

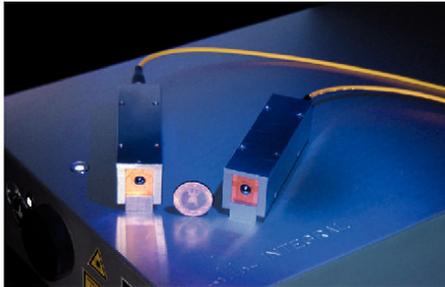


Norman Krumbholz (Autor)

Fasergekoppelte Terahertz-Zeitbereichspektrometer: Entwicklung und Anwendung

Norman Krumbholz

Fasergekoppelte Terahertz-Zeitbereichspektrometer:
Entwicklung und Anwendung



Cuvillier Verlag Göttingen
Internationaler wissenschaftlicher Fachverlag

<https://cuvillier.de/de/shop/publications/711>

Copyright:

Cuvillier Verlag, Inhaberin Annette Jentsch-Cuvillier, Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen,
Germany

Telefon: +49 (0)551 54724-0, E-Mail: info@cuvillier.de, Website: <https://cuvillier.de>

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen für die vorliegende Arbeit diskutiert. Zunächst geht es um die Funktionsweise eines typischen THz-Freistrahlspektrometers. Im Fokus stehen dabei die Generation und die kohärente Detektion von THz-Pulsen mittels photoleitenden Dipolantennen. Zusätzlich wird eine alternative Detektionsmethode vorgestellt, die einen elektrooptischen Kristall verwendet. Anschließend veranschaulicht und erläutert ein einfaches Beispiel die übliche Auswertung von Transmissionsmessdaten. Das erste Unterkapitel schließt mit der detaillierten Beschreibung einer Messmethode, die sich besonders eignet, um die THz-Eigenschaften von hochabsorbierenden Flüssigkeiten zu analysieren.

Im darauffolgenden Unterkapitel werden einige bestehende Konzepte zur Pulsverzögerung präsentiert und diskutiert. Die Entwicklung einer stabilen, schnellen und gleichzeitig präzisen Pulsverzögerung ist eine wesentliche Aufgabe bei der Konstruktion eines industrietauglichen THz-Spektrometers. Neue, zukunftssträchtige Methoden zur Pulsverzögerung werden im Ergebniskapitel 3.4 an Hand von Referenzmessungen validiert, die mit einer etablierten Pulsverzögerungstechnik gewonnen wurden.

In dieser Arbeit wurde die Methode der Faserkopplung gewählt, um die Laserstrahlführung zu stabilisieren und den industriellen Einsatz von THz-Spektrometern zu ermöglichen. Deshalb bilden die Dispersionseigenschaften von Glasfasern und übliche Techniken der Dispersionskompensation das Hauptaugenmerk eines weiteren Unterkapitels.

Abschließend werden verschiedene, fasergekoppelte THz-Spektrometer präsentiert und ihre Funktionsweise kurz dargestellt. Dies ermöglicht eine Bewertung der Forschungsergebnisse, die in dieser Arbeit im Bereich der Systementwicklung erzielt wurden.

2.1 THz-Spektroskopie

Das Herzstück herkömmlicher THz-Spektrometer ist ein modengekoppelter Titan-Saphir Laser, der optische Pulse mit einer Wiederholrate von meist 80 MHz mit einer zentralen Wellenlänge von ca. 800 nm und einer Pulsdauer von unter 100 fs liefert [3]. Die ultrakurzen Pulse mit einer Photonenenergie von etwa 1,55 eV schalten photoleitende Dipolantennen. Der direkte Halbleiter Gallium-Arsenit (GaAs) mit einer Bandlückenenergie von 1,43 eV dient hierbei als Antennensubstrat. Anstatt des semi-isolierenden GaAs (SI-GaAs) wird meist sogenanntes LT-GaAs eingesetzt, das bei niedrigen Temperaturen (engl.: low-temperature) gewachsen wird. Durch das Wachsen bei niedrigen Temperaturen entstehen Arsenanhäufungen im Substrat, welche als Einfangzentren für freie Ladungsträger fungieren. Die Ladungsträgereinfangzeit des Halbleitermaterials verringert sich auf diese Weise von ca. 20 ps für SI-GaAs auf etwa 600 fs

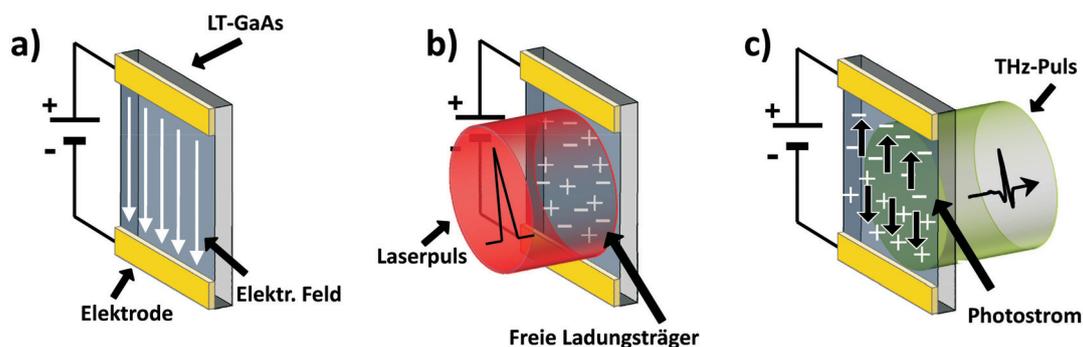


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der Generation eines THz-Pulses mit einer photoleitenden Dipolantenne. a) Anlegen eines elektrischen Felds; b) Generation von freien Ladungsträgern durch einen optischen Puls; c) Aussenden eines THz-Pulses auf Grund der Beschleunigung von Ladungsträgern im Halbleitersubstrat.

für LT-GaAs, wobei sich die Stoßzeit der Ladungsträger von 30 fs auf etwa 100 fs erhöht [39]. Die extrem kurze Ladungsträgereinfangszeit ist Voraussetzung für den Einsatz der photoleitenden Dipolantenne in der kohärenten Detektion von THz-Pulsen und wirkt sich ebenfalls positiv auf die Erzeugung breitbandiger THz-Strahlung aus (Vergleich Abb. 2.2).

Dementsprechend wurden in dieser Arbeit ausschließlich Antennen aus LT-GaAs verwendet. Der Generationsprozess eines THz-Pulses in einer photoleitenden Dipolantenne ist in Abb. 2.1 schematisch dargestellt. Streifenleiterstrukturen, die als Elektroden dienen, sind photolithographisch auf das Halbleitersubstrat aufgebracht. Ein elektrisches Feld bildet sich im Halbleitersubstrat zwischen den Elektroden (a) durch das Anlegen einer Spannung aus. Ein fs-Laserpuls, der in der Lücke zwischen den Elektroden eintrifft, wird vom Halbleiter absorbiert und generiert Elektronen-Loch-Paare (b). Diese werden im angelegten Feld beschleunigt, wodurch nach Maxwell gemäß

$$E_{THz}(t) \approx \frac{\partial J(t)}{\partial t} \quad (2.1)$$

elektromagnetische Wellen abgestrahlt werden (c). E_{THz} beschreibt hierbei das abgestrahlte elektrische Feld und $J(t)$ die zeitvariante Stromdichte im Halbleitersubstrat.

Der transiente Photostrom wird durch das Drude-Lorentz-Modell beschrieben [39]. Die oben bereits erwähnte Ladungsträgereinfangszeit beeinflusst maßgeblich den Stromverlauf. Abb. 2.2 zeigt repräsentativ den zeitlichen Photostromverlauf bei Anregung einer photoleitenden Dipolantenne mit einem 60 fs-Puls für die beiden Halbleitermaterialien SI-GaAs und LT-GaAs. Ebenfalls dargestellt sind in Abb. 2.2 der zeitliche Verlauf der resultierenden, abgestrahlten THz-Pulse und die zugehörigen Spektren. Es zeigt sich, dass Antennen aus LT-GaAs deutlich leistungstärker sind.

Die kohärente Detektion von THz-Pulsen erfolgt meist ebenfalls mit photoleitenden Dipolantennen. Im Vergleich zum Generationsprozess wird hier jedoch keine externe Spannung an die Elektroden angelegt, sondern die vom fs-Laserpuls erzeugten, freien Ladungsträger bewegen sich im Feld der einfallenden THz-Welle. Auf Grund der extrem kurzen Einfangszeit der freien Ladungsträger im Halbleitermaterial induziert nur ein Bruchteil des THz-Pulses einen messbaren

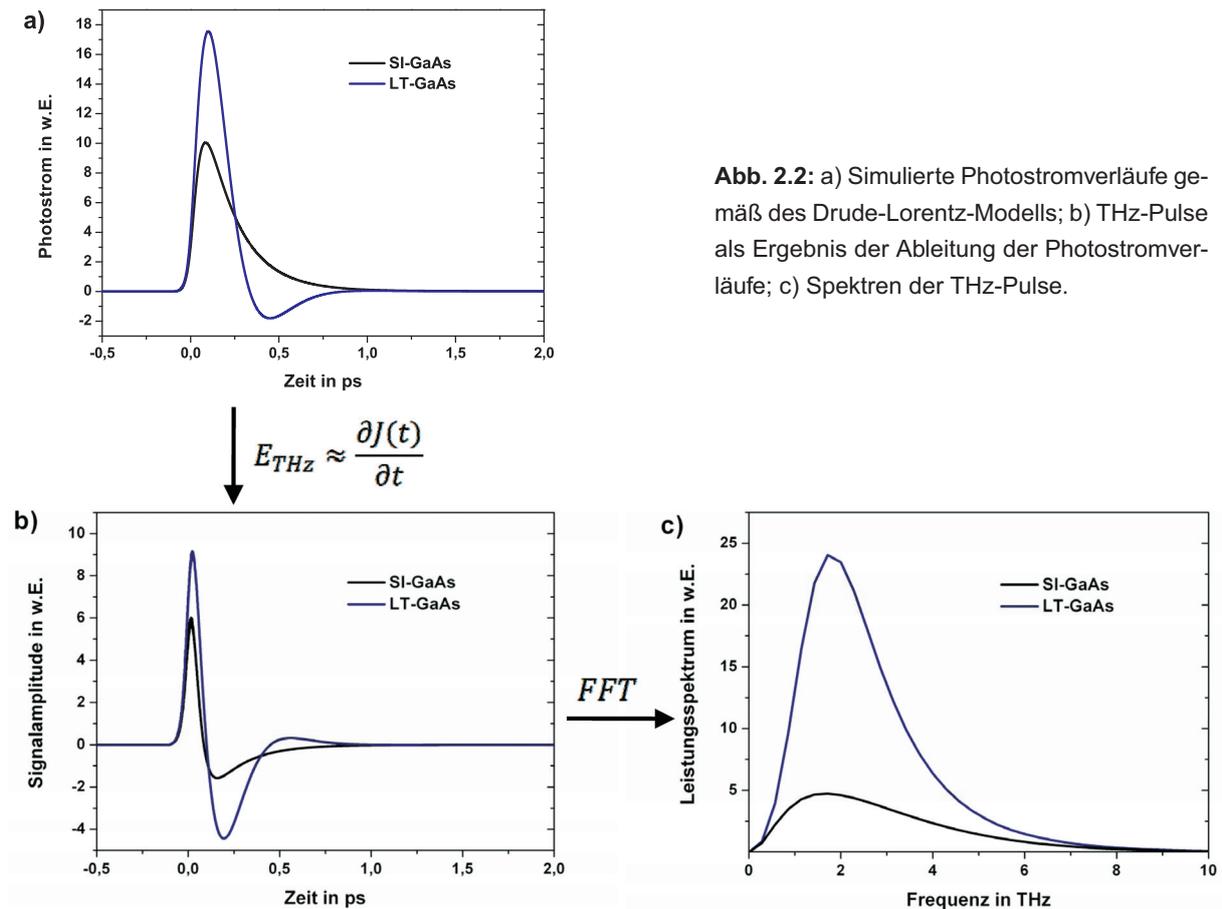


Abb. 2.2: a) Simulierte Photostromverläufe gemäß des Drude-Lorentz-Modells; b) THz-Pulse als Ergebnis der Ableitung der Photostromverläufe; c) Spektren der THz-Pulse.

Stromfluss von wenigen Nanoampère. Dieser Stromfluss ist proportional zum Faltungsintegral aus dem Zeitverlauf der elektrischen Feldstärke $E_{THz}(t)$ und der zeitabhängigen Ladungsträgerdichte $n(t)$, die von dem Laserpuls und den Materialparametern des Halbleiters bestimmt wird. Dabei definiert die Wiederholrate des fs-Laserpulses das Abtastintervall T :

$$I(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T E_{THz}(t) \cdot n(t - \tau) \cdot dt \quad (2.2)$$

Der THz-Puls wird abgetastet, indem der optische Puls zur Erzeugung von freien Ladungsträ-

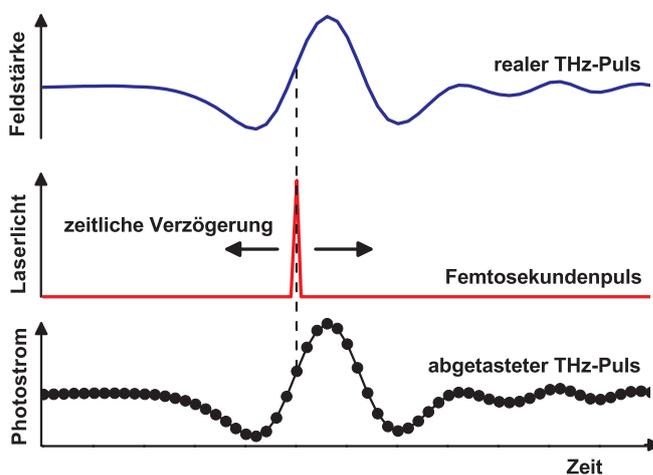


Abb. 2.3: Prinzip der THz-Pulsabtastung am Beispiel der zeitlichen Verzögerung des optischen Laserpulses, der die Detektorantenne schaltet.

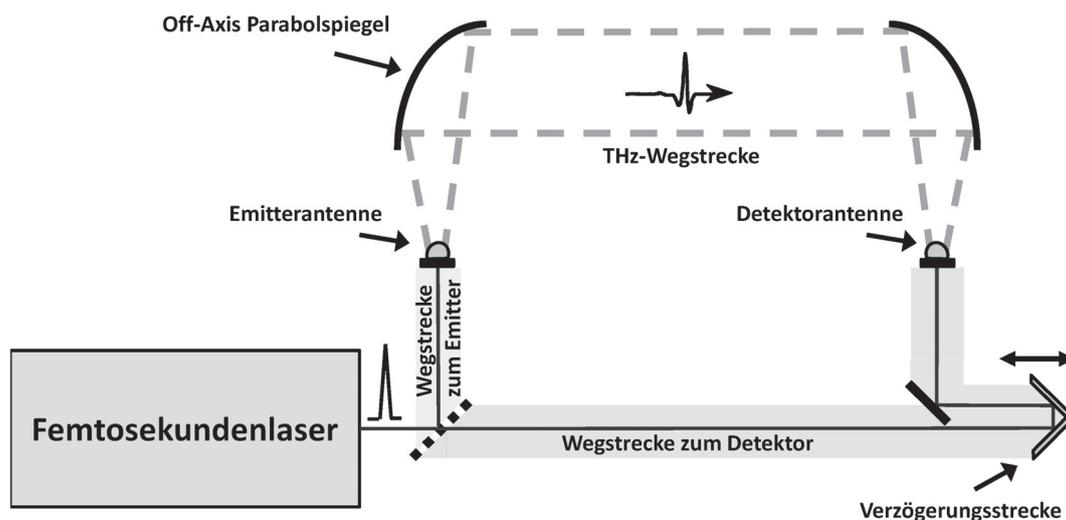


Abb. 2.4: Schematische Darstellung eines THz-Freistrahlspektrometers.

gern in der Detektorantenne und der zu detektierende THz-Puls zeitlich gegeneinander verzögert werden (siehe Abb. 2.3).

Abb. 2.4 zeigt ein THz-Freistrahlspektrometer in seiner rudimentärsten Form, wie es erstmals von van Exter et al. 1990 präsentiert worden ist [36]. Die ultrakurzen Pulse eines fs-Lasers werden von einem Strahlteiler aufgeteilt. Ein Puls schaltet die Emitterantenne. Die ausgesendete THz-Strahlung wird von geeigneten Optiken (hier: Off-Axis-Parabolspiegel) geführt und auf die Detektorantenne fokussiert. Der zweite Puls passiert eine Verzögerungsstrecke, die der oben beschriebenen Abtastung des THz-Pulses dient, und schaltet die Detektorantenne. Die Summe aus der Wegstrecke des Laserstrahls vom Strahlteiler zur Emitterantenne und der THz-Wegstrecke entspricht der Wegstrecke, die der zweite Puls vom Strahlteiler bis zur Detektorantenne zurücklegt.

2.1.1 Elektro-optische Detektion

Alternativ zur photoleitenden Dipolantenne kann ein nicht-linearer Kristall zur kohärenten Detektion von THz-Pulsen eingesetzt werden. Das einfallende THz-Feld ändert die doppelbre-

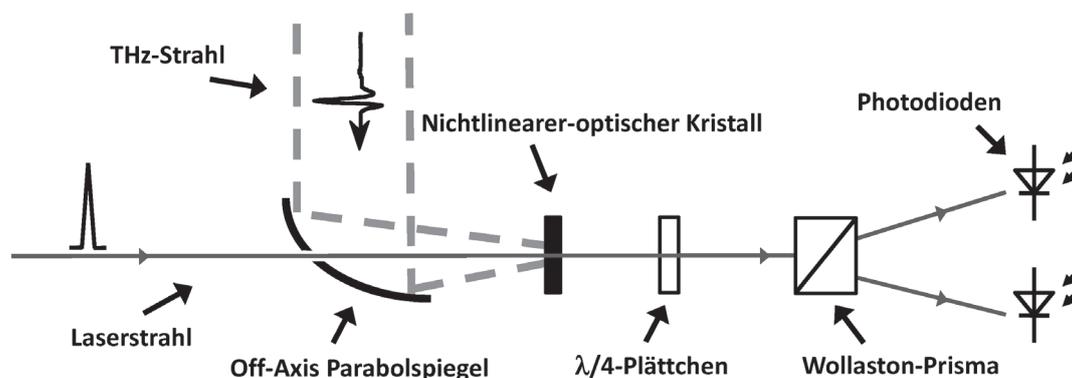


Abb. 2.5: Schematische Darstellung der elektro-optischen (E/O) Detektionsmethode.

chenden Eigenschaften des Kristalls (Pockelseffekt) für den zeitgleich eintreffenden ultrakurzen Laserpuls [40]. Abb. 2.5 zeigt die übliche Anordnung dieser elektro-optischen (E/O) Detektionsmethode. Die THz-Strahlung und der optische Puls treffen kollinear auf den elektrooptischen Kristall. Die THz-Feldamplitude bewirkt durch den Pockelseffekt eine Änderung des ordentlichen und des außerordentlichen Brechungsindex des Kristalls, wodurch der linear polarisierte Laserstrahl in seiner Polarisation gedreht wird. Ein $\lambda/4$ -Plättchen wandelt die lineare Polarisation der Laserstrahlung in eine elliptische Form, wobei die Ellipsenform durch die verschiedenen Polarisationsanteile des Laserstrahls bestimmt wird. Ein Wollastonprisma trennt die beiden Polarisationskomponenten, die die Ellipse bilden, räumlich. Zwei Photodioden setzen letztendlich die Intensitätsdifferenz der beiden Teilstrahlen in ein elektrisches Signal um, welches proportional zur Feldstärke des THz-Pulses ist.

2.1.2 THz-Transmissionsmessungen

Abb. 2.6 zeigt THz-Pulse, die mit einem Spektrometer auf Basis von photoleitenden Dipolantennen erzeugt und detektiert wurden. Dabei wurde zum Einen unter trockener Stickstoffatmosphäre und zum Anderen unter normalen Umgebungsbedingungen (Luft) bei einer Luftfeuchtigkeit von etwa 60% gemessen. Ebenfalls abgebildet sind die Spektren der THz-Pulse, die durch Fouriertransformation der Zeitsignale gewonnen werden. Spektrale Komponenten von etwa 100 GHz bis knapp 2 THz bilden die hier präsentierten THz-Pulse. Wassermoleküle in der Luft besitzen diskrete Absorptionslinien im THz-Frequenzbereich, die im Spektrum der Luftmessung als Einbrüche sichtbar werden [4]. Im Zeitsignal äußert sich die Wasserabsorption durch eine verminderte Pulsamplitude und Oszillationen, die dem eigentlichen THz-Puls folgen.

Die kohärente Detektion liefert frequenzabhängige Amplituden- und Phaseninformationen. Ohne die Anwendung der Kramers-Kronig-Beziehungen können durch den Vergleich eines Re-

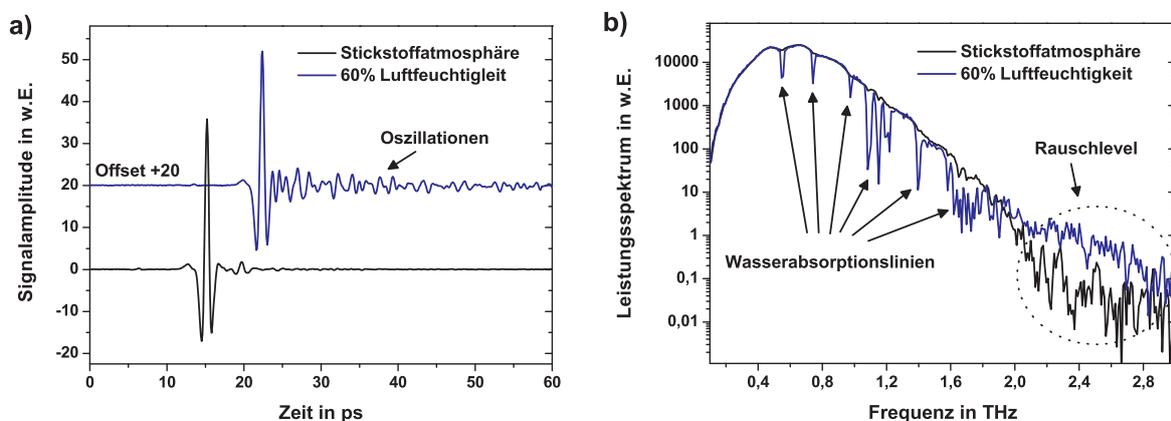


Abb. 2.6: a) THz-Pulse, die in unterschiedlichen Umgebungsbedingungen gemessen wurden. Die Oszillationen im Zeitsignal sind auf die hohe Luftfeuchtigkeit zurückzuführen; b) Spektren der THz-Pulse. Bei hoher Luftfeuchtigkeit werden Wasserabsorptionslinien im Spektrum sichtbar.

ferenzpulses, der im leeren System gemessen wurde, und eines Pulses mit Probe im THz-Strahlengang die Materialparameter Brechungsindex und Absorption ermittelt werden. Abb. 2.7 zeigt beispielhaft einen Referenzpuls und einen Probenpuls. Da die spektrale Phasenbeziehung der beiden Pulse direkt mit der Zeitverschiebung Δt zwischen Referenz- und Probenpuls verknüpft ist, kann der Brechungsindex n der Probe in erster Näherung mit

$$n \approx 1 + c_0 \cdot \frac{\Delta t}{d} \quad (2.3)$$

beschrieben werden, wobei d der Probendicke entspricht und c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum beschreibt. Der Brechungsindex von Luft wird mit $n_L \approx 1$ angenommen. Darüber hinaus äußert sich die Absorption des Probenmaterials in einer verringerten Pulsamplitude E_{Probe} im Vergleich zur Amplitude des Referenzpulses E_{Ref} . Unter Berücksichtigung von Fresnel-Verlusten an den Grenzflächen der Probe und dem Lambert-Beerschen Gesetz zur Strahlungsdämpfung bei Transmission einer elektromagnetischen Welle durch eine Probe kann der Absorptionskoeffizient näherungsweise durch

$$\alpha \approx -\frac{2}{d} \ln \left(\frac{E_{Probe}}{E_{Ref}} \cdot \left(\frac{1+n}{2n} \right)^2 \right) \quad (2.4)$$

bestimmt werden. Diese Betrachtungsweise dient lediglich dem prinzipiellen Verständnis der Herangehensweise zur Datenauswertung. Eine übliche frequenzabhängige Datenauswertung ist in [41] ausführlich beschrieben.

Mehrfachreflexionen des THz-Pulses innerhalb der Probe äußern sich in zusätzlichen Pulsen, die zeitverzögert mit exponentiell abfallender Amplitude erscheinen (siehe Abb. 2.7). Sie beeinflussen die herkömmliche Auswertemethode massiv und verursachen eine irrealer frequenzabhängige Oszillation der Materialparameter. Eine Berücksichtigung dieser Mehrfachpulse verlangt die Datenanalyse mit Hilfe einer Transferfunktion, wie sie erstmalig von Duvillaret et al. präsentiert wurde [42]. Dieser Ansatz wurde mehrfach modifiziert [43–45], wobei es erst Scheller et al. geschafft haben, neben den Materialparametern Absorption und Brechungsindex, insbesondere von sehr dünnen Proben, ebenfalls die Probendicke reproduzierbar und verlässlich aus den Messdaten zu ermitteln [46].

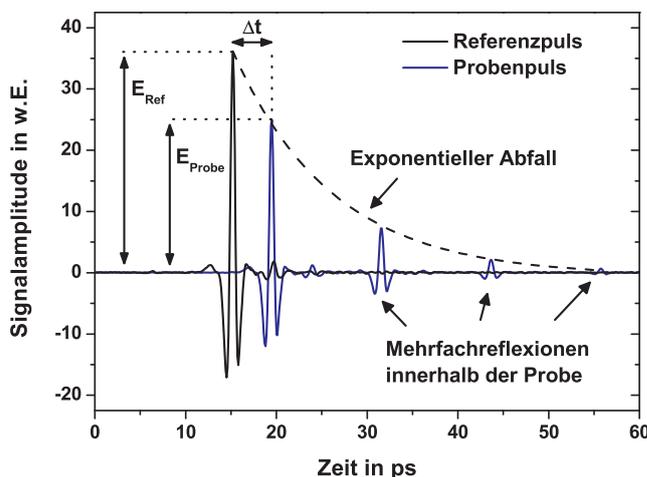


Abb. 2.7: THz-Puls einer Referenzmessung und THz-Pulse als Ergebnis einer Probenmessung. Die Zeitverschiebung t hängt mit der verlangsamten Propagationsgeschwindigkeit des THz-Pulses in der Probe zusammen. Auf Grund von Mehrfachreflexionen an den Grenzflächen der Probe folgen dem Hauptpuls weitere Pulse mit exponentiell abklingender Amplitude.