) unter die Fermi-Energie, so könnte die stark unterschiedliche Form der Wel-

lenfunktionen (S/AS) zu einer sprunghaften Umordnung der Ladungsverteilung des zugrunde liegenden 2DES und damit zu den beobachteten Sprüngen in den Anregungsenergien führen. Warum hiervon nur die optischen Plasmonen betroffen sind, kann durch das hier diskutierte einfache Bild nicht erklärt werden.

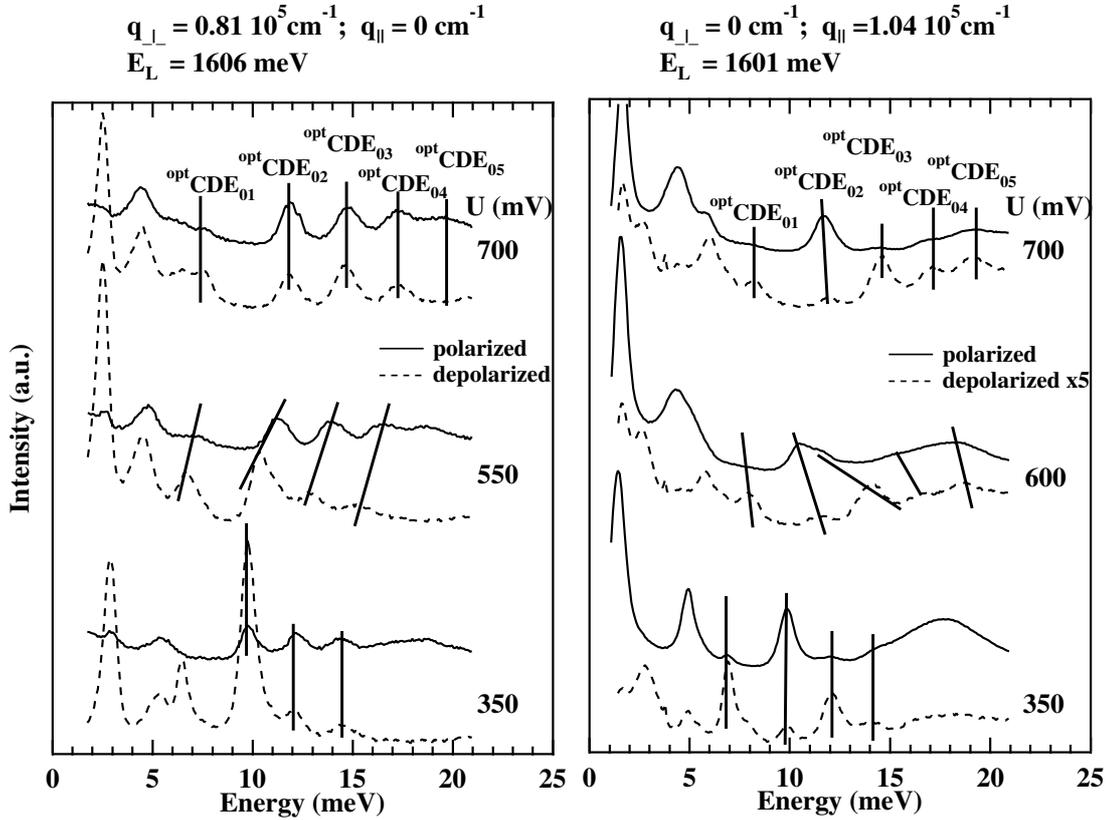


Abbildung 7.34: Spektren der Probe 700(3) aufgenommen in sw-Geometrie (links) und pw-Geometrie (rechts) für je drei verschiedene angelegte äußere Felder. Durchgezogene Linien zeigen Spektren in polarisierter, gestrichelte Linien Spektren in depolarisierter Konfiguration.

Weiterhin fällt in der Abbildung 7.31 der Peakpositionen der in sw-Geometrie aufgenommenen Spektren auf, dass das Einsetzen der sprunghaften Energieänderung der optischen Plasmonen polarisationsabhängig erfolgt. Der Sprung in der Anregungsenergie der in depolarisierter Konfiguration beobachteten Anregungen erfolgt bereits bei einer höheren Spannung als in der polarisierten Konfiguration. In pw-Geometrie (s. Abb. 7.36) lässt sich ein umgekehrtes Verhalten der Anregungen beobachten. Hier erfolgt bei Absenkung der Spannung zuerst ein Sprung der in den polarisierten Spektren beobachteten Anregungen. Dieser Sachverhalt wird durch die direkte Gegenüberstellung der in sw- und pw-Geometrie relevanten Spektren in der Abbildung 7.34 noch einmal hervorgehoben.

Die beobachtete Polarisationsabhängigkeit ließe sich nur durch weiterführende Messungen klären. Im hier vorliegenden Versuchsaufbau wird die Polarisationsrichtung des Laserlichtes durch den im Strahlengang befindlichen Fresnel-Rhombus vor dem Auftreffen auf die Probe gedreht (s. Abb. 5.1 auf S. 32). Da das Spektrometer nur für parallel zu den Gittern polarisiertes Licht empfindlich ist, nimmt es die Eigenschaft eines Analysators an. In polarisierter Konfiguration wird nur gestreutes Licht detektiert, das nach Auftreffen auf die Probe die Polarisationsrichtung beibehält, da das auf den Fresnel-Rhombus auftreffende Licht parallel zu den Gittern polarisiert ist. In depolarisierter Konfiguration wird nur gestreutes Licht detektiert, dessen Polarisationsrichtung durch die Anregung gedreht wurde. Somit liegen den Spektren unterschiedlicher Polarisationskonfigurationen auch verschiedene Messkonfigurationen zu Grunde. Abhilfe könnte dadurch geschaffen werden, dass der Fresnel-Rhombus aus dem Strahlengang entfernt wird und vor den Eintrittsspalt des Spektrometers ein Polarisator in den Strahlengang gebracht wird, der die Polarisation des von der Probe gestreuten Lichtes dreht. Hierdurch würden für beide Polarisationskonfigurationen gleiche Messbedingungen geschaffen werden.

Die Abhängigkeit von der geometrischen Konfiguration (sw/pw), die offensichtlich einen Einfluss darauf hat, in welcher Polarisationskonfiguration der Sprung zuerst erfolgt, könnte auf der Wechselwirkung des einfallenden und gestreuten Lichtes im Nahfeld der Probe beruhen, da die Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes mit $\lambda \simeq 775$ nm sehr dicht an der Drahtperiode von $p = 700$ nm liegt.

Desweiteren lässt sich der Abbildung 7.32 entnehmen, dass auch die energetischen Positionen der von der ${}^{ak}CDE_{01}$ bzw. ${}^{ak}CDE_{02}$ durchlaufenen Minima polarisationsabhängig sind. Auch hier müssten sich zur Klärung weiterführende Messungen anschließen.

7.3.7 1DES, pw-Geometrie, $U \neq 0$

Im Folgenden werden nun zunächst Messungen an der Probe 700(3) vorgestellt, bei denen ein fester Wellenvektorübertrag von $q = 1.04 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ parallel zu den Drähten (pw-Geometrie) eingestellt wurde, was einem Winkel von 40° zwischen einfallendem Laserlicht und Probennormalen entspricht. Die Messungen wurden unter Variation des angelegten äußeren Feldes von $U = +900$ mV bis $U = -400$ mV in 50 mV-Schritten vorgenommen. Die Darstellung der so erhaltenen Spektren findet sich für beide Polarisationskonfigurationen in Abbildung 7.35.

Die im depolarisierten Spektrum bei -400 mV bzw. ca. 20 meV gut zu beobachtende Anregung stammt entweder aus dem zugrunde liegenden 2DES oder es handelt sich um eine Lumineszenz; diese findet in der Darstellung der Peakpositionen keine Berücksichtigung.

In der Abbildung 7.36 sind die Peakpositionen der in der Abbildung 7.35 gezeigten 1D-Anregungen in Abhängigkeit von der Spannung dargestellt. Deutlich ist auch hier in einem Spannungsbereich von $U = +500$ mV bis $U = +650$ mV eine

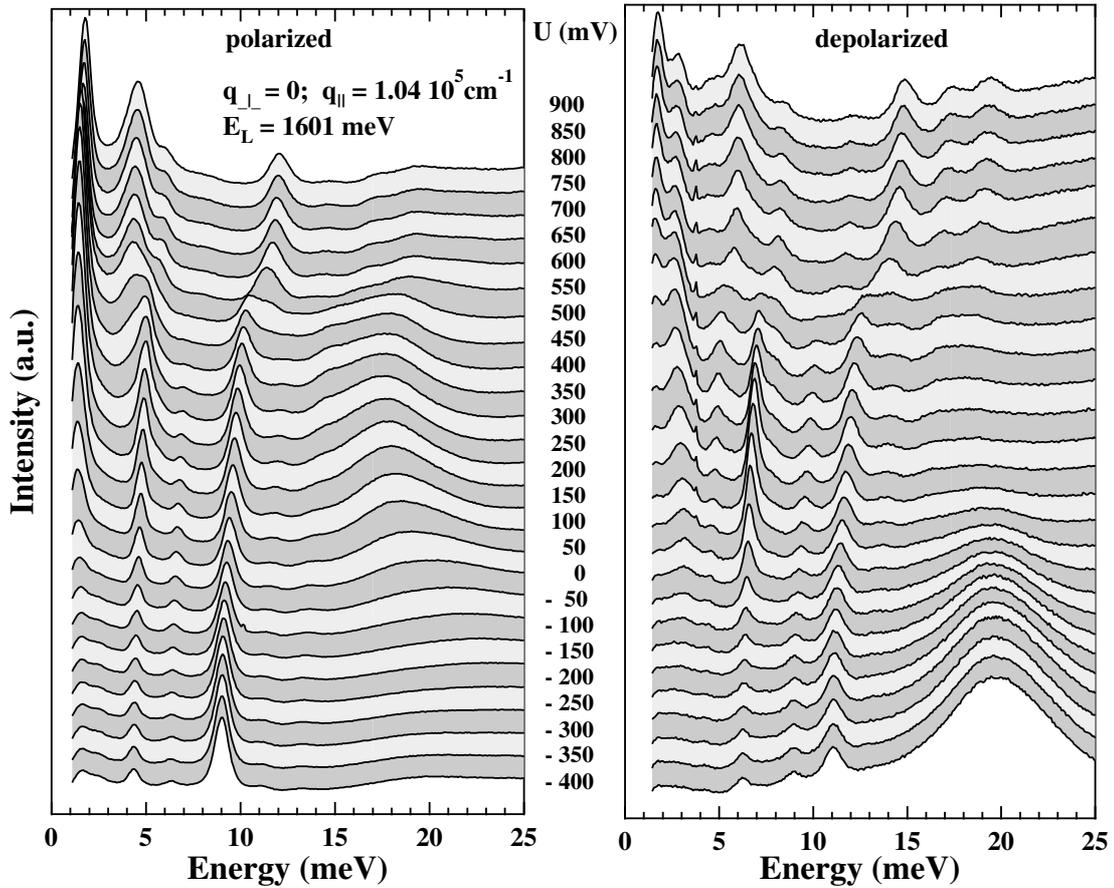


Abbildung 7.35: Variation des angelegten äußeren Feldes in pw-Geometrie für die Probe 700(3).

sprunghafte Änderung der Energien der optischen Plasmonen zu entnehmen. Die durch offene graue Kreise symbolisierte Anregung konnte nicht näher zugeordnet werden.

Wie auch schon den Spektren zu den Dispersionen zu entnehmen war, dominiert die $^{opt}CDE_{02}$ die optischen Intersubband-Anregungen in den polarisierten Spektren. Demgegenüber treten in den depolarisierten Spektren die optischen Intersubband-Plasmonen mit ungeraden Indizes hervor. Dies kann ein Hinweis darauf sein, dass auch die optischen Plasmonen der doppelagigen 1DES analog zu den einlagigen 1DES Paritätsauswahlregeln unterworfen sind (s. hierzu Kapitel 7.2.5 auf S. 58 bzw. [22]). Jedoch muss angemerkt werden, dass in den hier in pw-Geometrie vorliegenden Messungen Anregungen mit ungerader (gerader) Parität auch in den polarisierten (depolarisierten) Spektren beobachtet werden, allerdings mit weit schwächerer Intensität. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, dass diese speziellen Auswahlregeln, von denen vermutet wird, dass sie auf

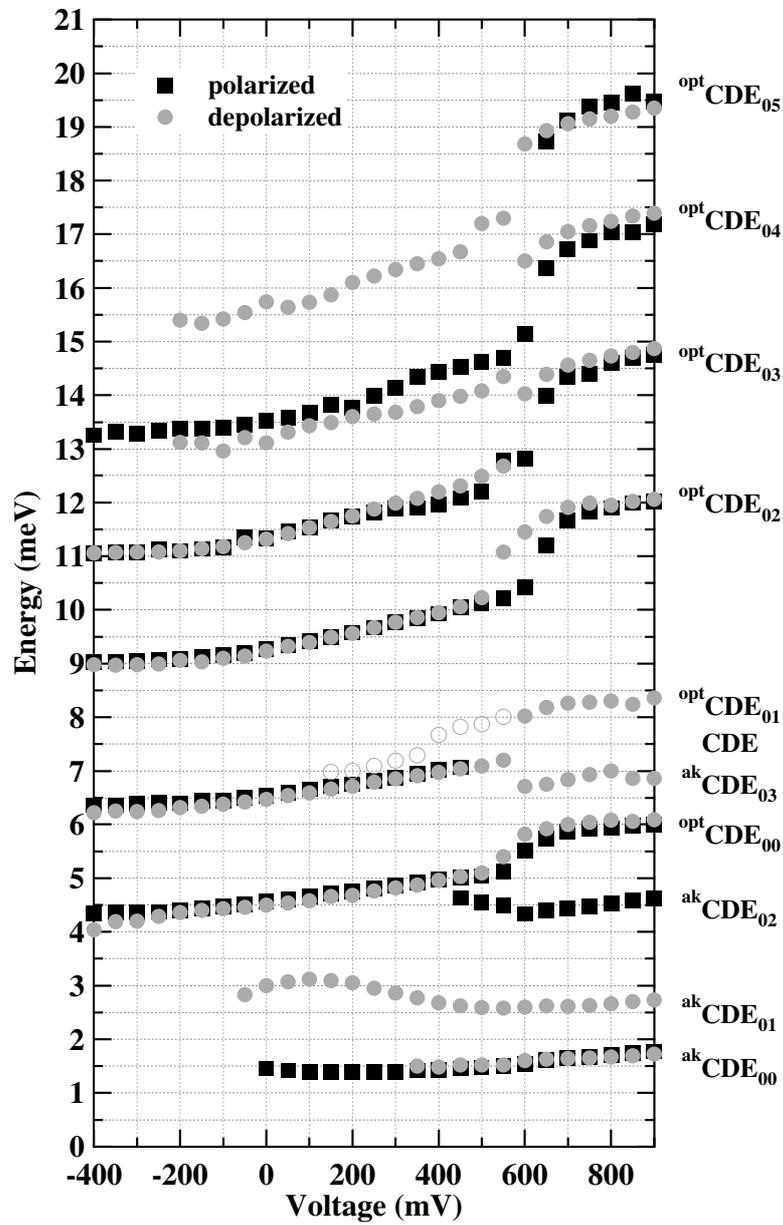


Abbildung 7.36: Peakpositionen der in pw-Geometrie gemessenen Anregungen unter Variation des angelegten äußeren Feldes für die Probe 700(3).

die Nahfeldverteilung in der Drahtprobe zurückzuführen sind [22], noch nicht tiefgründig verstanden sind. Abschließend ließe sich der Sachverhalt jedoch nur durch weiterführende Messungen klären.

Weiterhin ist der Abbildung 7.36 zu entnehmen, dass die ${}^{ak}CDE_{02}$ nur ein schwaches und die ${}^{ak}CDE_{01}$ ein kaum zu beobachtendes Minimum aufweisen. Ursache hierfür könnte sein, dass den Anregungen in Analogie zu den in pw-Geometrie beobachtbaren optischen Plasmonen (s. hierzu 3.1.4 auf S. 19) eine weit kompliziertere Schwingungsform zugrunde liegt, die die Energieabsenkung dämpft.

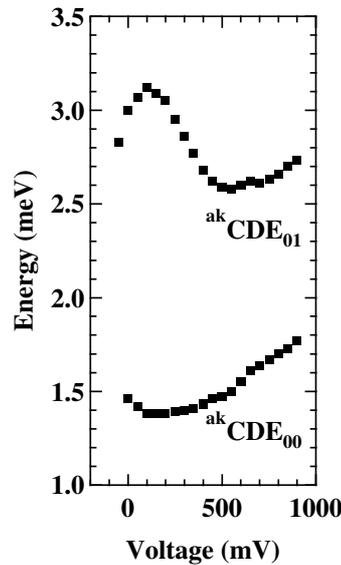


Abbildung 7.37: Peakpositionen der in pw-Geometrie gemessenen ${}^{ak}CDE_{00}$ und der ${}^{ak}CDE_{01}$ unter Variation des angelegten äußeren Feldes für die Probe 700(3).

In der Abbildung 7.37 ist noch einmal ein vergrößerter Ausschnitt aus der Abbildung 7.36 dargestellt, der sowohl die Peakpositionen der ${}^{ak}CDE_{00}$ als auch der ${}^{ak}CDE_{01}$ zeigt. In dieser Darstellung lässt sich erkennen, dass die ${}^{ak}CDE_{01}$ neben dem Minimum bei ca. +550 mV bei einer Spannung von ca. +100 mV ein deutliches Maximum annimmt, dessen Ursprung bisher ungeklärt ist.

Das Minimum der ${}^{ak}CDE_{00}$ wird bei einer Spannung von ca. +200 mV angenommen. Deutlich ist zu erkennen, dass die Minima der ${}^{ak}CDE_{00}$ und der ${}^{ak}CDE_{01}$ nicht bei gleichen Spannungen auftreten. Ursache hierfür könnte sein, dass die Intrasubband-Anregung makroskopisch gesehen eine Schwingung der Ladungsträger in Richtung des Drahtes darstellt und es sich bei der Intersubband-Anregung um eine eher komplizierte Schwingungsform handelt, die aus Schwingungen der Ladungsträger sowohl senkrecht zum Draht als auch in Drahrich-

tung resultiert. Hieraus könnten sich unterschiedliche Abhängigkeiten vom DQT-Potenzial ergeben.

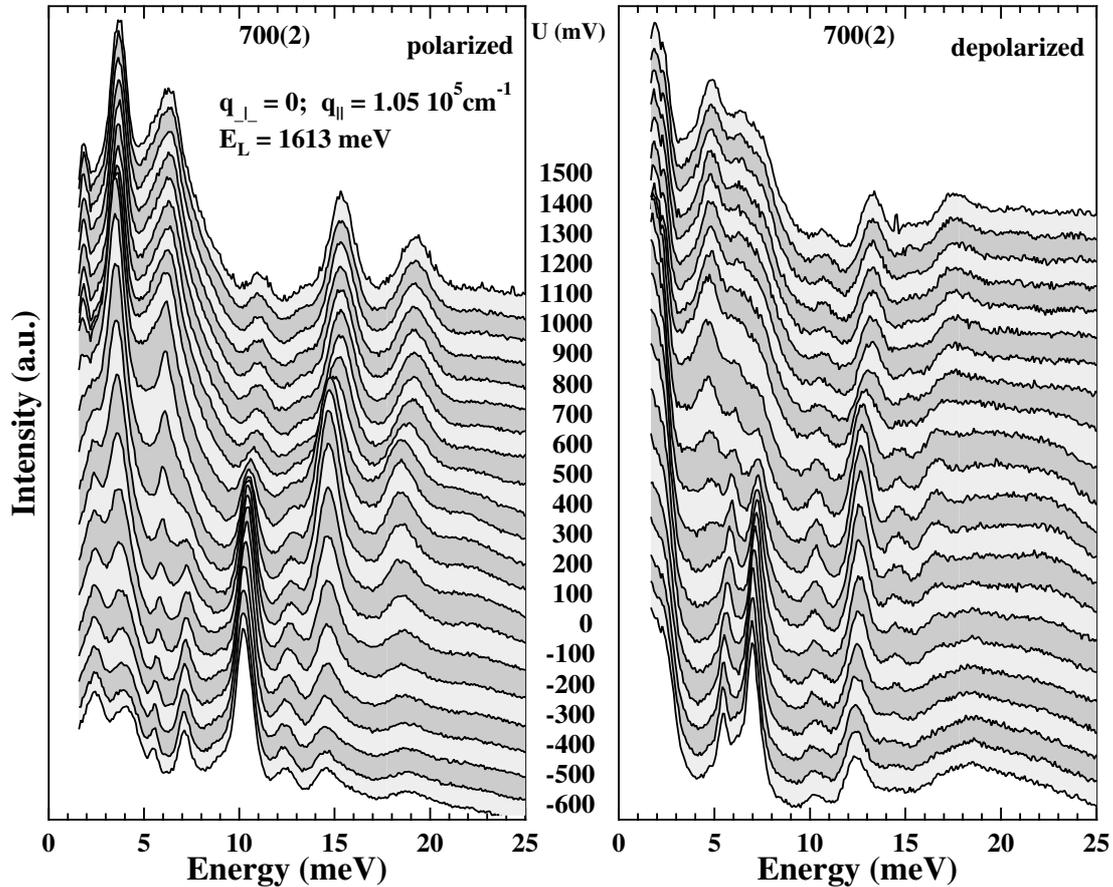


Abbildung 7.38: Spektren unter Variation des angelegten äußeren Feldes in pw-Geometrie für die Probe 700(2).

In den Abbildungen 7.38 und 7.39 sind die Spektren der Probe 700(2) bzw. 700(1) unter Variation des angelegten äußeren Feldes in pw-Geometrie gezeigt. Zu beachten ist beim Vergleich der Spektren bzw. der nachfolgenden Auftragung in Abhängigkeit der Spannung, dass für die Probe 700(2) ein Wellenvektorübertrag von $q = 1.05 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ und für die Probe 700(1) von $q = 1.42 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ zugrunde lag. Direkte Vergleiche der Energien der Anregungen müssen daher über die in der Dispersion bei dem jeweiligen q -Vektor gemessenen Werte erfolgen (s. Abb. 7.26). Die aus diesen Spektren resultierenden Peakpositionen sind für beide Proben in der Abbildung 7.40 aufgetragen.

Sprünge, wie sie in der Probe 700(3) zu beobachten sind, treten nur in der Probe 700(2) auf. In dieser Probe ist der Effekt jedoch weit geringer. Vergleicht man die durch Anlegen der Spannung erreichte energetische Absenkung z.B. der

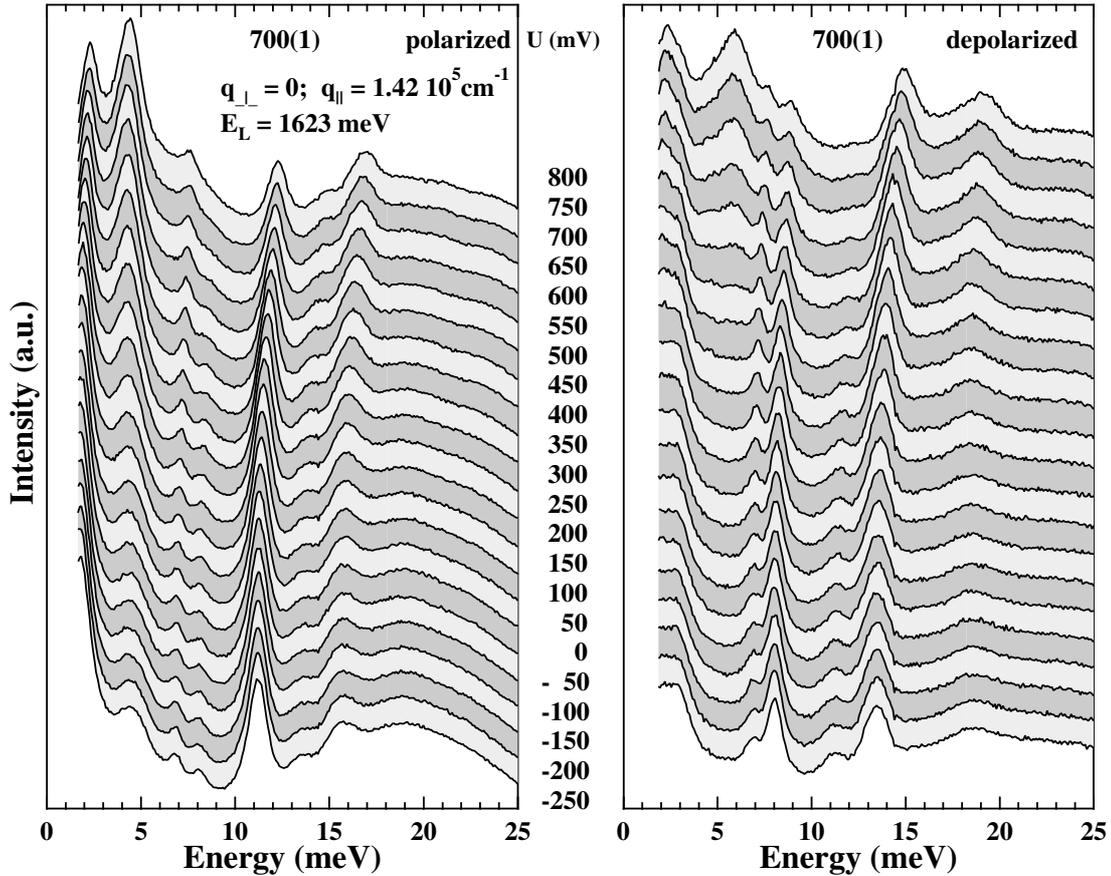


Abbildung 7.39: Spektren unter Variation des angelegten äußeren Feldes in *pw*-Geometrie für die Probe 700(1).

opt CDE_{02} mit der der Probe 700(3) (Abb. 7.36), so kommt man nur auf eine Differenz von 1 meV gegenüber 3 meV bei der Probe 700(3). Die Höhe der Sprünge nimmt mit der Subbandquantenzahländerung zu.

Aufgrund der Untersuchungen der Dispersionen auf der Grundlage des Modells von Eliasson et al. kann davon ausgegangen werden, dass die Proben 700(2) und 700(1) gegenüber der Probe 700(3) mehr besetzte 1D-Subbänder aufweisen. Dies könnte zur Folge haben, dass insbesondere für die Probe 700(1) (Abb. 7.40, rechte Seite) der Spannungsbereich, in dem das unterste besetzte asymmetrische aufgespaltene 1D-Niveau bei Anhebung der Spannung unter das Fermi-Niveau rutscht, nicht überstrichen wird. Wie der rechten Seite der Abbildung 7.40 zu entnehmen ist, konnte in dieser Probe die Elektronendichte bzw. die Topfsymmetrie nur über einen vergleichsweise kleinen Spannungs-Bereich im Vergleich zur auf der linken Seite gezeigten Probe 700(2) variiert werden. Limitierender Faktor ist hier der über das Gate abfließende Leckstrom; wird dieser zu groß, lässt sich das Elektronensystem nicht weiter verarmen. Des Weiteren lässt sich in der Probe

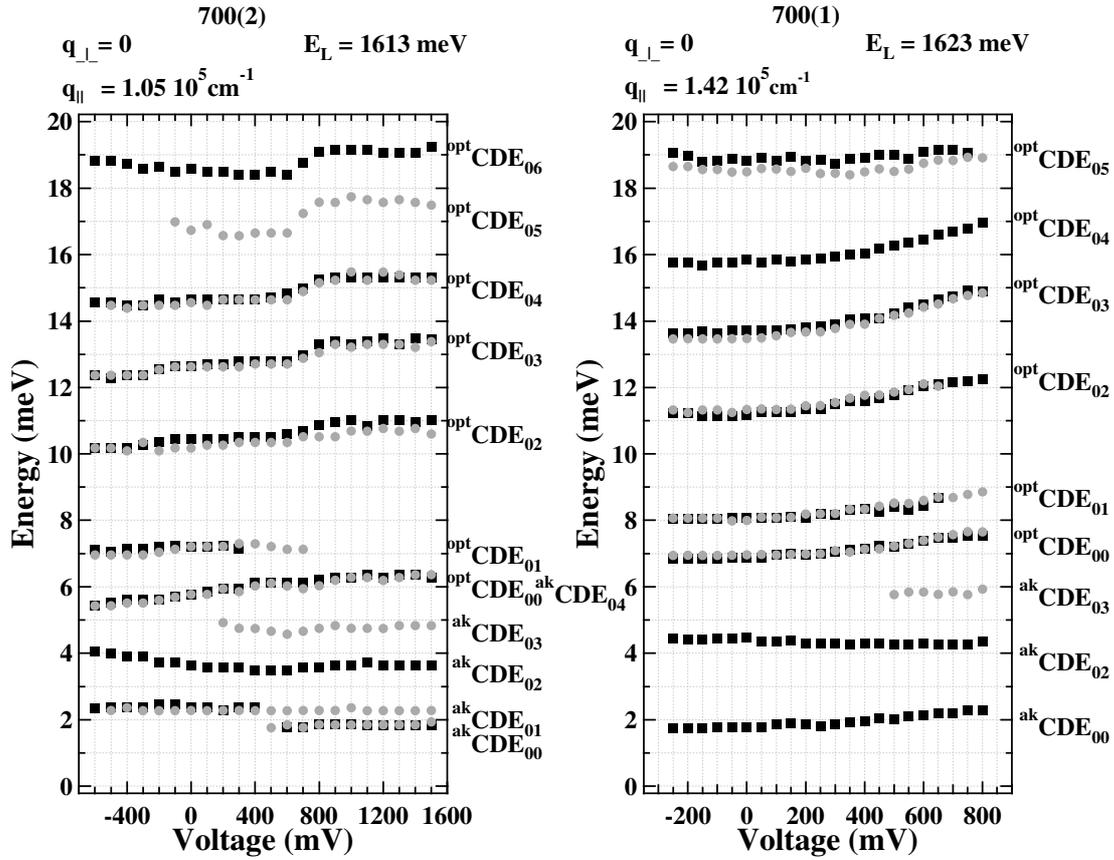


Abbildung 7.40: Peakpositionen der unter Variation des äußeren Feldes in *pw*-Geometrie aufgenommenen Spektren für die Proben 700(2) und 700(1).

700(2) keine Polarisationsabhängigkeit der Sprünge beobachten.

Sowohl die $^{ak}CDE_{02}$ als auch die $^{ak}CDE_{03}$ nehmen in der Probe 700(2) (Abb. 7.40 linke Seite) bei einer Spannung von ca. 500 mV ein Minimum an. Daraus kann geschlossen werden, dass der zugrunde liegende DQT symmetrisch ist. An der Probe 700(1) lassen sich keine Minima in den akustischen Anregungen erkennen. Aus den Messungen in *sw*-Geometrie konnten an diesen Proben keine zu den Messungen an der Probe 700(3) vergleichbaren Beobachtungen gemacht werden. Auf eine Darstellung dieser Spektren wird daher verzichtet.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden auf der Grundlage von ein- und doppelagigen modulati-
onsdotierten 2DES auf GaAs-Basis mit den Methoden der holografischen Litho-
grafie und Tief-Mesa-Trockenätztechnik laterale Quantenstrukturen hergestellt.
Durch das Aufbringen von metallischen Gate-Strukturen auf die Probenober-
flächen konnten die äußeren Potenziale der 1DES verändert werden. Bei den dop-
pelligigen 1DES wurde so eine gleichzeitige Durchstimmung der 1D-Ladungsträ-
gerdichte möglich.

Die elektronischen Anregungen der 1DES wurden mittels Raman-Streuung
untersucht. Die Methode der Raman-Spektroskopie erweist sich als mächtiges In-
strument; neben der Ausnutzung von Polarisationsauswahlregeln und Resonanz-
effekten lassen sich auch endliche Impulsüberträge in die untersuchten Elektro-
nensysteme realisieren. Dadurch eröffnen sich zahlreiche Möglichkeiten, die jewei-
ligen physikalischen Grundlagen der beobachtbaren Einteilchen-, Ladungsdichte-
und Spindichte-Anregungen zu studieren.

Im Bereich der einlagigen 1DES lag der Schwerpunkt auf der Untersuchung
von 1D-Intrasubband-Plasmonen. Die untersuchten Anregungen von Proben un-
terschiedlicher geometrischer Drahtbreiten weisen eine näherungsweise lineare
1D-Wellenvektor-Dispersion auf. Damit konnte eine eindeutige Abweichung ge-
genüber der wurzelförmigen Dispersionskurve eines 2D-Intrasubband-Plasmons
beobachtet werden. Mithilfe von zwei Modellen, die zum einen den Grenzfall nur
eines besetzten 1D-Subbandes (Quantenlimes) und zum anderen den Grenzfall
vieler besetzter 1D-Subbänder zur Grundlage haben, wurde der Einfluss der elek-
tronischen Drahtbreite bzw. der 1D-Gesamtelektronendichte auf sowohl Intra- als
auch Intersubband-Plasmonen untersucht. Daraus ergab sich für die Proben mit
vergleichsweise kleinen elektronischen Drahtbreiten eine eindeutige Signatur für
das Vorhandensein eines strikten 1D-Verhaltens, wie es für Proben im Quanten-
limes vorausgesagt wird.

In einigen Proben waren sowohl Anregungen des 1DES als auch des zugrunde
liegenden 2DES gleichzeitig zu beobachten. Das Anlegen einer negativen Span-
nung verursacht in der Regel eine Verarmung des Elektronensystems. Da die

untersuchten Proben sehr schmale Elektronenkanäle aufweisen, hat sich gezeigt, dass der Einfluss des äußeren Feldes nicht die Elektronendichte, sondern das äußere Potenzial der Elektronensysteme stark beeinflusst. Dies hatte für die 1D-Anregungen eine Anhebung und für die 2D-Anregungen eine Absenkung der Anregungsenergien zur Folge. Dieses gegensätzliche Verhalten konnte auf den Effekt der „Sidegates“ und die damit verbundenen unterschiedlichen geometrischen Bedingungen zurückgeführt werden. Da die 1D-Intersubband-Anregungen auf einer Quantisierung senkrecht zu den Drahtstrukturen basieren, verursacht die angelegte Spannung eine größere Einschnürung des 1DES und damit verbunden eine Anhebung der Anregungsenergien. Im Falle der 2D-Anregungen liegt eine Quantisierung in Wachstumsrichtung vor; das Anlegen eines negativen elektrischen Feldes führt hier zu einer Anhebung des Leitungsbandes gegenüber der Fermi-Energie und damit zu einer Absenkung der Anregungsenergie.

Den doppelagigen stark tunnelgekoppelten 1DES lagen Drahtproben zugrunde, die im Vergleich zu den einlagigen 1DES, breitere Elektronenkanäle aufweisen. Hierdurch wurde eine gleichzeitige Durchstimbarkeit sowohl der 1D-Gesamtelektronendichte als auch der Symmetrie des DPT-Potenzials ermöglicht.

An den doppelagigen 1DES konnten zahlreiche optische und akustische Anregungen beobachtet werden. Erstmals ist es gelungen, akustische 1D-Intersubband-Plasmonen zu spektroskopieren. Diese Anregungen weisen gegenüber den optischen Intersubband-Plasmonen ein stark unterschiedliches Verhalten in einem äußeren Feld auf. Die Messungen haben ergeben, dass die optischen Anregungen stark von der Veränderung der 1D-Elektronendichte abhängen und die akustischen Anregungen stark von der Veränderung der Symmetrie des Doppelquantentopf-Potenzials beeinflusst sind. Durch die Beobachtung relativer Extrema der akustischen Anregungen ließen sich daher Rückschlüsse auf ausgezeichnete Symmetriepunkte des zugrunde liegenden Doppelquantentopfes ziehen. Da es bisher keine theoretischen Untersuchungen im Bereich 1DES mit starker Tunnelkopplung gibt, wurden die Messergebnisse teilweise durch einfache Betrachtungen der Veränderung der Ladungsdichteverteilungen in den räumlich getrennten Elektronensystemen interpretiert.

Unter Einfluss eines endlichen Wellenvektorübertrages parallel zu den Drähten zeigten die an den doppelagigen 1DES gemessenen Dispersionen der optischen Anregungen bei starker Verarmung des 1DES ein eindeutiges eindimensionales Verhalten der Anregungen. Insbesondere das Studium der optischen 1D-Intersubband-Plasmonen auf der Basis eines einfachen hydrodynamischen Modells ließ hier den Schluss zu, dass in der Probe mit der kleinsten elektronischen Drahtbreite bei starker Verarmung des 1DES nur noch wenige 1D-Subbänder besetzt sind. Dann ist eine Beschreibung der hier gemessenen Dispersionen der optischen 1D-Intersubband-Plasmonen nur auf der Basis quantenmechanischer Rechnungen möglich.

Bei einem Wellenvektorübertrag senkrecht zu den Drähten traten insbesondere im Bereich der lokalisierten optischen 1D-Intersubband-Anregungen in der

Probe mit der kleinsten elektronischen Drahtbreite stark ausgeprägte Diskontinuitäten bei Veränderung der angelegten Spannung auf. Durch eine vereinfachte Betrachtung der zugrunde liegenden 1D-Bandstrukturen konnten diese sprunghaften Energieänderungen auf eine Umordnung des zugrunde liegenden 2DES zurückgeführt werden.

Weiterhin ließ sich den Messungen entnehmen, dass das Auftreten der Diskontinuitäten polarisationsabhängig erfolgt. In den bei einem Wellenvektorübertrag parallel zu den Drähten aufgenommenen polarisierten Spektren erfolgten die beobachteten Sprünge bei höheren Spannungen als in den depolarisierten Spektren. Bei einem Wellenvektorübertrag senkrecht zu den Drähten konnte ein umgekehrtes Verhalten beobachtet werden. Auch die beobachteten Minima der akustischen Intersubband-Plasmonen lagen je nach Polarisationskonfiguration bei unterschiedlichen Spannungen. Dieses Verhalten sowohl der optischen als auch der akustischen Intersubband-Anregungen konnte nicht abschließend geklärt werden.

Im Bereich der einlagigen 1DES wäre es sehr interessant, in Anlehnung an die doppellagigen 1DES mit guter Durchstimbarkeit, Proben mit breiteren Elektronenkanälen zu präparieren, um auch hier die Möglichkeit zu nutzen, das Wechselspiel zwischen Änderung des äußeren Potenzials und gleichzeitiger Durchstimmung der Elektronendichte zu studieren. Hierdurch könnte vielleicht ein 1DES untersucht werden, das im Bereich starker Verarmung eine näherungsweise lineare und im Bereich der Anreicherung des Elektronensystems eine wurzelförmige Dispersion des Intrasubband-Plasmons zeigt.

Bei den doppellagigen 1DES sollte die eingehende Untersuchung der akustischen 1D-Intersubband-Plasmonen von starkem Interesse sein, da diese Anregungen die Symmetrieänderung des Doppelquantentopfes direkt widerspiegeln. Insbesondere die Beobachtung eines Maximums in der Anregungsenergie des akustischen Intersubband-Plasmons unter Variation der Spannung bei einem Wellenvektorübertrag parallel zu den Drähten konnte in der vorliegenden Arbeit nicht geklärt werden.

Auch die eingehende Untersuchung der beobachteten Polarisations- bzw. Geometrieabhängigkeit der Sprünge in den Anregungsenergien der optischen Intersubband-Plasmonen bzw. den beobachteten Minima der akustischen Intersubband-Plasmonen könnten gegebenenfalls weitere Aufschlüsse über das Verhalten doppellagiger 1DES unter Einfluss eines äußeren Feldes geben.

Anhang A

Wachstumspläne

Wafer #952

100 Å	GaAs	Cap	
150 Å	Al _{0.33} Ga _{0.67} As		
80 s	Al _{0.33} Ga _{0.67} As	Si- δ -Dotierung	
100 Å	Al _{0.33} Ga _{0.67} As		
20 s	Al _{0.33} Ga _{0.67} As	Si- δ -Dotierung	
500 Å	Al _{0.33} Ga _{0.67} As	Spacer	
250 Å	GaAs	2-DES	
100 Å	Al _{0.33} Ga _{0.67} As	Superlattice	} 100×
30 Å	GaAs		
3000 Å	GaAs	Buffer	
	GaAs	Substrat	

Wafer #981

100 Å	GaAs	Cap	
80 Å	Al _{0.33} Ga _{0.67} As		
38 s	Al _{0.33} Ga _{0.67} As	Si- δ -Dotierung	
280 Å	Al _{0.33} Ga _{0.67} As		
66 s	Al _{0.33} Ga _{0.67} As	Si- δ -Dotierung	
200 Å	Al _{0.33} Ga _{0.67} As	Spacer	
150 Å	GaAs	2-DES	
10 Å	Al _{0.33} Ga _{0.67} As	Barriere	
150 Å	GaAs	2-DES	
410 Å	Al _{0.33} Ga _{0.67} As	Spacer	
23.5 s	Al _{0.33} Ga _{0.67} As	Si- δ -Dotierung	
1000 Å	Al _{0.33} Ga _{0.67} As		
100 Å	Al _{0.33} Ga _{0.67} As	Superlattice	} 50×
30 Å	GaAs		
2500 Å	GaAs	Buffer	
	GaAs	Substrat	

Anhang B

Präparationsparameter

Standardreinigungsprozess:

- 15-20 minütiges Kochen in Aceton - Platzierung der Proben in einem Teflonhalter (Schutz, Identifizierungsmöglichkeit)
- je 3 x 1 min Ultraschallreinigung in Aceton
 - drei Gläser von unterschiedlichem Verschmutzungsgrad
- Abspritzen mit Isopropanol beim Überführen von Glas zu Glas (Beseitigung von Acetonrückständen) und nach dem Reinigungsprozeß
- Trockenblasen mit Stickstoff

Belacken:

- Lackschleuder: 6000 U/min, 60 s, Rampe 250
- Lack (Shipley 1805) und Verdünner (Shipley Thinner) im Verhältnis 1:2

Ausbacken:

- Konvektionsofen: 25 min, 90 °C

Belichtung und Entwicklung:

- Laserleistung: ca. 180 mW
- Belichtungsdauer: siehe Kapitel 6, Präparation
- 45 s Schwenken in Entwicklungsflüssigkeit
- Entwickler (Shipley Microposit Remover) und Reinstwasser im Verhältnis 3:1
- Schwenken im Reinstwasser-Durchlaufbecken zum Stoppen der Entwicklung

Barreln:

- Barrelreaktor: 1 Torr Sauerstoff-Druck; 180 W Leistung, Dauer 60 s

RIE: Plasmaätzenanlage der Fa. Oxford, Plasmalab 80+

- 8 mTorr Prozessdruck; 35 sccm SiCl_4 Prozessgas; 35 W RF-Leistung
- Ätzdauer: 60 s
- Äzttiefe: ca. 170 nm

Metallisierung: Aufdampfanlage der Fa. Balzers, PLS500

- Aufdampfen von 40 nm AuGe; 10 nm Ni; 20 nm AuGe durch Elektronenstrahlverdampfer
- Einlegieren in einem Einlegierofen: 400 °C, 2 min.
- Thermisches Aufdampfen von 7 nm Titan durch Widerstandsverdampfer

Literaturverzeichnis

- [1] K. v. KLITZING, G. DORDA und M. PEPPER: *New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance*. Phys. Rev. Lett 45, 494 1980.
- [2] D. C. TSUI, H. L. STÖRMER und A. C. GOSSARD: *Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit*. Phys. Rev. Lett 48, 1559 1982.
- [3] A. PINCZUK, S. SCHMITT-RINK, G. DANAN, J. P. VALLADARES, L. N. PFEIFFER und K. W. WEST: *Large Exchange Interactions in the Electron Gas of GaAs Quantum Wells*. Phys. Rev. Lett. 63(15), 1633 1989.
- [4] A. MOORADIAN und G. B. WRIGHT: *Observation of the Interaction of Plasmons with Longitudinal Optical Phonons in GaAs*. Phys. Rev. Lett. 16(22), 999 1966.
- [5] A. MOORADIAN: *Light Scattering from Single-Particle Electron Excitations in Semiconductors*. Phys. Rev. Lett. 20(20), 1102 1968.
- [6] D. C. HAMILTON und A. L. MCWORTHER: *Raman Scattering from Spin-Density Fluctuations in n-GaAs*. In: G. B. WRIGHT (Herausgeber): *Light Scattering Spectra of Solids* Seite 309. Springer New York 1969.
- [7] E. BURSTEIN, A. PINCZUK und S. BUCHNER. In: L. H. WILSON (Herausgeber): *Physics of Semiconductors* Seite 1231. The Institut of Physics London 1979.
- [8] A. PINCZUK, H. L. STÖRMER, R. DINGLE, J. M. WORLOCK, W. WIEGMANN und C. GOSSARD: *Observation of Intersubband Excitations in a Multilayer Two Dimensional Electron Gas*. Solid State Commun. 32, 1001 1979.
- [9] G. ABSTREITER und K. PLOOG: *Inelastic Light Scattering from a Quasi-Two Dimensional Electron System in GaAs-Al_xGa_{1-x}As Heterojunctions*. Phys. Rev. Lett. 42(19), 1308 1979.

- [10] W. WEGSCHEIDER, L. N. PFEIFFER, M. M. DIGNAM, A. PINCZUK, K. W. WEST, S. L. MCCALL und R. HULL: *Lasing from Excitons in Quantum Wires*. Phys. Rev. Lett. 71, 4071 1993.
- [11] W. HANSEN, J. P. KOTTHAUS, U. MERKT, CH. SIKORSKI und K. PLOOG: *Intersubband Resonance in Quasi One-Dimensional Inversion Channels*. Phys. Rev. Lett. 58(24), 2586 1987.
- [12] J. S. WEINER, G. DANAN, A. PINCZUK, J. VALLADARES, L. N. PFEIFFER und K. W. WEST: *Electron Gas in Semiconductor Multiple Quantum Wires: Spatially Indirect Optical Transitions*. Phys. Rev. Lett. 63(15), 1641 1989.
- [13] T. EGELER, G. ABSTREITER, G. WEIMANN, T. DEMEL, D. HEITMANN, P. GRAMBOW und W. SCHLAPP: *Anisotropic Plasmon Dispersion in a Lateral Quantum-Wire Superlattice*. Phys. Rev. Lett. 65(14), 1804 1990.
- [14] A. GOLD und A. GHAZALI: *Analytical Results for Semiconductor Quantum-Well Wire: Plasmons, Shallow Impurity States and Mobility*. Phys. Rev. B 41(11), 7626 1990.
- [15] Q. P. LI und S. DAS SARMA: *Elementary Excitation Spectrum of One-Dimensional Electron Systems in Confined Semiconductor Structures: Zero Magnetic Field*. Phys. Rev. B 43(14), 11768 1991.
- [16] A. R. GONI, A. PINCZUK, J. S. WEINER, J. M. CALLEJA, B. S. DENNIS, L. N. PFEIFFER und K. W. WEST: *One-Dimensional Plasmon Dispersion and Dispersionless Intersubband Excitations in GaAs Quantum Wires*. Phys. Rev. Lett. 67(23), 3298 1991.
- [17] A. SCHMELLER, A. R. GONI, A. PINCZUK, J. S. WEINER, J. M. CALLEJA, B. S. DENNIS, L. N. PFEIFFER und K. W. WEST: *Inelastic Light Scattering by Spin-Density, Charge-Density and Single-Particle Excitations in GaAs Quantum Wires*. Phys. Rev. B. 49(20), 14778 1994.
- [18] C. SCHUELLER, G. BIESE, K. KELLER, C. STEINEBACH, D. HEITMANN, P. GRAMBOW und K. EBERL: *Single-particle Excitations and Many-Particle Interactions in Quantum Wires and Dots*. Phys. Rev. B. 54(24), 304 1996.
- [19] G. BIESE, C. SCHÜLLER, K. KELLER, C. STEINEBACH und D. HEITMANN: *Coupling of Lateral and Vertical Electron Motion in GaAs- Al_xGa_{1-x} As Quantum Wires and Dots*. Phys. Rev. B 53(15), 9565 1996.
- [20] M. SASSETTI und B. KRAMER: *Resonant Raman Scattering by Collective Modes of the One-Dimensional Electron Gas*. Phys. Rev. Letters 80(7), 1485 1998.

- [21] F. PEREZ, B. JUSSERAND und B. ETIENNE: *Dispersive and Localized One-Dimensional Plasmons in very Narrow Quantum Wires*. Physica E 7, 521 2000.
- [22] C. DAHL, B. JUSSERAND und B. ETIENNE: *Selection Rules in Raman Scattering by Plasmons in Quantum Wires*. Phys. Rev. B 51(23), 17211 1995.
- [23] F. PEREZ, B. JUSSERAND und B. ETIENNE: *Plasmons and the Quantum Limit in Semiconductor Wires*. Phys. Rev. B 60(19), 13310 1999.
- [24] Q. P. LI, S. DAS SARMA und R. JOYNT: *Elementary Excitations in One-Dimensional Quantum Wires: Exact Equivalence between the Random-Phase Approximation and the Tomonaga-Luttinger Model*. Phys. Rev. B 45(23), 13713 1992.
- [25] M. SASSETTI und B. KRAMER: *Theory of Resonant Raman Scattering from Low-Energy Collective Excitations of Interacting Electrons in Quantum Wires*. Eur. Phys. J. B 4, 357 1998.
- [26] M. SASSETTI, F. NAPOLI und B. KRAMER: *Interband Collective Electronic Excitations in Resonant Raman Scattering of Two-Subband Quantum Wires*. Eur. Phys. J. B 11, 643 1999.
- [27] D. W. WANG, A. J. MILLIS und S. DAS SARMA: *Where ist the Luttinger Liquid in One-Dimensional Semiconductor Quantum Wire Structures?* Phys. Rev. Lett. 85(21), 4570 2000.
- [28] R. DECCA, A. PINCZUK, S. DAS SARMA, B. S. DENNIS, L. N. PFEIFFER und K. W. WEST: *Absence of Spin-Density Excitations in Quasi-Two-Dimensional Electron Systems*. Phys. Rev. Lett. 72(10), 1506 1994.
- [29] V. PELLEGRINI, A. PINCZUK, B. S. DENNIS, A. S. PLAUT, L. N. PFEIFFER und K. W. WEST: *Collapse of Spin Excitations in Quantum Hall States of Coupled Electron Double Layers*. Phys. Rev. Lett. 78(2), 310 1997.
- [30] A. S. PLAUT, A. PINCZUK, P. I. TAMBORENEA, B. S. DENNIS, L. N. PFEIFFER und K. W. WEST: *Absence of Unstable Zero-Field Intersubband Spin Excitations of Dilute Electron Bilayers*. Phys. Rev. B 55(15), 9282 1997.
- [31] D. S. KAINTH, D. RICHARDS, H. P. HUGHES, M. Y. SIMMONS und D. A. RITCHIE: *Temperature-Dependent Landau Damping of the Acoustic Plasmon in a Bilayer System*. Phys. Rev. B 57(4) 1998.
- [32] D. S. KAINTH, D. RICHARDS, A. S. BHATTI, H. P. HUGHES, M. Y. SIMMONS, E. H. LINFIELD und D. A. RITCHIE: *Angle-Resolved Raman*

- Spectroscopy of the Collective Modes in an Electron Bilayer.* Phys. Rev. B 59(3), 2095 1999.
- [33] M.-T. BOOTSMANN, C.-M. HU, CH. HEYN, D. HEITMANN und C. SCHÜLLER: *Acoustic Plasmons and Indirect Intersubband Excitations in Tunneling-Coupled GaAs-AlGaAs Double Quantum Wells.* Phys. Rev. B 67, 121309 2003.
- [34] S. HOLLAND, C.-M. HU, CH. HEYN und D. HEITMANN: *Plasmons in Tunneling Coupled Bilayer Systems with Tunable Space Symmetry Studied by Far-Infrared Spectroscopy.* Phys. Rev. B 66, 73305 2002.
- [35] S. DAS SARMA und E. H. HWANG: *Plasmons in Coupled Bilayer Structures.* Phys. Rev. Lett. 81(19), 4216 1998.
- [36] P. G. BOLCATTO und C. R. PROETTO: *Comment on „Plasmons in Coupled Bilayer Structures“.* Phys. Rev. Lett. 85(3), 679 2000.
- [37] P. G. BOLCATTO und C. R. PROETTO: *Spin-Density and Charge-Density Excitations in the Paramagnetic Phase of Semiconductor Double Quantum Well Systems.* Phys. Rev. Lett. 85(8), 1734 2000.
- [38] C.-M. HU, C. SCHÜLLER und D. HEITMANN: *Space-Asymmetry-Induced Plasmon Mode Mixing and Anticrossing in Coupled Bilayer Structures.* Phys. Rev. B 64, 73303 2001.
- [39] J. JAIN und S. DAS SARMA: *Elementary Excitations in a Quasi-Two-Dimensional Electron Gas.* Phys. Rev. B 36(11), 5949 1987.
- [40] C.-M. HU und D. HEITMANN: *Bilayer Quantum Transistor.* Appl. Phys. Lett. 77, 1465 2000.
- [41] T. DEMEL, D. HEITMANN, P. GRAMBOW und K. PLOOG: *Far-Infrared Response of One-Dimensional Electronic Systems in Single- and Two-Layered Quantum Wires.* Phys. Rev. B 38(17), 12732 1988.
- [42] V. SHIKIN, T. DEMEL und D. HEITMANN: *Optical and Acoustic Plasmons in Two-Layered Quantum Wires.* Phys. Rev. B 46(7), 3971 1992.
- [43] C. STEINEBACH, D. HEITMANN und V. GUDMUNDSSON: *Far-infrared Absorption of Interaction-Induced Ground States of Two Weakly Coupled Quantum Wires.* Phys. Rev. B 58(20), 13944 1998.
- [44] L. EAVES: *Conduction Band and Valence Band Offset at the GaAs/AlGaAs Heterostructure Interface.* In: *Properties of GaAs* Band 2 der Reihe *EMIS Datareviews Series*. Inspec, London and New York 1990.

- [45] P. HOHENBERG und W. KOHN: *Inhomogeneous Electron Gas*. Phys. Rev. B 136, 864 1964.
- [46] W. KOHN und L. J. SHAM: *Self-Consistent Equations Including Exchange and Correlation Effects*. Phys. Rev. A 140, 1133 1965.
- [47] L. J. SHAM und W. KOHN: *One-Particle Properties of an Inhomogeneous Electron Gas*. Phys. Rev. 145(2), 561 1966.
- [48] T. ANDO, A. B. FOWLER und F. STERN: *Electronic Properties of Two-Dimensional Systems*. Rev. Mod. Phys. 54, 437 1982.
- [49] G. BASTARD: *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*. Les editions des physique Les Ulis Cedex, France 1988.
- [50] H. EHRENREICH und M. H. COHEN: *Self-consistent Field Approach to the Many-Electron Problem*. Phys. Rev. 115(4), 786 1959.
- [51] F. STERN: *Polarizability of a Two-Dimensional Electron Gas*. Phys. Rev. Lett. 18(14), 546 1967.
- [52] D. A. DAHL und L. J. SHAM: *Electrodynamics of Quasi-Two-Dimensional Electrons*. Phys. Rev. B 16(2), 651 1977.
- [53] S. DAS SARMA und J. J. QUINN: *Collective Excitations in Semiconductor Superlattices*. Phys. Rev. B 25(12), 7603 1982.
- [54] S. DAS SARMA: *Quantum Size Effects on the Plasma Dispersion in Quasi-Two-Dimensional Electron Systems*. Phys. Rev. B 29(4), 2334 1984.
- [55] L. WENDLER und R. PECHSTEDT: *Coupled Intra- and Intersubband Plasmon-Phonon Modes in Double Heterostructures*. Phys. Rev. B 35(11), 5887 1987.
- [56] T. ANDO: *Self-consistent Results for a $Al_xGa_{1-x}As$ Heterojunction. Subband Structure and Light-Scattering Spectra*. J. Phys. Soc. Jap. 51, 3893 1982.
- [57] S. KATAYAMA und T. ANDO: *Light Scattering by Electronic Excitations in n-type $Al_xGa_{1-x}As$ Superlattices*. J. Phys. Soc. Jap. 54, 1615 1985.
- [58] G. ELIASSON, P. HAWRYLAK und J. J. QUINN: *Inelastic Light Scattering by Collective Charge-Density Excitations in $Al_xGa_{1-x}As$ Superlattices*. Phys. Rev. B 35, 5569 1987.
- [59] I. K. MARMORKOS und S. DAS SARMA: *Interacting Intersubband Excitations in Parabolic Semiconductor Quantum Wells*. Phys. Rev. B 48(3), 1544 1993.

- [60] M. S.-C. LUO, S. L. CHUANG, S. SCHMITT-RINK und A. PINCZUK: *Many-body Effects on Intersubband Spin-Density and Charge-Density Excitations*. Phys. Rev. B 48, 11086 1993.
- [61] A. V. CHAPLIK und D. HEITMANN: *Geometric Resonances of Two-Dimensional Magnetoplasmons*. J. Phys. C 18, 3357 1985.
- [62] S. E. LAUX, D. J. FRANK und F. STERN: *Quasi-One-Dimensional Electron States in a Split-Gate GaAs/AlGaAs Heterostructure*. Surface Science 196, 101 1988.
- [63] C. STEINEBACH, R. KRAHNE, G. BIESE, C. SCHÜLLER, D. HEITMANN und K. EBERL: *Internal Electron-Electron Interactions in One-Dimensional Systems Detected by Raman Spectroscopy*. Phys. Rev. B 54(20), 14281 1996.
- [64] T. DEMEL, D. HEITMANN, P. GRAMBOW und K. PLOOG: *One-Dimensional Plasmons in AlGaAs/GaAs Quantum Wires*. Phys. Rev. Lett. 66(20), 2657 1991.
- [65] E. ULRICH, G. BIESE, C. STEINEBACH, C. SCHÜLLER und D. HEITMANN: *One-Dimensional Plasmons in Magnetic Fields*. Phys. Rev. B 56(20), 12760 1997.
- [66] G. ELIASSON, J.-W. WU, P. HAWRYLAK und J. J. QUINN: *Magnetoplasma Modes of a Spatially Periodic Two-Dimensional Electron Gas*. Solid State Commun. 60(1), 41 1986.
- [67] S. DAS SARMA und W.-Y. LAI: *Screening and Elementary Excitations in Narrow-Channel Semiconductor Microstructures*. Phys. Rev. B 32(2), 1401 1985.
- [68] W. QUE: *Quantum theory of Plasmons in Lateral Multiwire Superlattices: Intrasubband Plasmons and their Coupling to Intersubband Plasmons*. Phys. Rev. B 43(9), 7127 1991.
- [69] C. STEINEBACH, D. HEITMANN und V. GUDMUNDSSON: *Far-Infrared Absorption of Acoustic and Optical Magnetoplasmons in Double-Layered Quantum Wires*. Phys. Rev. B 56(11), 6742 1997.
- [70] E. BURSTEIN, A. PINCZUK und D. S. MILLS: *Inelastic Light Scattering by Charge Carrier Excitations of Two-Dimensional Plasmas: Theoretical Considerations*. Surface Science 2, 451 1980.
- [71] G. DANAN, A. PINCZUK, J. P. VALLADARES, L. N. PFEIFFER, K. W. WEST und C. W. TU: *Coupling of Excitons with Free Electrons in Light Scattering from GaAs Quantum Wells*. Phys. Rev. B 39(8), 5512 1989.

- [72] E. O. KANE: *Band Structure of Indium Antimonide*. J. Phys. Chem Solids 1, 249 1957.
- [73] P. GRAMBOW: *Technologie und Untersuchung nanostrukturierter Halbleitersysteme*. Doktorarbeit Technische Hochschule Darmstadt 1992.
- [74] I-H. TAN, G. L. SNIDER, L. D. CHANG und E. L. HU: *A Self-Consistent Solution of Schrödinger-Poisson Equations using a Nonuniform Mesh*. J. Appl. Phys. 68(8), 4071 1990.
- [75] A. F. DETHLEFSEN: *Elektronische Raman-Spektroskopie an lateralen Quantenstrukturen*. Diplomarbeit Universität Hamburg 2000.

Danksagung

Hiermit möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Prof. Dr. Detlef Heitmann sage ich herzlichen Dank für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, die Übertragung der interessanten Aufgabe, für die sehr gute Betreuung und die hilfreichen Diskussionen.

Prof. Dr. Ulrich Merkt danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens der Dissertation.

Dr. habil. Christian Schüller sage ich vielen herzlichen Dank für die hervorragende Betreuung und die immer wieder fruchtbaren Diskussionen.

Dem Bundesministerium für Bildung und Forschung danke ich für die finanzielle Unterstützung der vorliegenden Arbeit durch das Forschungsvorhaben BMBF 01 BM 905.

Für eine Einführung in doppelgigige 2DES und seine motivierende Art sage ich Dr. Can Ming Hu vielen Dank.

Dipl. Phys. Gerwin Chilla danke ich für die nette Zusammenarbeit im Raman-Labor und im Reinstraum.

Dipl. Phys. Wolfgang Thurau gilt mein Dank für die vielen Diskussionen und die Einführung in den Poisson-Solver.

Den Doktoren Lars, Tobias und Haiko sage ich für die tolle Bürogemeinschaft vielen Dank.

Dem MBE-Team gilt mein Dank für die maßgeschneiderten Proben.

Der feinmechanischen Werkstatt sage ich vielen Dank für die gute Zusammenarbeit.

Den Gruppen H, W und N danke ich für das tolle Arbeitsklima.

Für die umfangreiche Unterstützung in jeder Hinsicht während meines gesamten Studiums bedanke ich mich bei meiner Familie.

Allen meinen Freunden, die mich im Laufe meines Studiums unterstützt haben, sage ich vielen Dank. Besonderer Dank geht an Michael Volk für das Lesen dieser Arbeit, die Verbesserungsvorschläge und die vielen Gespräche.