

Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstr. 1, D-70569 Stuttgart

**Maßgeschneiderte Nano-Komponenten: Herstellung und Funktionalisierung
(MANAKO)
Abschlussbericht**

Förderkennzeichen: 03N8711

Bewilligungszeitraum: 01.10.2003-30.06.2007

Berichtszeitraum: 01.10.2003-30.06.2007

Projektleiter: Prof. Dr. Oliver G. Schmidt

Hauptsächlich beteiligte wissenschaftliche Mitarbeiter:

Dr. G. S. Kar, Dr. S. Kiravittaya, Dr. A. Rastelli, Dr. R. Songmuang, Dr. M. Stoffel, Dr. C. Deneke, Dr. U. Denker, H. Heidemeyer, Dr. Z. Zhong, Dr. N. Y. Jin-Phillipp, Dr. R. Zapf-Gottwick, F. Cavallo, T. Zander, Dr. T. Merdzhanova, L. Wang, D. Thurmer

Datum: 28.02.2008

Prof. Dr. Oliver G. Schmidt

Aufgabenstellung

Lithografische Methoden sollten verbunden werden mit Selbstorganisation, um Quantenpunkte, Nanoinseln und aufgerollte Mikro- und Nanoröhren aus Halbleitern exakt zu positionieren und zu funktionalisieren. Die Quantenpunkte sollten sowohl in dicht gepackten Feldern geordnet als auch isoliert positioniert werden. Für die Nanoröhren waren detaillierte Untersuchungen zum Aufrollprozess und Füllung geplant. Die Herstellung der Nanostrukturen erfordert weitreichende strukturelle, optische und elektronische Untersuchungen. Die exakte Positionierung erlaubt eine spätere Adressierung der Nanostrukturen in neuartigen Bauelementen, wie z. B. Einzelphotonquelle, Einzelelektrontransistor, Nanospulen, Röhrenlaser oder ein auf Ge Inseln basierender Feld-Effekt Transistor. Die Konzeptvalidierung eines neuartigen Transistors zusammen mit der Firma Freescale Semiconductors (damals: MOTOROLA) war geplant.

Erzielte Ergebnisse

I. Untersuchungen zum Bildungsprozess von SiGe Inseln

I.1 Laterale Bewegung selbstorganisierter SiGe Inseln

In diesem Abschnitt zeigen wir, dass sich selbstorganisierte SiGe Inseln auf dem Substrat bewegen, wenn Sie nach der Bildung für eine gewisse Zeit in-situ getempert werden. Diese Bewegung wird durch einen asymmetrischen Vermischungsprozess getrieben, der zu unerwartet komplexen Legierungsprofilen innerhalb der Inseln führt. Unsere Studie lässt vermuten, dass unsere Erkenntnis allgemein für eine Vielzahl von Materialsystemen Relevanz besitzt.

Bei den untersuchten Proben wurde Ge mit einer Rate von 0.04 ML pro Sekunde bei einer Substrattemperatur von 740°C aufgedampft. Die Proben wurden nach dem Wachstum in der Kammer bei 740 °C für unterschiedlich lange Zeiten getempert. Anschließend wurden die Proben schnellstmöglich abgekühlt, aus der Kammer entnommen und bei Raumtemperatur geätzt. Als Ätzlösungen wurden HF: H₂O₂: CH₃COOH (BPA) oder NH₄OH:H₂O₂ benutzt. Beide Ätzlösungen greifen SiGe Legierungen an und lassen Si unversehrt. Dieselben Probenoberflächen wurden mittels AFM vor und nach dem selektiven Ätzen sichtbar gemacht, so dass eine eindeutige Aussage über den Bildungsprozess und den Vermischungszustand einer einzelnen Insel gemacht werden kann.

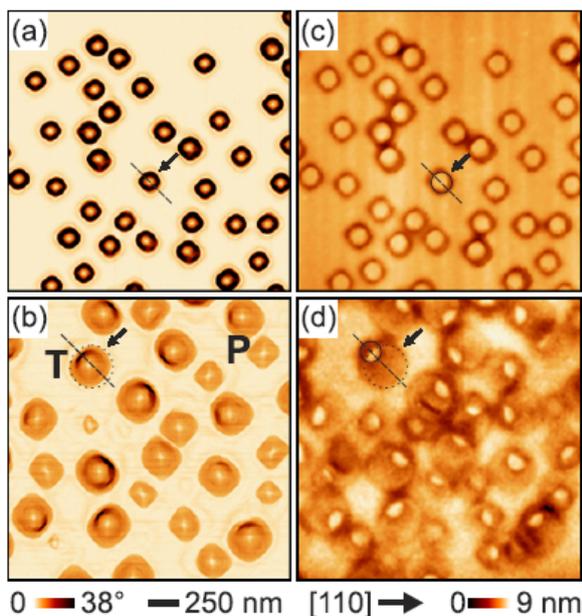


Abb. 1. Probenoberflächen von SiGe Inseln vor ((a) und (b)) und nach ((c) und (d)) einem selektiven Ätzprozess. Die Probe in (a) und (c) wurde nicht getempert, während die Probe in (b) und (d) für 20 min. getempert wurde.

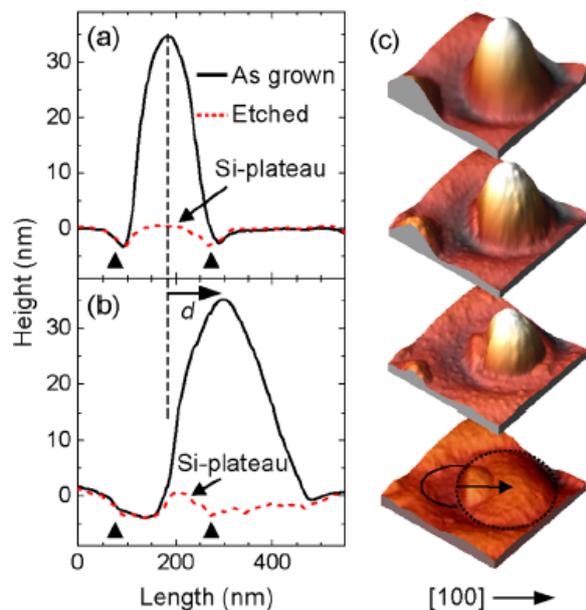


Abb. 2. Linienscans einer (a) nicht-getemperten und (b) einer getemperten SiGe Insel vor und nach der Wegnahme der Insel. (c) Unterschiedliche Stadien derselben SiGe Inseln während des selektiven Ätzens mit NH₄OH:H₂O₂

Abbildung 1 (a) zeigt eine AFM-Aufnahme von SiGe Inseln ohne Tempersschritt. Die Inseln bestehen aus „Domes“ und „Barns“ und haben eine mittlere Höhe von 41 nm. Nach einem 20 minütigen Tempersschritt transformieren sich die SiGe Inseln in Transitionsstrukturen und Pyramiden um (Abb. 1 (b)). Die Transitionsstrukturen sind asymmetrisch und haben eine „Dome“-artige Flanke während die gegenüberliegende Seite pyramidenartig ist. Die AFM-Bilder derselben Oberfläche nach dem selektiven Ätzen sind in Abb. 1 (c) und 1 (d) gezeigt. Nach dem Ätzen erkennt man nur noch Plateaus auf der Oberfläche, die ursprünglich unter

den Inseln waren. Diese Plateaus sind kreisförmig (Abb. 1 (c)) und von einem quadratischen Graben umgeben. Das Ätzen der getemperten Probe lässt halbmondartige Plateaus erscheinen, die durch asymmetrische Gräben umgeben sind (Abb. 1 (d)). Indem wir die Halbmonde mit den ursprünglichen Plateaus vergleichen, finden wir heraus, dass halbmondartigen Plateaus Überreste der kreisförmigen Plateaus sind. Während die Spitze der Insel für die nicht-getemperte Probe exakt über der Mitte des Plateaus liegt, ist sie für die getemperte Probe deutlich aus der Mitte verschoben. Wir können

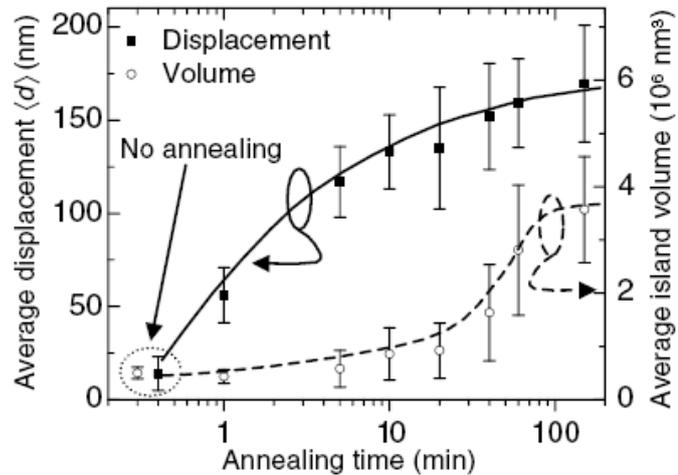


Abb. 3. Bewegungsdistanz und Volumen selbstorganisierter SiGe Inseln als Funktion der Temperzeit.

aus diesen Messungen also eindeutig lernen, dass sich die Inseln während des Temperns nicht nur vermischen und verformen, sondern auch auf der Oberfläche bewegen.

Diese Erkenntnis wird noch deutlicher in Abb. 2, in der wir Linienscans von einzelnen Inseln vor (durchgezogene Linien) und nach (gepunktete Linien) dem Ätzen zeigen. Abbildung 2 (a) zeigt eine typische „Dome“-Insel, die auf einem symmetrischen Plateau sitzt, das nach dem Ätzen sichtbar wird. Abbildung 2 (b) zeigt eine Transitionsinsel, die eine steile Facette links an der tiefen Grabenseite besitzt und eine flachere Facette an der anderen Seite. Das Ätzen lässt ein asymmetrisches Plateau unter der steilen Inselseite erscheinen. Die Fläche aus tiefen Graben und Plateau entspricht dabei exakt der Fläche des Plateaus unter einer nicht getemperten Insel. Der Pfeil, der mit d gekennzeichnet ist, gibt die Distanz an, über die sich die Spitze der Insel bewegt hat. Unsere Ergebnisse können durch eine Inselbewegung erklärt werden, die durch Materialabnahme an einer Seite der Insel und Materialanlagerung an der anderen Seite der Insel zustande kommt. Als Konsequenz dieser Bewegung wird ein Teil des ursprünglich kreisartigen Plateaus freigelegt. Aufgrund der starken Verspannung am Fuß der Insel diffundiert Material des Plateaus weg und der Graben vergrößert sich. Der Teil des Plateaus, der von der Insel verdeckt bleibt, ändert sich nicht. Zur selben Zeit bewegt sich die andere Seite der Inseln und erzeugt dadurch ständig einen neuen flachen Graben, der kurz danach wieder durch die Inselbewegung überdeckt wird.

Die Bewegung der Insel ist eine Funktion der Temperzeit. Dies wird quantifiziert, indem wir die Distanz d für unterschiedliche Temperzeiten messen (Abb. 3). Die Bewegung ist schnell am Anfang und sättigt für längere Temperzeiten von ungefähr 20 min. Im Verlauf der Bewegung werden die Inseln größer. Wir erklären die Sättigung der Bewegung damit, dass die Inseln nach einer gewissen Zeit komplett vermischt sind und es keine treibende Kraft gibt, diesen Bewegungsprozess weiter zu treiben.

I.2 Fußabdrücke von selbstorganisierten SiGe Inseln

Wie wir im vorherigen Abschnitt gesehen haben, hinterlassen die SiGe Inseln beim Wachstum Gräben auf der Oberfläche. Diese Gräben interpretieren wir als Fußabdrücke, die wir nutzen können, um ein detailliertes Verständnis von den Nukleations- und Wachstumsmechanismen der Inseln zu erlangen. Im Folgenden werden wir herausfinden, dass uns die Fußabdrücke die Möglichkeit eröffnen, wachsende von sich auflösenden Inseln zu unterscheiden und damit Aussagen über das thermodynamische Gleichgewicht der einzelnen Inseln und des gesamten Inselensembles zu machen.

Abbildungen 4 (a) und (b) zeigen AFM Bilder von Proben mit 5 ML Ge bei 740°C und 6 ML Ge bei 840 °C, respektive. Auf beiden Oberflächen existieren unterschiedliche Inseltypen: Voll ausgebildete „Dome“-Inseln (D), Transistionsinseln (TD), Pyramiden (P), gestutzte Pyramiden (TP) und unfacettierte Pre-Pyramiden (PP). Die großen Inseln sind typischerweise von einem Graben umgeben. Bemerkenswerterweise gibt es aber auch leere Gräben, die keine Inseln umgeben. Diese speziellen Gräben sind gut in Abb. 4 (c) und (d) zu erkennen. Die offensichtliche Interpretation ist, dass sich zunächst Inseln bilden, die einen Graben bilden. Anschließend werden die Inseln wieder kleiner und lösen sich schließlich komplett auf, so dass ein leerer Graben zurückbleibt. Des weiteren können wir Inseln identifizieren (siehe Pfeile), deren Basisfläche deutlich kleiner ist als die vom Graben umrandete Fläche. Der Graben markiert die maximal erreichte Größe einer Insel, so dass uns die kleinere Ausdehnung der Inseln relativ zur Grabengröße sagt, dass sich diese speziellen Inseln in einem Schrumpfprozess befinden. Unsere Beobachtung lässt demnach zu, wachsende von schrumpfenden Inseln zu unterscheiden.

Eine Abfolge repräsentativer schrumpfender Inseln ist in Abb. 5 gegeben, und zwar in einer Falschfarbendarstellung, die die Facetten der Inseln betont. Gestutzte Pyramiden lassen sich gut von Pyramiden und Pre-Pyramiden unterscheiden, weil sie eine dunkle Region an den Seiten (Facetten) aufweisen und oben herum heller (keine Spitze) erscheinen. Dagegen erscheinen Pyramiden so gut wie komplett dunkel und Pre-Pyramiden komplett hell.

Abbildung 5 sagt somit aus, dass sich Pyramiden über TPs und PPs komplett auflösen. Dieser Auflösungsprozess ist exakt

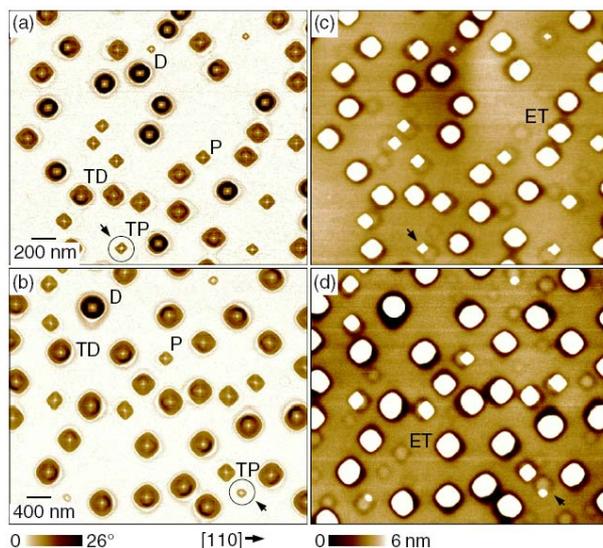


Abb. 4. SiGe Inseln auf Si(001) bei (a),(c) 740°C und (b),(d) 840 °C. In den Bildern (a) und (b) gibt die dunklere Farbe eine stärkere Steigung der Oberfläche an. In (c) und (d) ist die Farbe ein Maß für die Höhe der Oberfläche. Die Abkürzungen werden im Text erklärt.

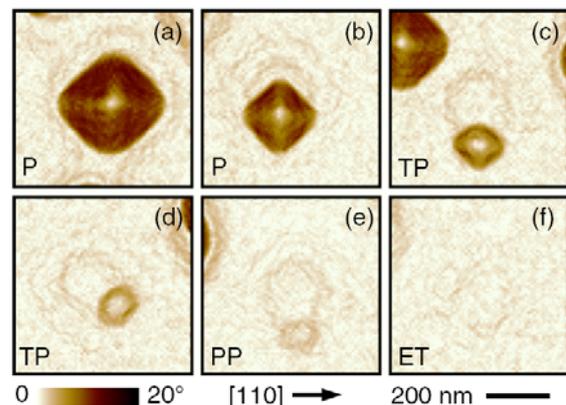


Abb. 5. Abfolge von AFM Bildern, die den Übergang von Pyramiden (P) zu gestutzten Pyramiden (TP), Pre-Pyramiden (PP) bis zu leeren Gräben (ET) darstellt. Der Schrumpfprozess der Inseln ist nicht-ähnlich und dokumentiert den thermodynamischen Gleichgewichtszustand von Inselnform und Facettierung.

reversibel zum Bildungsprozess von selbstorganisierten SiGe Inseln. Die Reversibilität ist ein starkes Indiz dafür, dass die Form und Facettierung der Inseln thermodynamisch bestimmt ist. Das Inselensemble dagegen befindet sich in einem Reifungsprozess, der kinetisch limitiert ist, und sich in keinem thermodynamischen Gleichgewicht befindet.

I.3 Dendrochronologie verspannter SiGe Inseln

Wir konnten erstmals beobachten, dass verspannte SiGe Inseln ab einer kritischen Größe baumringartige Fußspuren auf dem Substrat hinterlassen. Diese Fußspuren konnten wir interpretieren und so tief greifende Erkenntnisse über das Wachstum von verspannten Inseln erlangen.

Abbildung 6 (a) und (b) zeigen AFM-Bilder nach der Abscheidung von 15 ML Ge auf Si(001) bei 620 °C bzw. 740 °C. In beiden Bildern erkennt man unterschiedliche Inselmorphologien wie z.B. kohärent verspannte multifacettierte Inseln und große Superdomes. Der Hauptunterschied ist die Inselgröße, die aufgrund verstärkter Vermischungseffekte bei höherer Temperatur in Abb. 6 (b) größer ist. Nachdem die Inseln selektiv nasschemisch weggeätzt wurden, erhält man die AFM Bilder der gleichen Probenbereiche in Abb. 6 (c) bzw. 6 (d). Die kleinen Inseln hinterlassen dabei kreisförmige Plateaus, die von quadratischen Gräben umgeben sind. Die großen Inseln dagegen hinterlassen kompliziertere Fußspuren, die aus fast konzentrischen Ringen bestehen und ein zentrales Plateau umgeben. Die Ringe sind unregelmäßig in ihrer Form und liegen unterhalb der Si Substratoberfläche. Dabei hinterlassen einige Inseln nur ein einziges Plateau während andere Inseln zwei oder mehr Plateaus aufweisen, die alle von konzentrischen Ringen umgeben sind. Dieses Ergebnis beweist, dass Superdomes, die ähnlich groß sind, durchaus unterschiedliche Wachstumswege beschreiten können. Ein Vergleich der Abb. 6 (c) und (d) legt bereits nahe, dass die Versetzungsbildung bei verschiedenen Temperaturen auf verschiedenen Ursachen beruht.

Abbildung 7 (a) zeigt eine Baumringstruktur in hoher Auflösung. Mehrere Ringe, die ein zentrales Plateau umschließen sind klar auszumachen. Ein Querschnittsprofil derselben Struktur ist in Abb. 7 (b) gezeigt, und zwar vor und nach dem Ätzen. Die unterste Kurve stellt die zweite Ableitung des AFM Profils dar, und lässt die Position der einzelnen Ringe klar bestimmen. Sieben Ringe, die durch kleine Pfeile markiert sind, lassen sich so identifizieren. Ein einfaches Modell, das Phänomen der Baumringe zu verstehen, ist in Abb. 7 (c) gegeben.

Der linke Teil zeigt eine Flanke einer verspannten

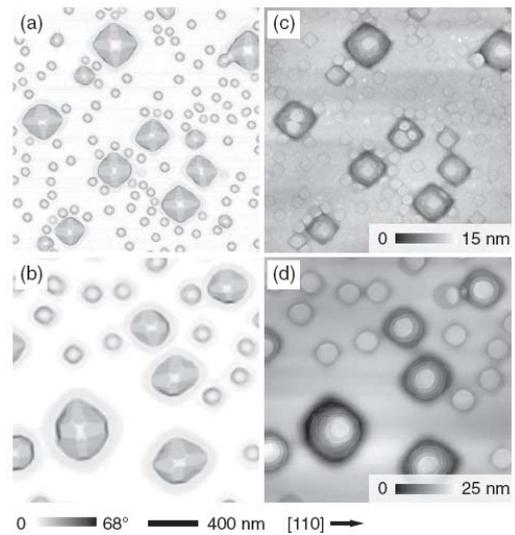


Abb. 6. AFM Bilder nach Abscheidung von 15 ML Ge bei 620 °C und 740 °C vor [(a) und (b)] und nach [(c) und (d)] dem Ätzen.

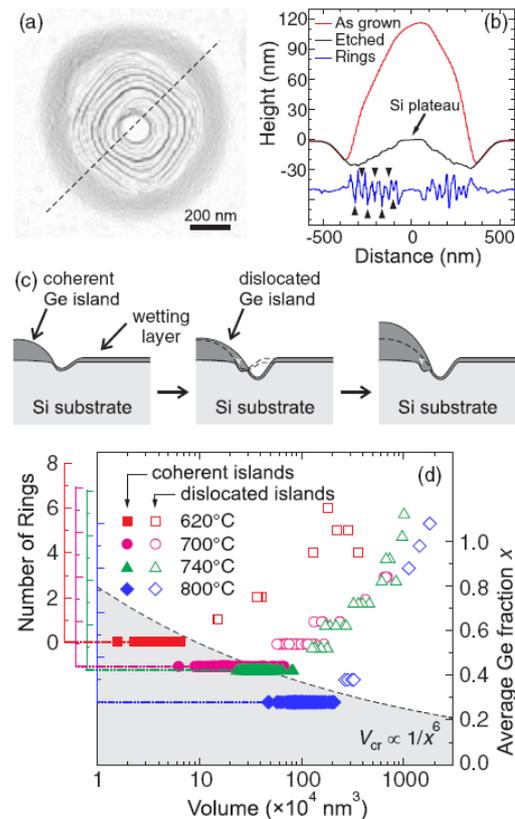


Abb. 7. (a) AFM und (b) Querschnittsprofil einer Baumringstruktur unter einem Superdome. (c) Modell zur Bildung der Baumringe. (d) Bestimmung des kritischen Inselvolumens für plastische Relaxation.

kohärenten SiGe Insel auf einer Benetzungsschicht. Während des Wachstums bildet sich ein wohlbekannter Graben um die Insel herum. Hat sich jedoch eine Versetzung in der Insel gebildet, kann die Insel aufgrund ihres relaxierten Zustandes effizient weiteres Ge sammeln und schnell wachsen und damit einen Teil des Grabens unter sich begraben. Form und Tiefe des Grabenteils unter der Insel bleibt erhalten während der ungeschützte Teil an der Oberfläche weiter erodiert wird. Bis zur Nukleation einer weiteren Versetzung wächst die Insel und erzeugt ein starkes Spannungsfeld am neu gebildeten Inselfuß, was zu einem weiteren tieferen Graben führt. Dieser Mechanismus wiederholt sich periodisch und erzeugt die Baumringstruktur, die man nach dem Wegätzen der Insel beobachten kann. Die Anzahl der Ringe entspricht demnach der Anzahl der Versetzungen, die sich innerhalb der Insel bilden. Wir können mit unserer Methode also Information über das morphologische Alter der Inseln gewinnen. Der Superdome in Abb. 7 (b) zum Beispiel hat eine Basisbreite von etwa 750 nm und hat während seines Wachstum 7 Versetzungen gebildet. Die Ge Konzentration der Insel beträgt 28 %, was eine Fehlanpassung von 1.2 % entspricht. Wenn wir 60° Versetzungen annehmen, bleibt eine Restverspannung innerhalb des Superdomes von 0.95% übrig, d.h. die Versetzungen können 20 % der Verspannung plastisch relaxieren. Die Ab- oder Anwesenheit eines Rings verrät uns, ob eine Insel noch kohärent oder bereits versetzt ist. Abbildung 7 (d) zeigt die Anzahl der Ringe als Funktion des Inselvolumens für Wachstumstemperaturen von 620-800 °C. Für jede Temperatur ist die Anzahl der Ringe zunächst Null und erhöht sich dann stetig mit zunehmendem Volumen. Wir können daher ein kritisches Volumen definieren, ab dem es für die Insel energetisch günstiger wird plastisch zu relaxieren. Dieses kritische Volumen hängt stark von der Temperatur ab und steigt mit höherer Temperatur, was auf eine verstärkte Vermischung hindeutet. In der Tat bewirkt eine höhere Wachstumstemperatur eine verstärkte Vermischung, was zu einem Spannungsabbau führt und die Nukleation von Versetzungen verzögert. Um die Ge Konzentration x in den Inseln abzuschätzen, haben wir das Volumen aller Inseln mit der tatsächlich abgeschiedenen Ge Menge verglichen. Unter der bekannten Annahme, dass das kritische Inselvolumen wie x^{-6} skaliert, können wir in Abb. 7(d) die mittlere Ge Konzentration der Ringanzahl als Funktion des Inselvolumens überlagern. Es ist klar zu erkennen, dass die Vermischung dem gleichen Trend folgt wie das kritische Inselvolumen, was beweist, dass die Vermischung in der Tat in der Lage ist, die Nukleation von Versetzungen zu verzögern.

Die Bildung von Versetzungen kann durch andere Phänomene beeinflusst werden. Wir haben zum Beispiel die Plateaugröße für kohärent und versetzte Inseln vermessen. Abbildung 8 (a) zeigt das Verhältnis aus kohärenter zu versetzter Plateaugröße als Funktion der Wachstumstemperatur. Für niedrige Temperaturen sind die Plateaus für versetzte und unversetzte Inseln ähnlich groß während bei höheren Temperaturen die Plateaus der

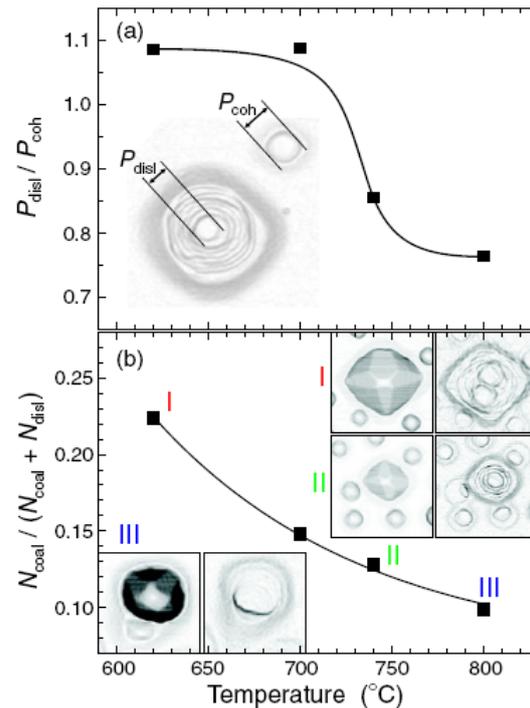


Abb. 8. (a) Plateaugrößenverhältnis von versetzten zu kohärenten Inseln als Funktion der Temperatur. (b) Relative Anzahl der koaleszierten Inseln als Funktion der Temperatur. Einschübe zeigen verschieden Wachstumspfade von verspannten SiGe Inseln.

versetzten Inseln wesentlich kleiner erscheinen als die der kohärenten Inseln. Dies kann man folgendermaßen erklären: Bei genügend hohen Temperaturen können die Inseln beim Wachstum zwei verschiedene Wege verfolgen. Entweder können sie vermischen oder die Verspannung durch eine Versetzung abbauen. Im ersten Fall wird die Insel größer bevor es zu einer Versetzung kommt und das Plateau ist relative groß. Im letzteren Fall kommt es zur Bildung der Baumringe und das Plateau bleibt relativ klein.

Manchmal kommt es auch dazu, dass mehrere Plateaus unter einer Insel vergraben sind. Wir interpretieren diese Beobachtung durch Koaleszenz von Inseln. Abbildung 8 (b) zeigt das Verhältnis von Anzahl der koaleszierten Inseln zur Anzahl aller versetzten Inseln als Funktion der Temperatur. Es ist offensichtlich, dass die Anzahl der koaleszierten Inseln mit zunehmender Temperatur stark abnimmt. Die Effekte, die dazu führen, sind als Einschub in der Abbildung gegeben. Bei den höchsten untersuchten Temperaturen zeigt Einschub III, dass kleine benachbarte Inseln sich auflösen und von den großen Inseln förmlich eingefangen werden. Solch ein Auflösungsprozess ist bei tiefen Temperaturen sehr ineffizient, da die Freisetzung von Atomen energetisch ungünstiger ist als die Anlagerung von Atomen. Deshalb argumentieren wir, dass bei niedrigen Temperaturen die Koaleszenz von Inseln dem Mechanismus des Inseleinfang bevorzugt wird. Einschub I zeigt einen Superdome, der durch die Koaleszenz zweier Inseln entstanden ist. Zusätzlich zeigt unsere Analyse, dass sich dicht benachbarte Inseln voneinander weg bewegen. Dies führt ebenfalls dazu, dass die Koaleszenz von Inseln vermieden wird. Das „Flüchten“ von Inseln wird besonders stark bei höheren Temperaturen beobachtet und spiegelt sich in halbmondartigen Plateauformen wieder, die im Einschub II dargestellt sind.

II. Anordnung von SiGe Quantenpunkten

II.1 Materialverteilung in und um geordnete Inselfelder

Für die SiGe Quantenpunkte haben wir ein strukturiertes Feld ($60 \times 50 \mu\text{m}^2$) mittels Elektronenstrahlolithografie und reaktivem Ionenätzen auf Si(001) Substraten hergestellt. Das Feld besteht aus 24 nm tiefen und 120 nm breiten Gräben, die eine Periodizität von 320 nm besitzen. Nach der Strukturierung wurde eine 50 nm dicke Si Pufferschicht mit einer Rate von 0.1 nm/s gewachsen, wobei die Temperatur von 460 °C auf 620 °C erhöht wurde. Anschließend haben wir 5 ML Ge bei einer Rate von 0.044 ML/s und einer Temperatur von 620 °C abgeschieden.

In Abb. 9 (a) ist ein AFM- Bild ($80 \times 80 \mu\text{m}^2$) nach der Deposition von 5 ML Ge auf einer strukturierten Si(001) Oberfläche gezeigt. Der strukturierte Bereich ($60 \times 50 \mu\text{m}^2$) ist in der Mitte des Bildes deutlich zu erkennen.

Obwohl man die einzelnen Inseln nicht erkennen kann, so ist es doch möglich, eine QP- freie Region um das strukturierte Feld herum auszumachen. Um detaillierter Informationen zu erhalten, haben wir ($5 \times \mu\text{m}^2$) AFM Bilder entlang des Weges aufgenommen, der in Abb. 9 (a) skizziert ist. Eindimensionale Ketten von wohlangeordneten SiGe QP haben sich in den strukturierten Gräben gebildet [Abb. 9 (b) und 9 (c)], während auf der glatten Oberfläche eine statistische Verteilung der SiGe QP zu erkennen ist [Abb. 9(d) and 9(e)]. Auf der glatten Oberfläche bestehen die QP aus einer bimodalen Verteilung von Pyramiden und Dome- Inseln. In der Mitte des strukturierten Bereichs sehen wir hauptsächlich Pyramiden. Dome- Inseln bilden sich bevorzugt am inneren Rand des Feldes. Weil die Inseldichte innerhalb des Feldes konstant ist ($12.6 \mu\text{m}^{-2}$), ziehen wir den Schluss, dass mehr Ge Atome am inneren Feldrand nukleieren als in der Feldmitte. Diese Beobachtung zusammen mit der Materialverarmungszone um das Feld herum weist darauf hin, dass es beim Wachstum zu einer richtungsabhängigen Diffusion vom unstrukturierten Bereich hin zum strukturierten Feld kommt.

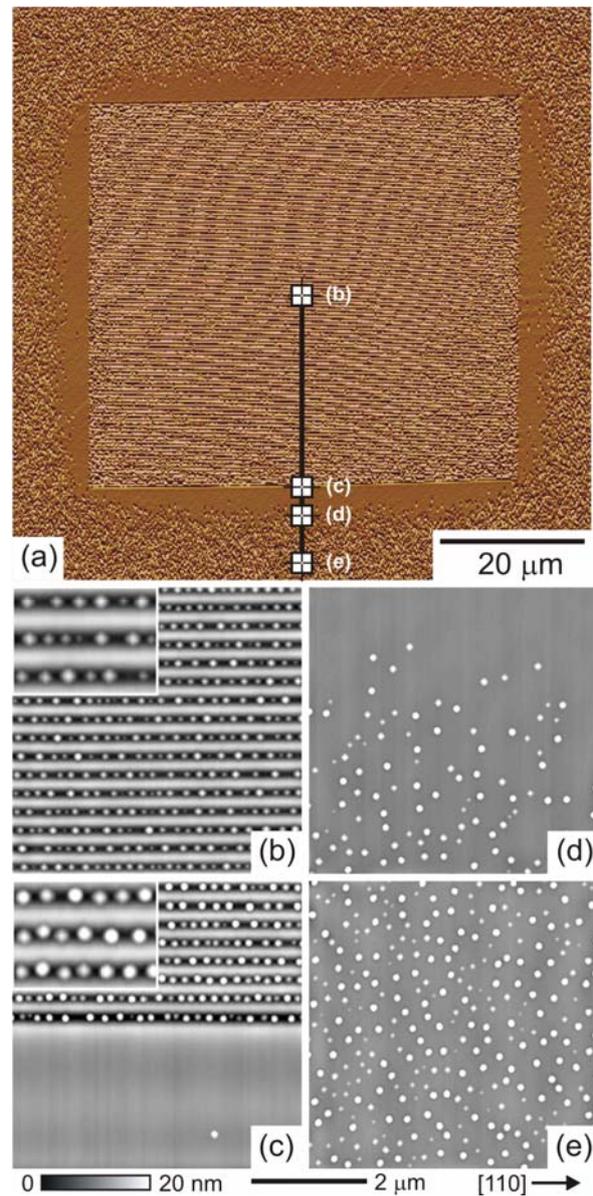


Abb. 9. (a) Großflächiges AFM- Bild einer 5 ML Ge QP- Schicht, die auf eine strukturierte Oberfläche gewachsen wurde. (b)–(e) zeigen vergrößerte AFM- Bilder der Bereiche, die in (a) markiert sind.

II.2. Erhöhung der Ge Inseldichte auf strukturierten Si Substraten

In diesem Abschnitt zeigen wir, dass es möglich ist, die Flächendichte von SiGe Inseln auf strukturierten Substraten durch reine Selbstorganisationseffekte zu erhöhen, ohne dabei die Strukturierungsdichte mittels Lithografie selbst erhöhen zu müssen. Dieses Phänomen besitzt eine weitreichende Bedeutung, weil die Strukturichte auf einem Wafer somit nicht durch die Lithographie begrenzt ist.

Abbildung 10 (a) zeigt die Oberfläche nach 8 ML Ge Abscheidung auf einem vorstrukturierten Si (001) Substrat. Neben den Inseln (I_b), die im Zentrum der Löcher wachsen, haben sich auch SiGe Inseln (I_c) an den vier Ecken um die Löcher herum gebildet. Die Größenverteilungen beider Inseltypen sind in Abb. 10 (b) dargestellt. Die durchschnittliche Höhe der Inseln I_b (I_c) beträgt 22.5 nm \pm 2.0% (19.7 nm \pm 3.5%). Die Größenhomogenität erlangt in diesen Proben sehr gute Werte, obwohl die mittlere Größe der Inseln unterschiedlich ist. In einigen wenigen Löchern kann man eine zusätzliche Insel zwischen I_b und I_c erkennen (siehe Pfeil in Abb 10 (a)). Scheidet man weniger Material ab, zum Beispiel nur 5 ML Ge in Abb. 11 (a), so bilden sich nur die Inseln in der Mitte der Löcher aus. Die Oberfläche des strukturierten Substrates nach der Abscheidung einer Si Pufferschicht und vor dem Ge Wachstum ist in Abb. 11 (b) gezeigt. Die Form der Löcher erinnert an invertierte Pyramiden, deren Spitze abgeschnitten ist. Die Kanten der Pyramiden zeigen in die $\langle 110 \rangle$ Richtungen und sind im Mittel 310 nm lang. Die Wandneigung der Löcher beträgt zwischen 7° und 9° . Die Oberfläche zwischen den Löchern bleibt planar (001). Um ein detailgetreues Verständnis der Wachstumsphänomene zu erhalten, sind in Abb. 12 einige vergrößerte AFM Aufnahmen der Einheitszellen auf der Oberfläche dargestellt. Scharfe Kanten zwischen den Wandflächen sind vor dem Ge Wachstum in Abb. 12 (a) zu erkennen. Diese scharfen Kanten runden sich deutlich ab nach der Abscheidung von 5 ML Ge in Abb. 12 (b). Zusätzlich bildet sich eine gestufte Struktur nahe der oberen Ecken des Loches aus. Zusätzliches Ge Wachstum führt zur Bildung der Ge Inseln I_c an den Lochecken (Abb. 12 (c)) – die Stufenstruktur zwischen I_b und I_c bleibt jedoch erhalten.

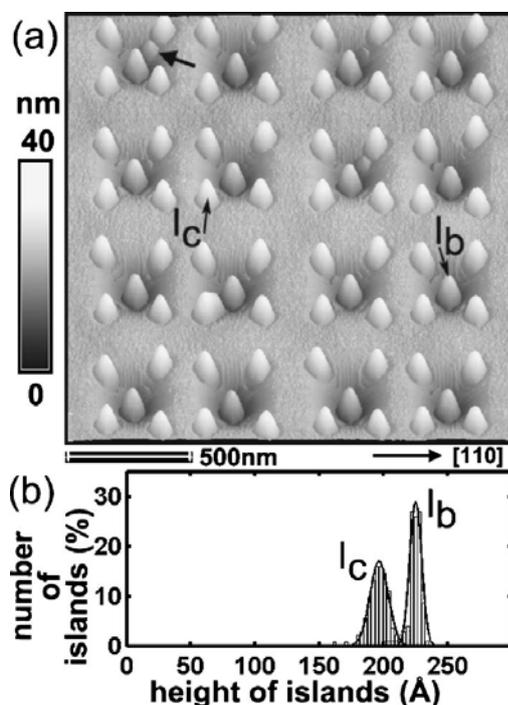


Abb. 10. (a) Oberfläche der 8 ML Ge Probe. Es bilden sich sowohl Inseln in der Mitte (I_b) als auch Inseln an den oberen Lochecken (I_c) aus. (b) Größenverteilungen der beiden Inseltypen.

Die Höhenprofile diagonal durch die Löcher sind in Abb. 12 (d)-(f) gezeigt. Der Linienscan in Abb. 12 (d) ist glatt und weist eine Steigung von 8° auf. Für 5 ML Abscheidung erscheinen kurze flache Terrassen am oberen Teil der Löcher (Abb. 12 (e)). Diese Terrassen sind durch eine Steigung von 11° miteinander verbunden. Eine ähnliche

Die Höhenprofile diagonal durch die Löcher sind in Abb. 12 (d)-(f) gezeigt. Der Linienscan in Abb. 12 (d) ist glatt und weist eine Steigung von 8° auf. Für 5 ML Abscheidung erscheinen kurze flache Terrassen am oberen Teil der Löcher (Abb. 12 (e)). Diese Terrassen sind durch eine Steigung von 11° miteinander verbunden. Eine ähnliche

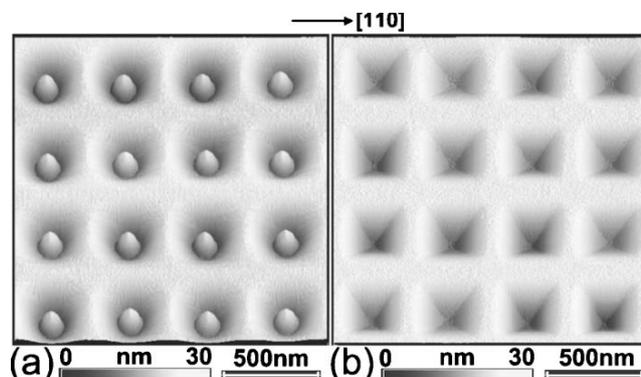


Abb. 11. Probenoberflächen nach (a) 5 ML Ge Abscheidung und (b) vor der Ge Abscheidung nach der Si

Morphologie wird in Abb. 12 (f) für die 8 ML Ge Probe zwischen den Inseln I_c und I_b gemessen.

Auf unseren Messergebnissen basierend können wir folgendes Wachstumsmodell entwickeln: Vor der Ge Abscheidung bestehen die Löcher aus invertierten abgeschnittenen Pyramiden mit glatten Wänden und scharfen Kanten. Während des anfänglichen Ge Wachstums können Ge Atome von der (001) Oberfläche die Lochwandflächen erreichen. Wie bereits zuvor gezeigt werden konnte (Z. Zhong *et al.*, J. Appl. Phys. 93, 6258 (2003)) diffundieren die Ge Atome bevorzugt die Wand hinunter als hinauf, so dass es zu einem Netto-Fluss von Ge Atomen Richtung Lochmitte kommt. Die kritische Schichtdicke wird als direkte Konsequenz am Boden des Loches zuerst überschritten und es kommt zur Inselbildung.

Zur gleichen Zeit sammeln die scharfen Kanten bevorzugt Ge Material auf. Dieser Effekt ist rein geometrisch erklärbar, weil sich die Lochwandflächen nach unten hin verjüngen. Als Ergebnis wird eine Abrundung der Kanten beobachtet (siehe Abb. 12 (b)). Zusätzlich bilden sich stufenartigen Terrassen aus, die durch stabile Oberflächen ($\{105\}$ und $\{001\}$) begrenzt werden. Die Terrassen stellen eine morphologische Inhomogenität dar, die im Laufe des weiteren Ge Wachstums instabil wird und sich als Ge Insel ausformen kann. Durch diesen Mechanismus entstehen die Ge Inseln I_c an den oberen Lochecken.

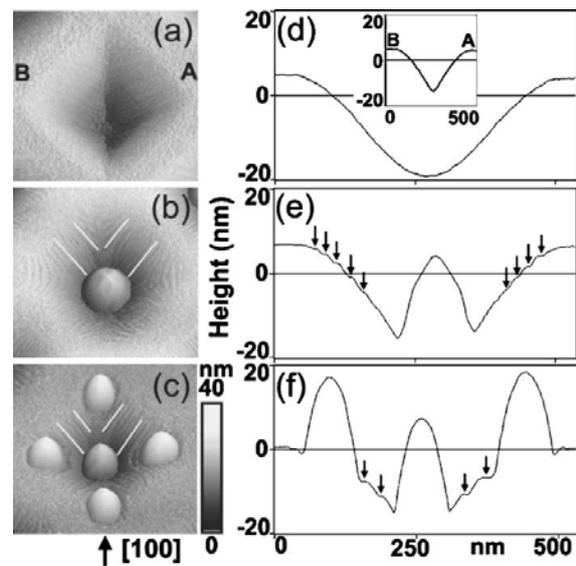


Abb. 12. Vergrößerte AFM-Bilder der Einheitszellen für (a) die Probe vor der Ge Abscheidung, (b) die 5 ML Ge Probe und (c) die 8 ML Probe. Die zugehörigen Linienscans entlang der Diagonalen der Löcher sind in (d) - (f) festgehalten.

II.3. Periodisch modulierte Ge/Si Mesostrukturen

In diesem Abschnitt zeigen wir, dass man eine Mehrfachsicht aus geordneten Ge/Si Inseln selektiv nasschemisch ätzen kann, so dass freistehend periodische Ge/Si Mesostrukturen auf der Oberfläche zurückbleiben. Eine solche Struktur könnte möglicherweise zur Realisierung neuartiger photonischer Kristalle dienen oder als Modellsystem für hydrophobe Oberflächen erhalten. Des Weiteren lässt sich über die von uns entwickelte Technik des selektiven Ätzens das Wachstum von gestapelten Inseln unter einem neuen Blickwinkel untersuchen und verstehen.

Als Ausgangsbasis für unsere Experimente dient eine Probe, die aus 10 Ge Inseln besteht, die jeweils durch 20 nm dicke Si Zwischenschichten getrennt wurden. Die Si-Zwischenschichten sind dünn genug, so dass sich die Ge Inseln in vertikaler Richtung aufgrund der Verspannungsfelder reproduzieren. Die Probe wurde auf strukturierten Si-Substraten gewachsen, so dass sich die Ge Inseln lateral anordnen. Der Aufbau der hergestellten Probe ist in Abb. 13. (a) skizziert.

Die Oberfläche der gewachsenen Probe ist in Abb. 13 (b) gezeigt. Ein lateral wohl angeordnetes Feld von Ge Inseln ist erkennbar. Die mittlere Höhe und Breite der Inseln beträgt entsprechend 19 und 260 nm. An einigen Stellen können wir Inseln identifizieren, die sich nicht exakt auf dem quadratischen Gitter befinden. Dies liegt daran, dass sich die Insel der ersten Lage nicht genau in der Mitte des strukturierten Loches bildet, wenn das Loch etwas zu groß ist. Auch gibt es einen Fall in Abb. 13 (b), der zwei dicht benachbarte Inseln zeigt (umkreist). In diesem Fall haben sich in der ersten Lage zwei Inseln am Boden eines strukturierten Loches geformt. Ein Linienscan einer solchen Doppelinsel ist als Einsatz der Abb. 13 (b) dargestellt.

Eine dreidimensionale Ansicht des Ge/Si

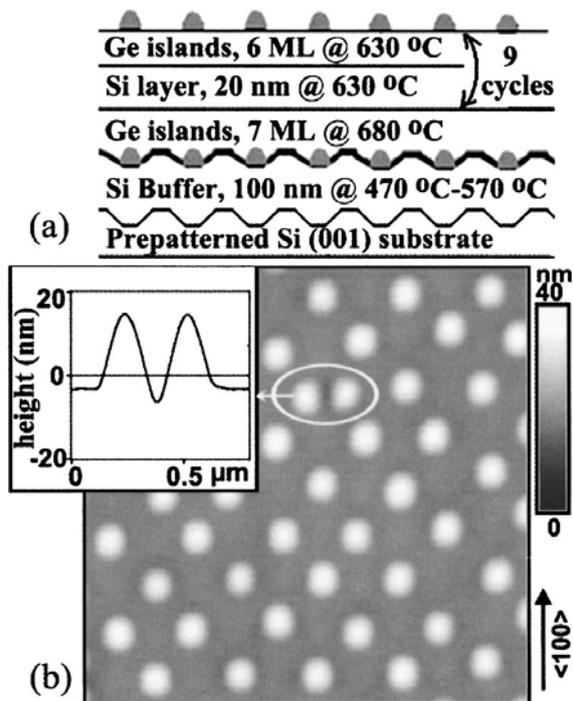


Abb. 13. (a) Probenstruktur. (b) AFM Bild der Oberfläche der Probe. Einsatz: Linienscan durch eine Doppelinsel.

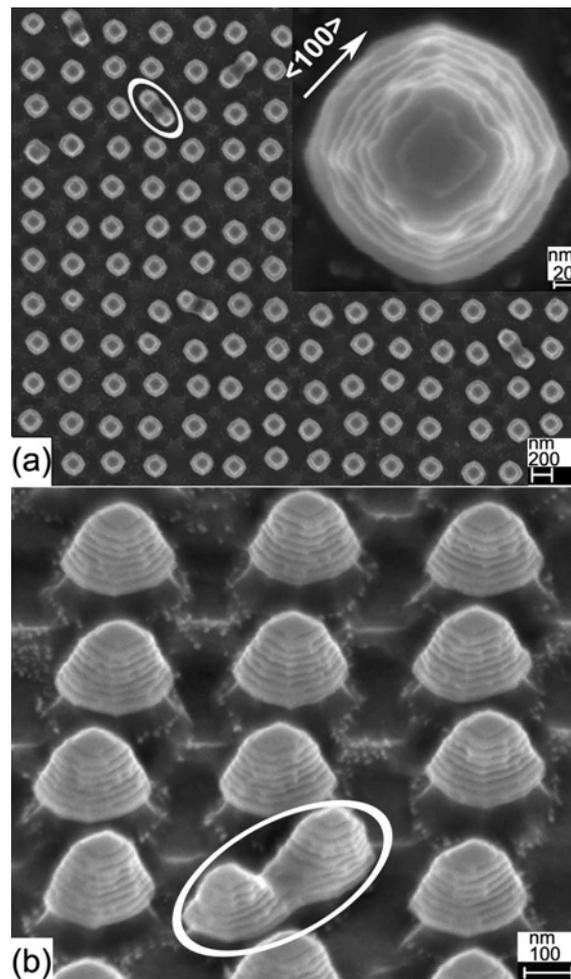


Abb. 14. (a) Aufsicht und (b) 3D Ansicht der selektiv geätzten Ge/Si Inselstapel.

Inselstapels erhält man, wenn das Si Material um die Inseln herum selektiv durch eine nasschemische Ätze entfernt wird. Ein Aufsichtsbild und eine 3D Ansicht der geätzten Probe sind in Abb. 14 präsentiert. Wohlgeordnete Mesastrukturen, die jeweils einem Ge/Si Inselstapel entsprechen, können in den Bildern erkannt werden. Dabei kann ebenfalls jede einzelne Ge Inselschicht genau identifiziert werden, weil die Inselgröße von Schicht zu Schicht sukzessive zunimmt, was insbesondere gut im Einsatz von Abb. 14 (a) zu erkennen ist. Die Änderung der Inselgröße lässt sich mit dem Ätzzvorgang erklären, der nicht 100% selektiv ist und der Teile der Inseln mit zunehmender Zeit entfernt. Da die Inselschichten nach und nach der Ätzlösung ausgesetzt werden, werden die oberen Inseln stärker geätzt und erscheinen kleiner als die unteren Inseln. Aus dem gleichen Grund enthalten die meisten Mesen nur neun statt der gewachsenen zehn Inseln, weil die oberste Insel komplett weggeätzt wurde.

Die 3D Ansicht in Abb. 14 (b) zeigt uns, dass die Inseln vertikal angeordnet sind und die Schwerpunkte der Inseln übereinander liegen. Es gibt jedoch auch den Fall, dass sich zwei dicht beieinander liegende Inseln mit zunehmender Lagenzahl voneinander weg bewegen. Dieser Effekt ist überraschend, weil allgemein davon ausgegangen wird, dass solche zwei Inseln nach und nach in eine einzige übergehen. Unsere Technik des selektiven Ätzens beweist jedoch eindeutig, dass dies nicht zwingend der Fall ist. Wir erklären den beobachteten Effekt mit der sehr dichten Stapelung der Inseln, so dass sich die Verspannungsfelder der benachbarten Inseln nicht komplett überlagern, sondern ausreichend getrennt bleiben, so dass jede Insel in allen weiteren gestapelten Schichten reproduziert wird. Eine Abstoßung der Inseln führen wir auf eine starke kompressive Verspannung zwischen den Inseln zurück, die dazu führt, dass sich während des Inselwachstums Ge Atome bevorzugt an den äußeren Seiten der Inseln anlagern und nicht an den inneren der anderen Insel zugewandten Seiten.

Unsere hergestellten Nanostrukturen sind neuartig und könnten nach einer Optimierung der Wachstums- und Ätzprozesse zur Herstellung von vertikal modulierten 2D photonischen Kristallen dienen. Des Weiteren könnte diese nanostrukturierte Oberfläche interessant sein zur Erzeugung und Untersuchung stark hydrophober Oberflächen.

II.4. Verspannungsverteilung und Ge Inselplatzierung für einen p-DotFET

In diesem Abschnitt schlagen wir vor, den p-Kanal MOSFET zu verbessern, indem unter Source und Drain Kontakt SiGe Inseln platziert werden. Dadurch entsteht ein starkes – hauptsächlich kompressives Verspannungsfeld – das eine höhere Löcherbeweglichkeit bewirkt (S. E. Thomson et al., IEEE Trans. Electron Devices 51, 1790 (2004)). Wir zeigen, dass sich die SiGe Inseln auf CMOS kompatiblen Wafern geeignet platzieren lassen, so dass ein verbesserter p-DOTFET entsteht.

Abbildung 15 zeigt ein schematisches Bild eines solchen p-DOTFET's. Unter Source und Drain Kontakt befinden sich zwei SiGe Inseln, die durch die elastische Relaxation eine kompressive Verspannung in der Kanalregion erzeugen. Die Verspannung selbst hängt von der Größe und Geometrie sowie von dem Vermischungszustand der SiGe Inseln ab. Im Folgenden konzentrieren wir uns auf SiGe „Dome“ Inseln, die bei Temperaturen $> 600^{\circ}\text{C}$ gewachsen werden. Der Betrag der Verspannung hängt entscheidend von dem Inselabstand ab, den wir durch eine exakte Platzierung der Inseln kontrollieren. Als zusätzlichen positiven Nebeneffekt bewirkt das SiGe, dass die Kontaktwiderstände für Source und Drain verringert werden (S. Gannavaram et al., Tech. Dig. – Int. Electron Devices Meet. 2000, 437).

Für unsere Verspannungsberechnungen nehmen wir zwei identische SiGe Inseln mit Höhe H und Durchmesser D an, die sich in einem Abstand L voneinander entfernt befinden. Die Inseln sind in Si eingebettet und mit einer $(H+1)$ nm dicken Si Schicht bedeckt.

Abbildung 16 zeigt die Verspannungsverteilung für realistische $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Inseln mit $x_1 = 70\%$, $H_1 = 19$ nm und $D_1 = 87$ nm. Der Abstand der beiden Inseln beträgt 125 nm. Drei Verspannungskomponenten, ϵ_{xx} , ϵ_{yy} , und ϵ_{zz} sind in Abb. 16 (a), (b) und (c) berechnet. Der obere Teil der jeweiligen Abbildung illustriert das Verspannungsprofil der jeweiligen Komponente. Den Kanal definieren wir innerhalb des Bereichs $-(L-D)/2 < x < (L-D)/2$ (als grauer Balken gekennzeichnet). Die maximale kompressive Verspannung in x-Richtung (Abb. 16 (a)) tritt innerhalb des Kanals auf, wo auch der Ladungsträgertransport stattfindet. Ein mittlerer kompressiver Verspannungswert von -1.1% wird erreicht. Wir gehen davon aus, dass dieser Wert zu einer substantiellen Verbesserung der Lochbeweglichkeiten führt.

Abbildung 16 (b) zeigt die y-Komponente des Verspannungstensors. Innerhalb des Kanals ist diese Komponente dehnungsverspannt in y-Richtung. Der Betrag ist jedoch klein. In Abbildung 16 (c) ist die Verspannungsverteilung in z-Richtung berechnet. In diesem Fall wird der Betrag in z-Richtung über den Inseln maximal, während er im Kanal praktisch Null bleibt.

Um die Höhe des Betrags der Verspannung für verschiedene Inselkonfigurationen

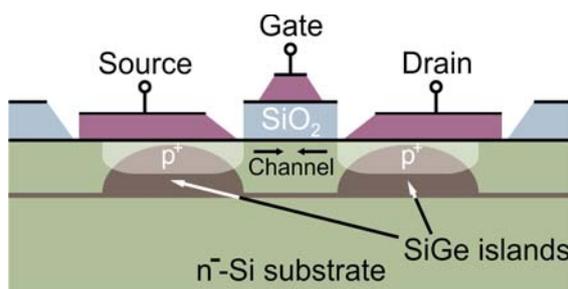


Abb. 15. Schematische Querschnittszeichnung eines p-Kanal DotFETs. Die Inseln werden als Stressoren für eine kompressive Verspannung in der Kanalregion genutzt.

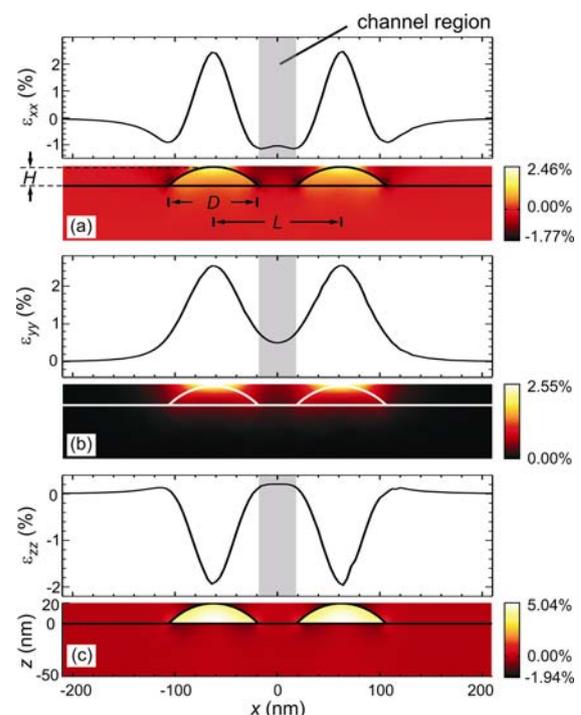


Abb. 16. Verspannungsverteilung entlang des Transistorkanals zwischen zwei SiGe Inseln. Gezeigt sind in (a) ϵ_{xx} , (b) ϵ_{yy} , und in (c) ϵ_{zz} .

abzuschätzen, wurde die Verspannungsverteilung als Funktion des Inselabstands berechnet. Dabei haben wir zwei Inseltypen betrachtet. Inseltyp 1 aus Abb. 16 und Inseltyp 2 mit $x_2=40\%$, $H_2=35$ nm, und $D_2=280$ nm. Eine Zusammenfassung unserer Berechnungen für beide Inseltypen ist in Abbildung 17 gegeben. Für beide Fälle verringern sich die Verspannungsbeträge, wenn der Inselabstand anwächst. Ein maximaler Wert der Verspannung von mehr als 1% wird für $L < 130$ nm gefunden. Für alle Fälle gilt, dass ϵ_{xx} größer ist als die beiden anderen Komponenten. ϵ_{xx} spielt daher die entscheidende Rolle für die Verbesserung der Löcherbeweglichkeit.

Um die mögliche Realisierbarkeit eines solchen Bauelements zu demonstrieren, haben wir SiGe Inseln gezielt in SiO_2 Fenster strukturierter Wafer gewachsen (siehe auch 1. Zwischenbericht 2005). Die strukturierten Wafer wurden von Freescale Semiconductor Inc für die Herstellung von SRAM Zellen entworfen. Nach der Reinigung der Wafer und der Abscheidung einer Si Pufferschicht wurden 9 ML Ge bei einer Temperatur von 640 °C gewachsen. Es ist bekannt, dass es bei dieser Temperatur zur Vermischung mit Si aus dem Substrat kommt, so dass sich SiGe Inseln auf der Oberfläche bilden.

Abbildung 18 (a) zeigt die Oberfläche einer solchen Probe. Auf der Oxidschicht bildet sich eine raue Oberfläche, die wir einer amorphen α -Si Schicht zuschreiben, während eine glatte kristalline Si Oberfläche (c-Si) in den Oxidfenstern auszumachen ist. Nach der Ge Abscheidung bilden sich wohldefinierte SiGe „Dome“ Inseln in den Oxidfenstern aus. Abbildung 18 (b) zeigt eine perspektivische Darstellung eines überwachsenen Oxidfensters. Die Doppelinselformen bilden sich stets an den Kreuzungspunkten des H-förmigen Oxidfensters. Die Inseln sind multi-facettierte „Domes“ und haben eine Höhe von 35 nm sowie einen Durchmesser von 280 nm. In einem nächsten Schritt sollen die Inseln bei tiefen Temperaturen überwachsen werden und eine glatte Oberfläche durch einen Tempersschritt bei hohen Temperaturen erreicht werden. Der hochverspannte Si-Bereich zwischen den beiden vergrabenen Inseln wird später als p-Kanal in einer SRAM Zelle genutzt.

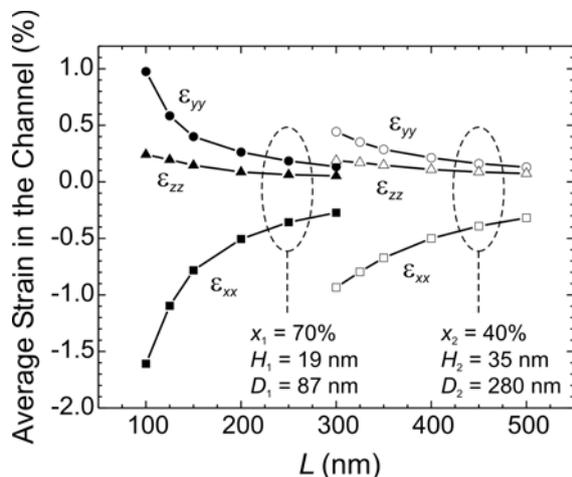


Abb. 17. Mittlere Verspannung im p-Kanal als Funktion des Inselabstands L für zwei verschiedene Inseltypen.

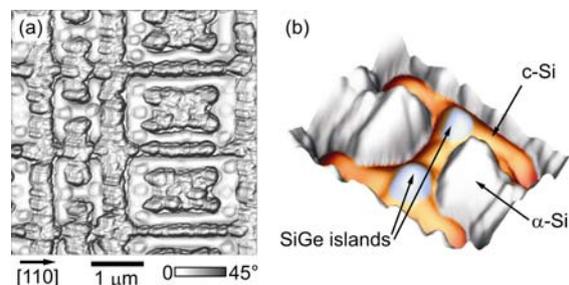


Abb. 18. (a) AFM Bild eines überwachsenen CMOS kompatiblen Wafers. Die SiGe Inseln konnten exakt in die SiO_2 Fenster platziert werden. (b) Perspektivische Ansicht eines Oxidfensters mit SiGe Doppelinselformen. Der Kanal wird später zwischen den beiden vergrabenen SiGe Inseln definiert. Die Wafer wurden für die Herstellung von SRAM Zellen ausgelegt.

III. Anordnung von InGaAs/GaAs Quantenpunkten

III.1. Herstellung geordneter 2- und 3- dimensionaler In(Ga)As/GaAs Quantenpunktfelder

Zur Herstellung von InAs/GaAs Quantenpunkten wurden Lochfelder mit 160 und 210 nm Periodizität auf GaAs (001) Substraten lithografisch definiert. Nach Reinigung dieser vorstrukturierten Substrate wurden die Wafer in eine MBE- Anlage transferiert. Vor dem Wachstum haben wir die Probenoberflächen für 30 min. mit atomarem Wasserstoff behandelt, um das natürliche Oxid zu entfernen. Während dieses Reinigungsschritts wurde die Substrattemperatur konstant auf 360 °C gehalten und der Hintergrundsdruck betrug 2×10^4 mbar. Anschließend wurden die Proben in die Wachstumskammer geschleust und unter konstantem As_4 Druck (8.0×10^{-6} mbar) hochgeheizt. Eine 18 Monolagen (ML) dicke GaAs Pufferschicht wurde bei 500 °C auf der strukturierten Oberfläche aufgewachsen, um eine wohl- definierte facettierte Löcherstruktur zu erhalten. Für das Wachstum eines 3D QP- Kristalls haben wir zunächst 1.5 ML InAs abgeschieden, zyklisch gefolgt von 8 nm GaAs, 4 nm $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ 3 nm GaAs und 1.8 ML InAs QP. Die Wachstumsraten für InAs, GaAs, und $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ betragen 0.01, 0.6, and 1.0 ML/s, respektive. Nach Wachstumsende wurden die Proben sofort abgekühlt und anschließend mit der Rasterkraftmikroskopie (AFM) untersucht. AFM Bilder und Höhenhistogramme der QP in der obersten Schicht eines InAs/GaAs QP- Kristalls sind in Abb. 19 gezeigt. Das Feld mit 210 nm Periodizität (Abb. 19 (a)) zeigt eine äußerst kleine Anzahl von QP- Defekten. Auf dem $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ AFM Bild sieht man nur einen Gitterplatz, der fehlbesetzt ist, d.h. nur 0.043% der strukturierten Gitterplätze sind

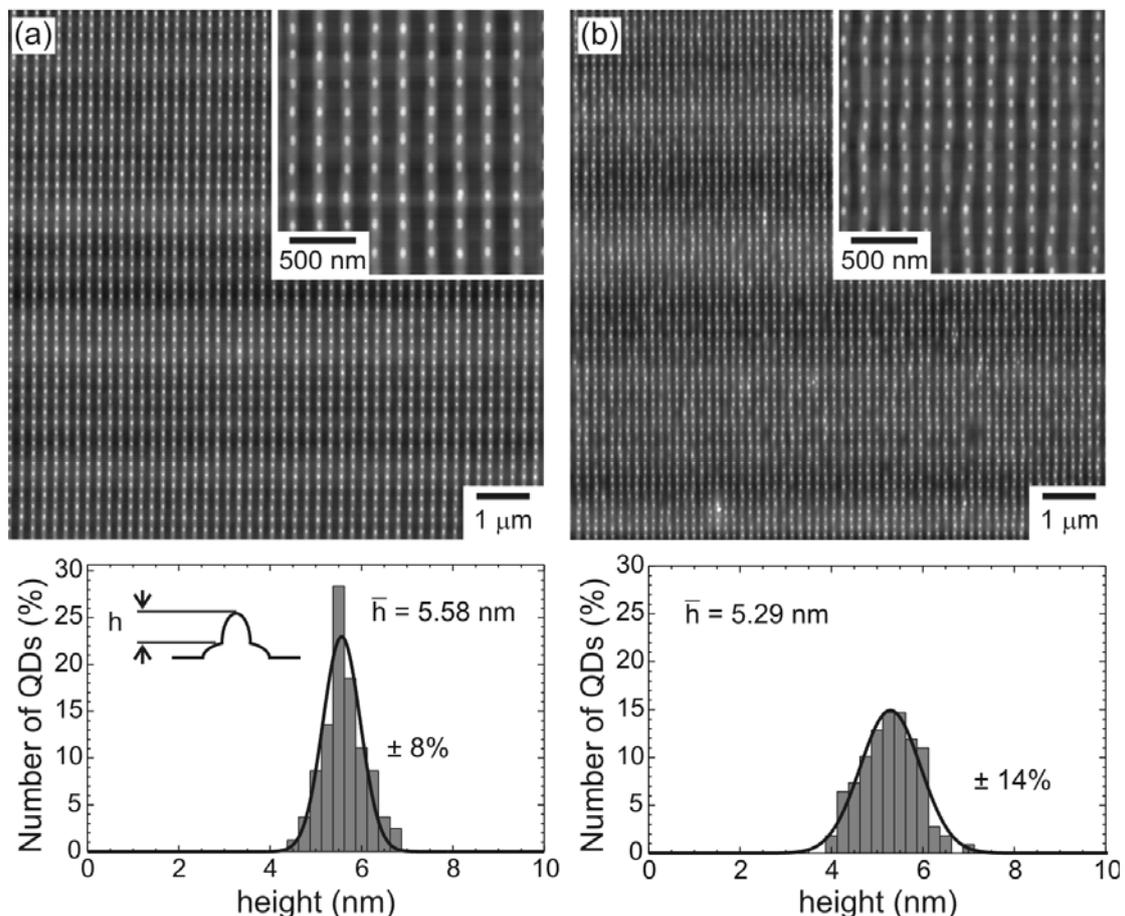


Abb. 19. $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ AFM Bilder und Höhenhistogramme der InAs QP in der sechsten QP- Schicht. Die QP wurden auf Lochmustern mit (a) 210 nm und (b) 160 nm Periodizität abgeschieden. Die Einschübe zeigen vergrößerte AFM- Bilder.

defektbehaftet. Wir schließen daraus, dass die QP in den sechsfach gestapelten Schichten in vertikaler Richtung angeordnet sind und der QP- Kristall weder „QP- Leerstellen“ noch „QP- Zwischengitterplätze“ besitzt. Daher beanspruchen wir, einen 3D QP- Kristall hoher struktureller Güte hergestellt zu haben. Des Weiteren ist klar zu erkennen, dass die QP in der obersten Schicht sich auf einer erhöhten Struktur, die in $[1-10]$ -Richtung orientiert ist, anordnen. Diese Erhöhung, die ~ 100 nm breit und 3.7 nm hoch ist, entsteht durch die Überlagerung von flachen Hügeln, die sich beim Überwachsen der QP ausbilden. Die QP in der obersten Schicht besitzen eine gute Größenverteilung. Die Höhe (h) jedes QPs wurde relativ zum flachen Bereich der Erhöhung gemessen (siehe schematisches Bild als Einschub in Abb. 19 (a)). Das Histogramm der QP- Höhe zeigt eine Halbwertsbreite von $\pm 8\%$. Die QP der sechsten Schicht, die auf dem strukturierten Substrat mit 160 nm Periodizität gewachsen wurden (Abb. 19 (b)), bilden sich ebenfalls auf einer Erhöhung. Die Größenverteilung ist jedoch deutlich breiter ($\pm 14\%$), was wir auf die größere Anzahl von QP- Leerstellen zurückführen.

III.2. Laterale Reproduktion von Quantenpunkten in einem 3D Quantenpunktkristall

Ein dreidimensionaler Quantenpunktkristall besteht aus einer periodischen Anordnung von Quantenpunkten in drei Raumdimensionen. Wir haben einen solchen neuartigen Kristall hergestellt, indem wir mehrere dicht gestapelte Quantenpunktschichten auf einem strukturierten GaAs (001) Substrat aufgewachsen haben (siehe letzter Abschnitt). Beim Wachstum eines solchen Kristalls kommt es zu diversen neuartigen Wachstumsphänomenen. In diesem Abschnitt interessiert uns insbesondere die laterale Reproduktion von Quantenpunkten während des Wachstums des Kristalls.

In dem betrachteten Experiment besteht die Strukturierung des Substrats aus einem periodischen Lochfeld mit einer Periode von 210 nm. Nachdem wir einen 5.1 nm dicken GaAs Puffer gewachsen haben, wurden 1.5 ML InAs bei 470 °C abgeschieden. Danach besteht die Schichtabfolge aus einer unterschiedliche Anzahl von 15 nm Ga(Al)As/1.8 ML InAs Quantenpunkt- Bischen. Die Wachstumsrate für die Quantenpunkte lag bei 0.01 ML/s.

Abbildung 20 zeigt AFM Bilder der Oberflächen nach der zweiten, sechsten, und elften InAs Quantenpunktschicht. Die zweite Quantenpunktschicht ist strikt angeordnet und zeigt eine gute Größenhomogenität (Abb. 20 (a)). Es ist bekannt, dass es zu Gratstrukturen kommt, wenn man InAs Quantenpunkte mit GaAs überwächst. Für ein geordnetes Quantenpunktfeld bedeutet dies, dass sich die Gratstrukturen überlagern und es zu geordneten langen Graten kommt. Abbildung 20 (b) zeigt deutlich, dass sich solche Grate unter der sechsten Quantenpunktschicht befinden. Die mittlere Höhe der Gratstrukturen beträgt 3 nm, die mittlere Breite 100 nm. Die meisten der Quantenpunkte in der sechsten Schicht sind in der [1-10] Richtung elongiert. Einige der Strukturen bestehen sogar aus sehr dicht beieinander liegenden lateralen Quantenpunktmolekülen. Nach der elften Schicht (Abb. 20 (c)) erkennt man die Quantenpunktmoleküle deutlicher, weil der Abstand zwischen den Quantenpunkten größer geworden ist. Sämtliche Quantenpunktmoleküle richten sich mit ihrer Hauptachse entlang der [1-10] Richtung aus. Die Ausbildung von lateralen Quantenpunktmolekülen ist weitaus weniger betont auf unstrukturierten Oberflächen (siehe Abb. 20 (d)).

Linienscans und entsprechende Verteilungen der Abstände und Ausdehnungen der Quantenpunktmoleküle für die verschiedenen Schichten sind in Abb. 21 gezeigt. Die Quantenpunkte in der sechsten Lage können in zwei Familien unterteilt werden. Diejenigen der lateralen Quantenpunktmoleküle und diejenigen der einzelnen Quantenpunkte. Eine statistische Auswertung dieser Schicht zeigt, dass 20 % der strukturierten Stellen mit Quantenpunktmolekülen besetzt sind. Der Abstand der Quantenpunkte in den

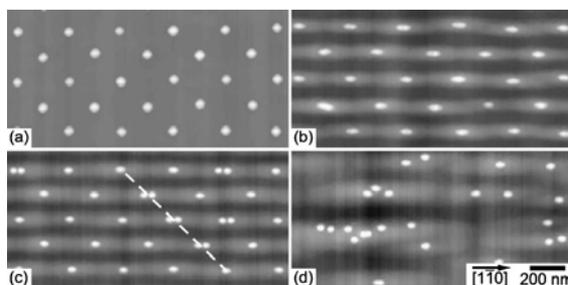


Abb. 20. Oberfläche von 3D Quantenpunktkristallen nach der (a) zweiten, (b) sechsten, und (c) elften Schicht. (d) Referenzoberfläche der elften Schicht auf unstrukturiertem Substrat. Mit zunehmender Anzahl von Schichten ist die Ausbildung lateraler Quantenpunktmoleküle zu erkennen.

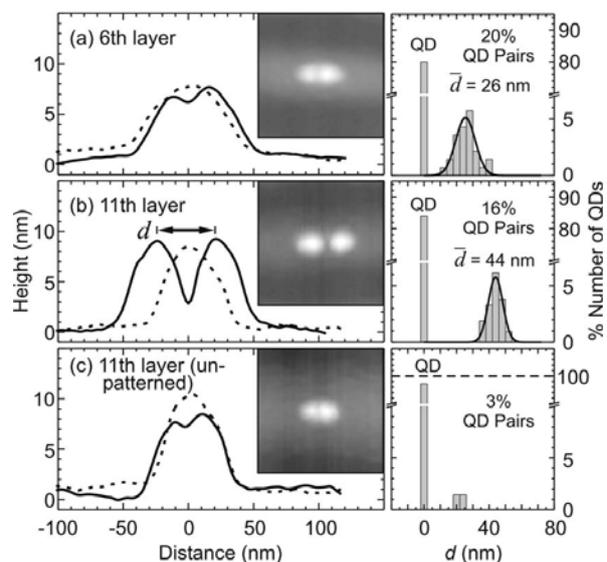


Abb. 21. Statistische Auswertung des Abstands und der Breite von lateralen Quantenpunktmolekülen in der (a) sechsten, (b) elften und (c) elften Schicht auf unstrukturierter Oberfläche. Der Abstand vergrößert sich mit zunehmender Lagenanzahl.

Molekülen beträgt im Mittel 26 nm. Dieser Abstand vergrößert sich in der elften Schicht zu 44 nm (Abb. 21 (b)). Die Anzahl der Quantenpunktmoleküle verringert sich dagegen leicht auf 16 %. Auf dem unstrukturierten Substrat finden wir dagegen nur 3 % Quantenpunktmoleküle (Abb. 21 (c)). Die mittlere Breite der Grate auf dem unstrukturierten Substrat fällt mir 188 nm deutlich größer aus als auf dem strukturierten Substrat.

Unsere Ergebnisse legen nahe, dass eine Kombination aus vergrabenen Quantenpunkten und der ausgeprägten Gratstruktur zu der Ausbildung von lateralen Quantenpunktmolekülen in den gestapelten Schichten führen. Um diese Hypothese zu bestätigen, haben wir kinetische Monte Carlo Simulationen durchgeführt. In unserer Simulation können die Atome mit folgender Rate auf der Oberfläche von Kristallpunkt zu Kristallpunkt springen: $R = 2kT/h \exp(-E/kT)$. Dabei ist E die Barriere, $2kT/h$ die atomare Vibrationsfrequenz, T die Wachstumstemperatur, k die Boltzmannkonstante, und h das Planck'sche Wirkungsquantum. Die Barriere beinhaltet die Oberflächenbindungsenergie, die laterale Bindungsenergie, und die Verspannungsenergie an der Oberfläche. In der Simulation wurden Wachstumsrate und Temperatur realistisch mit 0.01 ML/s und 500 °C angenommen. Das Verspannungsfeldprofil auf der Oberfläche wurde mit den durch AFM und TEM bestimmten Informationen berechnet. Die Verspannung setzt sich aus zwei Effekten zusammen: Erstens durch das Verspannungsfeld, dass durch die vergrabenen Quantenpunkte erzeugt wird und zweitens durch die Krümmung der Oberfläche, die nach dem Überwachsen der Quantenpunkte mit GaAs entsteht. Eine anschließende dünne Benetzungsschicht relaxiert elastisch aufgrund dieser Krümmung und trägt daher zur Verspannungsenergie bei.

Abbildung 22 (a) zeigt das berechnete Verspannungsprofil an der Oberfläche über einem vergrabenen Quantenpunkt in der sechsten Lage. Wie man sieht, existiert ein globales Energieminimum exakt über dem vergrabenen Quantenpunkt. Die Relaxation der Benetzungsschicht führt zur Verlängerung dieses Minimums. Die KMC Simulation auf der berechneten Oberfläche in Abb. 22 (b) führt in 30% aller Fälle zur Ausbildung von zwei dicht beieinander liegenden 2D Inseln und stimmt damit gut mit den experimentellen Werten ein. Ähnliche Rechnungen sind in Abb. 22 (c) und (d) für die elfte Schicht durchgeführt. Hier kommt es in 93% aller Fälle zur Ausbildung gut getrennter Quantenpunkte. Dies macht eine Gesamtausbeute für die lateralen Quantenpunkte von 23 % auf der Oberfläche – ebenfalls in guter Übereinstimmung mit dem Experiment.

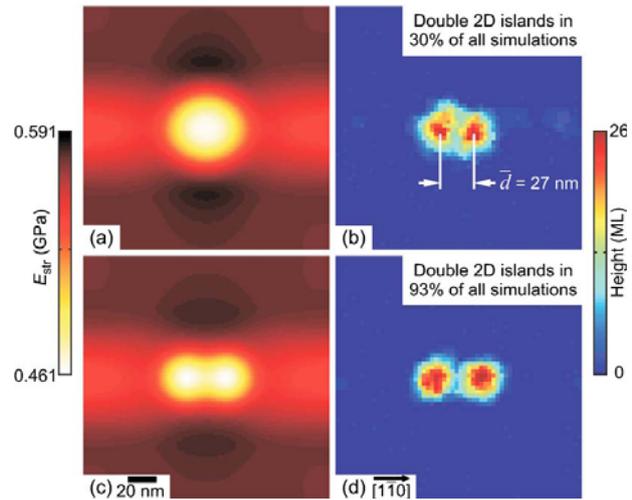


Abb. 22. Verspannungsenergie und kinetische Monte Carlo Simulationen an der Oberfläche vor dem Wachstum der Quantenpunkte in der (a), (c) sechsten Lage und (b), (d) elften Lage. Die Ausbildung lateraler Quantenpunktmoleküle wird auch in den Berechnungen klar ersichtlich.

III.3. Langreichweitige Anordnung und diskrete Röntgenpeaks von InGaAs Quantenpunktfeldern

In diesem Abschnitt berichten wir über die Anordnung von InGaAs Quantenpunkten auf strukturierten Wafern. Die periodische Anordnung führt dabei zu ausgeprägten Röntgenpeaks, die auf die hohe Qualität der Proben hinweisen und die strikte langreichweitige Anordnung der Quantenpunkte beweisen.

Auf ein Lochmuster mit 103 nm Periodizität werden 11.3 ML $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ direkt auf das GaAs Substrat als erste, vergrabene Schicht abgeschieden. Als Zwischenschicht werden 8 nm GaAs, 3 nm $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ und 2 nm GaAs gewachsen. Die Zwischenschicht soll die Oberflächenmodulation der ersten QP-Schicht in eine Verspannungsfeldmodulation auf einer glatten GaAs Oberfläche überführen. Auf der glatten Zwischenschicht bilden sich die QP nach dem Wachstum mit 12 ML $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ in Form eines perfekten, rechtwinkligen Gitters (Abb. 23), das durch die Vorstrukturierung vorgegeben ist. Die Quantenpunkte haben eine mittlere Höhe von 11 nm und eine Ausdehnung von 121 nm und 85 nm in der [1-10] bzw. [110] Richtung.

Auffällig ist die Vollkommenheit des Musters. Wird eine Fehlstelle als vorstrukturiertes Loch, auf dessen Position kein oder mehr als ein QP gebildet wurde, definiert, so bestimmt man eine Defektdichte von höchstens 0.23% für verschiedene $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ große Bereiche. Man kann also davon ausgehen, dass $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ große Quantenpunktfelder mit einer Defektdichte kleiner als 0.23% erzeugt wurden. Dies sind weltweit einmalige Werte und zeugen von der außergewöhnlichen Kontrolle, die wir über das Quantenpunktwachstum ausüben können.

Die Abb. 24 zeigt die Karte des reziproken Raums um den 220 Beugungsreflex von GaAs für das in Abb. 23 gezeigte periodische Quantenpunktfeld. Das Auftreten von diskreten Punkten im reziproken Raum ist ein eindeutiger Beweis für die Existenz einer langreichweitig periodischen Struktur, wie sie z. B. auch bei einem Kristallgitter beobachtet wird. Man erkennt die regelmäßige Struktur der Ordnung wieder, und die Bestimmung des Gitterabstands ergibt in diesem Fall einen Wert von 100.5 nm, der sehr exakt mit dem nominellen Wert der Quantenpunkt- Periodizität aufgrund der lithografisch definierten Strukturierung übereinstimmt.

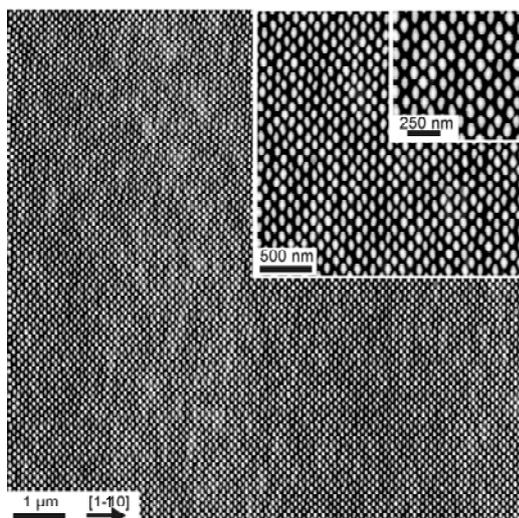


Abb. 23. Langreichweitige periodische Anordnung von InGaAs Quantenpunkten auf vorstrukturiertem GaAs (001) Substrat.

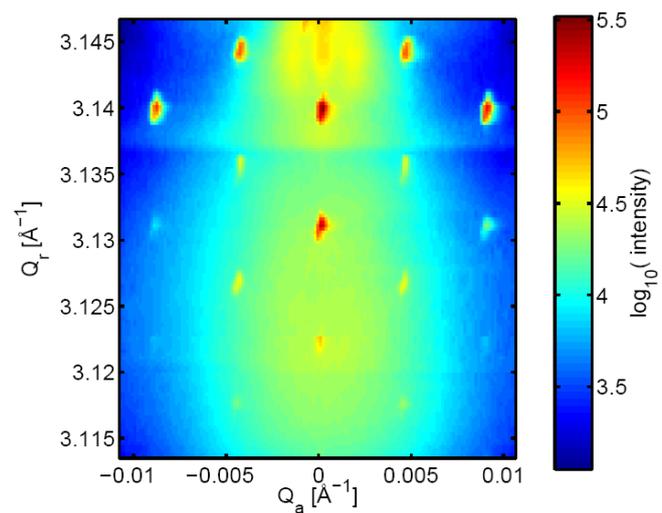


Abb. 24. Karte des reziproken Raumes (gemessen mittels Röntgenbeugung) der Probe aus Abb. 10. Diskrete Beugungsreflexe, die die hohe Qualität der Probe und die strikte Periodizität der Quantenpunkte beweisen, sind klar zu erkennen.

III.4 Optimierung geordneter 2- dimensionaler Quantenpunktfelder

Nominell reine InAs Quantenpunkte wurden auf strukturierten GaAs (001) Scheiben aufgewachsen und der laterale Anordnungsprozess der Quantenpunkte wurde auf Ausbeute und Größenhomogenität optimiert. Bei der in Abb. 25 gezeigten Oberfläche handelt es sich um 1.8 ML InAs Quantenpunkte, die auf einer ersten Schicht Quantenpunkte auf einem strukturierten GaAs Substrat aufgewachsen wurden. Die Strukturierung bestand aus einem quadratischen Feld aus Nanolöchern mit einem Lochabstand von 160 nm, das durch Elektronenstrahlolithografie und reaktivem Ionenätzen hergestellt wurde. Die Löcher selbst haben vor dem Überwachsen eine laterale Ausdehnung von etwa 70 nm und eine Tiefe von etwa 25 nm.

Wie wir in Abb. 8 sehen ist die laterale Anordnung der Quantenpunkte über eine große Fläche perfekt. Es existieren weder Quantenpunktfehlstellen noch Quantenpunktzwischengitterplätze. Im unteren teil der Abb. 8 haben wir Histogramme der Quantenpunkthöhe und des Quantenpunktdurchmessers aufgetragen. Die Größenverteilung der Quantenpunkte – wie sie durch die FWHM (bzw. Standardabweichung) gegeben ist – beträgt für die Höhe 5.1% (4.3%) und für den Durchmesser 4.8 % (3.8%). Des Weiteren haben wir bestätigen können, dass die Quantenpunkte defektfrei und optisch aktiv sind. Das strikt angeordnete Quantenpunktfeld bildet daher ein attraktives Templat, um Einzelquantenpunktbauelemente höchst integrativ auf einem Chip zu funktionalisieren.

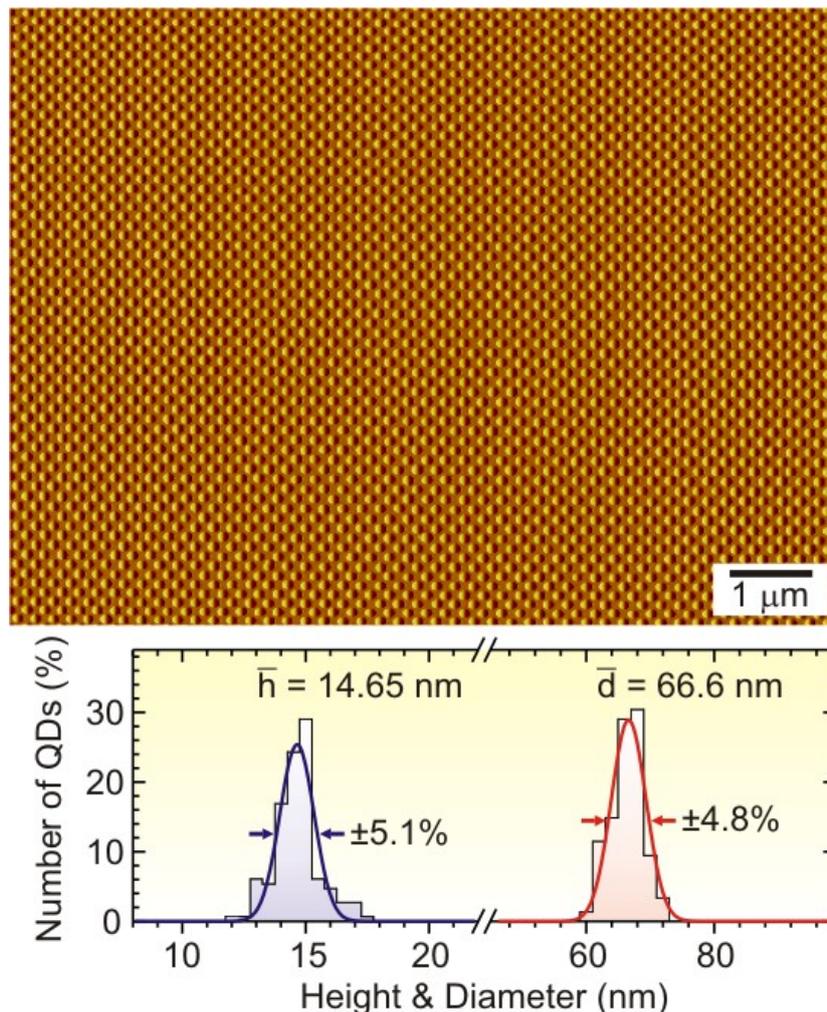


Abb. 25. Perfekt angeordnetes Quantenpunktfeld. Die Größendispersion beträgt etwa 5% für sowohl die Höhe als auch den Durchmesser der Quantenpunkte.

III.5. Optische Qualität von angeordneten Quantenpunktfeldern

Abbildung 26 zeigt die Oberflächen von verschiedenen Quantenpunktkristallen (QPC), die auf vorstrukturierten GaAs(001) Substraten epitaktisch gewachsen wurden. In Abb. 26 (a) handelt es sich um einen 6-fach gestapelten Quantenpunktkristall (QPC6), in Abb. 26 (b) um einen 11-fach gestapelten QPC11 mit 210 nm lateraler Periodizität, in Abb. 26 (c) um einen QPC11 mit 160 nm lateraler Periodizität und in Abb. 26 (d) um eine 11-fach gestapelte Quantenpunktschicht, die auf einem unstrukturierten Substrat aufgewachsen wurde. Wir beobachten eine größere Höhe der QP mit zunehmender Anzahl von QP-Schichten. Die Größenhomogenität für QPC11 (210nm Periodizität) ist besser als für QPC6. An einigen Stellen sind laterale Quantenpunktpaare zu sehen. Die Homogenität für QPC11 (160nm) ist relative schlecht, weil die Wachstumsbedingungen für die 210 nm Periodizität optimiert wurde und daher viele QP-Fehlstellen auftreten. Die breiteste Größenverteilung beobachten wir für die 11-fach Schicht auf dem unstrukturierten Substrat. Der Grund dafür liegt in der sehr unregelmäßigen Anordnung der flachen Erhöhungen, die durch das Überwachsen der QP entstehen. Die Breite der Erhöhungen fluktuiert beispielsweise von 90 bis 150 nm, was zu einer Unregelmäßigkeit des QP Wachstums führt.

Abbildung 27 zeigt typische PL-Spektren von Proben mit unterschiedlicher Anzahl von gestapelten QP-Schichten. Für QPC2 messen wir ein relativ schwaches und breites Signal bei 1.232 eV mit einer Halbwertsbreite von etwa 60 meV. Das Signal wird den QP in den vorstrukturierten Löchern zugewiesen, da die QP an der Oberfläche üblicherweise bei längeren Wellenlängen emittieren. Die zwei schmalen Signale bei 1.506 und 1.484 eV stammen vom GaAs Substrat.

Bei einer Erhöhung der Schichtanzahl verstärkt und verschmälert sich das Signal von den QP. Für QPC 6 zum Beispiel messen wir ein Signal bei 1.284 eV mit einer Halbwertsbreite von 46.4 meV. Das Signal

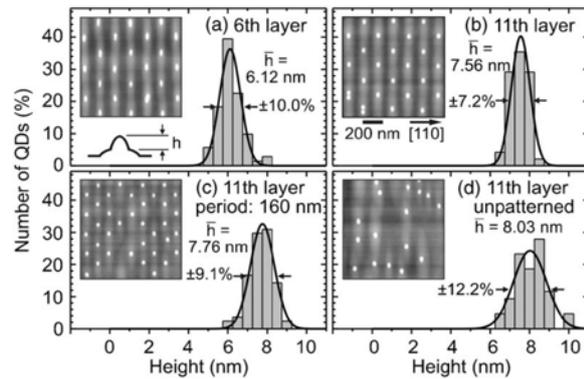


Abb. 26. Höhenhistogramme von Oberflächen-QP in (a) QDC6 und (b) QDC11 auf strukturierten Oberflächen mit 210 nm Periodizität. (c) QDC11 auf Struktur mit 160 nm Periodizität. (d) 11-fach gestapelte QP-Schicht auf unstrukturiertem Substrat. Die Einschübe zeigen entsprechende AFM-Bilder.

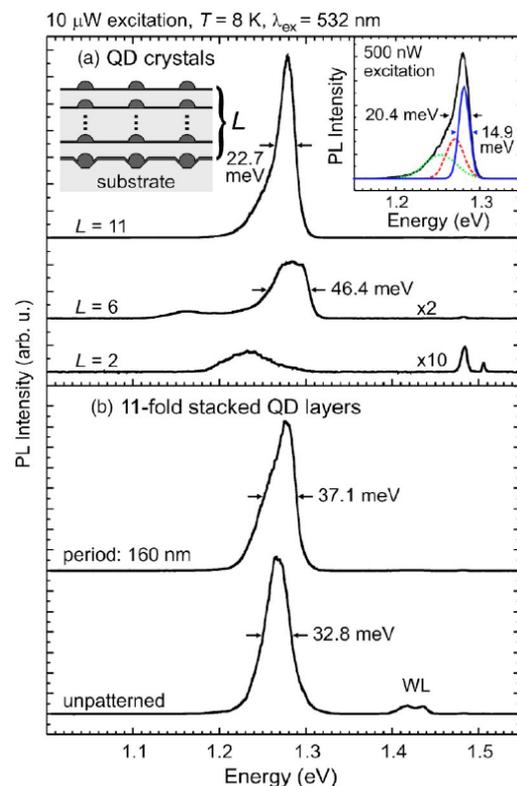


Abb. 27. (a) Tieftemperatur- PL-Spektren von QDC2, QDC6, und QDC11 auf 210 nm Periodizität. Einschub zeigt das PL-Spektrum von QDC11 bei niedriger Anregung. Das Spektrum wurde mit drei Gaußkurven angepasst. Linker Einschub zeigt Schemazeichnung der QDC. (b) PL-Spektrum der 11-fach gestapelten QP-Schicht auf vorstrukturiertem und unstrukturiertem Substrat.

wird noch intensiver für QPC11 und noch schmaler mit einer Halbwertsbreite von nur noch 22.7 meV. Das PL-Signal des QPC11 ist asymmetrisch, was wir darauf zurückführen, dass es mehrere Untergruppen von QP gibt, die einen Beitrag zu dem Signal beisteuern. Im Einschub von Abb. 27 (a) wurde die Anregungsleistung auf 500 nW abgeschwächt und das entsprechende asymmetrische Spektrum besitzt eine Linienbreite von nur noch 20.4 meV. Die Linienform kann gut mit drei Gausskurven angepasst werden. Das dominierende Signal befindet sich dann bei 1.281 eV und hat eine Breite von 14.9 meV. Diesen Peak weisen wir der Hauptgruppe von QP in dem QP-Kristall zu. Es wurde bereits gezeigt, dass es aufgrund von Vermischungseffekten zu einer Blauverschiebung der oberen Schichten bei gestapelten QP-Schichten kommen kann. Daraus folgern wir, dass das dominante schmale Signal von den oberen Schichten des QPC stammt, und die niederenergetische breitere Schulter von den unteren QP-Schichten.

Das PL-Spektrum von QPC11 (160 nm Periodizität) ist in Abb. 27 (b) gezeigt und hat eine Linienbreite von 37.1 meV. Die breitere Größenverteilung der QP überein. Auf dem unstrukturierten Substrat erhalten wir ein Signal bei 1.266 eV mit einer Linienbreite von 32.8 meV. Bei dieser Probe sehen wir Signal von zwei Benetzungsschichten. Dieser Effekt ist gut bekannt und wird auf unterschiedliche Dicken der Benetzungsschichten in dem Schichtstapel zugewiesen. Die relative große Intensität der Signale liegt wahrscheinlich an der geringen Dichte der QP in dieser Probe.

Die Homogenität des QPC11 (210 nm Periodizität) haben wir detaillierter in Abb. 28 untersucht. Dazu haben wir die Position und Homogenität der QP-Linie als Funktion der Position aufgenommen und dargestellt. Innerhalb des Feldes bleiben die Werte praktisch konstant. An den Seiten des Feldes nimmt die Linienbreite jedoch von 20 auf 23-25 meV zu. Die Linienbreite außerhalb des Feldes ist stets größer als innerhalb des Feldes, was wir mit den strukturellen Ergebnissen aus Abb. 26 erklären. Die Grundzustandsenergie außerhalb des Feldes ist stark rot verschoben. Dieses Phänomen erklären wir mit den unterschiedlichen Quantenpunktdichten. Da die Dichte außerhalb des Feldes geringer ist als innerhalb des Feldes, steht jedem Quantenpunkt

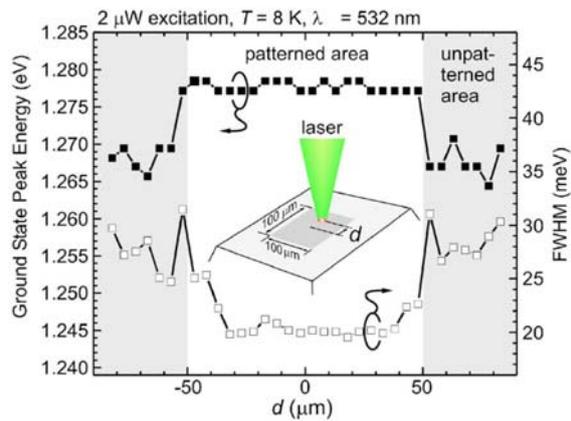


Abb. 28. Grundzustandsenergie (PL) und Linienbreite als Funktion der Anregungsposition. Der Einschub zeigt ein Schema der Probenoberfläche und der fokussierten Laserstrahls.

aufgrund von Vermischungseffekten zu einer Blauverschiebung der oberen Schichten bei gestapelten QP-Schichten kommen kann. Daraus folgern wir, dass das dominante schmale Signal von den oberen Schichten des QPC stammt, und die niederenergetische breitere Schulter von den unteren QP-Schichten.

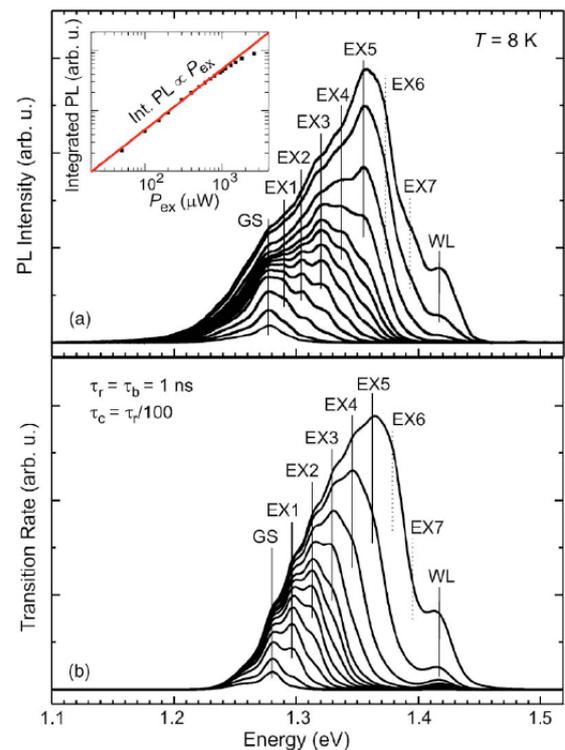


Abb. 29. (a) PL-Spektren von QDC11 als Funktion der Anregungsleistung. (b) Berechnete Rekombinationsraten für zwei QP-Gruppen mit acht Zuständen. Der Einschub in (a) zeigt die PL-Intensität als Funktion der Anregungsleistung. Die durchgezogene Linie wurde theoretisch angepasst und berechnet.

außerhalb des Feldes mehr Indium zur Verfügung, was automatisch zu einer Rotverschiebung des Signals führt.

Um die elektronische Struktur der QP besser verstehen zu können, haben wir die PL-Spektren des QPC11 als Funktion der Anregungsdichte in Abb. 29 (a) dargestellt. Aufgrund der schmalen Linienbreite sind bis zu 7 angeregte Zustände in der Photolumineszenz zu erkennen. Die Energieabstände zwischen den Zuständen betragen 12-20 meV. Die modellierten PL-Spektren sind in Abb. 29 (b) dargestellt. Eine gute Beschreibung des Experiments kann erreicht werden mit zwei QP-Gruppen, deren Grundzustände bei 1.281 bzw. 1.262 eV liegen, und eine Linienbreiten von 14.9 bzw. 35.3 meV besitzen. Des Weiteren haben wir eine strahlende Rekombinationszeit in den QP von 1ns angenommen, und eine 100 mal kürzere Einfangszeit der Ladungsträger in die Quantenpunkte. Bei mittleren Anregungsleistungen ist die Beschreibung des Experiments nicht sehr gut, was möglicherweise auf die recht einfache Beschreibung der QP als harmonische Oszillatoren zurückzuführen ist. Die integrierte Intensität des QP-Signals ist als Funktion der Anregungsleistung im Einschub von Abb. 29 (a) dargestellt. Das lineare Verhalten kann über einen weiten Bereich sehr gut mit unserem Modell beschrieben werden. Die lineare Abhängigkeit weist darauf hin, dass nichtstrahlende Rekombination keine große Rolle spielt. Für hohe Anregungsleistungen sättigt jedoch die strahlende Rekombination.

IV. Optische Eigenschaften einzelner Quantenpunkte

IV.1 Darstellung des Emissionsverhalten von einzelnen Quantenpunkten

Quantenpunkte sollen zukünftig als Einzelphotonenquellen und qubits für die Quanteninformationstechnologie genutzt werden. Ein fundiertes Verständnis der Emissionscharakteristika einzelner Quantenpunkte ist daher wünschenswert.

Abbildung 30 zeigt μ -Photolumineszenzspektren zweier repräsentativer Quantenpunkte von zwei Proben mit niedriger Quantenpunktdichte zusammen mit der Anregungsleistungsabhängigkeit dieser Spektren. Die Probe in Abb. 30 (a) wurde erzeugt, indem InAs Quantenpunkte zunächst mit 2 nm GaAs bedeckt wurden. Die Probe wurde direkt anschließend in-situ für 4 min bei 500 °C getempert, bevor die Quantenpunkte vollständig mit GaAs überwachsen wurden. Diese Prozedur sorgt dafür, dass die Quantenpunkte ausreichend stark mit GaAs vermischen, so dass die Emissionswellenlänge weit genug blau verschiebt, um hochempfindliche Si CCD Kameras für die Lichtdetektion nutzen zu können.

Für eine niedrige Anregungsleistung in Abb. 30 (a) existiert genau eine Emissionslinie X bei 1.395 eV. Die Linienbreite beträgt 180 μ eV. Die Intensität der Linie steigt mit zunehmender Leistung zunächst an, sättigt anschließend bei etwa 250 nW, und nimmt schließlich wieder ab. Gleichzeitig erscheint eine zweite Linie XX, die schnell mit zunehmender Anregungsleistung an Intensität gewinnt. Die integrierten Intensitäten der Linien als Funktion der Anregungsleistung sind in Abb. 30 (b) zusammen mit einem linearen Fit gezeigt. Die X (XX) Linie nimmt linear (superlinear) mit einer Steigung von 1.01 (2.14) zu. Dieses Verhalten zusammen mit der Sättigung und der Abnahme der X Linie für hohe Anregung sind ein sicheres Indiz dafür, dass die X (XX) Linie von einem exzitonischen (biexzitonischen) Übergang stammt. Ähnliche Spektren und Leistungsabhängigkeiten findet man für einen Quantenpunkt, der von einer Probe stammt, die vor dem vollständigen Überwachsen mit GaAs bei 560 °C in-situ getempert wurde, um die nötige Vermischung zu erreichen (Abb. 30 (c,d)). Zusätzlich zu den X und XX Linien kann bei dieser Probe eine dritte Linie X1 beobachtet werden. Die Abhängigkeit der Intensität ist linear mit der Anregungsleistung und könnte von einem geladenen Exziton stammen. Die Probe, die bei 560 °C getempert wurde, weist auflösungsbegrenzte Linienbreiten von 80 μ eV auf und ist hervorragend für zukünftige Spektroskopie an Einzelquantenpunkten geeignet.

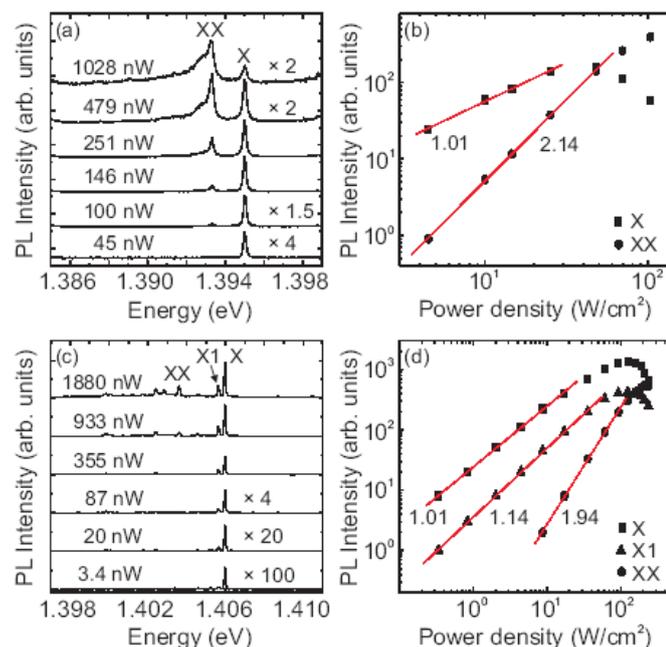


Abb. 30. Einzeldotspektroskopie an einzelnen InAs Quantenpunkten, die bei (a), (b) 500°C und (c), (d) 560 °C in-situ getempert wurden. Exziton (X), Biexziton (XX), und geladene Exziton (X1) Linien werden in den Spektren identifiziert.

IV.2 Quantenkopplung in lateralen Quantenpunktstrukturen und Einzelphotonenquelle

In diesem Abschnitt weisen wir die elektronische Kopplung in lateralen InGaAs Quantenpunktstrukturen (QPM) nach. Wir zeigen, dass Elektronen durch ein laterales elektrisches Feld zwischen zwei benachbarten Quantenpunkten hin und her transferiert werden können. Dadurch entsteht eine Wellenlängen umschaltbare Einzelphotonenquelle.

Abbildung 31 zeigt ein AFM Bild einer Probenoberfläche, auf der eine niedrige Dichte ($5 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$) von lateralen InGaAs QPM erzeugt wurde. Die Dichte ist klein genug, um einzelne QPM mit einem fokussierten Laserstrahl zu spektroskopieren. Für die Spektroskopie wurde eine vergleichbare Probe mit GaAs überwachsen, wobei nach 2 nm GaAs eine 4 Minuten lange Unterbrechung eingefügt wurde, um die Emission blau zu verschieben, so dass das Licht mit einer Si CCD Kamera detektiert werden kann.

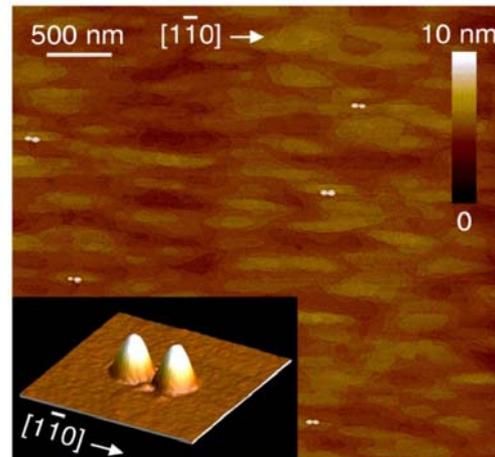


Abb. 31. AFM Bild einer Oberfläche mit einer niedrigen Dichte von lateralen InGaAs Quantenpunkten. Der Einschub zeigt deutlich, dass die Quantenpunktstrukturen aus zwei dicht benachbarten Quantenpunkten bestehen.

Insgesamt haben wir 15 laterale QDM detailliert untersucht, und die Spektren von zwei dieser QDM sind in Abb. 32 (a) und (b) dargestellt. Zwei intensive und scharfe Linien (X1 und X2), die etwa 0.5-1.7 meV voneinander getrennt sind, dominieren die Spektren. Zwei weniger intensive Linien Y und Z treten (4.5 ± 1.5) meV bzw. (5.5 ± 1.5) meV unterhalb der X2 Linie auf. Bei höherer Anregung erkennt man in Abbildung 32 (c) und (d) zwei weitere Linien (XX1 und XX2), die typischerweise 1.0 und 2.5 meV unterhalb der entsprechenden X1 und X2 Linien zu finden sind, was den Coulomb Bindungsenergien von Biexzitonen in InGaAs Quantenpunkten entspricht.

Wie man in Abb. 32 (e) und (f) sieht, erhöht sich die integrierte PL Intensität der Linien X1, X2, Y und Z linear mit der Anregungsleistung. Eine solche Abhängigkeit ist typisch für Exzitonen. Daher weisen wir die Linien X1 und X2 der Rekombination neutraler Exzitonen zu. Im Gegensatz dazu messen wir eine superlineare Zunahme der integrierten Intensität der XX1 und XX2 Linien, was konsistent mit einer Biexzitonenrekombination ist.

Die Natur der Y und Z Linien ist unklar. Es könnte sein, dass es sich um geladene Exzitonen handelt. Folgende Punkte sprechen für eine solche Zuordnung: (i) Beide Linien sind auch bei niedrigen Anregungsleistungen sichtbar, (ii) das Verhalten ist linear mit zunehmender Anregung, (iii) eine ungleiche Anzahl von Elektronen und Löchern ist durchaus wahrscheinlich in nicht-resonant

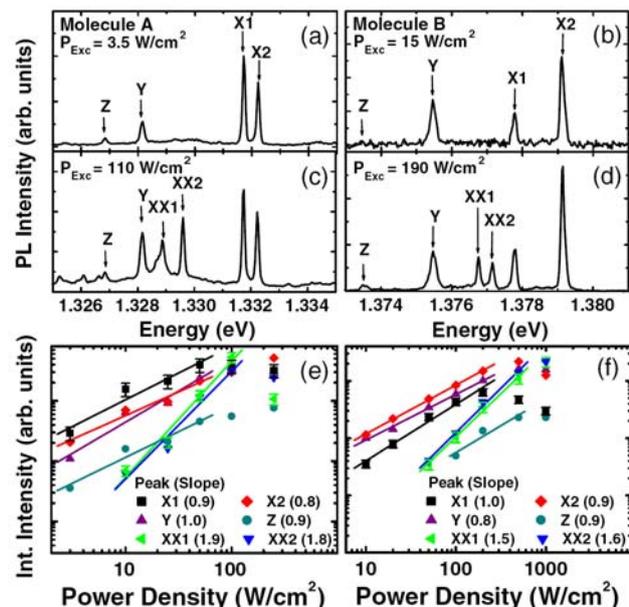


Abb. 32. PL-Spektren bei 4 K von zwei verschiedenen lateralen QPM bei niedriger Anregungsleistung [(a) und (b)] und hoher Anregungsleistung [(c) und (d)]. (e) und (f): Integrierte PL Intensität als Funktion der Anregungsleistung. Ein linearer (superlinearer) Anstieg ist für die Exzitonenlinien (Biexzitonenlinien) zu erkennen.

angeregten Quantenpunkten, (iv) die „Cross-Korrelation“ zwischen der Y (Z) und der Exzitonlinien zeigt „Antibunching“ und (v) „Bunching“ zwischen den Linien wird nicht beobachtet, was zeigt, dass es sich nicht um einen Kaskadenzerfall der Linien handelt.

„Cross-Korrelationen“ zweiter Ordnung zwischen den PL Linien des Moleküls B wurden durchgeführt, um die Quantenkopplung zwischen den Quantenpunkten in einem QPM nachzuweisen. In Abb. 33 (a) ist klar zu erkennen, dass zwischen den Linien X1 und X2 eine Korrelation herrscht („antibunching“). Dieses Experiment zeigt eindeutig, dass in dem QPM eine elektronische Kopplung zu finden ist. In Abb. 33 (b) finden wir „antibunching“ direkt gefolgt von einem „bunching“ Verhalten für die X1 und XX1 Linien. Dieses Verhalten impliziert, dass es sich um einen Biexziton-Exziton Zerfall handelt. In Abb. 33 (c) bzw. 33 (d) ist die Korrelationsfunktion für die beiden Linien Y bzw. Z mit der Linie X2 dargestellt. Ein „klares Antibunching“ für $t=0$ ist zu erkennen, woraus wir schließen, dass das QPM die Quelle für die Linien Y bzw. Z ist. Abbildung 33 (e) schließlich zeigt das Ergebnis einer gepulsten Autokorrelationsmessung der X2 Linie eines anderen Moleküls. Eine starke Unterdrückung von Koinzidenzereignissen ist bei $t=0$ zu erkennen. Es handelt sich bei dem QPM also um eine effiziente Einzelphotonenquelle.

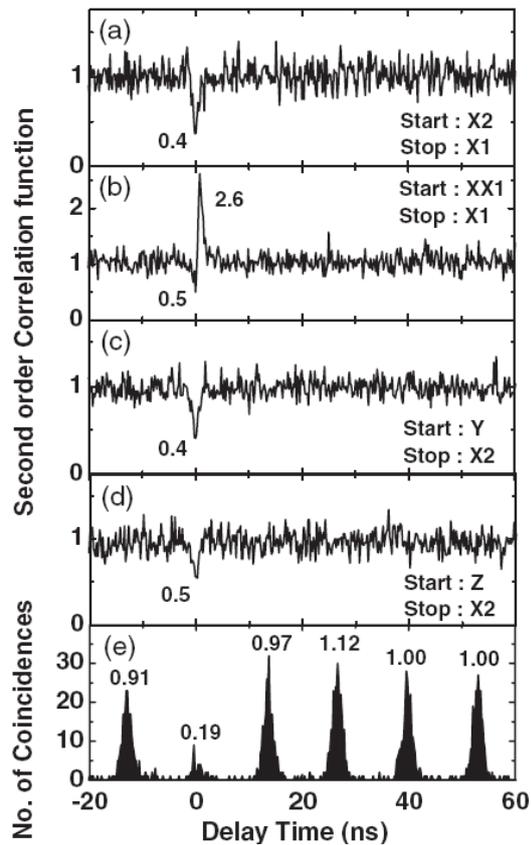


Abb. 33. (a) – (d) Korrelationsfunktionen 2. Ordnung diverser Exziton und Biexzitonlinien. (e) Anzahl der Koinzidenzereignisse als Funktion der Verzögerungszeit bei einem gepulsten Experiment.

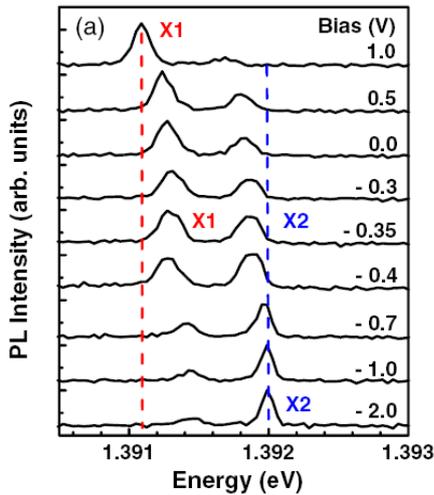


Abb. 34. PL Spektren eines QPMs bei sich änderndem lateralem elektrischen Feld. Durch Anlegen des Feldes können die Exzitonlinien X1 und X2 an- bzw. ausgeschaltet werden.

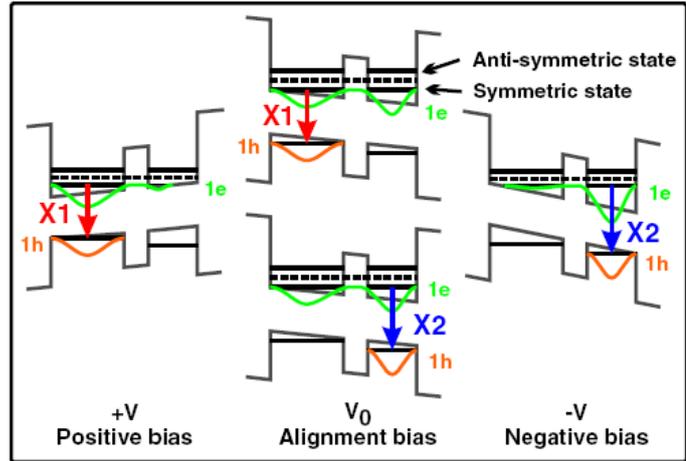


Abb. 35. Schematische Bandkantenverlauf eines lateralen Quantenpunkt-moleküls. Die Lochfunktionen sind stark lokalisiert während die Wellenfunktionen der Elektronen durch Anlegen eines elektrischen Feldes von einem QP zum anderen verschoben werden können.

Die bisherigen Messungen haben die Quantenkopplung der benachbarten Quantenpunkte nachgewiesen. Jetzt zeigen wir, dass die Kopplung durch das Anlegen eines lateralen elektrischen Feldes entlang der Achse des QPMs kontrolliert werden kann. Typische Mikro-PL Spektren, die als Funktion des E-Feldes aufgenommen wurden, sind in Abb. 34 (a) gezeigt. Bei -2.0 V dominiert die X2 Linie des QPMs. Mit abnehmendem Betrag der Spannung verschiebt die Linie leicht rot. Für kleinere negative Felder (-1.0V) erscheint allmählich die X1 Linie des QPMs bis die beiden Linien bei einer Spannung von -0.35 V etwa die gleiche Intensität besitzen. Für positive Spannungen verschwindet die X2 Linie und die X1 Linie dominiert das Spektrum. Es ist bemerkenswert, dass dieser Effekt nur bei dieser Orientierung des E-Feldes auftritt und nicht bei einer 90° Rotation des E-Feldes.

Um unsere Ergebnisse zu verstehen, ist der Bandkantenverlauf eines lateralen QPMs in Abbildung 35 aufgezeichnet. Wir nehmen dabei an, dass die QP durch eine etwa 8 nm dicke Barriere voneinander getrennt sind. Der große Quantenpunkt hat eine laterale Breite von 36 nm, der kleine Quantenpunkt eine Breite von 34 nm. Die eindimensional lokalisierten Wellenfunktionen wurden durch Lösung der Schrödinger-Gleichung numerisch berechnet. Aus den Modellrechnungen entnehmen wir, dass die Löcher aufgrund ihrer großen effektiven Masse in den Quantenpunkten lokalisiert bleiben, während die Elektronen genügend delokalisiert sind, um miteinander wechselzuwirken. Das Modell berechnet eine Kopplungsenergie für die Elektronen von 20 und 500 μeV für eine Barrierenbreite von 12 und 4 nm, respektive. Die gemessene Kopplungsenergie von etwa 180 μeV entspricht einer effektiven Barrierenbreite von etwa 7 nm. Wenn eine positive oder negative Spannung angelegt wird, kann das Elektron zwischen den Quantenpunkten hin und her geschoben werden, was die Intensität der entsprechenden Exzitonlinie verstärkt oder abschwächt.

V. Aufgeollte Mikro- und Nanoröhren

V.1 Herstellung von aufgerollten Nanoröhren

Für die Herstellung von RUNTs haben wir verspannte Bilschichten auf strukturierten GaAs(001) Substraten aufgewachsen. Als Opferschicht haben wir AlAs benutzt und als Bilschicht In(Ga)As/GaAs. Die Bilschichten wurden durch selektives Unterätzen mit verdünnter HF-Lösung von der Oberfläche gelöst, so dass sich RUNTs mit Durchmessern im Nanometer- bis Mikrometerbereich bilden. Die Bildung der RUNTs wurde mittels einer neu aufgebauten hochauflösenden Videomikroskopie untersucht. In diesem Berichtszeitraum haben wir den Bildungsprozess von aufgerollten Röhren in bisher nicht gekannter Genauigkeit studiert. Zu diesem Zwecke haben wir eine Videomikroskopie aufgebaut, mit der wir den Aufrollprozess in Realzeit verfolgen konnten. Ergebnis dieser Studie ist, dass der Aufrollprozess zunächst hochgradig nichtlinear verläuft, anschließend linear in der Zeit ist und letztendlich in einen Sättigungsbereich übergeht (Abb. 36). Der nichtlineare Bereich rührt daher, dass sich zunächst eine homogene Ätzfront ausbildet, so dass die komplette Schicht auf makroskopischer Skala abheben kann. Dieser Effekt bewirkt, dass sogar raue und inhomogene Startkanten zu der Bildung von gleichmäßigen und wohl-aufgerollten Röhren führen können. Im weiteren Verlauf ist der Aufrollprozess direkt durch die Unterätzungsgeschwindigkeit gegeben, und die Aufrolldistanz ist linear in der Zeit. Nach längerem Ätzen hört der Aufrollprozess jedoch auf. Dieses Ergebnis ist überraschend und wurde an einer Vielzahl von Proben beobachtet. Zwar konnte dieses Verhalten nicht abschließend erklärt werden, es hat jedoch weit reichende Bedeutung für die Positionierbarkeit der Röhren. Da die Position ab einer gewissen Zeit unabhängig wird von der Ätzzeit, entkoppelt sich die Position des Röhrens von einem technologisch nur schwer kontrollierbaren Parameter, der effektiven Ätzzeit. Die Röhren lassen sich durch diesen Effekt also gut positionieren, was wir durch eine ausreichende Statistik an unterschiedlichen Röhren nachweisen konnten (siehe unterer rechter Einschub von Abb. 36).

Die Aufrollgeschwindigkeit der Röhren

hängt entscheidend von der Dicke der Opferschicht ab. Diese Abhängigkeit haben wir erstmalig systematisch untersucht und durch ein einfaches Modell beschrieben (Abb. 37). Wir konnten des weiteren zeigen, dass die Aufrollgeschwindigkeit unabhängig vom Röhrendurchmesser ($D = 15 - 500 \text{ nm}$) ist (Abb. 37).

Ein entscheidender Vorteil der aufgerollten Nanoröhren gegenüber anderen Nanostrukturen liegt in ihrer lithografischen Positionierung. Wir haben durch einfache Photolithographie wohl definierte Gräben in die Oberflächen unserer Proben prozessiert, bevor wir die Opferschicht

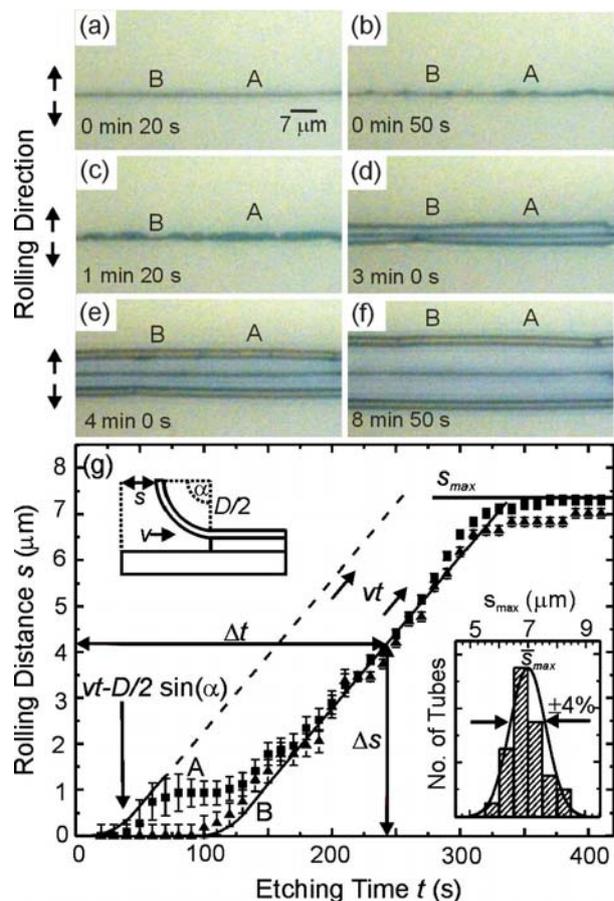


Abb. 36. (a)-(f) Videomikroskopie Aufnahmen des Aufrollprozesses zweier Röhren. (g) Rolldistanz s als Funktion der Ätzzeit t an lateralen Positionen „A“ und „B“. Unterer rechter Einschub: Statistische Verteilung der maximalen Rolldistanz für 29 Röhren auf vier verschiedenen Proben.

und die Bilschicht aufgewachsen haben. Dieses von uns neu entwickelte Verfahren hat sich als überaus erfolgreich erwiesen, um die aufgerollten Röhren kontrolliert neben den prozessierten Gräben positionieren zu können (Abb. 38.). Durch dieses Ergebnis wird es möglich, die Röhren gezielt auf einem Chip zu funktionalisieren und zu integrieren.

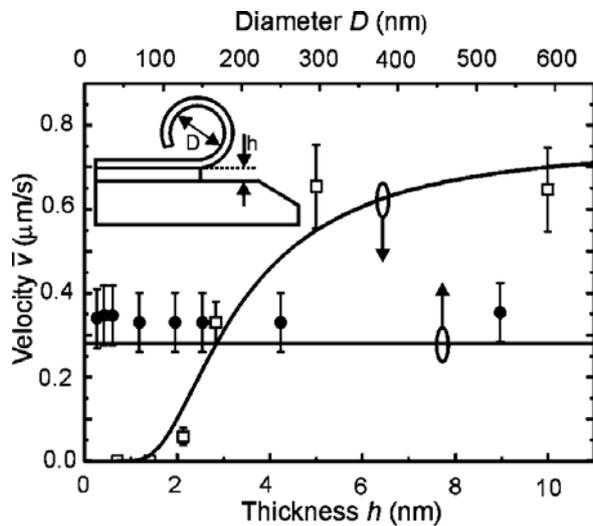


Abb. 37. Mittlere Rollgeschwindigkeit als Funktion der Opferschichtdicke und des Röhrendurchmessers. Durchgezogene Linien sind berechnete Kurven.

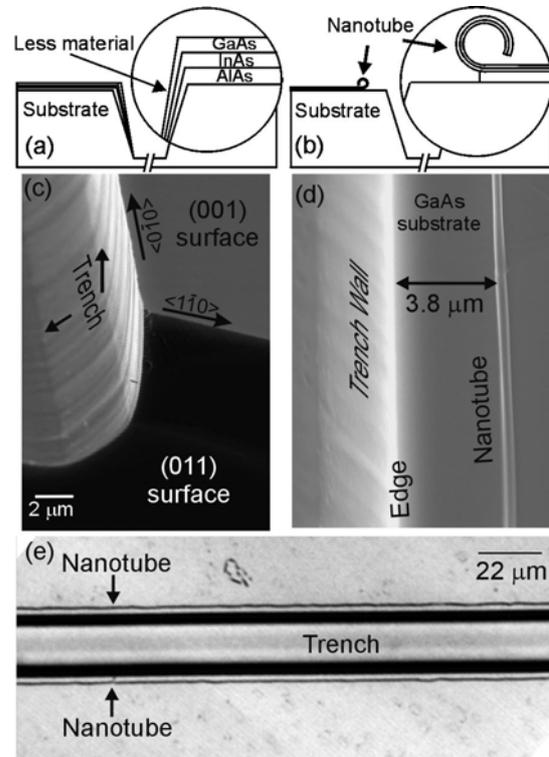


Abb. 38. (a) Schematische Darstellung einer Probe nach dem Wachstum auf einem strukturierten Substrat und (b) nach dem selektiven Ätzen. (c) REM Aufnahme eines überwachsenen Grabens und (d) eines Röhrchens, das parallel zu dem Graben liegt. (e) Lichtmikroskopiebild zweier Röhrchchen, die sich entlang eines gesamten Grabens aufgerollt haben.

V.2. Untersuchung der Wandstruktur von aufgerollten Nanoröhrchen mittels TEM

Die Wandstruktur der aufgerollten Röhrchen wurde mittels Elektronenmikroskopie (TEM, HRTEM, SAED) und erstmalig mit Mikro-Raman-Spektroskopie untersucht. Diese Untersuchungen führen zu der Erkenntnis, dass die Röhrchen neuartige radiale Übergitter bilden, die aus alternierenden kristallinen und nichtkristallinen glasartigen Schichten bestehen.

Abbildung 39 (a) zeigt das TEM-Bild einer RUNT mit einem inneren Durchmesser von 230 nm, die zwei Umdrehungen während des Aufrollens durchgeführt hat. Das SAED-Muster, das über den gesamten Nanoröhrenquerschnitt gewonnen wurde, ist in Abb. 39 (b) gezeigt. Es ist für die Reflexe von GaAs indiziert. Für fast jeden Reflex sind zwei Beugungspunkte sichtbar. Dieser Effekt wird auf eine Fehlausrichtung der aufgerollten Schichten, die die Wand der RUNT bilden, zurückgeführt. Diese Annahme wird durch das Moirée-Muster der Nanoröhre in Abb. 39 (a) bestätigt, das ebenfalls eine Fehlausrichtung der kristallinen Schichten anzeigt. Des Weiteren ist ein schwacher Untergrund sichtbar, der typisch für nicht-kristalline Materie ist. Die RUNTs waren im gesamten Untersuchungszeitraum im Elektronenstrahl stabil. Dies schließt aus, daß der Elektronenstrahl zur Amorphisierung der RUNT führte.

Abbildung 40 (a) zeigt eine zweite RUNT, die aus der gleichen InAs/GaAs-Bischicht entstanden ist, mit einem Durchmesser von 200 nm und drei Umdrehungen. Der Einschub zeigt das SAED-Muster, das von dieser RUNT erhalten wurde. Auf Grund der größeren Anzahl von Umdrehungen werden die einzelnen kristallinen Reflexe nicht mehr aufgelöst, sondern die Beugungspunkte sind nur elongiert. Diese Elongation der Reflexe zeigt eine ähnliche Fehlausrichtung der Schichten wie in der RUNT in Abb. 39. Weiter ist mindestens ein Beugungsring (mit 1 markiert) zu erkennen, der von nicht-kristalliner Materie herrührt. Die Intensität und Position des Ringes lässt darauf schließen, dass er von der Nanoröhre erzeugt und nicht von

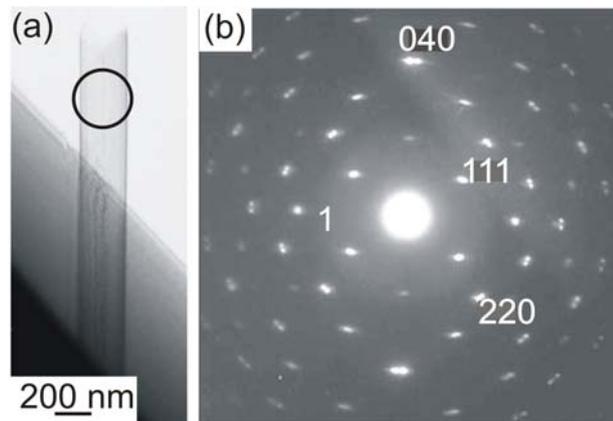


Abb. 39. (a) TEM-Bild einer aufgerollten InAs/GaAs-basierten Nanoröhre. Der Kreis markiert den Bereich, in dem das SAED durchgeführt wurde. (b) Indiziertes SAED-Beugungsmuster der RUNT. Man beachte, daß die einzelnen Reflexe in zwei Punkte geteilt sind. Ein schwaches Signal nicht-kristallinen Ursprungs ist erkennbar (mit 1 markiert).

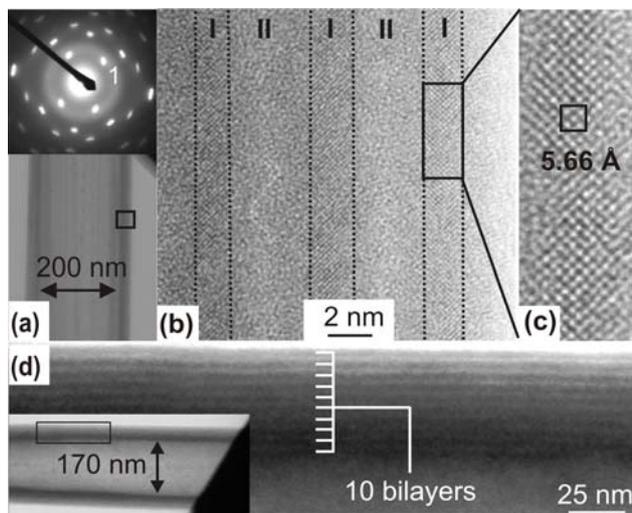


Abb. 40. (a) TEM-Bild einer RUNT. Der obere Einschub zeigt das SAED-Muster dieser Nanoröhre. (b) HRTEM-Bild der Wandstruktur, gewonnen aus dem Gebiet, das in (a) mit einem Rechteck markiert ist. Die Gebiete "I" zeigen eine Gitterstruktur und werden getrennt durch die Gebiete "II", in dem keine geordnete Struktur beobachtet werden kann. (c) Vergrößerung des kristallinen Gebietes I, in dem das Gitterbild des GaAs-Untergitters klar identifiziert werden kann. (d) TEM-Bild der Wand einer $In_{0,33}Ga_{0,67}As/GaAs$ -basierten RUNT mit zehn Umdrehungen. Der Einschub zeigt die vollständige $In_{0,33}Ga_{0,67}As/GaAs$ -basierte RUNT mit $D = 170$ nm.

externen Verunreinigungen hervorgerufen wird. Das HRTEM-Bild von dem Gebiet, das mit einem Rechteck in Abb. 40 (a) markiert ist, ist in Abb. 40 (b) zu sehen. Drei kristalline Schichten, die mit "I" markiert sind, sind klar durch ihr Gitterbild zu erkennen. Abbildung 40 (c) vergrößert das mit einem Rechteck markierte Bild in Abb. 40 (b) und zeigt das Muster des flächen-zentriert kubischen Kristallgitters des GaAs-Kristalls. Die drei kristallinen Gebiete sind durch zwei dicke Gebiete "II" getrennt, die kein klares kristallines Muster zeigen. Dies kann teilweise auf die Krümmung der Wand zurückgeführt werden, welche — in der Projektion — den Gitterabstand der Atome unter das Auflösungsvermögen des Elektronenmikroskopes treibt. Daraus kann geschlossen werden, dass die nicht-kristallinen Gebiete wahrscheinlich dünner sind als in Abb. 40 (b) beobachtet. Die nicht-kristallinen Bereiche sind an den Stellen lokalisiert, an denen die Grenzfläche zwischen zwei Wandschichten der RUNT zu erwarten ist. Das TEM-Bild in Abb. 40 (d) zeigt eine 10-fach Periode einer nicht-kristallinen/kristallinen Wandstruktur einer aufgerollten $\text{In}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}/\text{GaAs}$ -basierten Nanoröhre. Der Einschub zeigt ein TEM-Bild der RUNT über ihren gesamten Durchmesser (170 nm).

V.3. Untersuchung der thermischen Stabilität von aufgerollten InAs/GaAs Nanoröhrchen (RUNT) mittels Raman-Spektroskopie

In diesem Abschnitt wird die thermische Stabilität der RUNTs durch lokales Erhitzen der Nanoröhre mittels eines fokussierten Laserstrahles untersucht. μ -Ramanspektroskopie wird benutzt, um die Veränderungen der RUNT in situ zu überwachen. Dabei wird beobachtet, dass die Temperatur der RUNT zu signifikant höheren Werten ansteigt als das darunter liegende Substrat. Auf diese Weise werden lokale Reaktionen in der RUNT- Wand aktiviert. In diesem speziellen Fall wird das Auftreten einer neuen Ramanmode bei 198 cm^{-1} beschrieben, welches darauf schließen lässt, dass sich die Wand der Nanoröhre in kristallines $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ umwandelt. Dies führt zur Bildung einer lateralen Hybridheterostruktur. Für das Tempern mittels Lasers wurden vollständig freistehende InAs/GaAs-basierte RUNTs verwendet. Die Temperexperimente wurden an einer InAs/GaAs-basierten RUNT, die auf einem strukturierten Substrat lag und sich durch Ätzen mit einer HF-Tensid-Lösung (HF-Konzentration: 25 vol%) aus einer nominellen 1.4 ML InAs/ 15.4 ML GaAs-Bischicht gebildet hat, wiederholt.

Abbildung 41 zeigt eine Reihe von Ramanspektren einer vollständig freistehenden InAs/GaAs-basierten RUNT für unterschiedliche Laseranregungsleistungen, sowie als Referenz ein Ramanspektrum des GaAs (001)-Substrates. Das Referenzsignal des GaAs (001)-Substrates ist durch seine LO-Mode bei 292 cm^{-1} charakterisiert. Das erste Spektrum (blau) wurde mit einer Laseranregungsleistung von nur 0.04 mW aufgenommen. Es zeigt als Hauptmerkmale die LO-Mode bei 288 cm^{-1} , die TO-Mode bei 263 cm^{-1} und das breite DAOP-Band zwischen 170 cm^{-1} und 280 cm^{-1} . Ab ca. 200 cm^{-1} beginnt die Abschwächung des Signals durch den Interferenzfilter. Die LO- und TO-Mode sind auf Grund einer Erwärmung durch den anregenden Laserstrahl um einige Wellenzahlen verschoben. Die Temperatur wird auf $200\text{ }^\circ\text{C}$ bis $300\text{ }^\circ\text{C}$ abgeschätzt. Um die RUNT lokal zu erwärmen, wurde die Laserleistung des μ -Ramanaufbaus auf 0.4 mW erhöht und nach 20 min das magenta-farbende Spektrum in Abb. 41 aufgenommen. Die LO-Phononmode ist zu 285 cm^{-1} nach unten verschoben, verbreitert und hat an Intensität verloren. Das DAOP-Band hat an Intensität zugenommen und ist nun bei ca. 240 cm^{-1} zentriert. Die TO-Phononmode ist nicht mehr zu beobachten, aber eine neue Mode bei 198 cm^{-1} ist entstanden. Die Veränderung der LO-, TO-Mode und des DAOP-Bandes kann auf eine Veränderung des Verhältnisses von nicht-kristallinem zu kristallinem Material in der RUNT zurückgeführt werden. Hierfür ist eine Zunahme des nicht-kristallinen Materialanteiles in der RUNT-Wand anzunehmen. Die LO-Mode verschiebt sich durch die höhere Temperatur der RUNT. In dem roten Spektrum, das mit der erhöhten Laserleistung von 1.2 mW nach 1 h aufgenommen wurde, wird die neue Mode

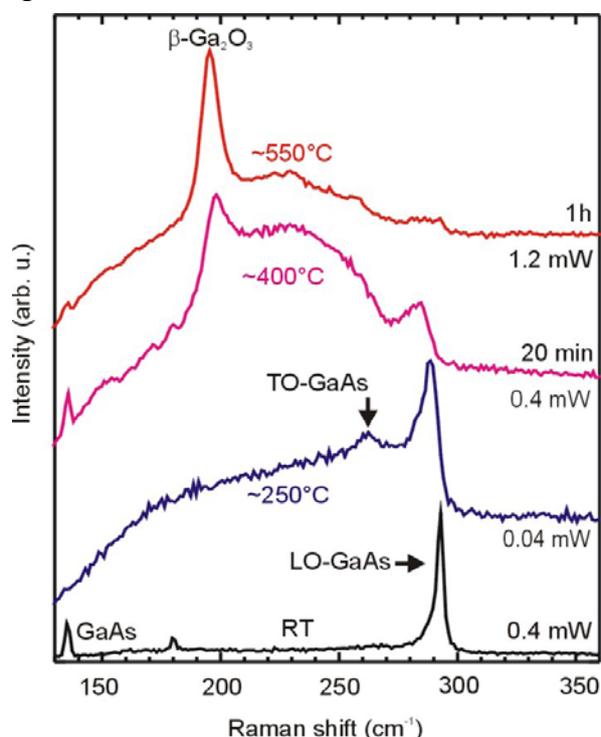


Abb. 41. Ramanspektren einer freistehenden InAs/GaAs-basierten RUNT für verschiedene Anregungsleistungen und Temperzeiten. Ein Ramanspektrum eines GaAs-Wafers ist unten als Referenz gezeigt. Die starke Mode bei 292 cm^{-1} ist die LO-Mode des GaAs, die Mode bei 198 cm^{-1} wird kristallinem $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ zu geordnet.

wird die neue Mode

das dominierende Merkmal des Spektrums und ist zu 196 cm^{-1} verschoben. Die LO-Mode und das DAOP-Band sind fast vollständig verschwunden. Aus der Abwärtsverschiebung der LO-Mode von 7 cm^{-1} durch die Laserleistung von 0.4 mW wird eine Temperatur der RUNT in der Größenordnung von $400\text{ }^\circ\text{C}$ abgeschätzt. Es ist bekannt, dass Volumen- GaAs, welches unter normaler Atmosphäre auf Temperaturen über $450\text{ }^\circ\text{C}$ erhitzt wird, nicht-kristallin bleibt, Arsen verliert und sich in Ga_2O_3 umwandelt.

Dieses Oxid ist anfänglich amorph, wandelt sich dann aber in kristallines $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ um. Das dominante Merkmal von $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ im Ramanspektrum ist eine intensive Mode bei 200 cm^{-1} . Darum wird die neue Mode bei 200 cm^{-1} in den Spektren in Abb. 41 $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ zugeordnet. Die Beobachtung, dass die Mode des $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ dominierend wird, und die Moden des GaAs bei höheren Temperaturen fast vollständig verschwinden, zeigt die nahezu vollständige Oxidation der RUNT-Wand an. Die scharfe Mode des $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ deutet an, dass das $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ in einer geordneten, kristallinen Phase entsteht. Die Spektren in Abb. 41 wurden an einer vollständig freistehenden Struktur gemessen; jedoch wird die gleiche Entwicklung in den Spektren und deshalb der gleiche Oxidationsprozess für RUNTs beobachtet, die auf einer Substratoberfläche liegen.

Die RUNT- Temperatur, bestimmt durch Verschiebung der LO-Mode, als Funktion der Laserleistung ist in Abb. 42 gezeigt. Ein starkes Ansteigen der Temperatur der RUNT wird beobachtet, während die Temperatur des Substrates praktisch konstant bleibt. Dieser große Temperaturunterschied wird der deutlich schlechteren Wärmeleitfähigkeit der RUNT im Vergleich zum Substrat zugeschrieben. Das Einschub in Abb. 42 zeigt ein REM- Bild eines erhitzten Abschnittes einer Nanoröhre, die auf dem GaAs-Substrat liegt. Im Bild zeigt der erhitzte Abschnitt der RUNT einen leicht helleren Kontrast und einen etwas kleineren Durchmesser. Ansonsten ist die Morphologie der Nanoröhre eben und erscheint kontinuierlich über die Hybridstruktur.

Zusammenfassend zeigen diese Experimente, dass die RUNTs wärmostabil bis ca. $300\text{ }^\circ\text{C}$ sind. Ab höheren Temperaturen transformiert sich die InAs/GaAs Nanoröhre in nicht-kristallines Material und beginnt zu oxidieren. Durch die Aktivierung einer lokalen Reaktion in der RUNT- Wand kann eine lateral modulierte Hybridstruktur aus $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ mit hoher Bandlücke ($\sim 4.9\text{ eV}$) und einem Halbleitermaterial synthetisiert werden. Diese Experimente lassen annehmen, dass die RUNTs als *Nanoreaktoren* auf einer Substratoberfläche dienen können. Da sie prinzipiell auf der Oberfläche durch das lithographische Definieren einer Startkante frei positioniert werden können, erscheint die chemische Synthese von neuartigen Materialkombinationen an beliebigen Positionen möglich.

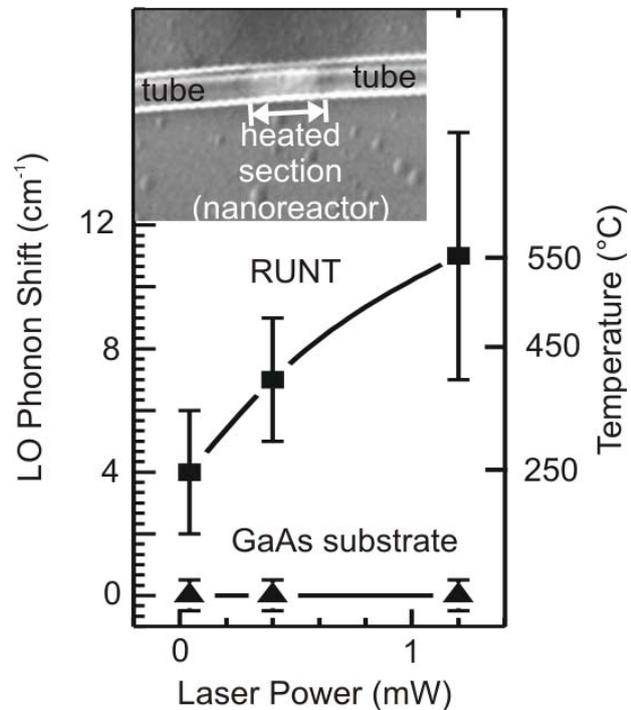


Abb. 42. Verschiebung der LO-Mode und die daraus abgeschätzte Temperatur als Funktion der Laserleistung. Die Temperatur der RUNT steigt zu signifikant größeren Werten als die des GaAs-Substrat bei gleichen Laserleistungen. Das Einschub zeigt ein REM- Bild eines erhitzten Abschnittes einer RUNT mit einem "äußeren Durchmesser von 450 nm , die auf einem GaAs-Substrat liegt.

V.4. Durchmesserskalierung von aufgerollten In(Ga)As/GaAs Mikro- und Nanoröhren

Aufgerollte Halbleiternanoröhren sind vielversprechende Nanostrukturen zur Realisierung von neuartigen Lichtemittern, zur Flüssigkeitsspeicherung- und transport sowie Herstellung ultra kompakter Spulen und Kondensatoren. Sie zeichnen sich insbesondere dadurch aus, dass sie einfach lithografisch auf einer Substratoberfläche positionierbar und damit integrierbar auf einem Chip sind. Ihr Durchmesser ist exakt durch Schichtdicken und inhärente Verspannung von wenigen Nanometern bis mehrere hundert Mikrometer einstellbar.

Die Durchmesserskalierung von aufgerollten InGaAs/GaAs Mikro- und Nanoröhren (RUNTs) hängt daher von den verschiedenen $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ - Bischichtparametern ab (Gesamtschichtdicke d , Dicke der einzelnen Schichten d_1 und d_2 und Verspannung (eingestellt durch den Indiumgehalt x)). Somit sollte sich der RUNT- Durchmesser präzise durch die Wahl, bzw. Herstellung einer entsprechenden Bischicht einstellen lassen.

In den folgenden Unterabschnitten wird dieses Skalierungsverhalten systematisch experimentell untersucht. Zunächst werden symmetrische Bischichten realisiert, anschließend werden asymmetrische InAs/GaAs-Bischichten betrachtet. Für symmetrische Bischichten kann ein Durchmesserdiagramm entwickelt werden, welches eine nahezu komplette Übersicht über mögliche Probenparameter gibt. Auch für asymmetrische Schichten wird gezeigt, dass eine Skalierung von hoch verspannten, pseudomorphen Bischichten möglich ist. Für beide Bischichtarten wird festgestellt, dass das Durchmesserskalierungsverhalten über weite Bereiche durch kontinuumsmechanische Theorie beschrieben werden kann.

V.4.1 Symmetrische Bischichten

Dieser Unterabschnitt konzentriert sich auf symmetrischen Bischichten (obere und untere Schicht haben gleiche Dicken; $d_1 = d_2$), da diese Bischichten die kleinsten möglichen Durchmesser zulassen. Weiter werden nicht nur glatte, pseudomorphe Bischichten untersucht, sondern auch der Durchmesser von Nanoröhren betrachtet, die aus Bischichten entstanden sind, deren Dicke weit über den bekannten kritischen Schichtdicken für Versetzungsbildung und Inselformation liegt. Überraschender Weise wird beobachtet, dass versetzte Bischichten mit glatter Oberflächenmorphologie sich zu Röhren aufrollen, deren Durchmesser vergleichbar mit den von der kontinuumsmechanischen Theorie vorhergesagten sind. Im Gegensatz dazu tendieren Bischichten mit einer rauen Oberfläche dazu, Röhren mit Durchmessern zu bilden, die über den theoretisch erwarteten liegen. Auf Grundlage unserer Experimente wird die Bischichtoberflächenmorphologie mit der Vorhersagbarkeit des Durchmessers korreliert und ein Durchmesserdiagramm für die Bildung von RUNTs aus symmetrischen Bischichten entwickelt.

Sämtliche Proben wurden mittels MBE bei 70°C unter der Phasenübergangstemperatur der $c(4\times 4)$ zur (2×4) Oberflächenrekonstruktion gewachsen, um Indiumsegregation während des Wachstums zu unterdrücken. Das Wachstum wurde *in-situ* mittels RHEED überwacht und das RHEED-Beugungsmuster wurde als Indikator für den Wachstumsmodus benutzt. Die InGaAs/GaAs-Bischichten wurden auf einer AlAs-Opferschicht gewachsen. Die obere GaAs-Schichtdicke d_2 wurde absichtlich 2 ML dicker präpariert als die untere InGaAs-Schicht, um die Oxidation des GaAs zu berücksichtigen, wenn die Probe der Laborluft ausgesetzt wird. Auf diese Weise wurden symmetrische Bischichten für Indiumkonzentrationen von $x = 0.05$; 0.14 ; 0.33 ; 0.5 ; 1 realisiert.

Röhrchen-Bildung wurde durch *ex-situ* Ätzen mittels einer HF-Tensid-Lösung eingeleitet. Vor dem Ätzen wurde die Oberfläche der Bilschicht entlang der $\langle 010 \rangle$ -Richtung angekratzt, um Startkanten für den Aufrollprozess zu erhalten. Die gebildeten RUNTs wurden mittels REM untersucht, und die Durchmesser einiger repräsentativen RUNTs gemessen. Die Oberfläche der Proben wurde mittels AFM nach dem Wachstum und vor dem Ätzen charakterisiert. Die mittlere Rauigkeit (RMS) wurde für mehrere

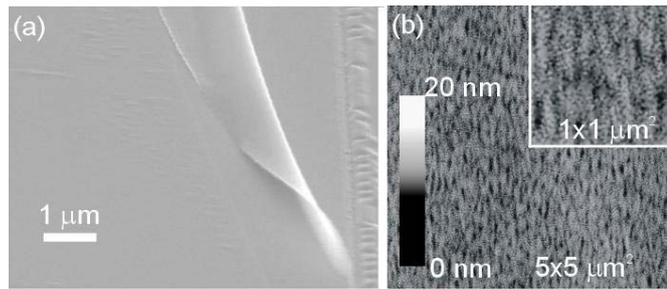


Abb. 43. (a) Gefaltete Nanostruktur einer abgelösten $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}/\text{GaAs}$ -Bilschicht. (b) AFM-Bild der Oberfläche der Bilschicht, die die Nanostrukturen in (a) gebildet haben. Das Einschub ist eine $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ große Vergrößerung dieser Bilder, in der die RMS bestimmt wurde.

Positionen der Probenoberfläche für einen $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ Bereich aus den AFM-Bilder bestimmt. Von zwei Proben mit $x = 0.14$ und $x = 0.5$ wurden TEM-Aufnahmen angefertigt, um die theoretische kritische Schichtdicke t_c für die Wachstumsbedingungen der Studie zu verifizieren. Dies erscheint notwendig, da t_c eine Funktion der Wachstumstemperatur ist und für geringe Indiumkonzentrationen nicht gut mit den erwarteten theoretischen Werten übereinstimmt.

Abbildung 43 (a) zeigt eine umgeschlagene Nanostruktur, die sich aus einer $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}/\text{GaAs}$ -Bilschicht ($d = 20 \text{ nm}$) gebildet hat. Die gefalteten Strukturen werden bevorzugt gebildet, wenn die abgelösten Bilschichten sehr wenig oder keine Verspannung aufweisen. Für symmetrische $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ -Bilschichten ist die obere Grenze, um hauptsächlich gefaltete Strukturen zu erhalten, durch $x=0.05$ gegeben. Abbildung 43 (b) zeigt das AFM-Bild der Oberflächenmorphologie der $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}/\text{GaAs}$ -Bilschicht mit $d = 20 \text{ nm}$. Im Vergleich zu Referenzoberflächen von GaAs-Proben, die bei der Desorptionstemperatur des Oxides (580°C) gewachsen wurden, erscheint die GaAs-Oberfläche der Bilschicht rauer. Diese Rauigkeit wird der niedrigen Wachstumstemperatur zugeschrieben, die für diese Probenreihe eingestellt wurde. Die Oberflächenmorphologie ist typisch für dicke GaAs-Schichten, die bei mittleren Wachstumstemperaturen hergestellt wurden.

In Abb. 44 (a) ist die Öffnung einer RUNT mit einem inneren Durchmesser von $D = 70 \text{ nm}$ gezeigt. Die RUNT ist aus einer $\text{In}_{0.37}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}$ -Bilschicht mit einer Bilschichtdicke von $d = 2 \text{ nm}$ entstanden. Die RUNT hat mehrere Umdrehungen während des Bildungsprozesses durchgeführt, so dass das Verhältnis des inneren zum äußeren Durchmesser sehr viel kleiner als 1 ist. Das AFM-Bild in Abb. 44 (c) zeigt die Oberfläche der entsprechenden Bilschicht und ist typisch für glattes, pseudomorphes GaAs. Diese GaAs-Oberfläche besteht hauptsächlich aus Monolagen hohen, zweidimensionalen

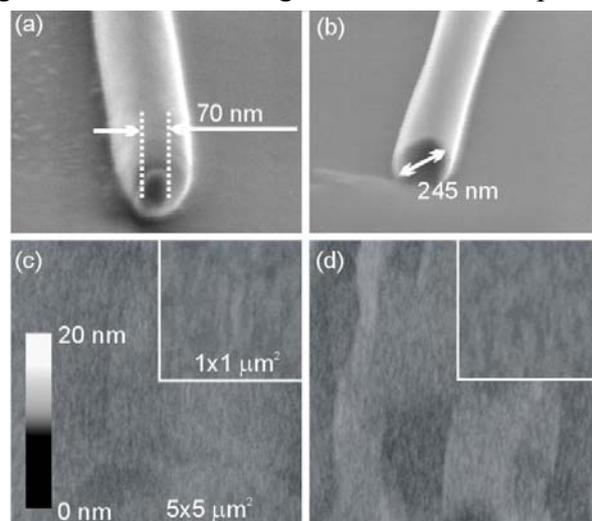


Abb. 44. Nanoröhren, die sich aus einer $\text{In}_{0.37}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}$ -Bilschicht in (a) mit $d = 2 \text{ nm}$ und in (b) mit $d = 4 \text{ nm}$ gebildet hat. (c)-(d) AFM-Bilder der Oberfläche der Bilschichten, die die Nanostrukturen in (a)-(b) gebildet haben. Der Einschub ist eine $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ große Vergrößerung dieser Bilder, in der die RMS bestimmt wurde.

Inseln. Die RUNT in Abb. 44 (b) hat einen inneren Durchmesser von $D = 245$ nm und hat sich aus einer $d = 4$ nm dicken $\text{In}_{0.37}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}$ -Bischicht gebildet. Das AFM-Bild der Oberfläche dieser Bischicht (Abb. 44 (d)) zeigt an, dass die Oberfläche während des gesamten Wachstumsprozesses glatt geblieben ist.

Eine weitere Kategorie von Nanoröhren ist in den Abb. 45 (a)-(b) zu sehen. Abbildung 45 (a) zeigt eine RUNT, die aus einer $d = 12$ nm dicken $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}$ - Bischicht entstanden ist und einen Durchmesser von $D = 560$ nm aufweist. Die RUNT hat mehrere Umdrehungen auf der Substratoberfläche durchgeführt. Aus dem AFM-Bild der Bischicht in Abb. 45 (c) wird klar, dass sich der Wachstumsmodus von einem Lagenwachstum zu einem Inselwachstum geändert hat. Die Veränderung des RHEED-Musters hat angezeigt, dass die Inselbildung spätestens oberhalb einer $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ -Schichtdicke von $d_1 = 1.8$ nm eingesetzt hat. Aus den AFM-Bildern der anderen Bischichtoberflächen (nicht gezeigt) ist zu erkennen, dass die Inselformation schon ab $d_1 = 1$ nm einsetzt. Da die AFM-Daten einen besseren Indikator für die Inselbildung darstellen, wird die kritische Schichtdicke zu $t_c = 1$ nm für diese Indiumkonzentration und Wachstumsbedingungen angenommen.

Es ist bekannt, dass im Fall von $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ erst die Bildung von kleinen Insel stattfindet, gefolgt von der Bildung eines Versetzungsnetzwerkes für dickere $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ -Schichten. Das AFM-Bild in Abb. 45 (c) zeigt eindeutig, dass die mit GaAs überwachsene $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ -Schicht eine sehr raue Oberfläche ausbildet, die eine dreidimensionale Morphologie aufweist. Überraschender Weise war die Bischicht sehr gut geeignet, um RUNTs auf der Substratoberfläche zu bilden, obwohl die Bischicht von geringer Materialqualität ist.

Das REM-Bild in Abb. 46 (a) zeigt eine typische RUNT, die sich aus dieser Bischicht gebildet hat. Die Gesamtlänge der RUNT liegt bei über $300 \mu\text{m}$ ohne weitere Defekte. Weiter hat die RUNT mehrere Umdrehungen während des Aufrollprozesses durchgeführt. Dies deutet an, dass das Auftreten dreidimensionaler Inseln und Versetzungen die Bischicht nicht am Aufrollen hindern.

Abbildung 45 (b) zeigt die Öffnung einer RUNT mit $D = 150$ nm, die aus einer $d = 2.8$ nm dicken InAs/GaAs -Bischicht entstanden ist. Während des Wachstums der InAs-Schicht wurde das RHEED-Muster nach $d_1 = 0.5$ nm "spotty". Dies entspricht der erwarteten, kritischen Schichtdicke zur Bildung von InAs-Inseln. Für dickere InAs-Schichten setzt die Bildung von Versetzungen ein. Die InAs-Inseln werden während des Wachstums der Bischicht mit GaAs bedeckt. Im AFM-Bild in Abb. 45 (d) sind die InAs-Insel eindeutig zu sehen und sind ebenfalls im REM-Bild der Probe (Abb. 45(a)) zu erkennen.

In Abb. 46 (b) und (c) ist jeweils eine TEM-Querschnittsaufnahme einer $\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}/\text{GaAs}$ -Bischicht, bzw. einer $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}$ -Bischicht zu sehen. In beiden Aufnahmen ist die AlAs- Opferschicht gut zu erkennen, die sich unter der InGaAs/GaAs-Bischicht befindet. Die $\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As} / \text{GaAs}$ -Bischicht in Abb. 46 (b) hat eine Dicke von 29 nm, zeigt aber keinerlei Versetzungen, obwohl die $\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}$ -Schichtdicke deutlich über der nominellen kritischen Schichtdicke liegt.

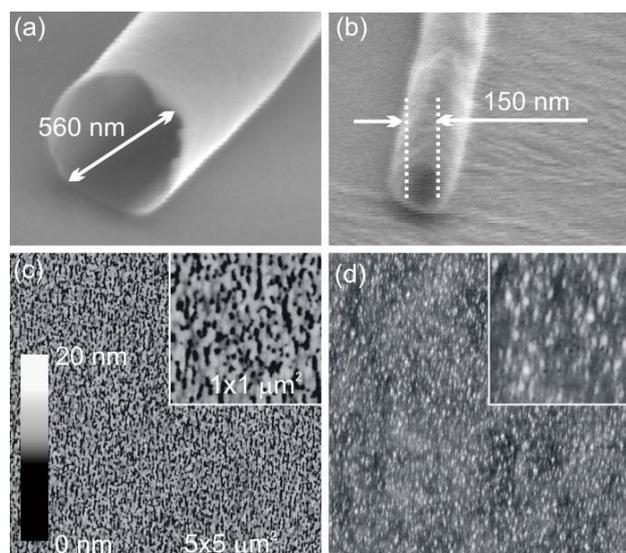


Abb. 45. (a) 560 nm große Öffnung einer RUNT, die sich aus einer $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}$ -Bischicht gebildet hat. (b) 150 nm große Öffnung einer RUNT, die aus einer InAs/GaAs -Bischicht hergestellt wurde. (c)-(d) AFM-Bilder der Oberfläche der Bischichten, aus denen sich die Nanostrukturen in (a)-(b) gebildet haben.

Die beiden einzelnen Schichten, die die Bilschicht bilden, sind auf Grund der geringen

Indiumkonzentration nicht zu identifizieren.

Abbildung 46 (c) zeigt eine nominell $d = 24$ nm dicke

$\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ /GaAs-Bilschicht. Für diese

$\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ -Schicht gilt $d_1 > t_c$, und die Bilschicht zeigt ein

dichtes Versetzungsnetzwerk, was eine stark modulierte

Oberfläche bewirkt. Die Spannungsfelder des

Versetzungsnetzwerkes verhindern eine deutliche

Separation der beiden Schichten, die die Bilschicht bilden.

Abbildungen 47 (a)-(c) fassen die RUNT-Durchmesser D als Funktion der Bilschichtdicke d für alle InGaAs/GaAs-Bilschichten, die in dieser Studie hergestellt wurden, zusammen. Ferner ist das Verhältnis der RMS zur Bilschichtdicke als Funktion der Bilschichtdicke d gezeigt. Ein analytischer Ausdruck ist für $D(d, \epsilon)$ sowohl für den ebenen Verzerrungszustand als auch den ebenen Verspannungszustand bekannt, so dass theoretische Linien durch Einsetzen der Material- und Bilschichtparameter berechnet werden können. Für die Rechnungen wurden die elastischen Moduli in $\langle 010 \rangle$ -Richtung für GaAs und die verschiedenen InGaAs-Legierungen verwendet, das Poisson-Verhältnis ν wird zu 0.3 angenommen. Die Verzerrung ϵ wird aus der Gitterfehlpassung zwischen der InGaAs-Schicht und der GaAs-Schicht berechnet. Theoretische Linien wurden für den ebenen Verspannungszustand und den ebenen Verzerrungszustand berechnet und in den Abb. 47 (a)-(c) angegeben. Da in Abb. 47 (a)-(d) die Abszisse durch die Bilschichtdicke d gegeben ist, wird eine kritische Bilschichtdicke für symmetrische Bilschichten d_c definiert, die anzeigt, welche Bilschichten eine InGaAs-Schicht beinhalten mit $d_1 > t_c$. Diese kritische Bilschichtdicke ist $d_c = 2t_c$ und wurde in Abb. 47(a)-(d) für die verschiedenen Indiumkonzentrationen x eingezeichnet.

In Abb. 47 (a) ist $D(d)$ und $r_{\text{RMS}}(d)$ für die $\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}$ /GaAs-Bilschicht gezeigt. Die experimentell bestimmten Durchmesser stimmen gut mit den erwarteten theoretischen Durchmessern für den ebenen Verzerrungszustand überein. Nur für die Bilschichten mit $D > 3.5$ μm wurden Nanostrukturen beobachtet, die auf einen etwas zu kleinen Durchmesser hinweisen. Für diese Bilschicht war die RUNT-Bildung schlecht ausgeprägt, so dass die experimentell bestimmten Durchmesser unzuverlässig sind. Der Bereich wurde deshalb mit einer grauen Ellipse in Abb. 47 (a) markiert. Diese schlecht ausgebildete RUNT-Bildung wird der großen Bilschichtdicke zugeschrieben, so dass die symmetrische Bilschichtdicke von $d = 60$ nm die obere Grenze der RUNT-Bildung für die Indiumkonzentration von $x = 0.14$ darstellt. Alle Bilschichten weisen eine geringe relative Rauigkeit auf ($r_{\text{RMS}} < 0, 1$), was eine glatte Oberflächenmorphologie anzeigt. Insbesondere weisen Bilschichten mit $d \gg d_c$, also $d_1 \gg t_c$ für Versetzungsbildung, keine erhöhte r_{RMS} auf. TEM Aufnahmen der Bilschicht mit $d = 29$ nm zeigen allerdings keine Versetzungsbildung (Abb. 46 (b)), obwohl die erwartete kritische Schichtdicke t_c überschritten ist.

Abbildung 47 (b) zeigt die beiden Graphen $D(d)$ und $r_{\text{RMS}}(d)$ für die $\text{In}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ /GaAs-Bilschichten. Die RUNT-Durchmesser für $D < 100$ nm und $D > 600$ nm stimmen gut mit den

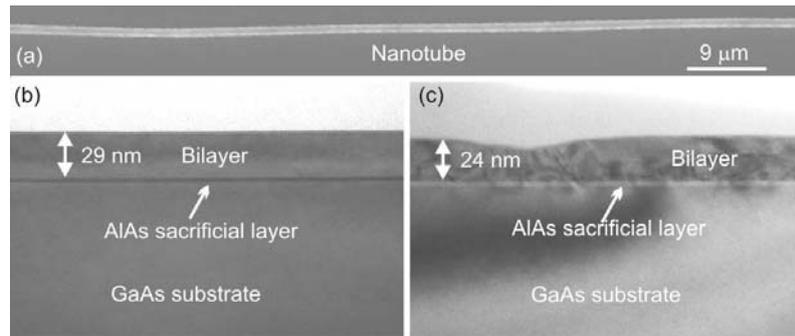


Abb. 46. (a) REM-Bild einer langen RUNT, die sich aus einer $d = 12$ nm dicken $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ /GaAs-Bilschicht gebildet hat. (b) TEM-Querschnittsaufnahme einer $d = 29$ nm dicken $\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}$ /GaAs-Bilschicht auf einer AlAs-Opferschicht. (c) TEM Querschnittsaufnahme einer nominell $d = 24$ nm dicken $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ /GaAs- Bilschicht auf einer AlAs-Opferschicht. In der Bilschicht hat sich ein dichtes Versetzungsnetzwerk gebildet. Die starke Oberflächemodulation erschwert die exakte Dickenbestimmung aus der TEM-Aufnahme.

theoretisch berechneten Durchmessern für den ebenen Verzerrungszustand überein, während im Bereich zwischen $D = 100$ nm und $D = 600$ nm die experimentell bestimmten Durchmesser zu leicht größeren Werten abweichen als für die Randbedingungen des ebenen Verzerrungszustandes zu erwarten ist. Für Bischen mit einer $\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}$ -Schicht $d_1 > 3.5$ nm ($d > d_c$ mit $d_c = 7$ nm) wurde ein "spotty" RHEED-Muster während des Wachstums beobachtet, das auf die Bildung von Inseln hinweist. Überraschender Weise zeigen die Bischen gute RUNT-Bildung, und die experimentell bestimmten RUNT-Durchmesser sind in guter Übereinstimmung mit Werten der kontinuumsmechanischen Theorie, die für pseudomorphe Schichten entwickelt wurde. Alle Bischenoberflächen sind nach dem GaAs-Wachstum glatt und die relative Rauigkeit ist kleiner 0.1. Eine Ausnahme bildet die dünnste Bische mit $r_{\text{RMS}} = 0.18$.

In Abb. 47(c) ist $D(d)$ und $r_{\text{RMS}}(d)$ für die $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}$ -Bischen aufgetragen. Die experimentell bestimmten RUNT-Durchmesser sind größer als die erwarteten Werte nach Theorie für $d > 4$ nm ($d > d_c$; $d_1 > t_c$). Keine gut entwickelte RUNT-Bildung wurde für Bischen mit $d = 2$ nm beobachtet. Dieser Punkt wurde deshalb mit einer grauen Ellipse in Abb. 47 (c) markiert. Für diese Bische zeigt die AFM-Analyse der Bischenoberfläche das Einsetzen der Inselbildung. Dies führt zu einer sehr rauhen Oberflächenmorphologie. Deshalb wird das Ausbleiben des Aufrollprozesses (die Bische hat sich immer vom Substrat abgelöst) dieser hohen Rauigkeit zugeschrieben. Der Wert von $r_{\text{RMS}} > 1$ für diese Bische zeigt an, dass die obere GaAs-Schicht nicht die Oberfläche vollständig bedeckt und somit nicht geschlossen ist. Auf Grund dieser GaAs-freien Stellen tritt keine ausreichend gute RUNT-Bildung ein. Für alle Bischen mit $d_1 > t_c$ ($d > d_c$) wird $r_{\text{RMS}} = 0.1$ bestimmt. Dieser relative hohe Wert wird durch die Inselbildung während des Wachstums der $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ -Schicht bedingt. Wie schon erwähnt wurde, bildet $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ zunächst kleine Inseln, worauf dann die Formation eines Versetzungsnetzwerkes folgt, wenn die $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ -Schichtdicke die kritische Schichtdicke überschreitet. Die Rauigkeit, die von den Inseln verursacht wird, sowie das Versetzungsnetzwerk

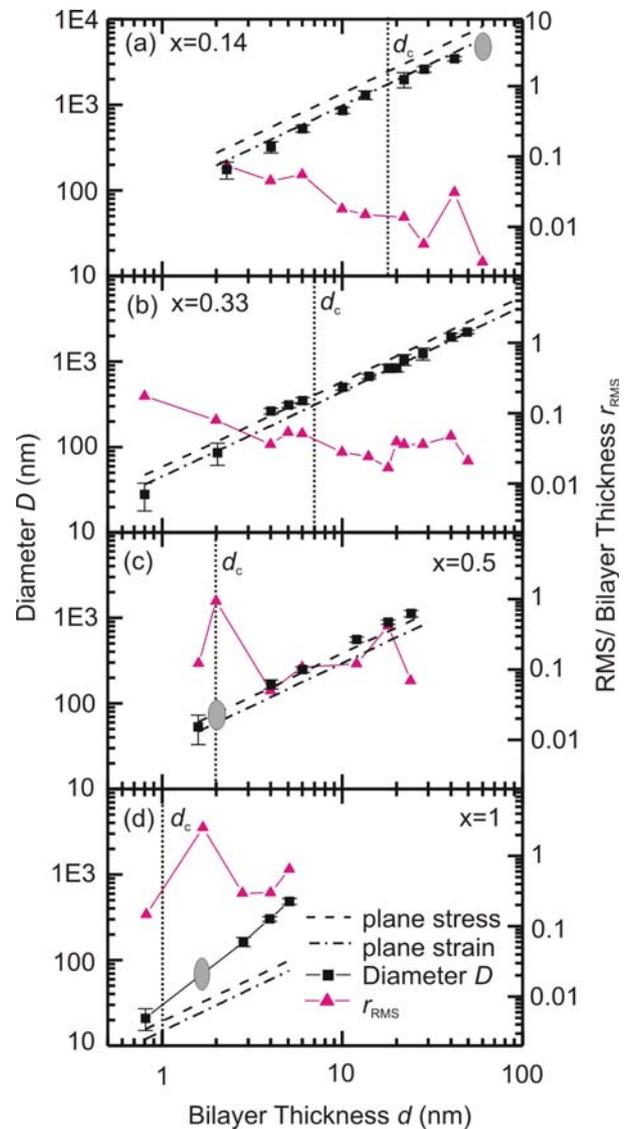


Abb. 47. Durchmesser D (Quadrate) sowie r_{RMS} (Dreiecke) als Funktion der $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ -Bischen dicke d . Gestrichelte Linien markieren den theoretisch erwarteten Durchmesser für den ebenen Verzerrungszustand und den ebenen Verspannungszustand. Die Linie d_c markiert Bischen mit $d_1 > t_c$. Mit grauen Ellipsen markierte Bischen wiesen wiederholt keine gute Röhrenbildung auf. (a) $D(d)$ und $r_{\text{RMS}}(d)$ der $\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}/\text{GaAs}$ - Bischen. (b) $D(d)$ und $r_{\text{RMS}}(d)$ der $\text{In}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}$ - Bischen. (c) $D(d)$ und $r_{\text{RMS}}(d)$ der $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}$ - Bischen. (d) $D(d)$ und $r_{\text{RMS}}(d)$ der InAs/GaAs - Bischen.

bleiben während des Überwachsens mit GaAs erhalten. Es ist darauf hinzuweisen, dass alle Bilschichten mit $d > 4$ nm gute RUNT-Bildung zeigen. Alle gebildeten RUNTs, die sich aus diesen Bilschichten entwickelt haben, haben während der Bildung mehrere Umdrehungen auf der Oberfläche durchgeführt.

Für die InAs/GaAs-Bilschichten wird $D(d)$ und $r_{\text{RMS}}(d)$ in Abb. 47(d) gezeigt. Alle experimentell bestimmten Durchmesser sind signifikant größer als die berechneten Durchmesser nach kontinuumsmechanischer Theorie für alle Bilschichten mit $d > d_c$. Für alle InAs-Schichten mit $d_1 > t_c$ wurde ein "spotty" RHEED-Muster während des Wachstums beobachtet, und die AFM-Analyse weist eindeutig Inselbildung für diese Bilschichten nach. Da die gebildeten Inseln größer sind als für $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$, ist $r_{\text{RMS}}(d)$ größer für alle InAs/GaAs-Bilschichten mit $d > d_c$. Die Oberflächenmorphologie wird dreidimensional für $d_1 > t_c$ und damit $r_{\text{RMS}} \gg 0.1$, aber gut entwickelte RUNT-Bildung wird für alle Bilschichten mit $d > 2.8$ nm beobachtet. In gleicher Weise wie für $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ wird keine RUNT-Bildung für die Bilschicht mit einer InAs-Schicht von $d = 1.7$ nm beobachtet (graue Ellipse in Abb. 47 (d)). Das Ausbleiben des Aufrollens wird deshalb wieder der großen Rauhhigkeit zugeschrieben. Diese Rauhhigkeit zeigt ein ähnliches Verhalten der Bilschicht während des Wachstums der oberen GaAs-Schicht an, wie er im Fall von $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ für die Bilschichtdicke von $d = 2$ nm diskutiert wurde.

Unsere Daten legen nahe, dass über einen weiten Bereich von Indiumkonzentrationen und Bilschichtdicken der RUNT-Durchmesser gut von kontinuumsmechanischer Theorie beschrieben werden kann und dabei zu den Werten des ebenen Verzerrungszustand tendiert. Um die systematische Abweichung einiger Proben von der kontinuumsmechanischen Theorie weiter zu untersuchen, wurde der Betrag der relativen Abweichung zum theoretischen Durchmesser (ebene Verzerrung) als Funktion von r_{RMS} in Abb. 48 aufgetragen. Die vertikale Linie markiert $r_{\text{RMS}} = 0,09$, die horizontale Linie eine relative Abweichung von 18%; dies entspricht der oberen Grenze für den anzunehmenden experimentellen Fehler. Diese Linien unterteilen Abb. 48 in vier Quadranten.

Der Verlauf der Daten in Abb. 48 zeigt an, dass für RUNTs aus Bilschichten mit $d > d_c$ die Durchmesser den theoretisch erwarteten entsprechen, wenn die entsprechenden Bilschichten eine geringe relative Rauhhigkeit aufweisen ($r_{\text{RMS}} < 0.09$). RUNTs aus Bilschichten mit $d > d_c$ haben Durchmesser, die eine signifikante Abweichung von den erwarteten theoretischen Durchmessern zeigen, wenn die entsprechenden Bilschichten zu einer großen relativen Rauhhigkeit tendieren ($r_{\text{RMS}} > 0.09$). Dies lässt eine Korrelation zwischen r_{RMS} und der relativen Abweichung vermuten. So sind in Abb. 48 RUNTs, die aus einer Bilschicht mit $d \gg d_c$ entstanden sind, aber eine $r_{\text{RMS}} < 0.09$ aufweisen, vor allem im Quadranten III zu finden. Eine systematische Abweichung zu zu großen Durchmessern tritt erst auf, wenn Bilschichten mit $d \gg d_c$ eine $r_{\text{RMS}} > 0.09$ zeigen. Diese RUNTs sind vor allem im Quadrant I zu finden, wie dies der Fall für $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}$ - und InAs/GaAs -Proben ist. Dieses Verhalten wird der rauhen, dreidimensionalen

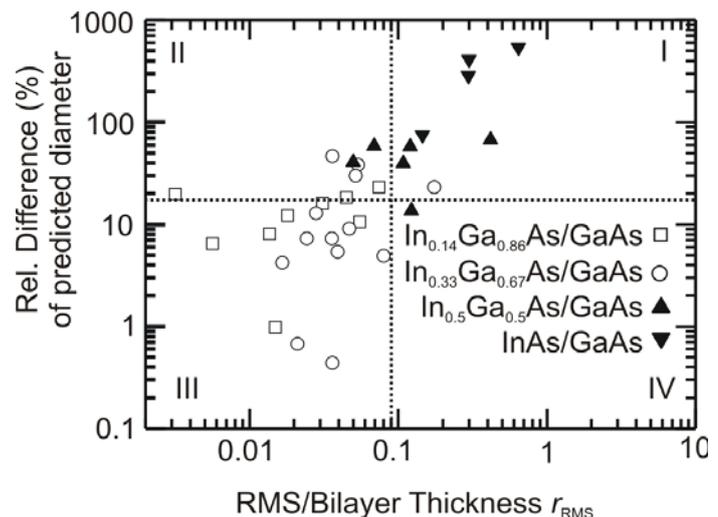


Abb. 48. Betrag der relativen Abweichung des RUNT Durchmessers zum theoretisch erwarteten Wert als Funktion der relativen Rauhhigkeit der Oberfläche. Die vertikale Linie markiert $r_{\text{RMS}} = 0.09$, die horizontale Linie eine relative Abweichung von 18% vom theoretisch erwarteten Durchmesser.

Oberflächenmorphologie dieser Bishichten zugeschrieben, die es den Bishichten erlaubt, die hohe Verspannung, die durch den großen Indiumgehalt bedingt wird, abzubauen. Die Bildung von Versetzungen oder Inseln in der Bishicht während des Wachstums der InGaAs-Schicht baut die Verspannung zwischen Substrat und der InGaAs-Schicht ab, hat aber keinen signifikanten Einfluss auf den Verspannungszustand der Bishicht, solange diese eine glatte, zweidimensionale Oberflächenmorphologie entwickelt. Es kann vermutet werden, dass auf Grund der Relaxation der InGaAs-Schicht die GaAs-Schicht dehnungsverspannt zu der versetzten InGaAs-Schicht aufwächst und somit der Verspannungszustand der Bishicht erhalten bleibt. Große, systematische Abweichungen des experimentell bestimmten RUNT-Durchmessers werden erst für Proben mit Bishichten, die eine große relative Rauigkeit aufweisen, beobachtet, da auf Grund der stark modulierten Oberfläche das GaAs seine Dehnungsverspannung abbauen kann.

Die leichte Abweichung zu größeren Durchmessern als theoretisch erwartet für $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}$ -RUNTs mit Durchmessern zwischen $D = 100 \text{ nm}$ und $D = 600 \text{ nm}$ scheinen nicht von einer großen r_{RMS} verursacht zu werden. Hierfür spricht, dass alle Bishichten ein pseudomorphes Wachstum zeigten ($d < d_c$ und $r_{\text{RMS}} < 0.09$; Proben sind im Quadranten II in Abb. 48 zu finden). Stattdessen wird als Ursache für diese leichten Abweichungen des RUNT-Durchmessers in diesem Bereich Indiumsegregation während des Wachstums der pseudomorphen InGaAs-Schicht angenommen. Segregation erzeugt einen zu geringen Indiumgehalt in $\text{In}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Schicht. Dies setzt die inhärente Verspannung in der Bishicht herab. Daraus resultiert ein größerer RUNT-Durchmesser als für die Indiumkonzentration erwartet. Da Indiumsegregation für geringe Indiumkonzentrationen weniger stark ausgeprägt ist, wird dieser Effekt nicht für die $\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}/\text{GaAs}$ -Bishichten beobachtet. Für $\text{In}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}$ -Bishichten mit $d > 15 \text{ nm}$ wird der Effekt auf Grund des typischen Indiumsegregationsprofils in den Schichten ebenfalls nicht beobachtet. Weitere Untersuchungen sind notwendig, um das Ausbleiben des Effektes für $\text{In}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}$ -Bishichten mit $d < 1 \text{ nm}$ zu erklären. Interessanter Weise werden keine signifikanten, systematischen Abweichungen dünner, pseudomorpher Bishichten zu kleineren RUNT-Durchmessern als die theoretisch erwarteten beobachtet.

Um die experimentellen Ergebnisse zusammenzufassen, wurde in Abb. 49 ein Durchmesserdiagramm für RUNTs, die sich aus symmetrischen InGaAs/GaAs-Bishichten bilden, erstellt. Es gibt einen Überblick über die herstellbaren RUNT Durchmesser in Abhängigkeit der InGaAs/GaAs-

Bishichtkombinationen. Allein dieser Studie gefundenen Durchmesser sind in dem Diagramm vermerkt. Der hellgraue Bereich in Abb. 49 markiert Durchmesser zu Bishichtkombinationen, für die keine gut entwickelte RUNT-Bildung beobachtet werden konnte. Die Grenze zum Bereich guter RUNT-Bildung ist durch die theoretische Durchmesserkurve für symmetrische $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}/\text{GaAs}$ -

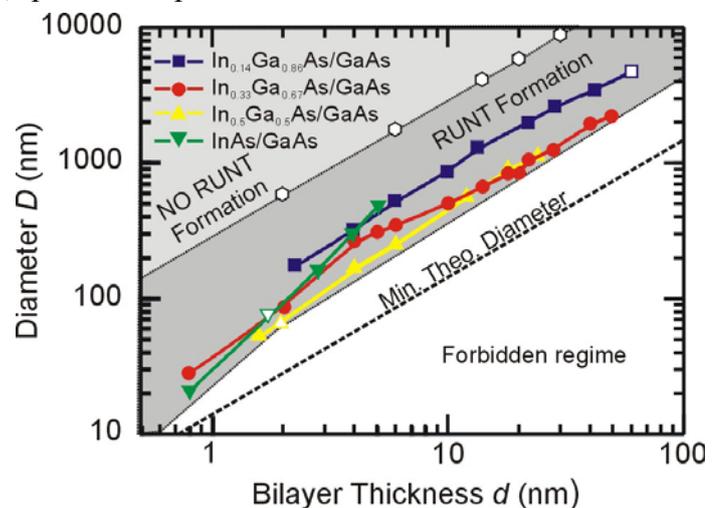


Abb. 49. Röhrendurchmesser als Funktion der Bishichtdicke. Mit hohlen Symbolen sind Bishichten markiert, die keine gute Röhrenbildung zeigten. In der hellgrauen Region wurde keine Röhrenbildung beobachtet, die dunkelgraue Region ist der Bereich, in dem alle experimentell beobachteten Durchmesser zu finden sind. In dem weiß markierten Bereich liegen die unerreichbaren Durchmesser. Die gestrichelte Linie stellt das theoretische Minimum des Durchmessers für glatte InAs/GaAs-Bishichten dar.

Bischichten markiert (hohle Achtecke). In diesem Bereich wurden die gefalteten Strukturen beobachtet. Auf Grund dieser Ergebnisse ist es unwahrscheinlich, dass RUNTs mit extrem großem Durchmesser von dünnen Bischichten produziert werden können. Weiter zeigen diese Ergebnisse an, dass der Aufrollprozess nicht nur durch das Erreichen des kontinuumsmechanischen Gleichgewichtes bestimmt wird, sondern von anderen Faktoren, wie z.B. der Indiumkonzentration oder der experimentellen Umgebung, abhängt. Dieser Punkt wird weiter unterstützt von den experimentellen Ergebnissen, dass sehr dicke $\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}/\text{GaAs}$ -Bischichten ebenfalls kein gutes Aufrollverhalten zeigen. Für diese symmetrischen Bischichten wurde anscheinend ein Schichtdickenlimit erreicht (markiert mit einem hohlen Quadrat). Der dunkelgraue Bereich in Abb. 49 markiert Durchmesser zu Bischichtkombinationen, die gut entwickelte RUNT-Bildung zeigen. Alle experimentell untersuchten RUNT-Durchmesser zu $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ -Bischichtkombinationen werden hier gefunden. Der RUNT-Durchmesser kann über diesen Bereich durch die entsprechende Wahl von x und d skaliert werden. Auch die Durchmesser von RUNTs, die aus asymmetrischen Bischichten mit $d_1 < d_2$ entstehen, fallen in diesen dunkelgrauen Bereich. Diese asymmetrischen Bischichten stellen eine interessante Alternative dar, um den Durchmesser einzustellen. Die weiße Region in Abb. 49 markiert die nicht herstellbaren RUNT-Durchmesser zu $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ -Bischichtkombinationen. Die untere Grenze der realisierbaren RUNT-Durchmesser für diese Materialkombination ist durch eine experimentell bestimmte Line zwischen dem grauen und weißen Bereich gegeben. Die gestrichelte Linie zeigt das theoretische Durchmesserminimum an, das mit $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ -Bischichten erreicht werden könnte. Hierfür müssten glatte InAs/GaAs -Bischichten herstellbar sein. Da dies nicht möglich ist, ergibt sich der beobachtete Unterschied des experimentell erreichten zum theoretisch erwarteten Durchmesserminimum.

V.4.2 Asymmetrische Bischichten

Im vorherigen Unterabschnitt wurde die Skalierbarkeit von RUNTs, die aus symmetrischen Bischichten entstanden sind, im Detail untersucht und ein Durchmesserdiagramm für diese Klasse von Nanostrukturen entwickelt. Hierbei wurde erwähnt, dass eine andere Methode zur Durchmessereinstellung durch den Aufbau asymmetrischer Schichten möglich ist. Solche Strukturen sind von Bedeutung, wenn dicke, pseudomorphe Bischichten hergestellt werden müssen, z.B. um zweidimensionale Elektrongase, Quantumwells für Photolumineszenz Ramanspektroskopie einzurollen. Es ist von großer Bedeutung, dass diese Art von Strukturen frei von Versetzungen oder anderen Wachstumsdefekten sind, da ansonsten die strukturelle Qualität nicht ausreicht, quantenphysikalische Phänomene beobachten zu können.

In diesem Unterabschnitt wird das Skalierungsverhalten dünner, asymmetrischer InAs/GaAs -Bischichten untersucht. Auf Grund der geringen kritischen Schichtdicke (ca. 1.6 ML) ist die InAs -Schicht nur 1.4 ML dick. Dabei werden d_1 zu d_2 Verhältnisse bis zu 1 : 20 realisiert. Der experimentell beobachtete Durchmesser wird mit theoretisch erwarteten Durchmessern aus der kontinuumsmechanischen Theorie verglichen.

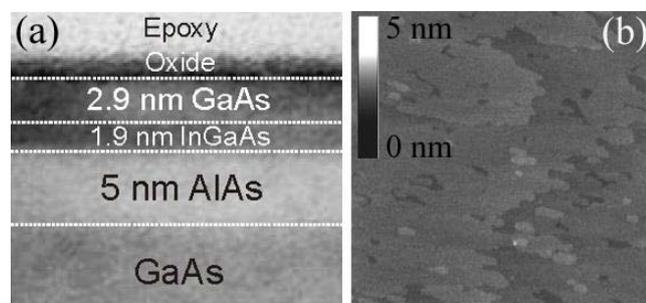


Abb. 50. (a) TEM- Querschnittsaufnahme einer $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ -Bischicht. Die Bischicht wurde auf eine AlAs -Opferschicht gewachsen. Beachtenswert ist die Reduzierung der GaAs -Schicht durch die Bildung des Oberflächenoxides. (b) Typische AFM-Aufnahme, die die Oberflächenmorphologie einer InAs/GaAs - Bischicht zeigt. Die Größe des aufgenommenen Bereiches ist $1 \times 1 \mu\text{m}^2$.

Wie in vorherigen Unterabschnitt wurde eine Reihe von InAs/GaAs-Bischichten mittels MBE hergestellt. Der Wachstumsprozess wurde mittels RHEED überwacht. Während des gesamten Wachstums der einzelnen Bischichten wurde ein "streaky" RHEED-Beugungsmuster beobachtet, das eine glatte Oberflächenmorphologie anzeigt. Für die verschiedenen InAs/GaAs-Bischichten wurde die InAs-Schicht konstant bei $d_1 = 1.4$ ML gelassen und die GaAs-Schicht von $d_2 = 4.4 - 20$ ML variiert. Alle Schichten wurden auf eine 2.8 nm dicke AlAs-Opferschicht

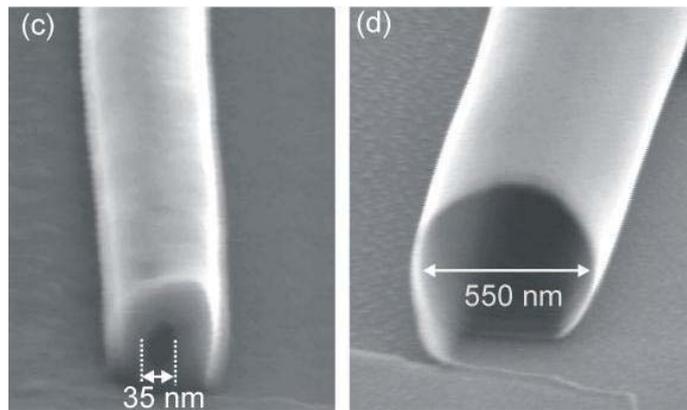


Abb. 51. REM-Bilder typischer Röhren, die sich von InAs/GaAs-Bischichten unterschiedlicher Dicke gebildet haben. (a) Nominelle Bischichtdicke: $d_1 = 1.4$ ML InAs und $d_2 = 6.4$ ML GaAs. (b) Nominelle Bischichtdicke: $d_1 = 1.4$ ML InAs und $d_2 = 20.4$ ML GaAs.

aufgewachsen. Vor dem ex situ Ätzschritt mit einer HF-Tensid-Lösung (5-25 vol% HF) wurde die Bischicht angekratzt, um Startlinien in $\langle 010 \rangle$ -Richtung zu definieren.

Von allen InAs/GaAs-Bischichten wurde die Oberflächenmorphologie mittels AFM untersucht, und die RMS für einen $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ großen Bereich ermittelt. Die RUNT Durchmesser wurden an verschiedenen, typischen RUNTs (7-10 Objekte) mittels REM ausgemessen.

Die TEM-Querschnittsaufnahme einer InGaAs/GaAs-Bischicht ist in Abb. 50 (a) gezeigt. Die Probe wurde für 33 Tage der Laborluft ausgesetzt. Die nominelle Bischichtdicke ist $d = 5.3$ nm, aber aus der TEM-Aufnahme ist zu erkennen, dass $d = 4.8$ nm beträgt. Da die InGaAs-Schicht die nominell korrekte Dicke hat, wird ein Verlust von 0.5 nm der GaAs-Schicht abgeleitet, das sind ca. 2 ML, die durch die Oxidbildung aufgebraucht wurden. Somit erscheint ein Verlust von 2 bis 3 ML GaAs auf Grund der Oberflächenoxidation eine gerechtfertigte Annahme zu sein. Abbildung 50 (b) zeigt eine typische AFM-Aufnahme einer Bischichtoberfläche. Die Aufnahme wurde vor dem Ätzen mit der HF-Lösung angefertigt. Sie zeigt eine glatte Oberflächenmorphologie, in der die GaAs-Oberfläche aus zweidimensionalen Inseln mit Monolagen hohen Stufen gebildet wird.

Abbildung 51 (a) und 51 (b) zeigen zwei typische RUNT-Öffnungen zweier Nanoröhren, die aus den asymmetrischen InAs/GaAs-Bischichten entstanden sind. Die RUNT in Abb. 51 (a) ist aus einer dünnen InAs/GaAs-Bischicht mit

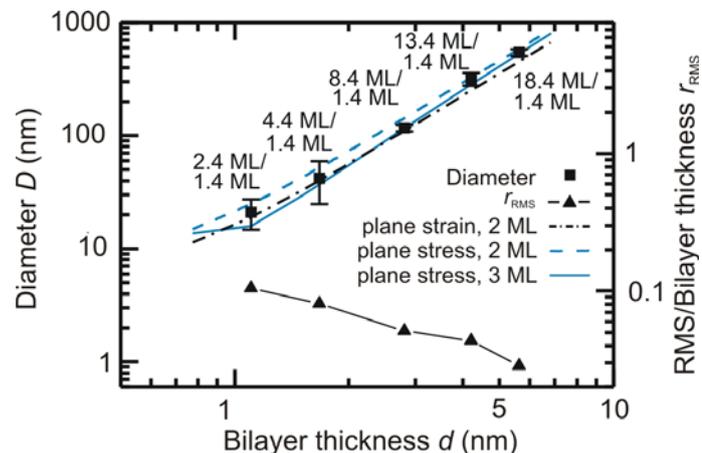


Abb. 52. Röhren-Durchmesser D als Funktion der InAs/GaAs-Bischichtdicke d für Röhren, die aus asymmetrischen Bischichten entstanden sind. Weiter ist die relative Rauigkeit r_{RMS} als Funktion der Bischichtdicke d gezeigt. Theoretisch erwartete Durchmesser nach kontinuumsmechanischer Theorie sind als gestrichelte Linie für den ebenen Verspannungszustand für 2 ML Oxiddicke markiert. Die blauen Kurven markieren den theoretisch erwarteten Durchmesser für den ebenen Verspannungszustand mit einer angenommenen Oxiddicke von 2-3 ML.

nominell $d = 7.8$ ML entstanden, ihr innerer Durchmesser ist $D = 35$ nm. Typisch für RUNTs mit solch kleinem Durchmesser hat sie mehrere Umdrehungen während der Bildung durchgeführt, so dass das Verhältnis von Innen- zu Außendurchmesser kleiner 1 ist. Das andere Extrem des untersuchten Durchmesserbereiches wird in Abb. 51 (b) repräsentiert. Die RUNT weist $D = 550$ nm auf, sie ist aus einer InAs/GaAs-Bischicht mit nominell $d = 21.8$ ML entstanden.

Abbildung 52 zeigt $D(d)$ und $r_{\text{RMS}}(d)$ für die verschiedenen, asymmetrischen InAs/GaAs-Bischichten. Wie im vorherigen wurde die obere GaAs-Schicht um 2 ML korrigiert, um die Verringerung von d_2 durch die Oxidbildung zu berücksichtigen. Weiter wurden die erwarteten Durchmesser nach kontinuumsmechanischer Theorie berechnet (analog zu den symmetrischen Durchmessern). In Blau sind die theoretischen Kurven für 2 und 3 ML Oxiddicke eingezeichnet. Aus Abb. 52 wird ersichtlich, dass $D(d)$, ebenso wie die Durchmesser von RUNTs, die aus symmetrischen, glatten Bischichten entstanden sind, den theoretisch erwarteten Werten für den ebenen Verzerrungszustand folgt. Nur für $d > 5$ nm ist eine leichte Abweichung zu größeren Durchmessern zu beobachten. $r_{\text{RMS}}(d)$ ist für fast alle Proben kleiner als 0.1. Dies bestätigt die RHEED-Beobachtungen während des Wachstums, die für alle Proben eine glatte Oberflächenmorphologie angezeigt haben.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass alle drei angegebenen theoretischen Kurven die experimentell bestimmten Durchmesserwerte gut beschreiben. Es ist weiter auffällig, dass die theoretischen Kurven für eine Oxiddicke von 2 ML und 3 ML für $d > 5$ nm fast identisch sind. Dies zeigt an, dass die Oxidation der oberen GaAs-Schicht für Bischichtdicken $d < 5$ nm zu signifikanten Änderungen im erwarteten Durchmesser führt und berücksichtigt werden muss. Für geringe Schichtdicken werden die beobachteten RUNT-Durchmesser besser durch die Annahme des ebenen Verzerrungszustandes bei 2 ML Oxiddicke beschrieben ($d < 4$ nm), während für dickere Schichten ($d > 4$ nm) der ebene Verspannungszustand eine etwas besser Beschreibung liefert. Ähnlich wie für symmetrische $\text{In}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}$ -Bischichten mit $d > 4$ nm weisen RUNTs für diesen Bischichtdickenbereich eine Tendenz zu leicht größeren Durchmessern als die theoretisch erwarteten auf. Dies wurde im Fall von symmetrischen $\text{In}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}$ -Bischicht auf Indiumsegregation zurückgeführt. Für die asymmetrischen InAs/GaAs-Bischichten reicht die maximale Bischichtdicke von $d=6$ nm nicht aus, um eine abschließende Beurteilung treffen zu können, ob Segregation das Skalierungsverhalten beeinflusst. Es wird für die asymmetrischen Bischichten keine signifikante Abweichung zu kleineren Durchmessern festgestellt.

V.5. Lichtemission von aufgefüllten InAs/GaAs Nanoröhren

In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass individuelle, wohl positionierte aufgerollte Nanoröhrchen mit einem gelösten Farbstoff gefüllt werden können. Ein starkes Fluoreszenzsignal im roten Spektralbereich wird von solchen gefüllten Nanostrukturen beobachtet. Weiter wird gezeigt, dass Ensembles von RUNTs, die auf der Substratoberfläche liegen, mit rotem Farbstoff gefüllt werden können. Hierbei wird Flüssigkeitstransport in diesen Nanostrukturen nachgewiesen.

Zur Herstellung von RUNTs wurden AlAs-Opferschichten, gefolgt von verschiedenen InGaAs/GaAs-Bischichten, mittels MBE auf GaAs (001)-Substrate aufgewachsen. Die Proben wurden nach dem Wachstum mit einer HF-Tensid-Lösung (3 vol% bis 25 vol% HF) geätzt. Durchmesser von 100 nm bis 1 μm wurden durch verschiedenen Indiumkonzentrationen und Bischichtdicken realisiert. Um eine wohl definierte Position der RUNTs auf der Substratoberfläche zu gewährleisten, wurden strukturierte Substrate verwendet, und AlAs-Opferschichten, gefolgt von asymmetrischen InAs/GaAs-Bischichten, auf diese aufgewachsen.

Die Schichten auf strukturierten Substraten wurden mit HF-Tensid-Lösungen (25 vol% HF) geätzt, um die RUNT-Bildung einzuleiten. Für das Füllen von individuellen RUNTs wurde ein Mikromanipulationsaufbau verwendet. Für Fluoreszenzaufnahmen wird die Probe mit Licht einer Hg-Lampe beleuchtet, deren Licht durch einen Schmalbandfilter (Schwerpunkt bei 546 nm) auf die Probe fällt. Das Fluoreszenzsignal wird mit einer CCD-Kamera aufgenommen, vor der ein Filter angebracht ist, der für Licht ab 590 nm durchlässig ist. Sehr feine Glaskapillaren mit Durchmesser kleiner 2 μm wurden verwendet, um kleinste Tropfen von Rhodamin 6G Farbstoff auf die Öffnungen der RUNTs zu deponieren. Rhodamin 6G (Ethanollösung mit 0,0012 g/ml, bzw. 0,024 g pro 20 ml) ist ein wohl bekannter Farbstoff, der ein breites Fluoreszenzspektrum von 530 bis 630 nm zeigt. Um die RUNTs auf der Probenoberfläche zu füllen, wurde die Probe in eine Ethanollösung von Rhodamin 6G (ebenfalls ca. 0,0012 g/ml) getaucht und anschließend mit reinem Ethanol abgespült. Für die Fluoreszenzaufnahmen wurde das gleiche Lichtmikroskop wie für die Untersuchungen an einzelnen RUNTs verwendet.

Abbildung 53 (a) zeigt eine Lichtmikroskopieaufnahme zweier InAs/GaAs-basierten RUNTs auf einem strukturierten Substrat. Die beiden Nanoröhren sind über eine Distanz von 11 μm von den vordefinierten Gräben weggerollt. Der Innendurchmesser ist 100 nm. Dies bedeutet, dass die RUNTs ungefähr 30 Umdrehungen auf der Substratoberfläche durchgeführt haben. Ein absichtlich in den Gräben prozessierter Knick (mit "A" in Abb. 53 markiert), führt dazu, dass die Bischicht während des Aufrollens an dieser Stelle auseinander gerissen wird. Diese Prozedur erlaubt eine exakte Kontrolle der Länge der RUNTs, die durch einfache Wahl der Geometrie der Substratstruktur bestimmt werden kann. Ein Tropfen einer Rhodamin 6G-Ethanollösung wurde auf die Substratoberfläche

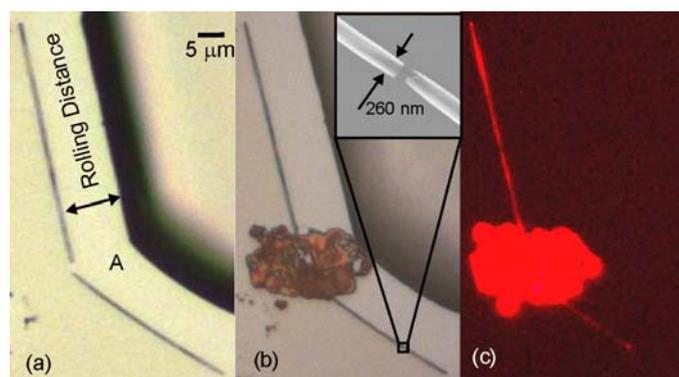


Abb. 53. (a) Aufsichtsbild zweier Röhren (Innendurchmesser 100 nm) auf einem strukturiertem Substrat durch ein Lichtmikroskop. (b) Ein Farbstofftropfen wurde über die beiden Öffnungen der Röhren platziert. Einschub zeigt eine REM-Aufnahme eines Defektes im unteren Röhren. (c) Bild der Röhren unter Fluoreszenzbedingungen im Lichtmikroskop. Die Aufnahme zeigt eindeutig, dass die Nanoröhren mit der Farbstofflösung gefüllt sind.

aufgebracht und bedeckt genau die beiden Öffnungen der RUNTs (Abb. 53 (b)). Abbildung 53 (c) zeigt die Fluoreszenzaufnahme der beiden RUNTs. Von beiden RUNTs ist ein starkes Fluoreszenzsignal zu beobachten, welches beweist, dass die Farbstofflösung in die beiden Nanoröhren durch Kapillarkräfte eingezogen wurde. Die obere RUNT ist auf der gesamten Länge von 50 μm gefüllt, während die untere RUNT nur auf den ersten 25 μm gefüllt ist. Der Grund für diese Beobachtung ist aus dem Einschub in Abb. 53 (b) ersichtlich, welches eine REM-Aufnahme eines Defektes in der unteren RUNT zeigt. Der Defekt hat eine Länge von ca. 180 nm und befindet sich exakt an der Position, an der der Füllprozess der RUNT aufgehört hat.

Abbildung 54 (a) zeigt eine Lichtmikroskopie-Aufnahme zweier InAs/GaAs-basierter RUNTs, die von einem Kratzer in entgegengesetzte Richtungen aufgerollt sind. Die RUNTs haben einen Durchmesser von 560 nm. Diese Probe wurde in eine Ethanollösung von Rhodamin 6G getaucht, dreimal in klarem Ethanol abgespült, um Farbstoffreste von der Probenoberfläche zu entfernen, und nach jedem Spülen wurde gewartet, bis die Probe vollständig getrocknet ist. Abbildungen 54 (b)-(h) zeigen eine Sequenz von Bildern, die unter Fluoreszenzbedingungen des Lichtmikroskops an der gleichen Stelle aufgenommen wurden. Ein mit Farbstoff gefüllter Abschnitt kann in der oberen RUNT durch das starke Fluoreszenzsignal über eine Länge von 40 μm identifiziert werden. Das linke Ende des gefüllten Abschnittes ist mit einem Pfeil markiert. Interessanter Weise ist dieser gefüllte Abschnitt nicht statisch, sondern bewegt sich mit der Zeit. Abbildung 54 (c) und 54 (d) zeigen eindeutig, dass der Farbstoff sich um 10 μm nach links in der RUNT bewegt. Mit zunehmend verstrichener Zeit wird der gefüllte Abschnitt der Nanoröhre kleiner und das gesamte Fluoreszenzsignal wird schwächer (Abb. 54 (e)-(h)). Dieser Effekt wird dem langsamen Verdampfen des Ethanols zugeschrieben, welches zu einer Reduktion des Volumens des gelösten Farbstoffes führt. Selbst nachdem das Ethanol vollständig verdampft ist, kann eine schwache rote Linie beobachtet werden, welche den einst gefüllten Nanoröhrenabschnitt markiert. Eine solche rote Linie wird auch für die untere RUNT beobachtet. Dies zeigt an, dass auch diese RUNT anfänglich mit dem Farbstoff gefüllt war, aber das Lösungsmittel entweder verdampft ist oder während der Probenpräparation entfernt wurde. Es ist außerdem bemerkenswert, dass die ursprüngliche Intensität des Fluoreszenzsignals wieder hergestellt werden konnte, in dem die Probe nochmals mit reinem Ethanol gespült wurde (nicht gezeigt). Dies zeigt, dass der Farbstoff in den RUNTs zurückbleibt, während das Lösungsmittel abdampft.

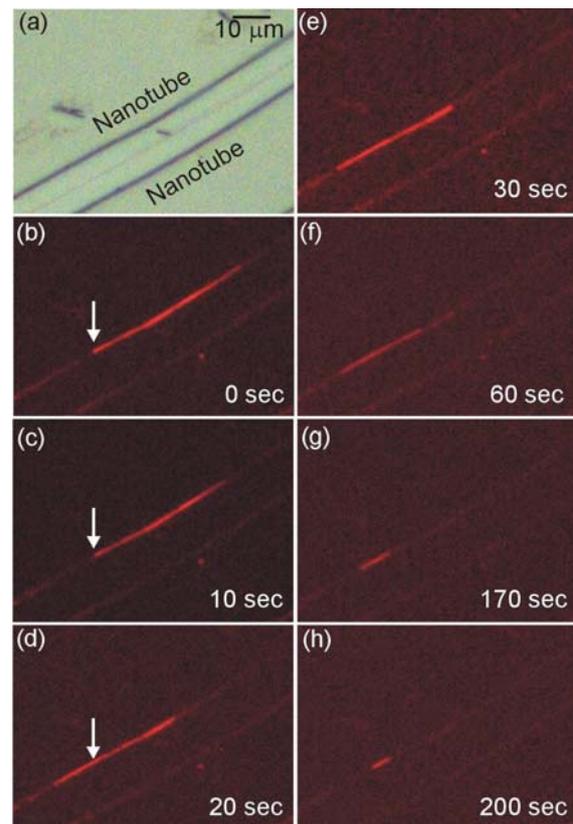


Abb. 54. Video-Lichtmikroskopie eines mit Farbstoff gefüllten InAs/GaAs-Nanoröhrchens. (a) Zwei Röhren unter normaler Beleuchtung. (b)-(h) Lichtmikroskopieaufnahmen des gleichen Bereichs unter Fluoreszenzbedingungen. Ein mit Farbstoff gefüllter Abschnitt kann klar identifiziert werden. Die Bilder zeigen, dass sich der Farbstoff mit der Zeit bewegt und an Intensität verliert.

V.6. Prozessintegration von aufgerollten Röhren

Erstmalig konnten aufgerollte Röhren in einen Prozess integriert werden, um Flüssigkeiten auf einem Halbleitersubstrat zu transportieren. Unsere Demonstration eröffnet den Weg für die parallele Prozessierung von linearen nanofluiden Bauelementen auf einem Chip.

Abbildung 55 zeigt den Prozess, den wir für die Integration der Röhren entwickelt haben. Die gebildeten Mikroröhren (Abb. 55 (a)) werden zunächst mit einem Schutzlack bedeckt (Abb. 55 (b)). Runde Öffnungen werden dann mittels UV Lithografie an den Enden des Röhrens geschaffen (Abb. 55 (c), siehe auch Abb. 56 (a)). Nach der Entwicklung werden die Röhren entweder mechanisch oder durch chemisches Ätzen geöffnet (Abb. 55 (d)). Die Grenze zwischen bedecktem und unbedecktem Röhren ist durch eine REM Bild in Abb. 56 (b) verdeutlicht. In Abbildung 56 (c) wurde das Röhren mechanisch geöffnet. Es wurde überprüft, dass die Flüssigkeit nicht am Rande der Röhren fließt. Danach wird ein mit Löchern versehenes Quartzplättchen belackt und auf der Probe geeignet ausgerichtet (Abb. 55 (e)). Zum Schluss werden Teflonschläuche zum Ein- und Auslass von Flüssigkeiten an die Löcher angeschlossen. Das Auffüllen von Röhren ist in Abb. 56 (d) – (f) dargestellt. Abb. 56 (d) ist eine Vergrößerung von Abb. 56 (a) und zeigt die erstaunliche Homogenität der Röhren über eine Länge von etwa 100 μm . Diese Homogenität erstreckt sich über die 3 mm der gesamten Probe, was zu einem Länge zu Durchmesserverhältnis von 3000 führt. Abbildung 56 (e) zeigt ein vergleichbares Röhren unter dem Lack, das zum Teil mit Farbstoff gefüllt ist. Der Startpunkt des Auffüllprozesses befindet sich unterhalb des Bildes und das Röhren füllt sich nach oben hin

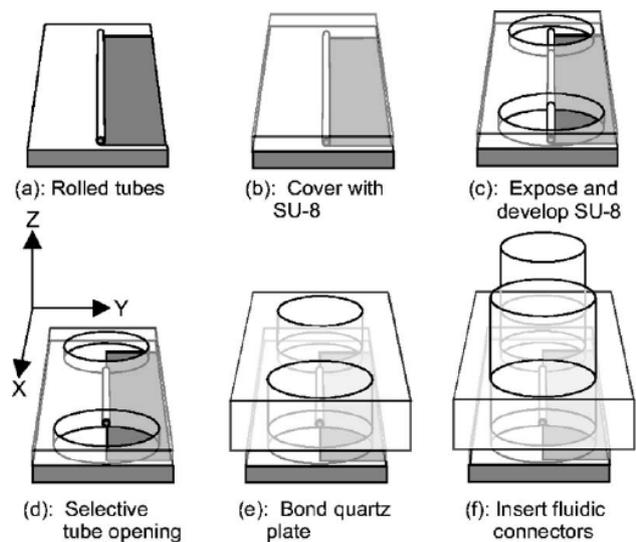


Abb. 55. Schematische Darstellung der Prozessintegration. (a) Röhrenbildung, (b) Belackung, (c) Definition von Einlasslöchern, (d) Öffnung der Röhren, (e) Ausrichtung eines mit Löchern bestückten Quartzplättchens, (f) Anschluss von Teflonschläuchen

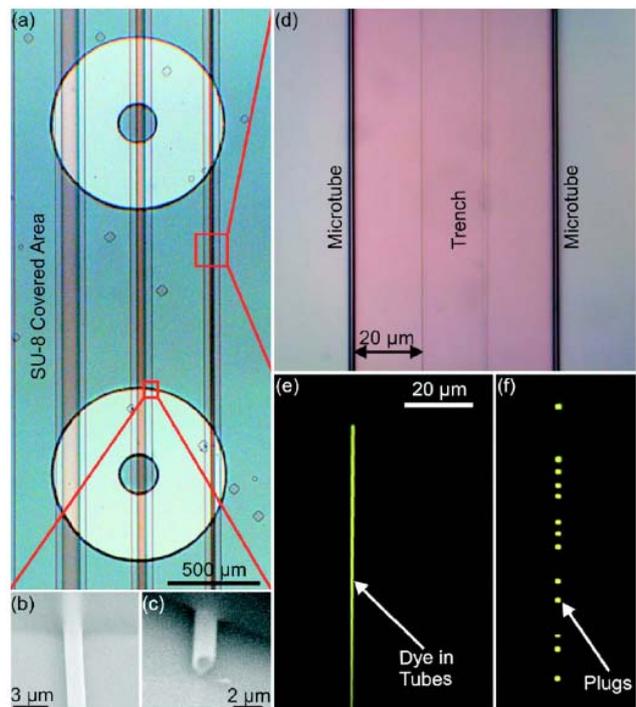


Abb. 56. (a) Belackte Röhren mit zwei entwickelten Löchern für Schlauchanschlüsse. (b) Röhren an der Grenzfläche zwischen Lack und Loch für Schlauchanschluss. (c) Geöffnetes Röhren. (d) Optisches Mikroskopiebild von zwei belackten Röhren. (e) Teilweise mit Farbstoff aufgefülltes Röhren. (f) Unregelmäßig gefülltes Röhren.

auf. In Abb. 56 (f) ist ein Röhrenabschnitt zu sehen, in dem sich die Flüssigkeit in mehrere Zapfen aufgeteilt hat. Diese Zapfenbildung wird durch ein Wechselspiel aus Oberflächenspannung und Kapillarkräften innerhalb des Kanals bestimmt. Kapillarkräfte ziehen die Flüssigkeit durch den Kanal, erzeugen einen negativen Laplace-Druck und verursachen die Bildung von Blasen und Flüssigkeitszapfen. Das Auffüllen eines Röhrens mit Farbstoff wurde aufgenommen und ausgewählte Bilder der Videosequenz sind in Abb. 57 (a) gezeigt. In 25 ms ist das Röhren über 25 μm aufgefüllt. Die Auffülldistanz als Funktion der Zeit ist in Abb. 57 (c) dargestellt. Wir bestimmen eine anfängliche Auffüllgeschwindigkeit von 330 $\mu\text{m/s}$, die sich am Ende bis auf 70 $\mu\text{m/s}$ verringert hat. Die Flüssigkeit folgt einer quadratischen Distanz-Zeit Abhängigkeit, die durch die Washburn-Gleichung beschrieben werden kann. Das Entleeren der Röhren erfolgte durch das Pumpen der Flüssigkeit. Die Bilder in Abb. 57 (b) dokumentieren die Entleerung. Das obere Bild zeigt das volle Röhren, das nach 9 s komplett entleert ist. Aus der dargestellten Kurve in Abb. 57 (c) entnehmen wir eine lineare Beziehung zwischen Position der Flüssigkeitsfront und der Zeit. Unsere Ergebnisse können gut mit Evaporationsgetriebenem Pumpen erklärt werden.

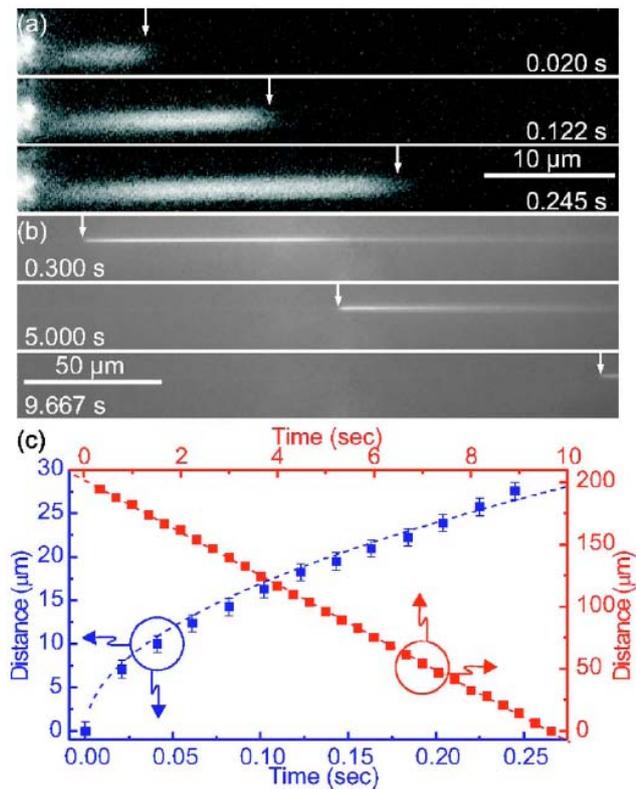


Abb. 57. (a) Farbstoffauffüllung und (b) Entleerung eines Röhrens. (c) Distanz-Zeit Funktion des Auffüll und Entleerungsprozesses.

Publikationen

71. J. J. Zhang, M. Stoffel, A. Rastelli, O. G. Schmidt, V. Jovanovic', L. K. Nanver and G. Bauer

SiGe growth on patterned Si(001) substrates: Surface evolution and evidence of modified island coarsening.

Applied Physics Letters 91, 173115 (2007)

70. Y. F. Mei, D. J. Thurmer, F. Cavallo, S. Kiravittaya, O. G. Schmidt

Semiconductor sub-micro-/ nanochannel networks by deterministic layer wrinkling.

Advanced Materials 19, 2124 (2007)

69. M. M. Vogel, S. M. Ulrich, R. Hafenbrak, P. Michler, L. Wang, A. Rastelli, and O. G. Schmidt

Influence of lateral electric fields on multiexcitonic transitions and fine structure of single quantum dots.

Applied Physics Letters 91, 051904 (2007)

68. M. Stoffel, A. Rastelli, O. G. Schmidt

Surface evolution and three-dimensional shape changes of SiGe/Si(001) islands during capping at various temperatures.

Surface Science 601, 3052 (2007)

67. G. Katsaros, M. Stoffel, A. Rastelli, O. G. Schmidt, K. Kern, and J. Tersoff

Three-dimensional isocompositional profiles of buried SiGe/Si(001) islands.

Applied Physics Letters 91, 013112 (2007)

66. O.G. Schmidt (Ed.)

Lateral alignment of epitaxial quantum dots.

Springer, Berlin (2007)

65. R. Songmuang, A. Rastelli, S. Mendach, Ch. Deneke and O. G. Schmidt

From rolled-up Si microtubes to SiO_x/Si optical ring resonators.

Microelectronic Engineering 84, 1427 (2007)

64. C. Deneke, W. Sigle, U. Eigenthaler, A. van Aken, G. Schuetz, O. G. Schmidt

Interfaces in semiconductor/metal radial superlattices.

Applied Physics Letters 90, 263107 (2007)

63. Y. Mei, S. Kiravittaya, M. Benyoucef, D. J. Thurmer, T. Zander, C. Deneke, F. Cavallo, A. Rastelli, and O. G. Schmidt

Optical properties of a wrinkled nanomembrane with embedded quantum well.

Nano Letters 7, 1676 (2007)

62. F. Cavallo, R. Songmuang, C. Ulrich, and O. G. Schmidt

Rolling up SiGe on insulator.

Applied Physics Letters 90, 193120 (2007)

61. F. Ding, L. Wang, S. Kiravittaya, E. Müller, A. Rastelli, and O. G. Schmidt

Unveiling the morphology of buried In(Ga)As nanostructures by selective wet chemical etching: From quantum dots to quantum rings.

Applied Physics Letters 90, 173104 (2007)

60. A. Malachias, T. H. Metzger, M. Stoffel, O. G. Schmidt, and V. Holy
Composition and atomic ordering of Ge/Si(001) wetting layers.
Thin Solid Films 515, 5587 (2007)

59. M. Stoffel, A. Rastelli, J. Stangl, T. Merdzhanova, G. Bauer, and O. G. Schmidt
Shape oscillations: A walk through the phase diagram of strained islands.
Physical Review B 75, 113307 (2007)

58. J. T. Robinson, D. A. Walko, D. A. Arms, D. S. Tinberg, P. G. Evans, Y. Cao, J. A.
Liddle, A. Rastelli, O. G. Schmidt, and O. D. Dubon
Sculpting semiconductor heteroepitaxial islands: From dots to rods.
Physical Review Letters 98, 106102 (2007)

57. T. Merdzhanova, A. Rastelli, M. Stoffel, S. Kiravittaya, and O. G. Schmidt
Island motion triggered by the growth of strain relaxed SiGe/Si(001) islands.
Journal of Crystal Growth 301, 319 (2007)

56. R. Songmuang, A. Rastelli, S. Mendach, and O. G. Schmidt
SiO_x/Si radial superlattices and microtube optical ring resonators.
Applied Physics Letters 90, 091905 (2007)

55. G. J. Beirne, C. Hermannstädter, L. Wang, A. Rastelli, E. Müller, O. G. Schmidt, and P.
Michler
Tunable lateral tunnel coupling between two self-assembled InGaAs quantum dots.
Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) 6471, 647104,
(2007)

54. N. Shaji, H. Qin, R. H. Blick, L. J. Klein, and O. G. Schmidt
Magnetotransport through two-dimensional electron gas in a tubular geometry.
Applied Physics Letters 90, 042101 (2007)

53. Ch. Deneke, U. Zschieschang, H. Klauk, and O. G. Schmidt
InGaAs/GaAs/alkanethiolate radial superlattices.
Applied Physics Letters 89, 263110 (2006)

52. G. Katsaros, A. Rastelli, M. Stoffel, G. Costantini, O. G. Schmidt, K. Kern, J. Tersoff, E.
Müller, and H. v. Känel
Evolution of buried semiconductor nanostructures and origin of stepped surface mounds
during capping.
Applied Physics Letters 89, 253105 (2006)

51. D. J. Thurmer, Ch. Deneke, Y. Mei, and O. G. Schmidt
Process integration of microtubes for fluidic applications.
Applied Physics Letters 89, 223507 (2006)

50. R. Songmuang, Ch. Deneke, and O. G. Schmidt
Rolled-up micro- and nanotubes from single material thin films.
Applied Physics Letters 89, 223109 (2006)

49. F. Ratto, G. Costantini, A. Rastelli, O. G. Schmidt, K. Kern, and F. Rosei
Alloying of self-organized semiconductor 3D islands.
Journal of Experimental Nanoscience 1, 279 (2006)
48. S. Kiravittaya, A. Rastelli, and O. G. Schmidt
Morphology and photoluminescence of seeded three-dimensional InAs/GaAs(001) quantum-dot crystals.
physica status solidi (c) 3, 3668 (2006)
47. A. Rastelli, A. Ulhaq, Ch. Deneke, L. Wang, M. Benyoucef, E. Coric, W. Winter, S. Mendach, F. Horton, F. Cavallo, T. Merdzhanova, S. Kiravittaya, and O. G. Schmidt
Fabrication and characterization of microdisk resonators with In(Ga)As/GaAs quantum dots.
physica status solidi (c) 3, 3641 (2006)
46. M. Stoffel, A. Rastelli, T. Merdzhanova, G. S. Kar, and O. G. Schmidt
Morphological evolution and lateral ordering of uniform SiGe/Si(001) islands.
Microelectronics Journal 37, 1528 (2006)
45. A. Rastelli, M. Stoffel, G. Katsaros, J. Tersoff, U. Denker, T. Merdzhanova, G. S. Kar, G. Costantini, K. Kern, H. von Känel, and O. G. Schmidt
Reading the footprints of strained islands.
Microelectronics Journal 37, 1471 (2006)
44. A. Rastelli, M. Stoffel, U. Denker, T. Merdzhanova, and O. G. Schmidt
Strained SiGe islands on Si(001): Evolution, motion, dissolution, and plastic relaxation.
physica status solidi (a) 203, 3506 (2006)
43. M. Stoffel, A. Rastelli, J. Tersoff, T. Merdzhanova, and O. G. Schmidt
Local equilibrium and global relaxation of strained SiGe/Si(001) layers.
Physical Review B 74, 155326 (2006)
42. Ch. Deneke and O. G. Schmidt
Structural characterization and potential x-ray waveguiding of a small rolled-up nanotube with a large number of windings.
Applied Physics Letters 89, 123121 (2006)
41. L. Wang, A. Rastelli, and O. G. Schmidt
Structural and optical properties of In(Ga)As/GaAs quantum dots treated by partial capping and annealing.
Journal of Applied Physics 100, 064313 (2006)
40. L. Wang, A. Rastelli, S. Kiravittaya, R. Songmuang, O. G. Schmidt, B. Krause, and T. H. Metzger
Guided self-assembly of lateral InAs/GaAs quantum-dot molecules for single molecule spectroscopy.
Nanoscale Research Letters 1, 74 (2006)
39. G. S. Kar, S. Kiravittaya, U. Denker, B.-Y. Nguyen, and O. G. Schmidt
Strain distribution in a transistor using self-assembled SiGe islands in source and drain regions.
Applied Physics Letters 88, 253108 (2006)

38. S. Kiravittaya, R. Songmuang, A. Rastelli, H. Heidemeyer, and O. G. Schmidt
Multi-scale ordering in self-assembled InAs/GaAs(001) quantum dots.
Nanoscale Research Letters 1, 1 (2006)
37. G. Katsaros, A. Rastelli, M. Stoffel, G. Isella, H. von Känel, A. M. Bittner, J. Tersoff, U. Denker, O. G. Schmidt, G. Costantini, and K. Kern
Investigating the lateral motion of SiGe islands by selective chemical etching.
Surface Science 600, 2608 (2006)
36. T. Merdzhanova, S. Kiravittaya, A. Rastelli, M. Stoffel, U. Denker, and O. G. Schmidt
Dendrochronology of strain-relaxed islands.
Physical Review Letters 96, 226103 (2006)
35. G. Costantini, A. Rastelli, C. Manzano, P. Acosta-Diaz, R. Songmuang, G. Katsaros, O. G. Schmidt, and K. Kern
Interplay between thermodynamics and kinetics in the capping of InAs/GaAs (001) quantum dots.
Physical Review Letters 96, 226106 (2006)
34. P. Kratzer, Q. K. K. Liu, P. Acosta-Diaz, C. Manzano, G. Costantini, R. Songmuang, A. Rastelli, O. G. Schmidt, and K. Kern
Shape transition during epitaxial growth of InAs quantum dots on GaAs(001): Theory and experiment.
Physical Review B 73, 205347 (2006)
33. B. Krause, C. Mocuta, T. H. Metzger, Ch. Deneke and O. G. Schmidt
Local structure of a rolled-up single crystal: An X-ray microdiffraction study of individual semiconductor nanotubes.
Physical Review Letters 96, 165502 (2006)
32. G. J. Beirne, C. Hermannstädter, L. Wang, A. Rastelli, O. G. Schmidt, and P. Michler
Quantum light emission of two lateral tunnel-coupled InGaAs/GaAs quantum dots controlled by a tunable static electric field.
Physical Review Letters 96, 137401 (2006)
31. S. Mendach, R. Songmuang, S. Kiravittaya, A. Rastelli, M. Benyoucef, and O. G. Schmidt
Light emission and wave guiding of quantum dots in a tube.
Applied Physics Letters 88, 111120 (2006)
30. S. Kiravittaya, A. Rastelli, and O. G. Schmidt
Photoluminescence from seeded three dimensional InAs/GaAs quantum-dot crystals.
Applied Physics Letters 88, 043112 (2006)
29. N. Y. Jin-Phillipp, J. Thomas, M. Kelsch, Ch. Deneke, R. Songmuang, and O. G. Schmidt
Electron microscopy study on structure of rolled-up semiconductor nanotubes.
Applied Physics Letters 88, 033113 (2006)
28. R. Songmuang, N. Y. Jin-Phillipp, S. Mendach, and O. G. Schmidt
Single rolled-up SiGe/Si microtubes: Structure and thermal stability.
Applied Physics Letters 88, 021913 (2006)

27. Z. Zhong, G. Katsaros, M. Stoffel, G. Costantini, K. Kern, O. G. Schmidt, N. Y. Jin-Phillipp, and G. Bauer
Periodic pillar structures by Si etching of multilayer GeSi/Si islands.
Applied Physics Letters 87, 263102 (2005)
26. S. Kiravittaya, A. Rastelli, and O. G. Schmidt
Self-assembled InAs quantum dots on patterned GaAs(001) substrates: Formation and shape evolution.
Applied Physics Letters 87, 243112 (2005)
25. M. Stoffel, A. Rastelli, S. Kiravittaya, and O. G. Schmidt
Strain-mediated lateral SiGe island motion in single and stacked layers.
Physical Review B 72, 205411 (2005)
24. G. Katsaros, G. Costantini, M. Stoffel, R. Esteban, A. M. Bittner, A. Rastelli, U. Denker, O. G. Schmidt, and K. Kern
Kinetic origin of island intermixing during the growth of Ge on Si(001).
Physical Review B 72, 195320 (2005)
23. A. Malachias, T. U. Schüllli, G. Medeiros-Ribeiro, L. G. Cancado, M. Stoffel, O. G. Schmidt, T. H. Metzger, and R. Magalhaes-Paniago
X-ray study of atomic ordering in self-assembled Ge islands grown on Si(001).
Physical Review B 72, 165315 (2005)
22. Z. Zhong, O. G. Schmidt, and G. Bauer
Increase of island density via formation of secondary islands on pit-patterned Si(001) substrates.
Applied Physics Letters 87, 133111 (2005)
21. U. Denker, D. E. Jesson, M. Stoffel, A. Rastelli, and O. G. Schmidt
Investigating the evolution of dislocated SiGe islands by selective wet-chemical etching.
Physics of Semiconductors: 27th International Conference on the Physics of Semiconductors – ICPS- 27, AIP Conference Proceedings 772, 599 (2005)
20. B. Krause, T. H. Metzger, A. Rastelli, R. Songmuang, S. Kiravittaya, and O. G. Schmidt
Shape, strain, and ordering of lateral InAs quantum dot molecules.
Physical Review B 72, 085339 (2005)
19. A. Rastelli, M. Stoffel, J. Tersoff, G. S. Kar, and O. G. Schmidt
Kinetic evolution and equilibrium morphology of strained islands.
Physical Review Letters 95, 026103 (2005)
18. S. Kiravittaya, H. Heidemeyer, and O. G. Schmidt
Lateral quantum-dot replication in three-dimensional quantum-dot crystals.
Applied Physics Letters 86, 263113 (2005)
17. U. Denker, A. Rastelli, M. Stoffel, J. Tersoff, G. Katsaros, G. Costantini, K. Kern, N. Y. Jin-Phillipp, D. E. Jesson, and O. G. Schmidt
Lateral motion of SiGe islands driven by surface-mediated alloying.
Physical Review Letters 94, 216103 (2005)

16. S. Kiravittaya and O. G. Schmidt
Comment on "A growth pathway for highly ordered quantum dot arrays"[Appl. Phys. Lett. 85, 5974 (2004)].
Applied Physics Letters 86, 206101 (2005)
15. J. Novak, V. Holy, J. Stangl, G. Bauer, E. Wintersberger, S. Kiravittaya, and O. G. Schmidt
A method for characterization of strain fields in buried quantum dots using x-ray standing waves.
Journal of Physics D: Applied Physics 38, A137 (2005)
14. G. Costantini, A. Rastelli, C. Manzano, P. Acosta-Diaz, G. Katsaros, R. Songmuang, O. G. Schmidt, H. v. Känel, and K. Kern
Pyramids and domes in the InAs/GaAs(001) and Ge/Si(001) systems.
Journal of Crystal Growth 278, 38 (2005)
13. D. N. Lobanov, A. V. Novikov, N. V. Vostokov, Y. N. Drozdov, A. N. Yablonskiy, Z. F. Krasilnik, M. Stoffel, U. Denker, and O. G. Schmidt
Growth and photoluminescence of self-assembled islands obtained during the deposition of Ge on a strained SiGe layer.
Optical Materials 27, 818 (2005)
12. N. V. Vostokov, Y. N. Drozdov, Z. F. Krasil'nik, D. N. Lobanov, A. V. Novikov, A. N. Yablonskii, M. Stoffel, U. Denker, O. G. Schmidt, O. M. Gorbenko, and I. P. Soshnikov
Influence of a predeposited Si_{1-x}Ge_x layer on the growth of self-assembled SiGe/Si(001) islands.
Physics of the Solid State 47, 26 (2005)
11. T. U. Schüllli, M. Stoffel, A. Hesse, J. Stangl, R. T. Lechner, E. Wintersberger, M. Sztucki, T. H. Metzger, O. G. Schmidt, and G. Bauer
Influence of growth temperature on interdiffusion in uncapped SiGe islands on Si (001) determined by anomalous x-ray diffraction and reciprocal space mapping.
Physical Review B 71, 035326 (2005)
10. G. S. Kar, S. Kiravittaya, M. Stoffel, and O. G. Schmidt
Material distribution across the interface of random and ordered island arrays.
Physical Review Letters 93, 246103 (2004)
9. G. Costantini, A. Rastelli, C. Manzano, R. Songmuang, O. G. Schmidt, H. v. Känel, and K. Kern
Universal shapes of self-organized semiconductor quantum dots: Striking similarities between InAs/GaAs(001) and Ge/Si(001) .
Applied Physics Letters 85, 5673 (2004)
8. C. Deneke, S. Kiravittaya, and O. G. Schmidt
Accurate positioning of semiconductor quantum dots and nanotubes.
Nanofair 2004 New Ideas for Industry, 25 (2004)
7. F. Montalenti, P. Reiteri, D. B. Migas, H. von Känel, A. Rastelli, G. Costantini, C. Manzano, U. Denker, O. G. Schmidt, K. Kern, and L. Miglio

Atomic-scale pathway of the pyramid-to-dome transition during Ge growth on Si(001).
Physical Review Letters 93, 216102 (2004)

6. O. G. Schmidt, A. Rastelli, G. S. Kar, R. Songmuang, S. Kiravittaya, M. Stoffel, U. Denker, S. Stufler, A. Zrenner, D. Grützmacher, B. Y. Nguyen, and P. Wennekens
Novel nanostructure architectures.
Physica E 25, 280 (2004)

5. Ch. Deneke and O. G. Schmidt
Real-time formation, accurate positioning and fluid filling of single rolled-up nanotubes.
Applied Physics Letters 85, 2914 (2004)

4. O. G. Schmidt
Proceedings of the Fifth International Workshop on Epitaxial Semiconductors or Patterned Substrates and Novel Index Surfaces (ESPS-NIS) - Held in Stuttgart, Germany 13-15 October 2003 - Preface.
Physica E 23, V-VI (2004)

3. Ch. Deneke and O. G. Schmidt
Lithographic positioning, areal density increase and fluid transport in rolled-up nanotubes.
Physica E 23, 269 (2004)

2. S. Kiravittaya, H. Heidemeyer, and O. G. Schmidt
Growth of three-dimensional quantum dot crystals on patterned GaAs (0 0 1) substrates.
Physica E 23, 253 (2004)

1. C. Deneke, N. Y. Jin-Phillipp, I. Loa, and O. G. Schmidt
Radial superlattices and single nanoreactors.
Applied Physics Letters 84, 4475 (2004)

Eingeladene Vorträge

59. A. Rastelli

Semiconductor-based artificial atoms and molecules.

Seminar in the Department of Physics/Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology, Chemnitz, Germany, June 28 (2007)

58. O. G. Schmidt

Towards perfect spatial and spectral control of strain engineered artificial matter

From Designer Materials to Quantum Technologies, Wien, Austria, June 22 (2007)

57. O. G. Schmidt

Rolled-up nanotech and more

5th International Conference on Silicon Epitaxy and Heterostructures, Marseille, France, May 20-24 (2007)

56. A. Rastelli

Quantum dots with perfectly resonant emission energies

19th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM'07), Matsue, Japan, May 14-18 (2007)

55. Y. Mei

Wrinkled Semiconductor Layers: from Principle to Application

Seminar in Zernike Institute for Advanced Materials, University of Groningen, Groningen, The Netherlands, May 8 (2007).

54. Y. Mei

Deterministic release of nanomembranes: Rolled-up nanotubes, nanochannel networks, and fluidic behavior

Seminar in MESA+ Institute for Nanotechnology, University of Twente, Enschede, The Netherlands, May 7 (2007)

53. O. G. Schmidt

The technology and physics of strained nanoarchitectures

Kolloquium, Technische Universität Chemnitz (Physik), Chemnitz, Germany, May 2 (2007)

52. A. Rastelli

Self-assembled quantum dots

Seminar in the Kavli Institute of Nanoscience, Delft, The Netherlands, April 27 (2007)

51. Y. Mei

Semiconductor submicro-/nanochannel networks: from principle to application

Seminar in Institute of Biophysics, Dresden University of Technology, Dresden, Germany, April 19 (2007)

50. O. G. Schmidt

Microscopy of radial crystals and radial superlattices

15th International Conference on Microscopy of Semiconductor Materials, Cambridge, Great Britain, April 2-5 (2007)

49. O. G. Schmidt

Quantum dots: Growth, devices, artificial matter
Workshop on “Infrared Optical Nanostructures”, Bad Hofgastein, Austria, January 31 – February 2 (2007)

48. O. G. Schmidt
Strained Nanoarchitectures: A base technology for interdisciplinary research.
Kolloquium, Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart, Germany, December 4 (2006)

47. O. G. Schmidt
New tricks with silicon
MRS Fall Meeting, Symposium L, Boston, USA, November 27 - December 1 (2006).

46. O. G. Schmidt (plenary)
Rolled-up nanotech
Meeting of the Dutch National Nanotechnology Initiative Nanoned, Eindhoven, The Netherlands, November 16-17 (2006)

45. O. G. Schmidt
Integrative semiconductor nanotubes with new functionalities
Chemical Nanotechnology Talks VII, Frankfurt a. M., October 23-25 (2006)

44. O.G. Schmidt
Stress-driven: Integrative nano- and micro architectures take shape
Workshop on “One-dimensional nanostructures: From atomic design to device applications”, Schloß Ringberg, October 15-18 (2006)

43. O. G. Schmidt
SiGe islands: From nucleation to devices
SiGe Nanoclub, Paul-Scherrer-Institut, Villigen, Switzerland, September 28 (2006)

42. O. G. Schmidt
Progress in quantum dot epitaxy
14th International Conference on Molecular Beam Epitaxy, Tokyo, Japan, September 3-8 (2006).

41. O. G. Schmidt
Radial crystals and superlattices
International Conference on Superlattices, Nano-Structures, and Nano-Devices (ICSNN), Istanbul, Turkey, July 30 – August 4 (2006).

40. O. G. Schmidt
Connecting bottom-up and top-down: Seeded quantum dot crystals, flexible ring resonators, radial superlattices and nanochannel networks
14th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", St. Petersburg, Russia, June 26-30 (2006).

39. O.G. Schmidt
Stress-driven: New quantum architectures take shape
Seminar, Fakultät der Physik, Universität Wien, June 9 (2006)

38. O. G. Schmidt
The controlled release and bond-back of layers (REBOLA) – A new technology evolves
Colloquium of GDCh-Jungchemikerforum Freiberg, May 3 (2006)
37. O. G. Schmidt
Integrative semiconductor nanotubes with new functionalities
Workshop of the Excellence Network NanoBioTechnology, München, April 24 (2006)
36. O. G. Schmidt
“Seeded” quantum dot crystals
International workshop on Epitaxial Semiconductors on Patterned Substrates and Novel Index Surfaces (ESPS-NIS), Nottingham, Great Britain, April 3-5 (2006)
35. O. G. Schmidt
Nanochannel networks, light emission and waveguiding of micro- and nanotubes, and ultra-compact coils
March Meeting of the American Physical Society, Baltimore, March 13-17 (2006).
34. O. G. Schmidt
Rolled-up nanotubes: Fabrication, properties and perspectives
13. ITG-/GMA-Fachtagung: Sensoren und Messsysteme, Freiburg, March 13-14 (2006).
33. O. G. Schmidt
Rolled-up micro- and nanotubes as light emitters, waveguides, and ultra-compact coils
German-Japanese expert workshop on Nanotechnology, Tokyo, February 21-23 (2006)
32. O. G. Schmidt
Künstliche Atome, Moleküle und Kristalle
Festvortrag anlässlich der Verleihung des Carus-Preises, Schweinfurt, February 2 (2006).
31. O. G. Schmidt
Nanochannel networks, micro- and nanotube light emitters and waveguides, ultra-compact coils
Seminar at Max-Planck-Institut für Mathematik in den Naturwissenschaften, January 30 (2006).
30. O. G. Schmidt (plenary)
Building new nanostructured materials by strain relaxation
International Conference on MEMS and Semiconductor Nanotechnology, II Kharagpur, India, December 20-22 (2005).
29. O. G. Schmidt
Strain driven nanostructures as base units for multi-functional materials
Colloquium of Eidgenössische Technische Hochschule (ETH), Zürich, Switzerland, December 19 (2005)
28. O. G. Schmidt
Declined
International Workshop on Physics of Semiconductor Devices, Delhi, India, December 13-17 (2005)

27. O. G. Schmidt
Strain-driven nanostructures as base units for multi-functional materials
Colloquium of Universität Duisburg-Essen, December 12 (2005)
26. O. G. Schmidt
Verspannungsgetriebene Nanoarchitekturen: Vom grundlegenden Erkenntnisgewinn zu
technologierelevanten Entwicklungen
Colloquium of Leibniz-Institut für Festkörper- und Werkstoffforschung Dresden, November
14 (2005)
25. O. G. Schmidt
Künstliche Atome, Moleküle und Kristalle aus Halbleitern
2. Wing-Konferenz, Aachen, November 9-11 (2005)
24. O. G. Schmidt
Physics and technology of strain driven semiconductor nanostructures
Colloquium of Forschungszentrum Jülich, October 8 (2005)
23. O. G. Schmidt
Rolled-up nanotubes: Fabrication, properties and perspectives
FAHL Academia: Nano- und mikrodimensionale Strukturelemente, Wörlitz, September 26-27
(2005)
22. O. G. Schmidt
Quantum dots, quantum dot molecules, and quantum dot crystals
International Conference on Solid State Devices and Materials (SSDM), Kobe, Japan,
September 12-15 (2005)
21. O. G. Schmidt
Merging top-down and bottom-up to create new nanostructured materials
Colloquium of Martin-Luther Universität Halle-Wittenberg, July 15 (2005)
20. O. G. Schmidt
From island nucleation to 3D quantum dot crystals
Gordon Research Conference on Thin Film and Crystal Growth Mechanisms, South Hadley,
MA, USA, June 26-July 1 (2005).
19. O. G. Schmidt
Formation and site-control of strain-driven nanostructures
Symposium zur Physik von Oberflächen und Grenzflächen, Technische Universität München,
June 23 (2005)
18. O. G. Schmidt
Growth of self-assembled quantum dots.
Seminar at the University Würzburg, June 13 (2005)
17. O. G. Schmidt
Merging top-down and bottom-up to create new nanostructured materials
Colloquium of the Freie Universität Berlin, June 10 (2005)
16. O. G. Schmidt

Footprints in the sand

Workshop on Growth, Electronic and Optical Properties of Semiconductor Nanostructures (GEOPSN), Kühlungsborn, June 9-12 (2005).

15. O. G. Schmidt

Alloying and ordering of SiGe islands

Fourth International Conference on Silicon Epitaxy and Heterostructures (ICSI-4), Awaji Island, Hyogo, Japan, May 23-26 (2005).

14. O. G. Schmidt

Position-control of self-assembled semiconductor nanostructures

Colloquium of the TU Freiberg, May 20 (2005).

13. O. G. Schmidt

Seeded quantum dot crystals

10th International Symposium on Advanced Physical Fields, Tsukuba, Japan, March 8-10 (2005).

12. O. G. Schmidt

One-, two-, and three- dimensional quantum dot crystals

Spring Meeting of the German Physical Society, Berlin, March 4-9 (2005).

11. O. G. Schmidt

From island nucleation to three-dimensional quantum dot crystals

Colloquium of the Johannes Kepler Universität, Linz, Austria, October 28 (2004).

10. O. G. Schmidt

Periodic quantum dot arrays in one-, two-, and three dimensions

German MBE-Workshop 2004, Braunschweig, October 11-12 (2004).

9. O. G. Schmidt

Accurate positioning of self-assembled quantum dots and nanotubes

Summer school on Nanomaterials – Science and Engineering, Stuttgart, Germany, September 27-29 (2004).

8. O. G. Schmidt

Novel insights into the formation of self-assembled quantum dots

International Conference on Superlattices, Nano-Structures and Nano-devices (ICSSN), Cancun, Mexico, July 19-23 (2004).

7. O. G. Schmidt

Self-assembled semiconductor quantum dots grown on ex-situ and in-situ patterned substrates

European Material Research Society Symposium T (Substrate nanostructuring: Self-assembling and nanopatterning), Strasbourg, France, May 24-28 (2004).

6. O. G. Schmidt

Dehnen und Entspannen: Ein grundlegendes Prinzip mit interdisziplinärer Ausrichtung

Colloquium of the Westfälische Wilhelms-Universität Münster, April 27 (2004).

5. O. G. Schmidt

Dehnen und Entspannen: Ein einfaches Prinzip mit vielfältiger Gestaltung

Physical Colloquium, Universität Karlsruhe, April 20 (2004).

4. O. G. Schmidt

Strain driven semiconductor nanostructures

Seminar of the ESRF, Grenoble, France, March 5 (2004).

3. O. G. Schmidt

Novel quantum dot architectures

13th International Winterschool on New Developments in Solid State Physics, Mauterndorf, Austria, February 15-20 (2004).

2. O. G. Schmidt

Long-range ordered arrays of semiconductor quantum dots and lateral quantum dot molecules

International Conference on Materials for Advanced Technologies, Singapore, Singapore,

December 7-12 (2003).

1. H. Heidemeyer and O. G. Schmidt

Perfectly ordered arrays of InAs quantum dots on patterned GaAs (001) substrates

Fifth International workshop on epitaxial semiconductors on patterned substrates and novel-index surfaces (ESPS-NIS), Stuttgart, Germany, October 13-15 (2003).