

Leistungsstarke Femtosekunden-Diodenlasersysteme

Jan C. Balzer, Benjamin Döpke, Martin R. Hofmann, Ruhr-Universität Bochum
Andreas Klehr, Thomas Hoffmann, Götz Erbert, Günther Tränkle,
Ferdinand-Braun-Institut, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik, Berlin

Die Femtosekunden-Lasertechnologie verspricht viele interessante Anwendungen von der Grundlagenforschung über die Messtechnik bis zur Materialbearbeitung. Während bei den konventionellen fs-Strahlquellen wie z.B. modengekoppelten Titan-Saphir-Lasern der hohe Preis und die enorme Komplexität Massenanwendungen im Wege stehen, stellen unsere im Folgenden vorgestellten fs-Diodenlasersysteme eine kompakte, leistungsstarke und kostengünstige Alternative im Spektralbereich um 850 nm dar.

1 Einleitung

Femtosekunden-Laserpulse sind aufgrund ihrer Kombination aus geringer Pulsbreite, großer spektraler Breite und hoher Spitzenintensität für viele Anwendungen interessant. In der physikalischen, biologischen und chemischen Grundlagenforschung spielt die fs-Kurzzeitspektroskopie eine wichtige Rolle bei der Analyse ultraschneller Prozesse. Die in der biologischen Bildgebung häufig genutzte Zwei-Photonen-Mikroskopie nutzt die hohe Spitzenintensität der Pulse für nicht-lineare Effekte. In der Messtechnik werden Ultrakurzpuls laser z.B. als Frequenznormal eingesetzt oder dienen als spektral breitbandige Lichtquelle für die optische Kohärenztomographie. Auch die Materialbearbeitung nutzt vermehrt fs-Laserquellen, da sie verbesserte Abtrageigenschaften bieten. Als letztes Anwendungsbeispiel sei die Terahertztechnologie genannt. Sie erlebte ihren Durchbruch Anfang der 1990er Jahre mit der THz-Zeitbereichsspektroskopie (time domain spectroscopy, TDS [1]), die durch kommerzielle fs-Titan-Saphir-Laser möglich wurde. Obwohl das Potential der fs-Lasertechnik mit den genannten Anwendungsbeispielen bei weitem nicht erschöpft ist, bleibt festzuhalten, dass der Durchbruch zu industriellen Anwendungen außerhalb wissenschaftlicher Laboratorien noch nicht gelungen ist. Grund sind die hohen Kosten und die beträchtliche Komplexität derzeit verfügbarer fs-Strahlquellen, wie z.B. fs-Ti:Saphir-Laser. Diese Systeme werden von Argon-Ionen-Lasern oder diodengepumpten Festkörperlaser optisch gepumpt, beanspruchen typisch einen Großteil der Fläche eines Labortisches und sind nur von geschultem Personal zu bedienen. Neue Generationen von fs-Lasern wie direkt diodengepumpte Festkörperlaser [2] oder insbesondere fs-Faserlaser [3] sind wesentlich kompakter und benutzerfreundlicher. Dennoch kosten auch solche

Systeme mehrere 10 000 Euro. fs-Faserlaser sind zudem auf bestimmte Wellenlängenbereiche festgelegt, was die Anwendungsmöglichkeiten einschränkt.

Halbleiter-Diodenlaser sind dagegen extrem kostengünstig und kompakt. Sie werden direkt elektrisch gepumpt, können schnell moduliert werden, und der gewünschte Spektralbereich lässt sich durch die Zusammensetzung des aktiven Lasermaterials recht frei wählen. Auch kurze Lichtpulse sind durch aktive oder passive Modenkopplung mit relativ einfachen Mitteln realisierbar. Allerdings sind die mittleren Ausgangsleistungen normaler Diodenlasersysteme mit typisch einigen Milliwatt deutlich geringer als z.B. bei Ti:Saphir-Lasern, die 1 Watt und mehr liefern. Zudem sind die Pulsbreiten einfacher modengekoppelter Diodenlaser mit einigen Pikosekunden (ps) erheblich breiter als gewünscht [4].

Der Grund für diese hohen Pulsbreiten liegt in einer Besonderheit des Verstärkungsmaterials. Im Halbleiter besteht eine starke Kopplung zwischen Real- und Imaginärteil der Suszeptibilität und somit zwischen Brechungsindex und optischer Verstärkung. Daraus resultiert bei der Pulsformung durch Sättigung der optischen Verstärkung eine Selbstphasenmodulation, die zu stark gechirpten Pulsen führt, d.h. die Mittenfrequenz der Pulse variiert während der Pulsdauer [5]. Diese Variation kann mit dispersiven Puls-Kompressoren kompensiert werden, so dass sub-ps-Pulsbreiten erzielbar sind [6].

Um höhere Ausgangsleistungen zu erreichen, könnten prinzipiell Hochleistungs-Laserdioden wie Breitstreifenlaser oder Systeme aus mehreren Einzelemittlern verwendet werden. Sie weisen jedoch typischerweise stark strukturierte und z.T. dynamisch variierende Strahlprofile auf, wodurch sie für viele Anwendungen nicht nutzbar sind. Deutlich bessere Strahlprofile

werden mit Hochleistungs-Halbleiterlasersystemen erzielt. Diese bestehen aus einem Oszillator, der das spektrale und zeitliche Profil des Signals bestimmt, und einem speziell strukturierten Nachverstärker, der die erforderliche Ausgangsleistung generiert. Der Nachverstärker ist hierbei ein Diodenlaserverstärker mit Taper-Struktur [7]. Auf der Einkopplungsseite findet sich ein Wellenleiter, der so schmal ist, dass er nur die laterale Grundmode führt. Entlang seiner Achse verbreitert sich der Wellenleiter „adiabatisch“, so dass die Grundmode lediglich aufgeweitet wird und am Ende des Verstärkers ein deutlich verstärktes Signal mit gutem Strahlprofil verfügbar ist.

In diesem Artikel stellen wir nun ein Hochleistungs-Diodenlasersystem vor, das modular aus einem modengekoppelten Oszillator, einem getaperten Halbleiter-Laserverstärker sowie einem Pulskompressor aufgebaut ist und Spezifikationen liefert, die mit Standard-Ti:Saphir-Lasern konkurrenzfähig sind.

2 Aufbau und Charakterisierung

2.1 Grundkonzept

Bild 1 zeigt schematisch den modularen Aufbau unseres fs-Diodenlasersystems [8]. Neben dem modengekoppelten Laserdioden-Oszillator muss es aus den o.g. Gründen noch einen Kompressor zur Chirp-Kompensation und einen getaperten Verstärker für die Anhebung auf das erforderliche Leistungsniveau enthalten.

Dabei ist vorab festzulegen, ob die vom Oszillator emittierten Pulse zuerst komprimiert und dann verstärkt oder zuerst verstärkt und dann komprimiert werden sollten. Für diese Festlegung ist das Sättigungsverhalten des Verstärkers entscheidend. Durch fs-Anrege-Abfrage-Experimente (pump-probe experiments) an Halbleiter-Laserverstärkern ist bekannt, dass durch Nichtlinearitäten

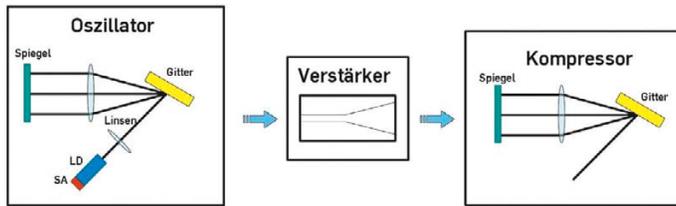


Bild 1: Aufbauschema des fs-Diodenlasersystems. Links: passiv modengekoppelter Oszillator, Mitte: getaperter Verstärker, rechts: Gitterkompressor

wie spektrales Lochbrennen und Ladungsträger-Aufheizung eine starke ultraschnelle Verstärkungssättigung eintritt, die sich nach wenigen Pikosekunden erholt [9,10]. Somit sind für unkomprimierte ps-Pulse deutlich höhere Verstärkungswerte zu erwarten als für die komprimierten fs-Pulse.

Für das Gesamtsystem wurde daher die in Bild 1 gezeigte Anordnung gewählt, bei der die Pulse zuerst verstärkt und dann komprimiert werden. Da unsere Experimente zeigen, dass der Verstärker unter diesen Bedingungen keine wesentlichen Änderungen an der zeitlichen und spektralen Pulsform bedingt, wird im Folgenden zunächst die Oszillator- und Kompressor-Optimierung beschrieben, bevor dann im letzten Teilabschnitt das Gesamtsystem mit Verstärker diskutiert wird.

2.2 Modengekoppelter Oszillator

Der modengekoppelte Oszillator besteht aus einer einseitig antireflexionsbeschichteten Zweisegment-Laserdiode (LD) im externen Resonator. Sie besitzt eine aktive Region mit InGaAsP-Doppelquantenfilmen. Das längere Verstärkersegment (1120 μm) wird in Vorwärtsrichtung betrieben. Zur aktiven Modenkopplung oder für Synchronisationszwecke kann über ein Bias-Tee zusätzlich eine synchrone HF-Modulation mit der Resonator-Umlauffrequenz eingespeist werden. Das kürzere Segment (80 μm) wird in Sperrrichtung betrieben und dient als sättigbarer Absorber (SA in Bild 1).

Das aus der AR-beschichteten Facette ausgekoppelte Licht wird über einen Kollimator an einen externen Resonator gekoppelt. Dieser besteht aus einem Beugungsgitter, einer Linse und einem Endspiegel. Zunächst stehen Beugungsgitter und Endspiegel in den gegenüberliegenden Brennebenen der Linse. Das von der Laserdiode kommende kollimierte Licht wird am Gitter in erster Beugungsordnung spektral aufgefächert. Die Spektralanteile werden durch die Linse streifenförmig nebeneinander auf den Endspiegel fokussiert. Dieser reflektiert die Spektralanteile dann wieder in sich zurück über das Gitter in die Laserdiode. Ohne weitere Maßnahmen erfolgt so keine spektrale Manipulation des rückgekoppelten Lichtes. Durch Einbringen einer Apertur vor dem Endspiegel

kann aber z.B. die Position des Spektrums beeinflusst werden [11].

Durch rein passive Modenkopplung emittiert dieser Oszillator Pulse von einigen Pikosekunden Dauer (typisch 3–8 ps) bei einer mittleren Leistung von einigen mW und einer Repetitionsfrequenz von einigen 100 MHz (je nach Resonatorlänge).

Bild 2a zeigt die mit einem kommerziellen Autokorrelator (pulseCheck, APE GmbH, Berlin) gemessene Autokorrelationsfunktion mit einer Pulsbreite von 7,4 ps. Wie bereits erwähnt sind die emittierten Pulse aufgrund der starken Selbstphasenmodulation im Halbleiter deutlich gechirpt. Eine genauere Autokorrelator-Charakterisierung mittels Frequency Resolved Optical Gating (FROG) zeigt, dass dieser Chirp vorwiegend linear ist und somit durch einen externen Kompressor reduziert werden kann [8].

2.3 Kompressor und Dispersionsmanagement

In unserem Aufbau verwenden wir einen Kompressor aus Beugungsgitter, Linse und Endspiegel (vgl. Bild 1 rechts). Das Beugungsgitter fächert die Spektralkomponenten auf, die Linse fokussiert diese auf dem Endspiegel zu einem Strich nebeneinander, und der Spiegel reflektiert alle Spektralanteile in sich zurück. Für den Fall, dass Beugungsgitter und Endspiegel exakt in gegenüberliegenden Brennebenen der Linse stehen, wird das Licht nicht spektral modifiziert. Werden jedoch Linse und Endspiegel relativ zum Gitter verschoben, entstehen Laufzeitdifferenzen zwischen den kurz- und langwelligigen Spektralkomponenten des eingekoppelten Lichts.

Bei kleinen Verschiebungen entsteht so eine kontrollierbare Dispersion, die zur Kompression der gechirpten Pulse genutzt wird [12]. Bei optimaler Justage des Kompressors gelingt eine deutliche Reduktion der Pulsbreite. Bild 2a zeigt die Autokorrelationsmessung des komprimierten Pulses mit einer Breite von 900 fs im Vergleich zum unkomprimierten Puls. Einer weiteren Pulsverkürzung stehen nichtlineare Chirp-Anteile und vor allem die geringe Breite des in **Bild 2b** gezeigten Spektrums der vom

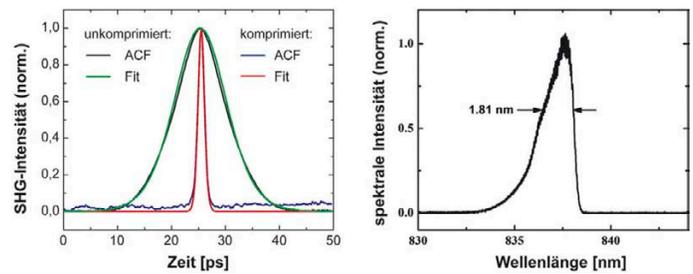


Bild 2: a) Autokorrelationsmessung des unkomprimierten Pulses (schwarz, Fit: grün) und des komprimierten Pulses (blau, Lorentz-Fit: rot). b) Mit dem optischen Spektralanalysator gemessenes Spektrum der Pulse

Oszillator generierten Pulse entgegen, die in diesem Fall nur etwa 1,8 nm beträgt.

Um deutlich kürzere Pulse erzeugen zu können, muss somit die Emission des Oszillators verbessert werden. Die geeignete Strategie ist dabei, gezielt die spektrale Bandbreite zu erhöhen und nicht primär, die Pulsbreite der aus dem Oszillator emittierten Pulse zu verkürzen.

In theoretischen Arbeiten zur passiven Modenkopplung von Diodenlasern wird davon ausgegangen, dass durch das Wechselspiel zwischen Verstärkungs- und Absorptionssättigung ein Netto-Verstärkungsfenster gebildet wird, das die zeitliche Pulsform bestimmt [13,14]. Der Puls kann also nur Spektralkomponenten enthalten, die mit diesem sich zeitlich im Takt der Resonatorumlaufzeit wiederholenden Netto-Verstärkungsfenster synchronisiert sind.

Einige Spektralkomponenten, die zwar durch das Verstärkungsspektrum des Halbleiters unterstützt werden, aber nicht mit dem Netto-Verstärkungsfenster synchronisiert sind, weisen eine zu kurze oder zu lange Resonatorumlaufzeit auf, könnten aber durch gezieltes Einbringen passender Dispersion mit dem Netto-Verstärkungsfenster synchronisiert werden. Unser Resonatoraufbau (Bild 1 links) ähnelt sehr der Struktur des Kompressors (Bild 1 rechts).

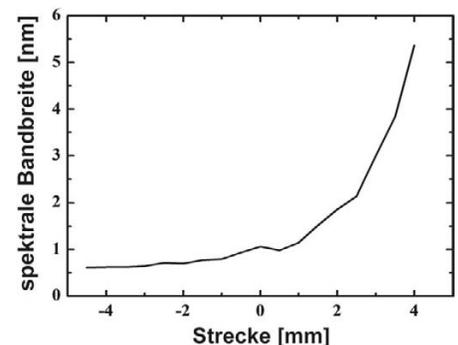


Bild 3: Spektrale Bandbreite als Funktion der relativen Verschiebung von Linse und Endspiegel zum Gitter. Negative Werte: Annäherung zum Gitter mit positiver Gruppenlaufzeitverzögerung

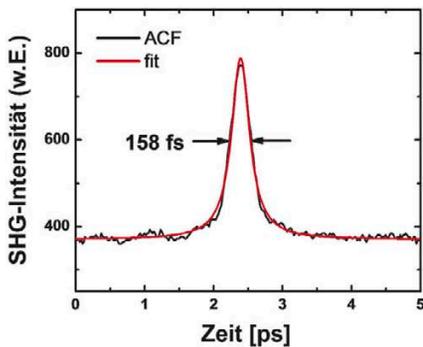


Bild 4: Links: Gemessene Autokorrelationsfunktion (schwarz, Lorentz-Fit: rot) der komprimierten und resonatorintern dispersionsmanipulierten Pulse. Rechts: zugehöriges Spektrum

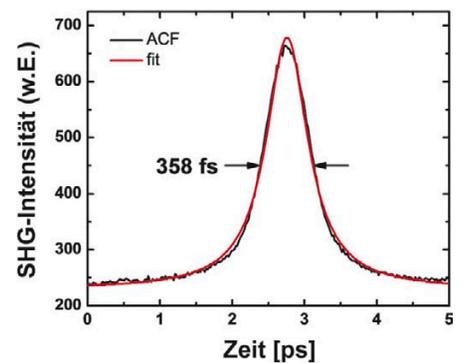
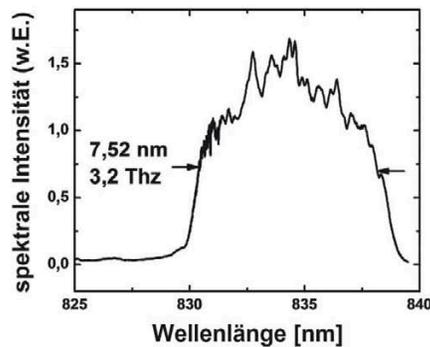


Bild 6: Autokorrelationsfunktion (ACF) der Pulse aus dem System in Bild 5

Somit kann das Konzept der Dispersions-einstellung für den Kompressor auf den Oszillator übertragen werden [15].

Eine Verschiebung von Endspiegel und Linse relativ zum Beugungsgitter erlaubt also eine gezielte resonatorinterne Dispersionsmanipulation, um die spektrale Bandbreite der emittierten Pulse zu erhöhen. **Bild 3** zeigt die gemessene Bandbreite als Funktion der Position von Linse und Endspiegel relativ zum Gitter. Bei positiver Verschiebung (negativer Gruppenlaufzeitverzögerung) steigt die spektrale Bandbreite deutlich an, während für positive Gruppenlaufzeitverzögerung (negative Distanzen) die Bandbreite abnimmt.

Die Ergebnisse für die größte erreichte spektrale Bandbreite und nachträgliche Pulskompression sind in **Bild 4** gezeigt. Gemäß der Autokorrelationsmessung (links) weist der lorentzförmige Fit eine Pulsbreite von 158 fs auf. Das Spektrum (Bild 4 rechts) hat nun eine spektrale Breite von 7,52 nm. Die spektrale und zeitliche Breite dieser Pulse ist konkurrenzfähig mit anderen fs-Lasersystemen, ihre mittlere

Leistung von typisch einigen mW ist aber noch viel zu gering. Daher wird im Folgenden der optische Verstärker zwischen Oszillator und Kompressor implementiert.

2.4 Gesamtsystem

Bild 5 zeigt das nur Schuhkarton-große Gesamtsystem mit passiv modengekoppeltem Oszillator, getapertem Verstärker und Gitterkompressor und **Bild 6** eine Autokorrelationsmessung der emittierten Pulse. Die Breite des lorentzförmigen Fits beträgt 358 fs. Bei einer mittleren Leistung von 805 mW und einer Repetitionsfrequenz von 346 MHz entspricht dies einer Pulsspitzenleistung von 6,5 kW – ein Rekord für elektrisch gepumpte Lasersysteme.

2.5 Pulspicking

Die Repetitionsrate von ca. 350 MHz ist allerdings zu hoch für manche Anwendungen des Systems, z.B. in der Zwei-Photonen-Mikroskopie. Dazu wurde ein ganz neues Konzept für einen ultra-schnellen Pulspicker implementiert. Er besteht aus einem Halbleiter-Trapezbauelement, das mindestens zwei Bereiche zur Pulss Selektion (pulspicking) und zur Puls-

einen InGaAs-Dreifach-Quantum-Well, die optische Wellenführung erfolgt in einem asymmetrischen AlGaAs-Schichtpaket.

In den ersten, 2 mm langen Bereich werden die hochfrequenten Pulse aus dem modengekoppelten Oszillator eingekoppelt, wie in **Bild 7** schematisch dargestellt. Durch einen ultraschnellen GaN-High-Electron-Mobility-Transistor (HEMT) mit geringer parasitärer Kapazität und großer Stromdichte kann nun der 1. Bereich, die Pulspicker-Sektion, transparent geschaltet werden durch Anlegen eines Strompulses, der kürzer als der Abstand der eintreffenden optischen Pulse sein muss, damit jeweils nur ein Puls selektiert wird.

Die durchgelassenen Laserpulse werden dann in einer 4 mm langen Verstärkersektion verstärkt. Um das Rauschen des Systems zu minimieren, wird auch dieser Bereich mit sehr kurzen elektrischen Pulsen angesteuert. Eine besondere Herausforderung ist das sehr kurze An- und Ausschalten der Strompulse. Dazu wurde die Ansteuerelektronik sehr nah beim Pulspicker-Element angeordnet. Dies ermöglicht es, sowohl sehr kurze elektrische Selektions-Pulse (<500 ps) mit Amplituden bis 500 mA in das Bauelement einzukoppeln, als auch Pulse mit hoher Stromamplitude (20 A, >2 ns) für die Verstärkung. Den ultra-schnellen Pulspicker mit GaN-Endstufen-transistoren zeigt **Bild 8**.

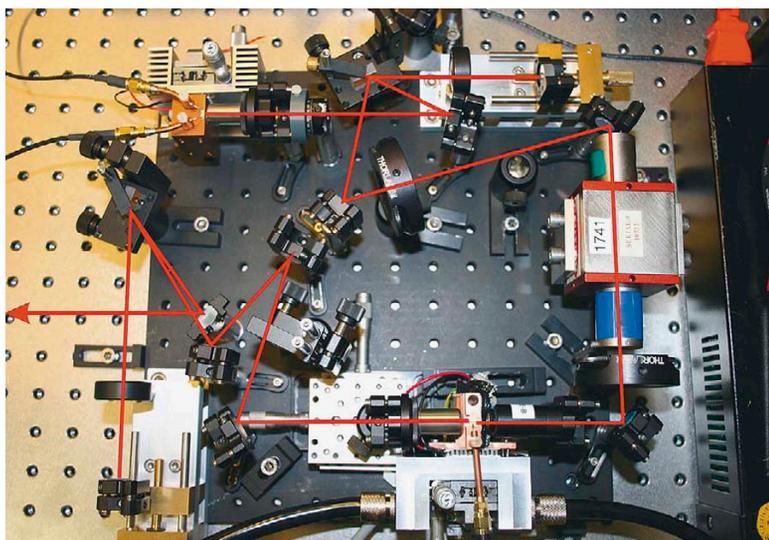


Bild 5: Kompaktes fs-Lasersystem mit eingezeichnetem Strahlengang

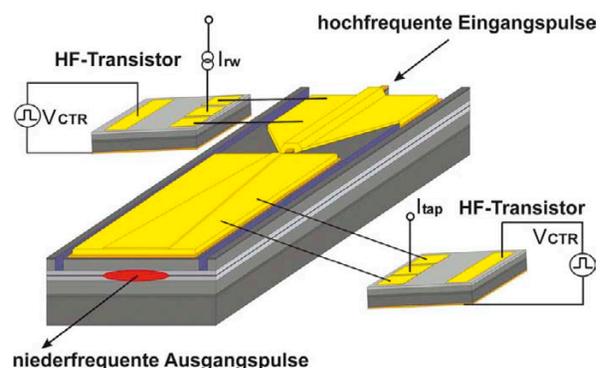


Bild 7: Aufbauchema des getaperten Pulspicker-Verstärkers

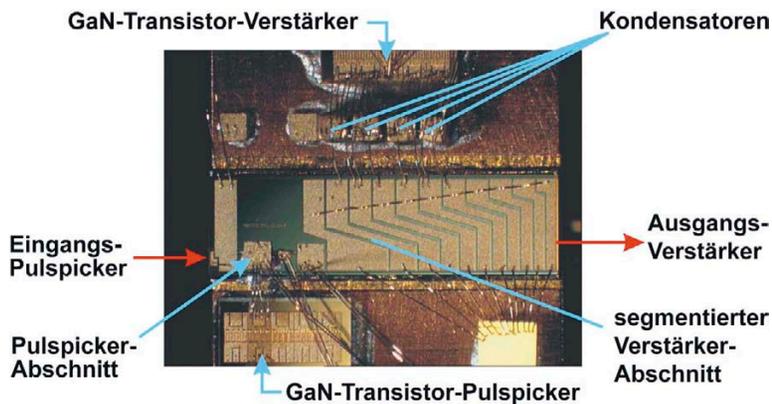


Bild 8: Pulspicker-Element mit Ansteuertransistoren

Die Ansteuerung der GaN-Transistoren erfolgt über speziell entwickelte HF-Schaltungen, die über einen Hochfrequenzgenerator und einen Frequenzteiler getriggert werden. Damit kann die gewünschte Pulswiederholrate bis zum Einzelschuss herabgesetzt werden. Die Reduktion der Repetitionsfrequenz auf 340 kHz bei unveränderter fs-Pulsform und Unterdrückung unerwünschter Pulse um 20 dB wurde in [17] demonstriert.

Bild 9 zeigt eine Serie von Oszillogrammen mit Pulsrepetitionsfrequenzen von 2,72, 1,36, 0,68 und 0,34 MHz bei einer Oszillator-Grundfrequenz von 348 MHz. Die Amplitudenfluktuationen sind auf die Zeitauflösung der Photodiode und die Triggierung des Oszilloskops zurückzuführen.

3 Anwendungen und Fazit

Das vorgestellte fs-Diodenlasersystem ist deutlich kompakter und potentiell erheblich kostengünstiger als die aktuell am Markt erhältlichen fs-Lasersysteme. Mit Pulsbreiten unter 500 fs, mittleren Leistungen zwischen 0,5 und 1 W und über Größenordnungen variabler Repetitionsfrequenz ist es konkurrenzfähig gegenüber Standard-Ti:Saphir-Lasern oder Faserlasern. Somit ist unsere Entwicklung äußerst attraktiv für Anwendungen, in denen bisher komplexere und teurere Systeme zum Einsatz kommen. Wir konnten bereits den erfolgreichen Einsatz in der THz-Zeitbereichsspektroskopie demonstrieren [18]. Weitere Anwendungsstudien werden derzeit durchgeführt, z.B. in der Materialbearbeitung oder in der optischen Kohärenztomographie. Von ganz besonderem Interesse sollte der Einsatz als kompakte Lichtquelle für Zwei-Photonen-Mikroskope sein; hierzu sind Projekte in Vorbereitung.

Danksagung

Die Autoren danken dem BMBF für die Unterstützung dieser Arbeiten in den Verbänden FEMTODIODE und INDILAS. Die Untersuchungen zur Time-Domain-THz-Spektro-

skopie erfolgten in Kooperation mit der Gruppe von Prof. Martin Koch (Univ. Marburg).

Literaturhinweise:

- [1] M.C. Nuss, J. Orenstein, *Terahertz time-domain spectroscopy*, Millimeter and submillimeter wave spectroscopy of solids **74**, 7-50 (1998)
- [2] S. Uemura, K. Torizuka, *Generation Of 12-fs Pulses From A Diode-Pumped Kerr-Lens Mode-Locked Cr:LiSAF Laser*, Opt. Lett. **24**, 780-782 (1999)
- [3] M.E. Fermann, I. Hartl, *Ultrafast Fiber Laser Technology*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **15**, 191-206 (2009)
- [4] P.J. Delfyett, C.H. Lee, G.A. Alphonse, J.C. Connolly, *High Peak Power Picosecond Pulse Generation From AlGaAs External Cavity Mode-Locked Semiconductor-Laser And Traveling-Wave Amplifier*, Appl. Phys. Lett. **57**, 971-973 (1990)
- [5] M. Schell, M. Tsuchiya, T. Kamiya, *Chirp And Stability Of Mode-Locked Semiconductor Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **32**, 1180-1190 (1996)
- [6] P.J. Delfyett, L.T. Florez, N. Stoffel, T. Gmitter, N.C. Andreadakis, Y. Silberberg, J.P. Heritage, G.A. Alphonse, *High-Power Ultrafast Laser-Diodes*, IEEE J. Quantum Electron. **28**, 2203-2219 (1992)
- [7] B. Sumpf, K.H. Hasler, P. Adamic, F. Bugge, F. Dittmar, J. Fricke, H. Wenzel, M. Zorn, G. Erbert, G. Tränkle, *High-brightness Quantum Well Tapered Lasers*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **15**, 1009-1020 (2009)
- [8] T. Schlauch, M. Li, M.R. Hofmann, A. Klehr, G. Erbert, G. Tränkle, *High peak power femtosecond pulses from a mode-locked semiconductor laser in an external cavity*, Electron. Lett. **44**, 678-679 (May 2008)
- [9] K.L. Hall, Y. Lai, E.P. Ippen, G. Eisenstein, U. Koren, *Femtosecond gain dynamics and saturation behavior in InGaAsP multiple quantum-well optical amplifiers*, Appl. Phys. Lett. **57**, 2888-2890 (1990)
- [10] K.L. Hall, G. Lenz, E.P. Ippen, U. Koren, G. Raybon, *Carrier heating and spectral hole burning in strained layer quantum-well laser-amplifiers at 1.5 μm*, Appl. Phys. Lett. **61** 2512-2514 (1992)
- [11] M. Breede, S. Hoffmann, J. Zimmermann, J. Struckmeier, M. Hofmann, T. Kleine-Ostmann, P. Knobloch, M. Koch, J.P. Meyn, M. Matus, S.W. Koch, J.V. Moloney, *Fourier-Transform External Cavity Lasers*, Opt. Commun. **207**, 261 (2002)
- [12] T. Schlauch, J.C. Balzer, M.R. Hofmann, A. Klehr, G. Erbert, G. Tränkle, *Passively mode-locked two section laser diode with intracavity dispersion control*, SPIE Proceedings **7937**-27, 793701, (2011)
- [13] H.A. Haus, *Theory Of Modelocking Of A Laser Diode In An External Resonator*, Appl. Phys. **51**, 4042.4049 (1980)
- [14] H.A. Haus, Y. Silberberg, *Theory Of Mode-Locking Of A Laser Diode With A Multiple-Quantum-well Structure*, J. Opt. Soc. Am. **B 2**, 1237-1243 (1985)

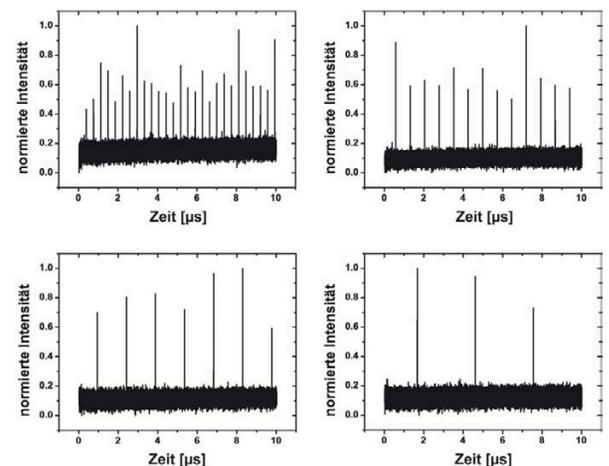


Bild 9: Oszillogramme verschiedener Pulse mit Repetitionsfrequenzen von 2,72 MHz, 1,36 MHz, 0,68 MHz und 0,34 MHz bei einer Oszillator-Grundfrequenz von 348 MHz

- [15] T. Schlauch, J.C. Balzer, A. Klehr, G. Erbert, G. Tränkle, M.R. Hofmann, *Femtosecond passively modelocked diode laser with intracavity dispersion management*, Opt. Expr. **18**, 24316-24324
- [16] A. Klehr, A. Liero, Th. Hoffmann, J. Schulz, S. Schwertfeger, H. Wenzel, G. Erbert, W. Heinrich, G. Tränkle, *Micro bench for optical pulse picking from 4 GHz pulse trains generated by mode locking of DBR laser*, 3rd Electronic System-Integration Technology Conference (ESTC), Berlin, 2010, Germany, pp. 1-4
- [17] J.C. Balzer, T. Schlauch, Th. Hoffmann, A. Klehr, G. Erbert, M.R. Hofmann, *Modelocked semiconductor laser system with pulse picking for variable repetition rate*, Electron. Lett. **47**, 1387 (2011)
- [18] C. Jördens, T. Schlauch, M. Li, M.R. Hofmann, M. Bieler, M. Koch, *All-semiconductor laser driven terahertz time-domain spectrometer*, Applied Physics B-Lasers and Optics **93**, Issue 2-3, Special Issue: Sp. Iss. SI, pp. 515-520 (Nov 2008)

Ansprechpartner:

Prof. Martin R. Hofmann
Lehrstuhl für Photonik
und Terahertztechnologie
Ruhr-Universität Bochum
Universitätsstr. 150
D-44780 Bochum
Tel. 0234/32-22259
Fax 0234/32-14167
eMail: martin.hofmann@rub.de
Internet: www.ptt.rub.de



Dr. Götz Erbert
Ferdinand-Braun-Institut
Abteilungsleiter Optoelektronik
Gustav-Kirchhoff-Str. 4
D-12489 Berlin
Tel. 030/63922656
Fax 030/62922641
eMail: goetz.erbart@fbh-berlin.de
Internet: www.fbh-berlin.de

