

# Focal Law-Berechnung für Phased Array Prüfköpfe mittels 4D-CEFIT-PSS

Andreas GOMMLICH<sup>1</sup>, Frank SCHUBERT<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Fraunhofer-Institut für Keramische Technologien und Systeme (IKTS), Abteilung Prüf-  
und Analysesysteme, Dresden

andreas.gommlich@ikts.fraunhofer.de, +49 (0)351 888 15 643

frank.schubert@ikts.fraunhofer.de, +49 (0)351 888 15 523

**Kurzfassung.** Die Arbeitsweise von US-Phased Arrays wird durch die Verzögerungszeiten, den sogenannten Focal Laws, mit denen die Einzelemente angesteuert werden, bestimmt. Durch die Formung des Schallbündels können somit Punkte direkt anfokusiert werden, was zu einem größeren Arbeitsbereich mit einer verbesserten Auflösung im Vergleich zu konventionellen Prüfköpfen führt.

Nach dem aktuellen Stand der Technik basiert die Berechnung der Focal Laws auf der geometrischen Akustik. Das heißt, dass für die Modellierung lediglich der Abstand der Einzelschwinger zueinander sowie der geometrische Abstand vom Mittelpunkt der Einzelschwinger zum anfokusierten Punkt berücksichtigt werden. Die tatsächlichen Abmessungen der Einzelschwinger des Prüfkopfes (aktive und passive Aperturlänge) finden in dieser Näherung keine Berücksichtigung.

Die Methode der vierdimensionalen Schallfeldberechnung mittels EFIT-PSS, einer Kombination aus Elastodynamischer Finiter Integrationstechnik (EFIT) und transientser Punktquellensynthese (PSS) stellt eine Möglichkeit der umfassenden Analyse von Wellenfeldern sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich dar.

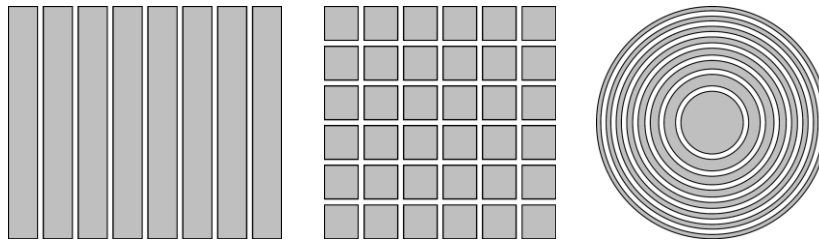
In der Vergangenheit wurde bereits gezeigt, dass die Vernachlässigung der genannten Abmessungen zu teilweise deutlichen Abweichungen der Focal Laws führen kann, was folglich die Wellenformung beeinflusst. Der vorliegende Beitrag widmet sich deshalb

- der detaillierten Untersuchung des Abstrahlverhaltens der Einzelemente in Abhängigkeit ihrer Apertur,
- dem direkten Vergleich zwischen der Focal Law-Berechnung auf Basis der geometrischen Akustik und auf Basis der wellenphysikalischen Simulation mit 4D-EFIT-PSS und
- dem Vergleich und der Bewertung der resultierenden Signale im anvisierten Fokuspunkt.

## 1 Einführung und Motivation

In der medizinischen Diagnostik sowie im Bereich der zerstörungsfreien Prüfung und der Materialcharakterisierung haben sich Ultraschall Phased Arrays als flexibel einsetzbare Prüfköpfe etabliert. Sie bestehen aus mehreren Einzelementen in regelmäßiger Anordnung (siehe Abb. 1).



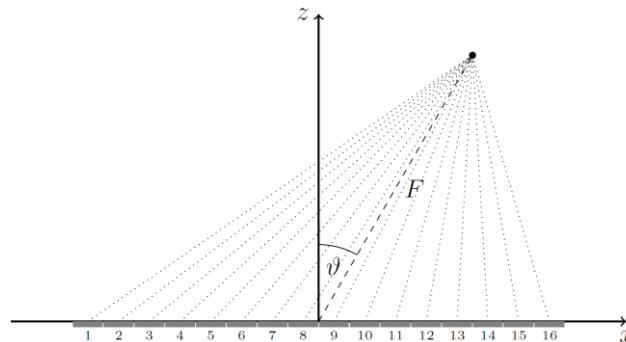


**Abb. 1.** Typische Phased Array-Geometrien (v. l. n. r.: linear, matrix, annular)

Durch die individuelle Ansteuerung der Einzelemente kann die ausgesendete Wellenfront des Arrays innerhalb der Nahfeldlänge der Gesamtapertur geschwenkt und fokussiert werden. Die dafür notwendigen individuellen Verzögerungszeiten der Einzelemente werden unter dem Begriff „Focal Laws“ zusammengefasst und werden aktuell auf Basis der geometrischen Akustik berechnet.

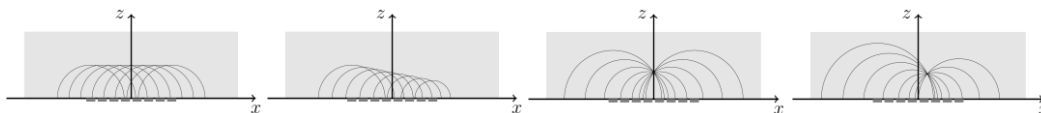
## 2 Focal Law-Berechnung mittels geometrischer Akustik

Bei der Focal Law-Berechnung wird die Apertur der Einzelemente auf ihren Mittelpunkt und der Weg zwischen Apertur und Fokuspunkt auf eine gerade Linie reduziert. Über die Distanz zwischen diesen Punkten und die mittlere Schallgeschwindigkeit  $c$  kann somit die Laufzeit berechnet werden (siehe Abb. 2).



**Abb. 2.** Mittlere Schalllaufwege eines Phased Array, vom Mittelpunkt der Einzelemente zum Fokuspunkt

Aus diesem Modellansatz ergeben sich die folgenden Berechnungsvorschriften für das Schwenken und Fokussieren der Wellenfront (siehe Abb. 3).



**Abb. 3.** Schematische Darstellung der konstruktiven Wellenüberlagerung zu einer geschwenkten und/oder fokussierten Wellenfront (v. l. n. r.: parallel, geschwenkt, fokussiert, geschwenkt und fokussiert)

Eine parallele Wellenfront geht dann von der Apertur aus, wenn alle Einzelemente des Arrays gleichzeitig angeregt werden. Es entsteht eine Wellenfront, die der eines Einzelschwingers mit der Aperturgröße des Phased Arrays gleichkommt (siehe Abb. 3 – links).

Eine geneigte Wellenfront wird dadurch erzeugt, dass alle Differenzen der Ansteuerzeitpunkte zwischen direkten Nachbarelementen gleich groß gewählt werden (siehe Abb. 3 – 2. v. l.).

$$t_n = n \frac{p}{c} \sin \vartheta + t_0 \quad \text{mit} \quad n = 1, \dots, N$$

Darin beschreibt  $n$  das betrachtete Element,  $p$  den Mittenabstand zwischen zwei benachbarten Elementen,  $c$  die Schallgeschwindigkeit und  $\vartheta$  den Schwenkwinkel.  $N$  steht für die Anzahl der Elemente im Array.

Das Fokussieren der Wellenfront auf einen Punkt mit der Entfernung  $F$  direkt vor der Apertur wird nach [vonRamm1983] mit nachstehender Formel realisiert (siehe Abb. 3 – 3. v. l.).

$$t_n = \frac{F}{c} \left[ 1 - \sqrt{1 + \left(\frac{np}{F}\right)^2} \right] + t_0$$

Die Kombination aus Schwenken und Fokussieren, wodurch die resultierende Wellenfront auf jeden beliebigen Punkt mit dem Abstand  $F$  und dem Winkel  $\vartheta$  zuläuft, wird ebenfalls in [vonRamm1983] vorgestellt. Eine Erweiterung wird in [Azar2000] genannt, worin der Offset  $t_0$  wegfällt (siehe Abb. 3 – rechts).

$$t_n = \frac{F}{c} \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{\bar{N}p}{F}\right)^2} + \frac{2\bar{N}p}{F} \sin \vartheta - \sqrt{1 + \left(\frac{(n - \bar{N})p}{F}\right)^2} - \frac{2(n - \bar{N})p}{F} \sin \vartheta \right]$$

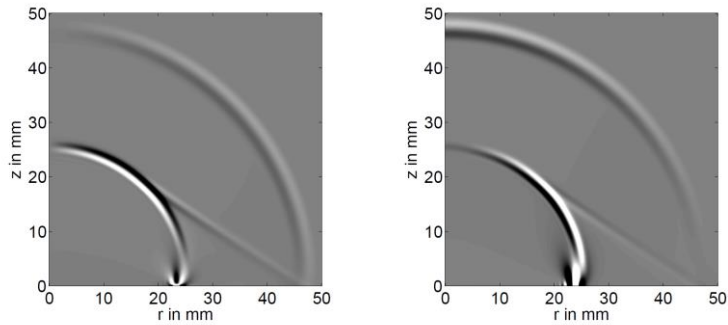
Darin bedeutet  $\bar{N} = \frac{N-1}{2}$ .

Bei allen hier vorgestellten Focal Laws geht als einziger Geometrieparameter des Arrays der Mittenabstand  $p$  ein. Die tatsächliche Abmessung der Einzelelemente, die Breite  $e$  und die Länge  $l_{pas}$ , finden hingegen keinerlei Beachtung.

### 3 Schallfeldberechnung mit 4D-CEFIT-PSS

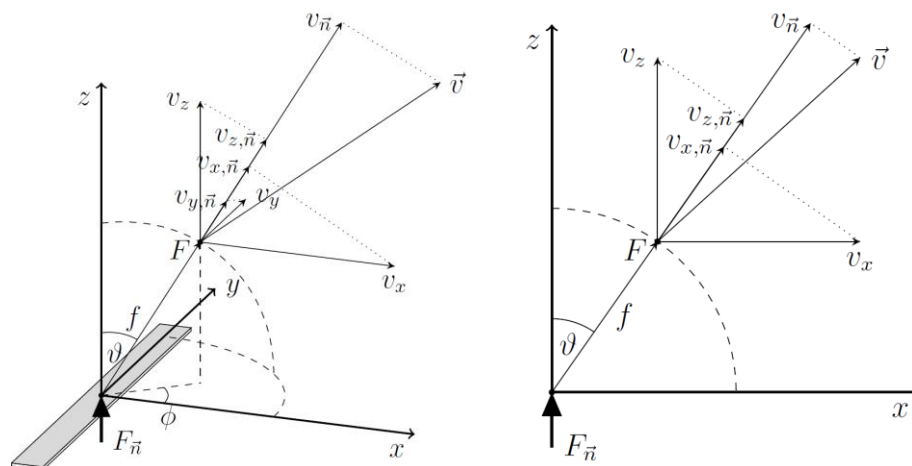
Für die Berechnung eines Schallfeldes, das von einem Ultraschall-Phased Array ausgeht, existieren verschiedene (halb-)analytische und numerische Verfahren. Die 4D-CEFIT-PSS ist eine numerische Methode, mit der die Ausbreitung eines Wellenfeldes im homogenen oder geschichteten Halbraum inklusive aller wellenphysikalischen Effekte wie Modenkonzersion und Streuung berechnet werden kann (siehe [Schubert2010]).

Das kaskadierte Verfahren erfolgt in drei aufeinanderfolgenden Schritten. Im ersten Schritt wird mit der CEFIT-Methode (Cylindrical Elastodynamic Finite Integration Technique) das Schallfeld, welches von einer breitbandig angeregten Punktquelle ausgeht, berechnet. Aufgrund der Symmetrieeigenschaften einer Punktquelle an der Grenze zum Halbraum, genügt hierbei die Berechnung der radialen und der axialen Schwingungskomponente (siehe Abb. 4).



**Abb. 4.** Ergebnis der CEFIT-Rechnung eines Schallfeldes im Halbraum (links:  $v_r$ , rechts:  $v_z$ ) durch normal-kraftangeregte Punktquelle im Ursprung (Momentaufnahme)

Anschließend wird eine definierte Apertur mit Punktquellen modelliert. Aus der Superposition der transienten Schallfelder der Punktquellen (PSS) resultiert dann das Schallfeld, welches von der Apertur ausgeht. Bei der Betrachtung von linearen Phased Arrays ist meist die  $x/z$ -Ebene mittig zur Apertur von Interesse, weshalb sich nach der vollständigen 3D-Rechnung das Ergebnis im 2D-Raum analysieren lässt. Für jeden zu analysierenden Fokuspunkt  $F$  stehen die kartesischen Vektorkomponenten des Schallfeldes zur Verfügung. Effektiv kann jedoch auf die  $y$ -Komponente auf der mittleren  $x/z$ -Ebene verzichtet werden, weil diese sich bei einem symmetrischen Array gegenseitig aufhebt (siehe Abb. 5).



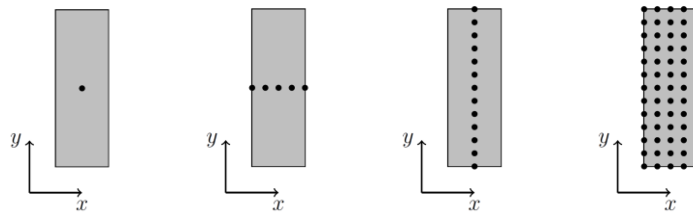
**Abb. 5.** Vektorschema der Schallfeldkomponenten im Fokuspunkt (links: vollständig 3D für Zwischenrechnungen, rechts: reduziert auf  $x/z$ -Ebene für Ergebnisbetrachtung)

Um letztlich das Schallfeld, welches von einem Phased Array ausgeht, zu erhalten, müssen die Schallfelder der Einzelelemente unter Berücksichtigung der Focal Laws überlagert werden.

#### 4 Einfluss der Aperturmodellierung auf das resultierende Wellenfeld

Wie oben bereits angedeutet, erfolgt bei der aktuellen Focal Law-Berechnung nur die Berücksichtigung des Mittenabstandes der Einzelelemente. Dass das Wellenfeld, welches von einem Einzelschwinger ausgeht, auch von der genauen Aperturgeometrie abhängt, wird in diesem Abschnitt gezeigt (siehe auch [Gommlich2013]).

Zum Vergleich werden vier Modellierungsarten einer rechteckigen Apertur vorgestellt: eine zentrierte Punktquelle, eine Linienquelle in x-Richtung bei  $y=0$ , eine Linienquelle in y-Richtung bei  $x=0$  und eine Flächenquelle (siehe Abb. 6).

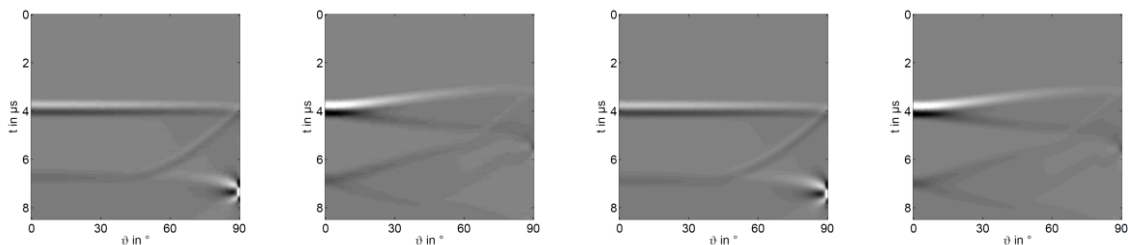


**Abb. 6.** Modellierungsarten von Aperturen mit verschiedenen Punktquellenbelegungen (v. l. n. r.: Punktquelle, Linienquelle (aktive Apertur), Linienquelle (passive Apertur) und Flächenquelle)

Zur Analyse des Einflusses der Modellierungsart wurde eine quadratische Apertur gewählt. Für einen festgelegten Abstand  $F$  und den vollen Schwenkwinkelbereich  $\vartheta = 0 \dots 90^\circ$  wurde sowohl eine detaillierte Zeit- als auch eine Frequenzanalyse durchgeführt.

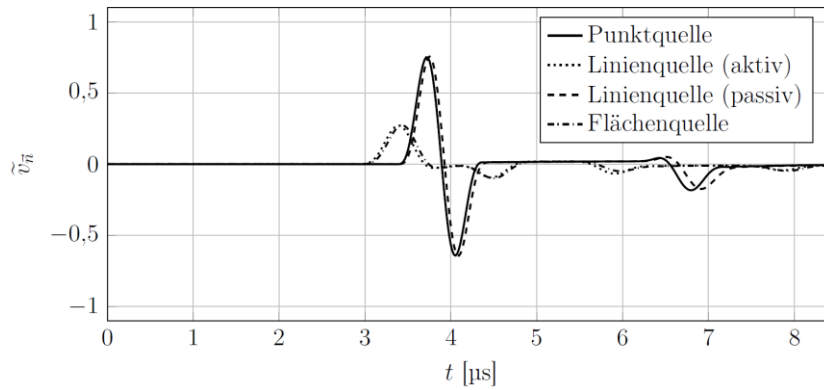
#### 4.1 Einfluss der Aperturmodellierung im Zeitbereich

In Abbildung 7 ist jeweils die in Normalenrichtung projizierte Schallschnelle  $v_{\vec{n}}(t, \vartheta)$  für die oben genannten Aperturmodelle dargestellt. Während bei der Punktquelle und der passiven Apertur die Wellenarten über den gesamten Winkelbereich erhalten bleiben, führen bei der aktiven Apertur und der Flächenquelle destruktive Interferenzen schon bei Winkeln  $\vartheta > 20^\circ$  zur Unterdrückung verschiedener Wellenanteile, wie z. B. der Kopfwelle. Die Rayleighwelle wird nahezu vollständig ausgelöscht.



**Abb. 7.** Schallschnelle  $v_{\vec{n}}(t, \vartheta)$  bei unterschiedlichen Aperturen (v. l. n. r.: Punktquelle, Linienquelle (aktive Apertur), Linienquelle (passive Apertur) und Flächenquelle)

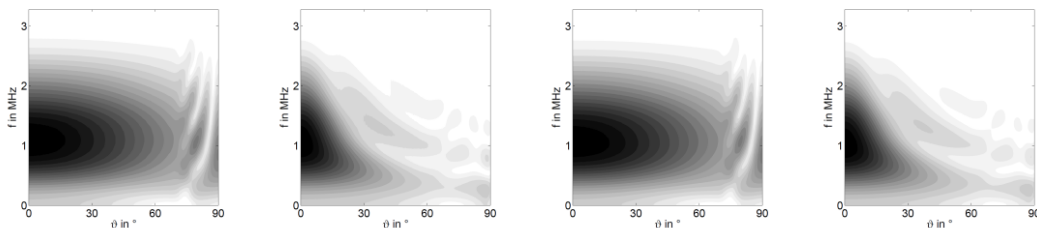
In Abbildung 8 ist exemplarisch die Schallschnelle  $v_{\vec{n}}(t)$  für  $\vartheta = 40^\circ$  der verschiedenen Aperturmodelle dargestellt. Darin ist zu erkennen, dass die Berücksichtigung der Elementbreite  $e$  zu einem früheren Eintreffen der zeitlichen Ereignisse führt. Die Berücksichtigung der Elementlänge  $l_{pas}$  führt hingegen zu einer leichten Verzögerung der zeitlichen Ereignisse.



**Abb. 8.** Schallschnelle  $v_{\vec{n}}(t)$  bei  $\vartheta = 40^\circ$ , ausgehend von unterschiedlichen Aperturen

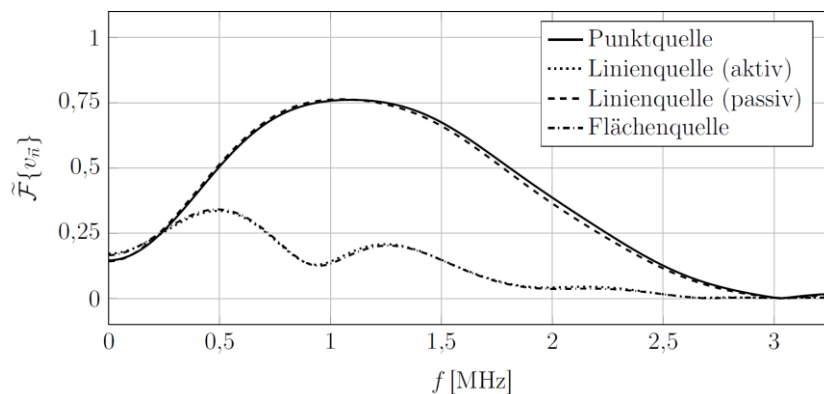
#### 4.2 Einfluss der Aperturmodellierung im Frequenzbereich

In Abbildung 9 ist jeweils das Spektrum der in Normalenrichtung projizierten Schallschnelle  $\mathcal{F}\{\vec{v}(t, \vartheta)\}$  für die verschiedenen Aperturmodelle dargestellt. Dabei ist festzustellen, dass sich die Spektren bei der aktiven Linienquelle und der Flächenquelle schnell von der Ausgangsform bei  $\vartheta = 0^\circ$  entfernen. Die Spektren der Punktquelle und der passiven Apertur bleiben hingegen über einen weiten Winkelbereich stabil und erfahren erst mit der Oberflächenwelle, die sich bei  $\vartheta > 80^\circ$  bemerkbar macht, eine starke Veränderung.



**Abb. 9.** Spektren  $\mathcal{F}\{v_{\vec{n}}(t, \vartheta)\}$  ausgehend von unterschiedlichen Aperturen (v. l. n. r.: Punktquelle, Linienquelle (aktive Apertur), Linienquelle (passive Apertur) und Flächenquelle)

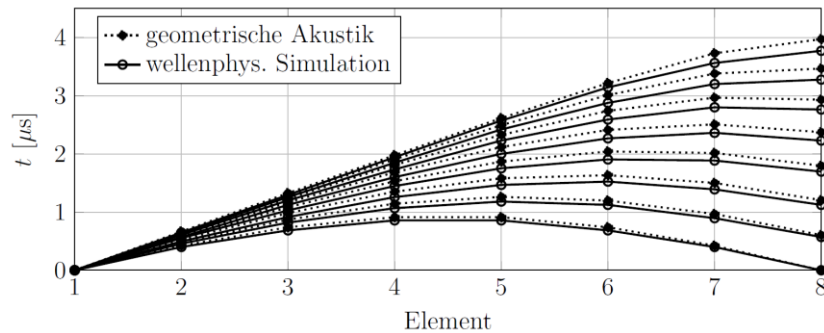
In Abbildung 10 ist der Vergleich der Spektren bei einem Schwenkwinkel  $\vartheta = 40^\circ$  in Analogie zu den Zeitsignalen aus Abbildung 8 dargestellt. Neben der Entartung der Spektrenform bei der aktiven Linienquelle und der Flächenquelle verschiebt sich auch das Maximum des Spektrums deutlich zu niedrigen Frequenzen.



**Abb. 10.** Spektren  $\mathcal{F}\{v_{\vec{n}}(t)\}$  bei  $\vartheta = 40^\circ$ , ausgehend von unterschiedlichen Aperturen

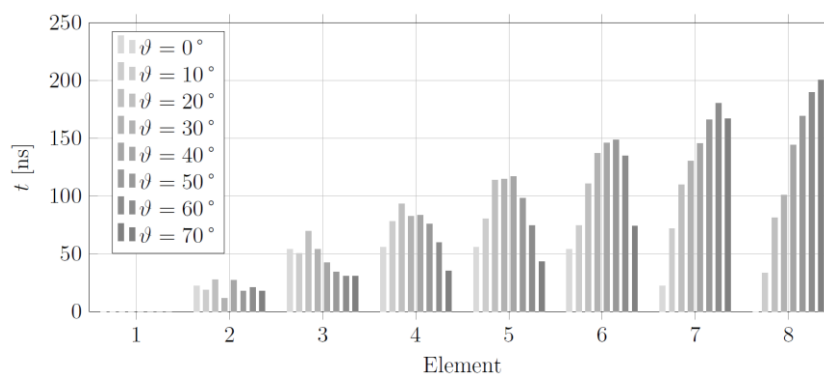
## 5 Focal Law-Berechnung mittels wellenphysikalischer Simulation

Die Betrachtungen im vorhergehenden Abschnitt zum Einfluss der Aperturmodellierung auf das resultierende Wellenfeld verdeutlichen, dass die Focal Law-Berechnung mit dem Ansatz der geometrischen Akustik zu Abweichungen hinsichtlich des tatsächlichen Wellenfeldes führen. Mit der Berücksichtigung der tatsächlichen Aperturabmessungen wird die Richtcharakteristik der Einzelemente abhängig von ihrer tatsächlichen Größe  $e \times l_{pas}$ , dem Abstand  $F$  und dem Schwenkwinkel  $\vartheta$  stark verändert. Als Beispiel zeigt Abbildung 11 die Focal Laws basierend auf der geometrischen Akustik im Vergleich zu den Focal Laws, die auf der wellenphysikalischen Simulationsrechnung basieren.



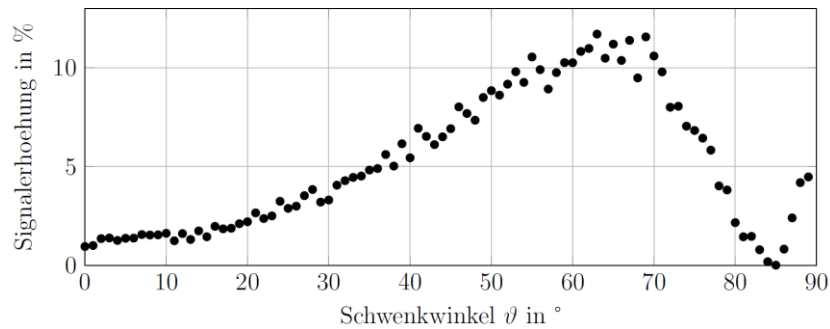
**Abb. 11.** Focal Laws für ein lineares Array mit 8 Elementen bei unterschiedlichen Schwenkwinkeln (unten:  $0^\circ$ ... oben:  $70^\circ$ ,  $c = 5900 \frac{m}{s}$ ,  $f = 1,1 \text{ MHz}$ ,  $e \approx 0,7\lambda$ ,  $l_{pas} \approx 4\lambda$ ,  $F \approx 3\lambda$ )

In Abbildung 11 lassen sich zwei wesentliche Resultate erkennen: Da bei dieser wellenphysikalischen Simulation mit einer Flächenquelle gerechnet wurde, die einen Aperturanteil in x-Richtung (aktive Apertur) mit einbringt, treffen die ausgesendeten Signale eher am Fokuspunkt ein als bei dem Ansatz der geometrischen Akustik. Das führt dazu, dass die modifizierten Focal Laws kleinere Verzögerungszeiten aufweisen als bei der herkömmlichen Methode. Außerdem unterscheiden sich die zwei Arten der Focal Laws umso mehr, je größer der Schwenkwinkel  $\vartheta$  ausfällt.



**Abb. 12.** Differenz der Focal Laws (geom. – wellenphys.) aus Abbildung 11

Die Zeitdifferenzen zwischen geometrischer und wellenphysikalischer Rechnung in Abb. 12 bestätigen nochmals die oben erläuterten Effekte. Schon bei Schwenkwinkeln  $\vartheta > 20^\circ$  werden bei der hier herangezogenen Konfiguration Differenzen  $\Delta t > 100\text{ns}$  erreicht. Das entspricht bei Samplingraten von handelsüblichen Steuergeräten bereits mehr als 32 Samples.



**Abb. 13.** Signalerhöhung in Abhängigkeit des Schwenkwinkels  $\vartheta$

Bei Anwendung der Focal Laws stellt sich gemäß Abbildung 13 eine signifikante Signalerhöhung im Fokuspunkt ein. Betrachtet wurde hier die Schallschnelle in Richtung des Fokuspunktes projiziert. Bereits bei kleinen Schwenkwinkeln von  $\vartheta < 20^\circ$  kann eine Signalerhöhung von bis zu 2,5%, im Bereich bis  $\vartheta < 40^\circ$  bis zu 10% erreicht werden. In keinem Fall fällt das Signal durch die modifizierten Focal Laws geringer aus.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Die 4D-CEFIT-PSS stellt ein leistungsstarkes und flexibles Werkzeug zur Berechnung von Wellenfeldern dar. Im betrachteten Fall wurde das von einem US-Wandler ausgehende transiente, breitbandige Signal im isotropen, homogenen Halbraum berechnet. Mit dieser Methode wurde der Einfluss der Aperturmodellierung auf das Wellenfeld untersucht und festgestellt, dass insbesondere die Berücksichtigung der aktiven Aperturausdehnung den Charakter der Signale im Zeit und Frequenzbereich signifikant verändert.

Durch die Auswertung der resultierenden Signale im gewählten Fokuspunkt  $F$  wurden darüber hinaus Focal Laws erhalten, welche die gesamte Wellenphysik und die tatsächliche Aperturgeometrie berücksichtigen. Der Vergleich mit der herkömmlichen, auf der geometrischen Akustik beruhenden Methode zeigt, dass damit eine bessere Signalausbeute realisiert werden kann. Somit können zukünftig nicht nur die Geometrieinflüsse realer Wandlerelemente berücksichtigt sondern auch herstellungsbedingte Unterschiede im Schwingungsverhalten der Einzelelemente kompensiert werden. Dieser Ansatz öffnet somit den Weg zu einer individualisierten und optimierten Ansteuerung realer Phased Array-Prüfköpfe.

## Referenzen

[Azar2000] Azar, L.; Shi, Y.; Wooh, S.-C.: Beam focusing behavior of linear phased arrays, NDT&E International, 2000, 33, 189-198

[Gommlich2013] Gommlich, A.; Schubert, F.: On the influence of active and passive aperture size of the focused wave field sent from linear phased array probes, 7th International Workshop NDT in Progress, 2013

[vonRamm1983] von Ramm, O. T.; Smith, S. W.: Beam Steering with Linear Arrays, IEEE Transactions on BioMedical Engineering, 1983, 438-452

[Schubert2010] Schubert, F.; Lamek, B.: Fast numerical calculations of 3-D phased array wave fields based on transient point source synthesis, 10th European Conference on Non-Destructive Testing, 2010