

# **Strukturierung von II-VI Verbindungen: Anwendungen für optisch gepumpte ZnSe-Quantum-Well-Laser**

**G. Brunthaler, G. Bauer**  
**Institut für Halbleiterphysik, Johannes Kepler Universität,**  
**4040 Linz**

**T. Ishihara, W. Walecki, M. Hagerott, A.V. Nurmikko**  
**Division of Engineering and Department of Physics, Brown University,**  
**Providence, Rhode Island 02912**

Im Jahre 1991 konnte erstmalig ein blau-grüner Diodenlaser, basierend auf II-VI Halbleitermaterialien mit großer Energielücke, realisiert werden [1], [2]. Diese neuen Bauelemente bestehen aus pn-Heterostrukturen bei denen der (Zn,Cd)Se/ZnSe Quanten Well (QW), bzw. bei neueren Strukturen der (Zn,Cd)Se/Zn(S,Se) QW den optisch aktiven Bereich bilden [3]. Diese Strukturen bilden eine Typ I Heterostruktur, die elektronischen Eigenschaften werden von starken exzitonischen Effekten bis zu Raumtemperatur dominiert [4]. Nach der Demonstration der Funktionsfähigkeit von II-VI Halbleiterlaser können nun neue Varianten der Laserstruktur entwickelt werden.

In dieser Arbeit wird die Realisierung einer einfachen "Distributed Feedback" (DFB) Struktur beschrieben, die von uns unter optisch gepulster Anregung an (Zn,Cd)Se/ZnSe QW Lasern erfolgreich getestet wurde [5]. Die optische Emission konnte bis zu Raumtemperatur beobachtet werden.

Zur Herstellung der DFB Gitter wurden Heterostrukturen mit vier (Zn,Cd)Se/ZnSe QW's als aktiver Bereich verwendet. Diese Proben wurden mittels Molecular Beam Epitaxy auf einem GaAs Substrat mit einer 1  $\mu\text{m}$  dicken Zwischenschicht aus ZnSe hergestellt [6]. Die Breite der Wells beträgt 200  $\text{\AA}$  bei einem Cd-Gehalt von  $x = 0.20$ , eine Deckschicht von ca. 1000  $\text{\AA}$  Dicke schließt die Probe ab. Derartige Strukturen mit gespaltenen Endflächen wurden vorher bereits zur Demonstration von optisch gepumpten Lasern unter gepulster [4] und kontinuierlicher [7] Anregung bei  $T = 77\text{ K}$  verwendet.

Die Gitter für die DFB-Struktur wurden mittels holographischer Lithographie auf der Probenoberfläche hergestellt. Dazu wurde der Photolack mit den beiden zuvor aufgespaltenen Strahlen eines blauen Dye Lasers belichtet. Das Interferenzmuster der beiden überlagerten Teilstrahlen definiert das Gitter. Der Brechungsindex der (Zn,Cd)Se/ZnSe QW Schichten war aus vorhergehenden Untersuchungen [8] bekannt und wurde benötigt um den Gitterabstand auf die Emissionswellenlänge der QW Struktur abzustimmen. Der Gitterabstand konnte bei der holographischen Belichtung auf  $\pm 0.5\text{ \AA}$  eingestellt werden.

Durch Reaktives Ionenätzen (RIE) in einem Parallelplattenreaktor mit  $\text{BCl}_3$  als aktives Gas wurde die Struktur des belichteten und entwickelten Photolackes in eine Probentiefe von ca. 1000  $\text{\AA}$  übertragen [9]. Die so entstandene Probenstruktur ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Es ergibt sich dann durch die Bragg Reflexion ein optischer Rückkopplungswirkungsgrad von 20 bis 30%. Die Probe mit der DFB Struktur besaß keine gespaltenen Endflächen, um eine stimulierte Emission aufgrund der Reflexion an den Spaltflächen zu vermeiden. Nur der mittlere Bereich der Probe wurde strukturiert und geätzt. Ein Rasterelektronenmikroskop wurde verwendet um die Gittertiefe zu kontrollieren, mit einem HeNe-Laser wurde die optische Brechungseffektivität untersucht.

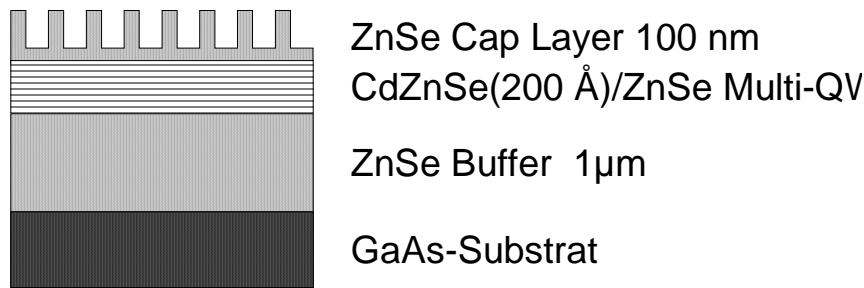


Abb. 1 Schematischer Aufbau der II-VI Struktur für die Herstellung eines 'distributed feedback' Lasers durch einätzen eines lateralen Gitters zur Modulation des Brechungsindex.

Zur Untersuchung des optischen Emissionsspektrums der Probe wurde als Anregungsquelle ein gepluster, blauer Dye Laser ( $\tau_p \approx 10$  ns, 25 Hz Wiederholrate) mit einer Photonenenergie von 2.917 eV (ca. 100 meV über der Energielücke der ZnSe Barriere) unter senkrechtem Einfall verwendet. Abbildung 2 vergleicht die Laser-Emissionsspektren eines Laserresonators mit gespaltenen Endflächen und des DFB-Lasers unter vergleichbarer optischer Anregung bei Raumtemperatur. Beide Strukturen wurden aus der selben MBE-Probe hergestellt und hatten vergleichbare Anregungsschwellwerte für die Laseremission bei einer Gainlänge von etwa 500 µm. Die Emission des gespaltenen Resonators zeigt die Struktur von longitudinalen Moden während das DFB Spektrum aus einer einzelnen Mode besteht. Die Photonenenergie der DFB Struktur liegt etwas höher aufgrund der Bragg-Bedingung für die spezielle Gitterperiode, die in diesem Falle für fünfte Ordnung ausgelegt war. Die im Insert von Abb. 2 schematisch dargestellte Probe besaß eine Periode von 4507 Å und emittierte die Strahlung unter einem Winkel von  $\theta = 33.4^\circ$  in Bezug auf Probennormale. Die Winkelverbreiterung des gut definierten Strahles betrug nur  $\Delta\theta \approx 0.6^\circ$  in der Einfallsebene. Aus der Emissionswellenlänge der Gitterperiode und dem Winkel kann der effektive Brechungsindex bestimmt werden, er beträgt gerade über dem Anregungsschwellwert  $n_{\text{eff}} = 2.750$ .



Abb 2: Vergleich zwischen der stimulierten Emission einer DFB Struktur (a) und eines Laserresonators mit gespaltenen Endflächen (b) einer (Zn,Cd)Se Multiquantumwell-Probe bei Raumtemperatur.

Das Schwellwertverhalten eines typischen DFB-Lasers bei Raumtemperatur ist in Abb. 3a dargestellt. Bei einem Anregungswert vom 0.67-fachen des maximalen Wertes von etwa 30 kW/cm<sup>2</sup> ist gerade noch keine stimulierte Emission beobachtbar. Eine spontane Emission im

selben spektralen Bereich ist vorhanden, aber gegenüber der stimulierten Emission zu schwach um in der selben Darstellung sichtbar zu sein. Ein nichtlinearer Anstieg der Emission in Abhängigkeit von der Anregungsintensität ist klar erkennbar. In Abb. 3b ist die Temperaturabhängigkeit der DFB-Laseremission bei konstanter Anregungsleistung dargestellt. Die Bragg-Bedingung und damit der maximale Gain ist in dieser Probe bei 2.506 eV bei  $T = 246$  K erfüllt. Die Linienbreite von ca. 1 meV bleibt nahezu konstant für verschiedene Temperaturen. Die Verschiebung der Emission ergibt sich aus der Temperaturabhängigkeit der Energielücke und der Änderung des Brechungsindex. Eine Änderung der Energielücke kann sich aber nur gering auf die Emissionsenergie auswirken, da nur innerhalb des Gain-Bereiches aufgrund der Bragg-Bedingung eine stimulierte Emission zustande kommt.

Die Arbeiten wurden während eines Forschungsaufenthaltes des ersten Autors an der Brown University in Providence, USA durchgeführt.



Abb. 3: (a) Laseremissionsspektrum einer DFB QW Probe bei Raumtemperatur mit verschiedenen Anregungsintensitäten in der Nähe des Schwellwertes. Die Kurve für 0.67 I<sub>0</sub> liegt gerade unterhalb des Einsatzes der stimulierten Emission. (b) Temperaturabhängige Verschiebung der DFB Laseremission über das Gain-Spektrum der (Zn,Cd)Se/ZnSe Multi-QW Probe.

### Geplante Arbeiten

Um eine derartige DFB-Laserstruktur in einem Diodenlaser einzusetzen müßten weitere Prozessschritte durchgeführt werden, die in III-V Materialien bereits funktionieren. Beispielsweise sollte ein epitaktisches Überwachsen des Gitters untersucht werden um damit eine pn-Struktur mit elektrischen Kontakten herzustellen. Die DFB-Struktur sollte geeignet sein für blau-grüne Diodenlaser mit großer Ausgangsleistung, während im Gegensatz dazu bei einfachen Bauelementen eine Beschädigung von beschichteten Resonatorspaltflächen auftreten kann. Die Eigenschaft, daß die stimulierte Emission bei den DFB-Strukturen aus der Oberfläche austritt führt direkt zu den Oberflächen-emittierenden Bauelementen.

### Literaturverzeichnis

- [1] M. Haase, J. Qiu, J.M. DePuydt, and H. Cheng, Appl. Phys. Lett. **59**, 1272 (1991).
- [2] H. Jeon, J. Ding, W. Patterson, A.V. Nurmikko, W. Xie, D. Grillo, M. Kobayshi, and R.L. Gunshor, Appl. Phys. Lett. **59**, 3619 (1991).
- [3] H. Jeon, J. Ding, A.V. Nurmikko, W. Xie, D. Grillo, M. Kobayshi, and R.L. Gunshor, Appl. Phys. Lett. **60**, 2045 (1992).

- 
- [4] H. Jeon, J. Ding, A.V. Nurmikko, H. Luo, N. Samarth, and J.K. Furdyna, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2413 (1990).
  - [5] T. Ishihara, G. Brunthaler, W. Walecki, M. Hagerott, A.V. Nurmikko, N. Samarth, H. Luo, and J. Furdyna, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2460 (1992).
  - [6] H. Luo, N. Samarth, J.K. Furdyna, R.G. Alonso, Y.R. Lee, A.K. Ramdas, S.B. Qadri, and N. Otsuka, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1163 (1990).
  - [7] J. Ding, H. Jeon, A.V. Nurmikko, H. Luo, N. Samarth, and J.K. Furdyna, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2756 (1990).
  - [8] W. Walecki, A.V. Nurmikko, H. Luo, N. Samarth, and J.K. Furdyna, *J. Opt. Soc. Am.* **B8**, 1799 (1991).
  - [9] W. Walecki, W. Patterson, A.V. Nurmikko, H. Luo, N. Samarth, J.K. Furdyna, M. Kobayashi, S. Durbin, and R. Gunshor, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2641 (1990).