

Stealth-Technik für Unterwasserfahrzeuge

Vom Promotionsausschuss der
Technischen Universität Hamburg zur
Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von
Tom Avsic

aus
Kranj

2021

Vorsitzender des Prüfungsausschusses

Prof. Dr.-Ing. Stefan Krüger

Gutachter

1. Gutachter: Prof. DSc. (Tech.) Sören Ehlers
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Moustafa Abdel-Maksoud

Tag der mündlichen Prüfung: 01.11.2021

DOI: 10.15480/882.3886

Meinen Eltern Majda und Bojan Avsic

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die mich bei der Anfertigung dieser Dissertation fachlich und persönlich unterstützt haben. Dazu gehören auch die Kritiker der Sonar-Stealth-Form, denn ohne sie wäre das Thema von mir vermutlich nicht so intensiv beleuchtet worden.

Ganz besonders möchte ich Prof. Sören Ehlers für seine ausgezeichnete Betreuung danken. Sein immer offenes Ohr und seine konstruktiven Anmerkungen waren stets aufbauend und motivierend.

Auch möchte ich mich ganz besonders bei Prof. Moustafa Abdel-Maksoud für das Erstellen des Zweitgutachtens bedanken.

Dr. Ingo Schäfer danke ich herzlich für die vielen wertvollen und konstruktiven Diskussionen zur Berechnung der Schallstreuung.

Mein großer Dank gilt auch Hr. Ulrich Stäuble, Hr. Thomas George und Dr. Ingo Martens von thyssenkrupp Marine Systems, die durch Ihre Förderung und Unterstützung diese Arbeit überhaupt erst ermöglicht haben.

Sehr herzlich bedanken möchte ich mich bei meinen beiden Korrekturlesern Katrin von Scheven und Dr. Jonas Kleine für deren intensiven Lektorate.

Ein ganz lieber Dank geht an meine Familie, die mir mit Ermutigung und Geduld zur Seite stand.

Kurzfassung

Die Sonar-Stealth-Technik wird bereits 1924, also etwa 10 Jahre vor der operativen Einführung des Radars, in einem Patent für ein Unterwasserfahrzeug beschrieben. Dennoch ist eine Sonar-Stealth-Form bis heute nicht in voller Konsequenz bei einem Unterwasserfahrzeug angewendet worden. Warum dieses Prinzip im Radarbereich so erfolgreich eingesetzt wird, aber nicht im Sonarbereich, bleibt zumindest in der öffentlich zugänglichen Literatur bisher unbeantwortet.

Um die Eignung einer Stealth-Form zur Reduzierung der Detektionswahrscheinlichkeit durch Sonare zu beantworten, drängen sich gleich mehrere Fragestellungen auf. Einerseits ist die Schallausbreitung im Meer durch Mehrwegeausbreitung charakterisiert, was die Wirkungsweise einer solchen Form infrage stellen könnte. Andererseits ist die Berechnung der akustischen Rückstreuung von großen schiffbaulichen Strukturen nicht ausreichend genau mit einfachen Berechnungsmethoden möglich.

In der vorliegenden Arbeit werden erstmals die hydroakustischen Grundlagen einer Sonar-Stealth-Form untersucht. Dazu wird die Schallausbreitung im Meer analysiert und ein vertikaler Schallausbreitungssektor bestimmt, der weltweit auf einen Elevationswinkelbereich von $\pm 22^\circ$ eingeschränkt werden kann. Weiterhin wird eine Berechnungsmethode entwickelt, die es erlaubt, effektive Schallstreuungsberechnungen großer schiffbaulicher Strukturen unter Einbeziehung der hinterfluteten Bereiche durchzuführen.

Die Arbeit leitet Anforderungen an die Sonar-Stealth-Form ab, die sich aus i) dem Schallausbreitungssektor, ii) der Ausdehnung der seitlichen Platten und iii) der Sonarfrequenz ergeben. Wird ein Schallausbreitungssektor von $\pm 22^\circ$, eine Plattenhöhe von 3 m und eine untere Sonarfrequenz von 1 kHz angenommen, so ergibt sich die geforderte Plattenneigung zu 32° . Mit diesem Ergebnis wird eine klassische Form eines generischen Unterwasserfahrzeugs zu einer Sonar-Stealth-Form modifiziert. Zahlreiche Berechnungen der Schallstreuung zeigen, dass die so gewonnene Form bei 1 kHz eine Reduktion der akustischen Streuung von etwa 10 dB aufweist. Diese Reduktion ist sowohl monostatisch wie auch bi-/multistatisch vorhanden und wächst mit steigender Frequenz.

Den Abschluss dieser Arbeit bilden gekoppelte Berechnungen der Schallausbreitung mit der Schallstreuung in einigen europäischen Seegebieten. Auch hier zeigt sich der Vorteil der Sonar-Stealth-Form von im Mittel 12 dB bei 1 kHz. Bei diesen Berechnungen wird auch erkennbar, dass die Gebiete, in denen die Sonar-Stealth-Form schlechter abschneidet als die klassische Form erheblich kleiner sind als ursprünglich erwartet. Gleichzeitig liegen an diesen Orten die nachteiligen Effekte mit einer Größenordnung von 3 dB in einem vertretbaren Rahmen.

Diese Arbeit liefert grundlegende Hilfestellung bei der Konzeption einer akustisch wirksamen Sonar-Stealth-Form und erarbeitet Instrumente, um ihren taktischen Vorteil in See bewerten zu können.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Weiträumige Schallausbreitung	5
2.1. Schallausbreitung im Ozean	5
2.1.1. Schallgeschwindigkeit im Ozean	6
2.1.2. Typische Schallausbreitung im Ozean	7
2.1.3. Eigenstrahlen.....	11
2.1.4. Schallreflexion an der Meeresoberfläche	13
2.1.5. Schallreflexion am Meeresboden	17
2.1.6. Absorption	22
2.1.7. Umgebungsrauschen	23
2.1.8. Numerische Berechnung der Schallausbreitung.....	25
2.2. Schallausbreitungssektor.....	26
2.2.1. Ableitung der vertikale Grenzwinkel	27
2.2.2. Beurteilung des Schallpfads über die Meeresbodenreflexion.....	39
2.3. Zusammenfassung	44
3. Berechnung der Schallstreuung.....	47
3.1. Einordnung in bestehende Berechnungsmethoden	47
3.2. Entwicklung der KHI-Raytracing-Methode	49
3.2.1. Schallstrahlenansatz	49
3.2.1. Implementierung des Kirchhoff-Helmholtz-Integrals.....	50
3.3. Analytische Berechnung der Reflexion und Transmission.....	62
3.3.1. Fallbeispiele zur Reflexion und Transmission.....	63
3.4. Validierung des Berechnungsprogramms.....	66
3.4.1. Schallharte Kugel	66
3.4.2. Ebene Platte	67
3.4.3. Zwei Zylinder	68
3.4.4. Tripelspiegel	70
3.4.1. Zwei hintereinanderstehende Hartschaumplatten	71
3.4.2. WTD-Dose.....	72
3.5. Zusammenfassung	73
4. Hydroakustisches Dämmmaterial	75
4.1. Grundlagen zur Viskoelastizität	75
4.2. Erweitertes Havriliak-Negami-Materialmodell	77
4.3. Fit der Materialmodellparameter	78
4.4. Komplettierung der Materialkennwerte	85
4.5. Zusammenfassung	86

5. Die Sonar-Stealth-Form.....	87
5.1. Anforderung an die Sonar-Stealth-Form	87
5.2. Klassischer Entwurf und Stealth-Entwurf	88
5.3. Zielmaßvergleiche	90
5.3.1. Schallhartes monostatisches Zielmaß in der horizontalen Ebene.....	91
5.3.2. Monostatisches Zielmaß in der horizontalen Ebene.....	95
5.3.3. Multistatisches Zielmaß in der horizontalen Ebene.....	99
5.3.4. Monostatisches Zielmaß über den Elevationswinkel.....	104
5.3.5. Multistatisches Zielmaß als Mittelwert über den Elevationswinkel	108
5.1. Schlussfolgerungen.....	111
6. Verhalten der Stealth-Form in See	113
6.1. Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung.....	113
6.2. Berechnung der $TLTESTL$ -Pegel europäischer Seegebiete.....	117
6.2.1. Barentssee.....	121
6.2.2. Ionisches Meer.....	124
6.3. Vergleich und Interpretation der $TLTESTL$ -Pegel.....	127
7. Zusammenfassung	129
Literaturverzeichnis	133
Anhang.....	141
Anhang A Vollständiger Satz der $TLTESTL$ -Berechnungen.....	141
a. Barentssee	141
b. Norwegische See	148
c. Rockall-Trog.....	155
d. Biskaya.....	162
e. Ionisches Meer	169

1. Einleitung

Unter dem Begriff *Stealth-Technik* ist im allgemeinen Sprachgebrauch meistens eine Technik gemeint, die das Echo eines Radarsignals reduziert. Zu diesem Zweck wird die äußere Form so gestaltet, dass die Radarreflexion in einen zuvor definierten Bedrohungssektor verringert wird.

Die Radartechnik zur Ortung von Flugzeugen und Schiffen ist seit 1935 im operativen Einsatz. Etwa 30 Jahre später wurde die Stealth-Technik erfolgreich bei dem Aufklärungsflugzeug SR-71 angewendet. Bei den Oberflächenschiffen hat die Stealth-Technik ihren Einzug erst Ende der 1990er-Jahre, mit den norwegischen Schnellbooten der Skjold-Klasse, gefunden. Heute ist die Technik bei signaturarmen Flugzeugen und Schiffen nicht mehr wegzudenken.

Das Sonar wird schon seit dem Ersten Weltkrieg zur Ortung von U-Booten verwendet. Bereits 1924, also etwa 10 Jahre vor der operativen Einführung des Radars, wird die *Sonar-Stealth-Technik* für ein U-Boot in einem Patent beschrieben (Abbildung 1.1, [1]). Eine konsequente Umsetzung einer solchen Formgebung im U-Bootbau blieb jedoch bis dato aus.

Warum hat dieses Prinzip, das im Radarbereich so erfolgreich eingesetzt wird, nie den Weg in den Sonarbereich gefunden? In der frei verfügbaren Literatur bleibt diese Frage unbeantwortet. Manchmal wird die Meinung geäußert, dass nicht daran geglaubt werde, dass das Prinzip im Unterwasserbereich funktioniere. Dies sollte jedoch keine Glaubensfrage sein.

Die Idee der Echoreduktion durch Formgebung taucht in der Vergangenheit auch für Unterwasserfahrzeuge immer wieder auf. Beispielsweise in Deutschland während des Zweiten Weltkriegs [2, p. 443], in den USA 1978 [3, p. 271] und 2013 in Großbritannien [4] (Abbildung 1.2). Diese bereits in der Literatur beschriebenen zielmaßreduzierenden Formen sind, wenn überhaupt, nur mit sehr pauschalen Aussagen zur Zielmaßreduktion beschrieben. Ebenso fehlen jegliche Angaben, unter welchen Bedingungen diese Stealth-Formen funktionieren sollten. Beim Fehlen derartiger physikalischer Angaben scheint der Vorwurf der Glaubensfrage auch in die Richtung der Verfechter der Sonar-Stealth-Form gerechtfertigt.

Zweifel an der Funktionalität der Stealth-Form äußern sich häufig in Aussagen wie:

- Die Schallausbreitung im Meer ist nicht so geradlinig wie die Radarausbreitung in der Luft – deswegen funktioniere die Stealth-Form nicht unter Wasser.
- Die Sonarreflexion eines U-Bootes wird nicht durch die Außenhaut bestimmt, sondern durch die dahinterliegenden Strukturen. Ohne ein hydroakustisches Dämmmaterial kann die Stealth-Technik nicht im Unterwasserbereich funktionieren.
- Die Stealth-Technik im Radarbereich ist durch die Verwendung von bistatischen Radaren nutzlos geworden. Da braucht man im Sonarbereich damit auch nicht mehr anfangen.

Im Rahmen dieser Promotion werden die akustischen Aspekte einer solchen Formgebung umfassend beleuchtet. Dazu gehört insbesondere:

i) Die Ableitung des vertikalen Schallausbreitungssektors: Vor dem Hintergrund, dass eine Sonarortung über große Distanzen vermieden werden soll, wird weltweit der vertikale Winkelbereich bestimmt, in dem eine Schallausbreitung über große Distanzen möglich ist. Dieser Winkelbereich definiert den Bedrohungssektor. Das Sonarsignal kommt aus diesem Sektor und die Reflexion in diesen Sektor soll verringert werden.

ii) Die zuverlässige Berechnung der akustischen Reflexion, besser noch der akustischen Streuung: Dazu wird ein numerisches Verfahren benötigt, das lange nicht zur Verfügung stand und entwickelt werden musste. Das Berechnungsverfahren beruht auf einer Kombination aus

a) dem Kirchhoff-Helmholtz-Integral (KHI) über die Außenhaut und

b) der Schallstrahlenverfolgung im Inneren.

Mit diesem Verfahren ist es möglich, alle großen Beiträge zur akustischen Streuung eines Unterwasserfahrzeugs mono- und multistatisch zu berechnen. Dabei wird unter anderem deutlich, dass auch die inneren Strukturen in den hinterfluteten Bereichen entscheidend die Schallstreuung beeinflussen.

iii) Das Vorhandensein eines hydroakustischen Dämmmaterials, das es ermöglicht, die Außenhaut akustisch reflektierend zu gestalten: Das klingt zunächst selbstverständlich, ist es aber nicht. Im Wasser sind hinterflutete Strukturen akustisch semitransparent. Stahl oder andere harte Materialien sind zur Schalldämmung in Wasser erst bei großen Schichtdicken geeignet. Das hat viel zusätzliches Gewicht zufolge, was im Schiffbau wiederum zu Problemen führt. Ein Material mit einer sehr niedrigen Schallgeschwindigkeit kann bereits bei vergleichsweise geringem Flächengewicht einen hohen Transmissionsverlust erzielen. Die Materialparameter eines solchen Materials sind jedoch stark von der Frequenz, der Temperatur und dem hydrostatischen Druck abhängig. Die Materialparameter müssen entsprechend der äußeren Bedingungen in der akustischen Berechnung berücksichtigt werden.

iv) Die Kombination der Schallausbreitung im Meer mit der akustischen Streuung des Bootes: Häufig wird in der Sonargleichung ein Einzahlenwert für die Reflexion verwendet (genannt das Zielmaß). Diese Annahme ignoriert die Kopplung der Schallausbreitung mit der Richtwirkung der Schallstreuung und ist somit nur für kugelförmige oder zylindrische Körper geeignet. Dem Autor ist kein Sonar-Prognose-Programm bekannt, das diese Kopplung berücksichtigen kann. Eine hier erarbeitete Erweiterung des Einzahlenwert-Zielmaßes zu einer Matrix von Zielmaßwerten erlaubt eine zuverlässigere Berechnung der Sonargleichung und damit der Detektionswahrscheinlichkeit.

Die eigentliche Formgebung spielt in dieser Arbeit eine eher untergeordnete Rolle. Die Anforderungen an die Formgebung leiten sich aus ihrer Größe, aus dem Schallausbreitungssektor und der Sonarfrequenz ab. Sie sind in wenigen Sätzen formuliert und werden verwendet, um eine klassische Geometrie eines generischen Unterwasserfahrzeugs zu einer Sonar-Stealth-Geometrie umzuformen. Diese beiden Geometrien werden einer Vielzahl von Zielmaßvergleichen unterworfen, um eine möglichst vollständige Überprüfung der Funktionalität zu erhalten.

Den Abschluss bildet die Berechnung der Schallausbreitung gekoppelt mit der Schallstreuung für einige europäische Seegebiete.

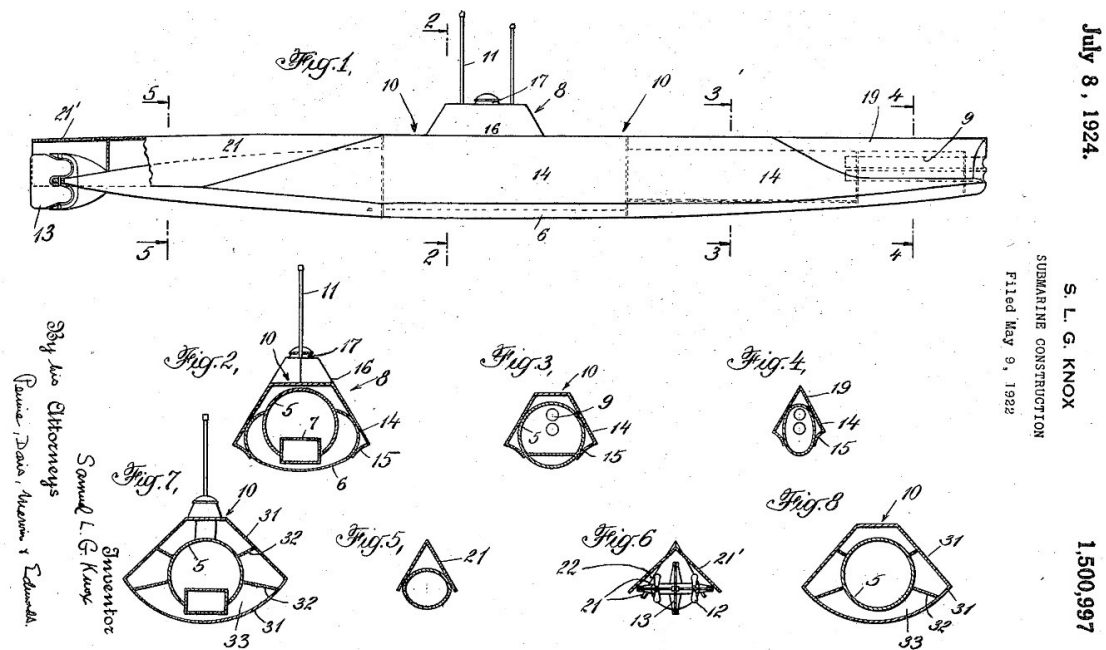


Abbildung 1.1: Patentierte Sonar-Stealth-Form. Abbildung der 1924 patentierten Formgebung zur Reduktion der Detektionswahrscheinlichkeit durch Aktivsonare [1].

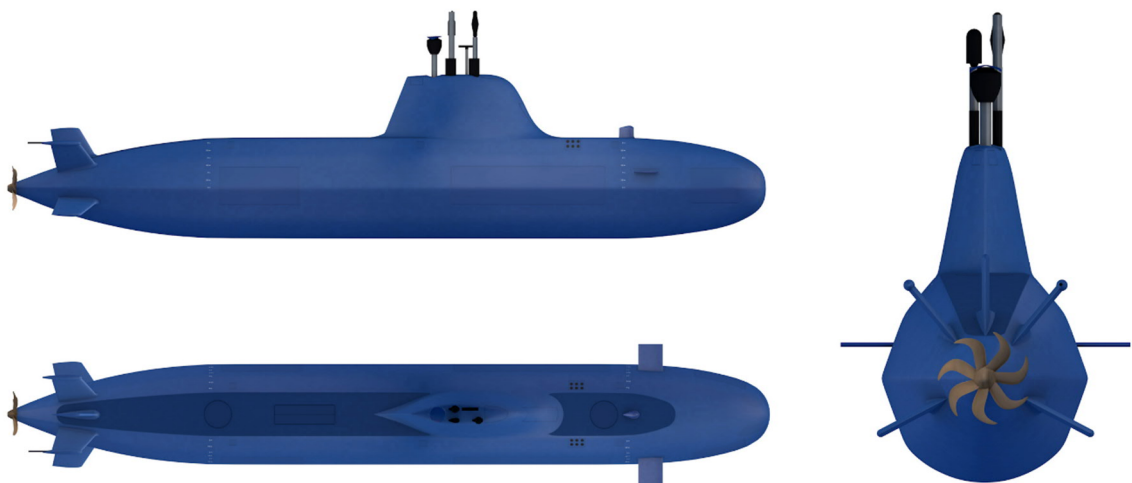


Abbildung 1.2: Prospektabbildung einer Sonar-Stealth-Form. Abbildung eines U-Boot Konzepts aus dem Prospekt der britischen Firma BMT Defence Services Ltd aus dem Jahre 2013 [4].

2. Weiträumige Schallausbreitung

Die Stealth-Technik beruht auf der Eigenschaft, dass das Radar- bzw. Sonarsignal in eine Raumrichtung gestreut wird, die nicht vom Radar/Sonarsystem empfangen werden kann.

Die weiträumige Schallausbreitung im Ozean ist jedoch durch Schallkanalausbreitung gekennzeichnet, sodass sich der Schall auf gekrümmten Bahnen bewegt. Es kann also nicht davon ausgegangen werden, dass das Sonarsignal aus der horizontalen Ebene auf das getauchte Objekt trifft.

Da die Schallausbreitung für die Sonar-Stealth-Form ein zentraler Punkt ist, wird diese zunächst ganz allgemein beschrieben. Mit diesem Hintergrundwissen wird weltweit der maximale vertikale Winkel bestimmt, unter dem sich der Schall über weite Distanzen ausbreiten kann, ohne dabei den Meeresboden zu treffen. Dieser Winkel definiert den vertikalen Schallausbreitungssektor.

Sonaranlagen werden meistens so konzipiert, dass sie möglichst wenig Schallanteile aus Richtung des Meeresbodens empfangen. Da es aber Meeresgebiete gibt, in denen weiträumige Schallausbreitung nur über die Meeresbodenreflexion möglich ist, gibt es spezielle Sonaranlagen, die gerade die Bodenreflexion zur Detektion weit entfernter Objekte verwenden. Aus diesem Grund wird die Beziehung der Schalleinfallswinkel am Objekt und am Meeresboden näher beleuchtet.

Zusammenfassend wird sich ein Schallausbreitungssektor ergeben, der als Bedrohungssektor für das getauchte Objekt definiert wird. Darauf aufbauend ist es möglich, die Formgebung so zu gestalten, dass ein Objekt den Schall in die Raumrichtungen streut, die keine weiträumige Schallausbreitung erlauben.

2.1. Schallausbreitung im Ozean

Niederfrequente Schallwellen breiten sich im Wasser nahezu ungehindert aus. Diese Eigenschaft nutzen Meeressäuger zur Kommunikation, Navigation und Jagd. Auch der Mensch hat sich diese hydroakustischen Methoden im Unterwasserbereich zu Eigen gemacht. Zu den bekanntesten technischen Anwendungen des Unterwasserschalls zählen die Wassertiefenbestimmung und die Erfassung von Unterwasserobjekten. Bei getauchten Messgeräten und Fahrzeugen ist auch die Unterwasserkommunikation bzw. akustische Signalübertragung von großer Bedeutung.

Um den Unterwasserschall für eine Anwendung nutzbar zu machen, muss der Signalpegel oberhalb des Rauschpegels liegen. Das Signal-zu-Rauschverhältnis SNR wird häufig mithilfe der Sonargleichung bestimmt. Für die Aktivsonarortung wird die aktive Sonargleichung herangezogen [5] [6]:

$$SNR = SL - TL_{HIN} + TES - TL_{RÜCK} - NL + AG. \quad (2.1)$$

Dabei ist SL der Sendepiegel des Senders (Source Level), TL_{HIN} ist der Ausbreitungsverlust vom Sender zum Objekt (Transmission Loss oder besser Propagation Loss), TES das Zielmaß (Target Echo Strength), $TL_{RÜCK}$ ist der Ausbreitungsverlust vom Objekt zum Empfänger. NL ist das Umgebungsrauschen und in dem Term AG (Antenna Gain) werden die Antenneneigenschaften zusammengefasst.

Der Ausbreitungsverlust gibt an, um wie viel die Schallintensität einer Schallquelle auf dem Pfad zu einem bestimmten Ort abgenommen hat. Der Ausbreitungsverlust setzt sich zusammen aus der geometrischen Abnahme, der Absorption und ggf. Verlusten durch die Reflexion an der Meeresoberfläche und/oder dem Meeresboden. Insbesondere die geometrische Abnahme lässt sich nur über die Kenntnis der Schallausbreitung abschätzen. Die Schallausbreitung wiederum wird maßgeblich von der Inhomogenität der Schallgeschwindigkeit bestimmt.

2.1.1. Schallgeschwindigkeit im Ozean

Die Schallausbreitung im Ozean oder in See kann durch die Helmholtz-Gleichung beschrieben werden. Die Eigenschaften des Wassers sind in dieser Gleichung alleine durch die Schallgeschwindigkeit beschrieben. Die Kenntnis der Schallgeschwindigkeit reicht also aus, um die Schallausbreitung in einem unbegrenzten Fluid zu bestimmen. Für einige einfache Schallgeschwindigkeitsfelder kann die Schallausbreitung analytisch bestimmt werden [7], aber generell kommen zu diesem Zweck verschiedene numerische Berechnungsmethoden zum Einsatz.

Die Schallgeschwindigkeit c in Fluiden ist über die Gleichung

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (2.2)$$

mit dem Kompressionsmodul $K = \rho_0 \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\theta, S}$ verknüpft. An dieser Stelle ist K der Kompressionsmodul unter adiabatischen Bedingungen (d.h. es wird durch den Kompressionsvorgang keine Wärme mit der Umgebung ausgetauscht), θ die potenzielle Temperatur und S der Salzgehalt. p ist der Druck und ρ die Dichte des Fluids.

Der Kompressionsmodul hängt (nichtlinear) von der Temperatur, dem Druck und dem Salzgehalt ab und entsprechend gilt das ebenso für die Schallgeschwindigkeit. Für das Seewasser gibt es keine analytische Zustandsgleichung und so kann die Schallgeschwindigkeit nur durch empirisch gewonnene Gleichungen angegeben werden. Die beiden geläufigsten Gleichungen (siehe [8]) sind die von Del Grosso [9] und von Chen und Millero [10]. Die Chen und Millero Gleichung ist im UNESCO-Standard der Algorithmen zur Berechnung grundlegender Eigenschaften von Meerwasser [11] genannt und wird in dieser Arbeit zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit herangezogen.

Die Chen und Millero Gleichung ist mit insgesamt 19 Termen wenig übersichtlich. Einfachere Gleichungen findet sich beispielsweise in einer Veröffentlichung von Mackenzie [12] und dem Lehrbuch von Talley [13]. An einer vereinfachten Gleichung wird die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Tiefe z , der Temperatur T und des Salzgehaltes S klar ersichtlich:

$$c(z, T, S) = 1448.96 + 4.59T - 0.053T^2 + 1.34(S - 35) + 0.016z \quad (2.3)$$

Die Schallgeschwindigkeit wird mit der Gleichung (2.3) in Meter pro Sekunde berechnet. Sie beträgt 1449 ms^{-1} in einer Tiefe von 0 m, bei einer Wassertemperatur von 0°C und einem Salzgehalt von 35 psu. Sie steigt pro ein Grad Celsius Temperaturzunahme um 4.6 ms^{-1} , pro ein psu Salzgehaltszunahme um 1.3 ms^{-1} und pro 100 m Tiefenerhöhung um 1.6 ms^{-1} an. Aufgrund der geringen Salzgehaltsänderungen im Ozean hat die Abhängigkeit vom Salz in den meisten Seeregionen nur eine untergeordnete Bedeutung.

2.1.2. Typische Schallausbreitung im Ozean

Die weiträumige Schallausbreitung an einem Ort im Ozean wird maßgeblich vom dort vorhandenen Schallgeschwindigkeitsprofil bestimmt. In dieser Arbeit soll die Schallausbreitung im Ozean anhand von drei typischen Schallgeschwindigkeitsprofilen erklärt werden: durch das Schallgeschwindigkeitsprofil der polaren Breitengrade und durch je ein Schallgeschwindigkeitsprofil der gemäßigten Breitengrade für Sommer und Winter (Abbildung 2.1). Diese Profile sollen stellvertretend einige typische Phänomene erklären und geben bei Weitem nicht die ganze Bandbreite globaler Variationen wieder.

Das Schallgeschwindigkeitsprofil der polaren Breiten ist durch durchmischte kalte Wassermassen bestimmt. D.h. die Temperaturunterschiede zwischen dem Oberflächen- und Tiefenwasser sind nur gering. Mit zunehmender Tiefe steigt der hydrostatische Druck und dadurch nimmt die Schallgeschwindigkeit zu. Folglich befindet sich die niedrigste Schallgeschwindigkeit an der Meeresoberfläche (siehe Abbildung 2.1, links).

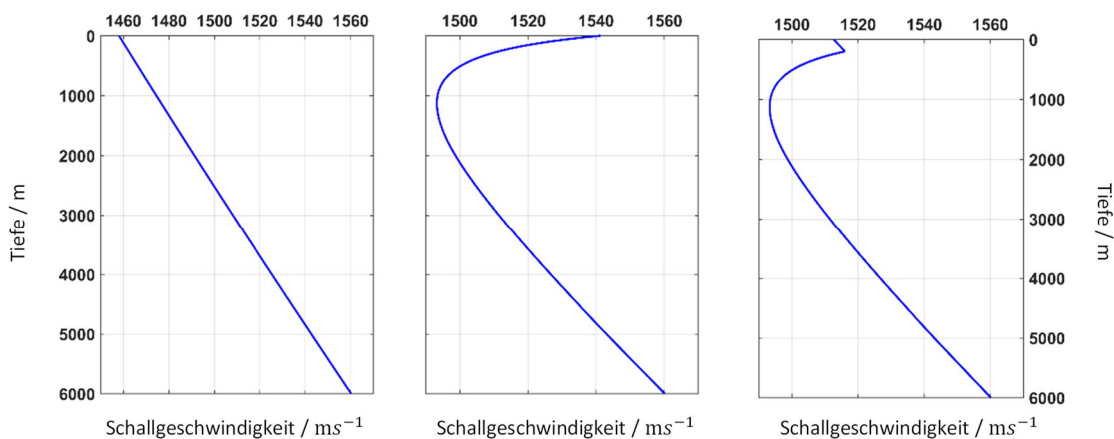


Abbildung 2.1: Typische Schallgeschwindigkeitsprofile. Links ist das Schallgeschwindigkeitsprofil der polaren Breitengrade, mittig das der gemäßigten Breitengrade im Sommer und rechts das der gemäßigten Breitengrade im Winter gezeigt.

Bei den Profilen der gemäßigten Breiten ist in Oberflächennähe das Wasser durch die Sonneneinstrahlung aufgewärmt. Die Erwärmung hat eine Erhöhung der Schallgeschwindigkeit an der Oberfläche zur Folge. Mit zunehmender Tiefe sinkt die Wassertemperatur und entsprechen auch die Schallgeschwindigkeit, da die Temperatur einen größeren Einfluss hat als der Druck. Unterhalb von 1000 m ist die Temperatur nahezu konstant. Von dieser Tiefe an

steigt die Schallgeschwindigkeit aufgrund der Druckzunahme. Folglich ist die niedrigste Schallgeschwindigkeit in etwa 1000 m Tiefe zu finden. Das Sommerprofil der gemäßigten Breiten (siehe Abbildung 2.1, mittig) weist oberhalb der 1000 m Tiefe eine stetig steigende Schallgeschwindigkeit auf. Ein vergleichbares Schallgeschwindigkeitsprofil ist das ganze Jahr über in den tropischen Breitengraden zu finden.

Das Winterprofil der gemäßigten Breiten hat als Folge von Herbst- und Winterstürmen eine durchmischte Oberflächenschicht. Die oberste Wasserschicht hat somit eine konstante Temperatur. Diese durchmischte Wasserschicht kann Schichtdicken von mehr als 200 Metern erreichen [14] [5, p. 158]. Zusammen mit dem Druckeffekt sorgt die konstante Temperatur für eine Zunahme der Schallgeschwindigkeit mit der Tiefe (siehe Abbildung 2.1, rechts). In der obersten Wasserschicht herrscht jetzt ein Schallgeschwindigkeitsprofil vor, dessen Gradient vergleichbar mit dem des polaren Profils ist. Unterhalb der durchmischten Schicht gleicht das Profil dem Sommerprofil. Es entsteht nun der Fall, dass in den oberen 200 m die Schallgeschwindigkeit aufgrund des Druckeffekts mit der Tiefe zunimmt und dann bis in etwa 1000 m Tiefe wieder abnimmt. Unterhalb von 1000 m Tiefe folgt erneut die Zunahme aufgrund des Druckeffekts.

Ein Schallgeschwindigkeitsgradient führt stets zu einer Beugung des Schalls hin zur niedrigeren Schallgeschwindigkeit. So kommt es, dass beim polaren Schallgeschwindigkeitsprofil der Schall immer zur Meeresoberfläche gebeugt wird, dort reflektiert und wieder zur Meeresoberfläche gebeugt wird. Das ist in Abbildung 2.2 mithilfe von Schallstrahlen dargestellt. Auf der Ordinate ist die Tiefe aufgetragen und auf der Abszisse die horizontale Distanz von der Schallquelle. Die Schallquelle befindet sich nahe der Meeresoberfläche, von welcher aus ein Schallstrahlenfächer nach rechts läuft. Reflexionen an der Meeresoberfläche werden entsprechend dem Reflexionsgesetz durch eine Umkehr der vertikalen Ausbreitungskomponente berechnet. Der Auftreffwinkel der Schallstrahlen an der Wasseroberfläche ist gering (also flach) und somit ist der Reflexionsverlust ebenso gering (s.u.). Ein derartiger Schallkanal wird Oberflächenschallkanal genannt (engl. *Surface Duct*) und wird zur Sonarortung verwendet.

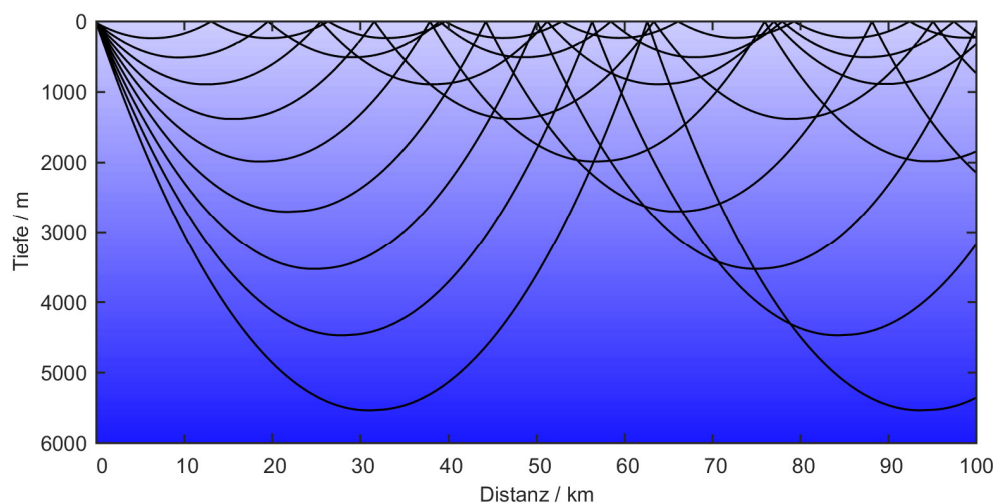


Abbildung 2.2: Polare Schallausbreitung. Schallstrahlen, die entsprechend dem Schallgeschwindigkeitsprofil der polaren Breitengrade gebeugt werden, streben stets zur Wasseroberfläche, an der sie reflektiert werden.

Der Schallstrahlenverlauf für das sommerliche Schallgeschwindigkeitsprofil gemäßigter Breiten ist in Abbildung 2.3 gezeigt. Hier befindet sich der Sender in 1000 m Tiefe, also etwa auf der Tiefe des Schallgeschwindigkeitsminimums. Gut erkennbar ist die Ablenkung der Strahlen stets zum Minimum hin. Strahlen, die durch dieses Minimum gefangen sind, können ungestört tausende von Kilometern wandern [15]. Dieses Schallgeschwindigkeitsminimum wird deshalb als die Schallkanalachse oder früher auch als SOFAR-Kanal-Achse (SOund Fixing And Ranging channel axis) bezeichnet.

Bei dieser Art von Schallgeschwindigkeitsprofilen führt die Beugung der Schallstrahlen dazu, dass es Gebiete gibt, in welche der Schall nicht ungestört/ungedämpft eindringen kann. Solche Gebiete werden Schattenzonen genannt. Im Beispiel der Abbildung 2.3 entsteht so eine Schattzone an der Meeresoberfläche in einem Gebiet, das sich über einen Abstand von etwa 10 bis 50 Kilometer zur Schallquelle konzentrisch ausdehnt. Die höchste vertikale Ausdehnung mit etwa 1000 Meter wird bei etwas mehr als 25 Kilometer erreicht.

Schattenzonen entstehen ebenso unterhalb des Schallkanals wie bereits in Abbildung 2.2 für das polare Schallgeschwindigkeitsprofil erkennbar. Über die Reflexion am Meeresboden und/oder der Meeresoberfläche kann der Schall in die Schattzone eingetragen werden. Da insbesondere die Reflexion über den Boden verlustbehaftet ist, ist die Schallintensität in der Schattzone üblicherweise deutlich geringer als in Gebieten mit direktem Schallpfad. Das Lehrbuch von Burdic [16] gibt für die Schattzone einen Schallpegel an, der etwa 20 dB unter dem einer angenommenen sphärischen Ausbreitung liegt.

Bemerkung: Der Schallstrahlenfächer in Abbildung 2.3 wurde auf den Winkelbereich von -18° bis $+18^\circ$ zur horizontalen Ebene eingeschränkt, um die Schattenzonen hervorzuheben. Bei einem größeren Winkelbereich würden Schallstrahlen über Oberflächen- und Bodenreflexionen die Schattenzonen füllen.

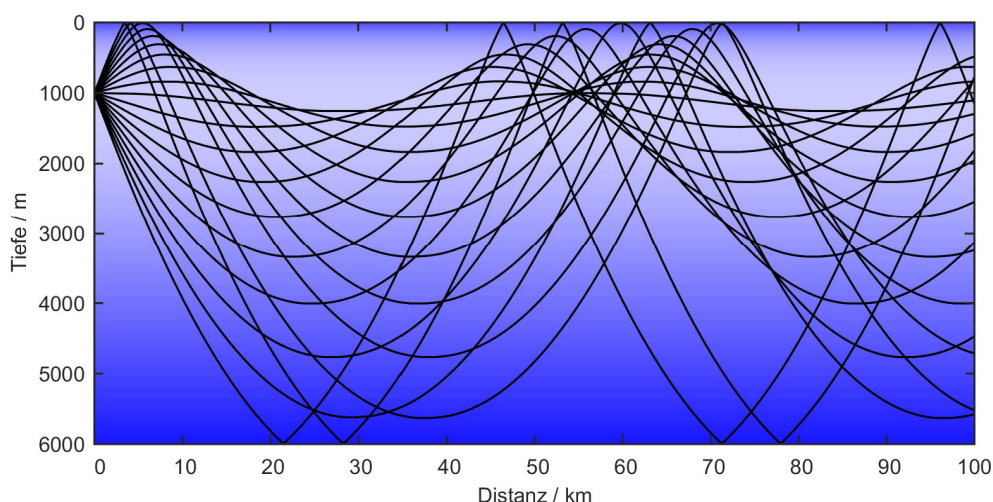


Abbildung 2.3: Schallkanalausbreitung. Schallstrahlen, die von einer Schallquelle in 1000 m Tiefe ausgehen und entsprechend dem sommerlichen Schallgeschwindigkeitsprofil der gemäßigten Breitengrade gebeugt werden, sind im Schallkanal gefangen.

Die Schallleitung im Wasser ist im Vergleich zu elektromagnetischen Wellen sehr gut. Daher gilt auch die Schallausbreitung im Ozean als sehr gut. Diese Aussage begründet sich meistens auf die gute Schallausbreitung im Schallkanal, wie sie am Beispiel des gemäßigten sommerlichen Schallgeschwindigkeitsprofils gezeigt wurde. Wird jedoch bei demselben Schallgeschwindigkeitsprofil die Schallquelle von 1000 Meter Tiefe in 20 Meter Tiefe gesetzt, so entsteht ein ganz anderes Bild der Schallausbreitung (Abbildung 2.4). Der Schall kann jetzt weite Bereiche des Ozeans nicht mehr ungestört erreichen. Der ausgesandte Schall erfährt eine starke Ablenkung nach unten und erreicht erst nach etwa 60 Kilometern wieder die Oberfläche. Dieser Bereich wird Konvergenzzone genannt und wiederholt sich periodisch nach jeweils etwa 60 Kilometern. Abgesehen von den konzentrischen Konvergenzzonen entstehen große Schattenzonen.

Im Allgemeinen vermeiden es Sonaranlagen, den Schall aus Richtung des Meeresbodens zu empfangen, um den Beitrag des Bodennachhalls gering zu halten (Signal-zu-Nachhall-Verhältnis). Für Schattenzonen wurde jedoch eigens die sogenannte *Bottom-Bounce* Sonarmethode entwickelt. Diese Methode blickt über die Bodenreflexion in die Schattenzone [16].

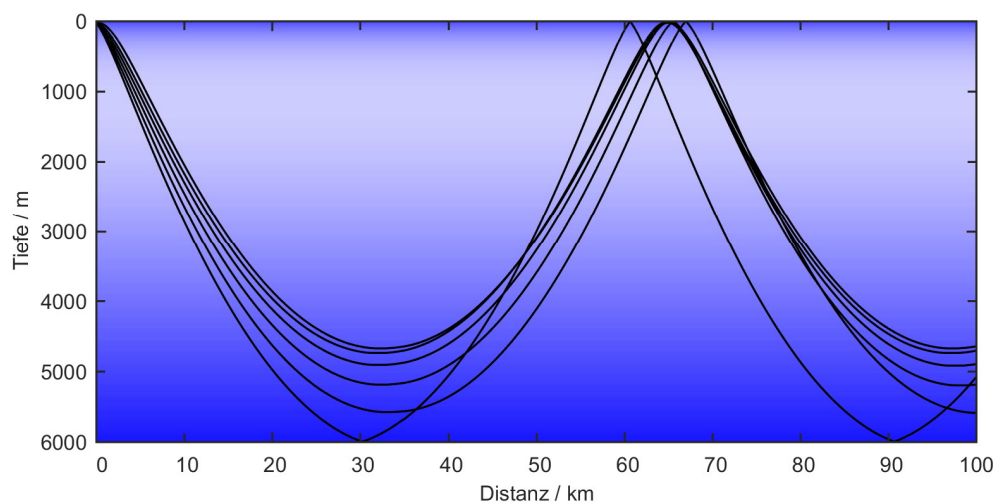


Abbildung 2.4: Konvergenzzonen. Schallstrahlen, die von einer Schallquelle in 20 m Tiefe ausgehen und entsprechend dem sommerlichen Schallgeschwindigkeitsprofil der gemäßigten Breitengrade gebeugt werden, bilden große Schattenzonen und konzentrische Konvergenzzonen.

Ein weiteres wichtiges Schallausbreitungsphänomen entsteht, wenn Herbst- und Winterstürme die oberen Wassermassen durchmischen. Die oberste Wasserschicht weist dann eine konstante Temperatur auf und es entsteht ein Oberflächenschallkanal (siehe Abbildung 2.1, rechts) mit einem lokalen Schallgeschwindigkeitsminimum an der Wasseroberfläche. Die zugehörigen Schallstrahlen werden in Abbildung 2.5 dargestellt. In den oberen 200 Metern sind einige Schallstrahlen gefangen und pflanzen sich durch Oberflächenreflexionen fort. Unterhalb von 200 Metern ergibt sich ein ähnliches Bild wie in Abbildung 2.4 mit Konvergenz- und Schattenzonen. Zur Verdeutlichung der Schallausbreitung in Oberflächennähe wurde die Ordinate auf eine Tiefe von 1500 m begrenzt.

Der Oberflächenschallkanal, falls vorhanden, kann und wird zur Sonarortung benutzt. Zur Vermeidung einer Detektion kann ein Unterwasserfahrzeug unterhalb des Kanals tauchen, um sich somit in der Schattenzone zu befinden.

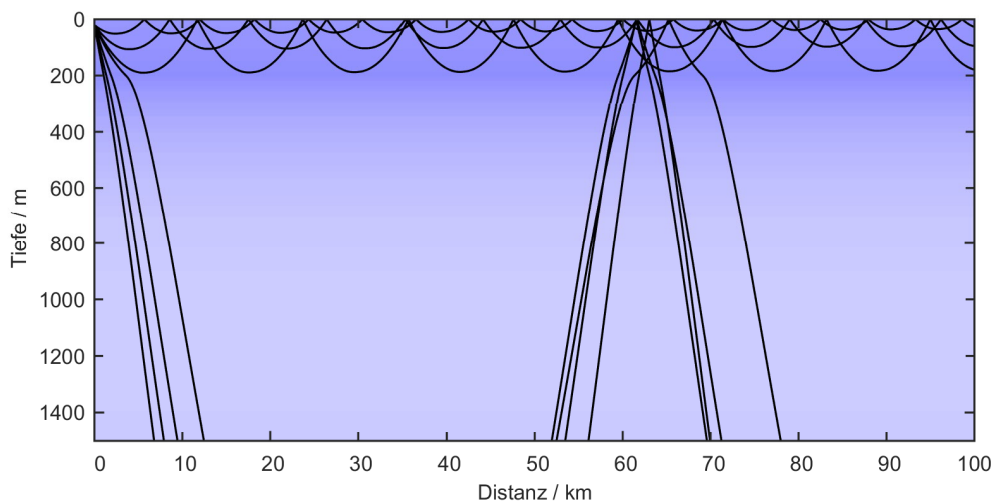


Abbildung 2.5: Oberflächenschallkanal. Einige Schallstrahlen, die von einer oberflächennahen Schallquelle ausgehen und entsprechend dem winterlichen Schallgeschwindigkeitsprofil der gemäßigten Breitengrade gebeugt werden, sind in dem Oberflächenschallkanal (hier bis in 200 m Tiefe) gefangen.

Die weiträumige Schallausbreitung wurde beispielhaft an drei typischen Schallgeschwindigkeitsprofilen beschrieben – am polaren Profil und jeweils an einem Sommer- und Winterprofil für die gemäßigten Breitengrade. Diese Teilung der Schallausbreitung durch das polare und gemäßigte Profil wurde vorgenommen, da sich der Schallkanal in tropischen und gemäßigten Breitengraden in etwa 1000 Meter Tiefe befindet und zu den polaren Breiten hin in Richtung Meeresoberfläche wandert [17] [7].

Ist bei einem Schallgeschwindigkeitsprofil mit einem tiefen Schallkanal die Oberflächenschicht durchmischt, so entsteht in dieser Wasserschicht ein Oberflächenschallkanal. Dieses Phänomen wurde am Winterprofil der gemäßigten Breitengrade erklärt. Für diese Art der Ausbreitung wird der Schall immer wieder an der Wasseroberfläche reflektiert.

2.1.3. Eigenstrahlen

Die vorausgegangenen Abbildungen zeigen einen Schallstrahlenfächer, der von einem Sender ausgesendet wird. Es ist klar, dass nicht alle Strahlen einen gedachten Empfänger erreichen können. Schallstrahlen, die zwei geografischen Punkte (z. B. Positionen des Senders und Empfängers) miteinander verbinden, heißen Eigenstrahlen. Abbildung 2.6 zeigt die Eigenstrahlen für das Sommerprofil der gemäßigten Breitengrade, wobei der Sender und Empfänger einen Abstand von 55 km haben und sich beide in einer Tiefe von 1000 m befinden. Es sind drei Eigenstrahlen ohne Reflexionen an der Wasseroberfläche und/oder am Meeresboden vorhanden: der tieflaufende -1-Strahl mit einem Umkehrpunkt in knapp 5000 m Tiefe und zwei flacher verlaufenden ± 2 -Strahlen mit je zwei Umkehrpunkten. Die Eigenstrahlbenennung (Eigenstrahl-ID) ergibt sich nach der Anzahl der Umkehrpunkte und

einem Vorzeichen, das die abgestrahlte vertikale Richtung angibt [7]. Eine negative Eigenstrahl-ID zeigt an, dass der Strahl vom Sender aus nach unten startet.

Abbildung 2.6 zeigt zudem vier Eigenstrahlen mit Reflexion: Zwei Strahlen mit je einer Oberflächenreflexion und einer Bodenreflexion und ein Strahl mit zwei Oberflächenreflexionen und einer Bodenreflexion. Der steilste abgebildete Eigenstrahl hat zwei Bodenreflexionen und eine Oberflächenreflexion. Strahlen mit mehr als drei Reflexionen sind der Übersichtlichkeit wegen nicht dargestellt. Um einen ungestörten Eigenstrahl mit zwei Umkehrpunkten von einem gestörten (also einem Eigenstrahl mit zwei Reflexionen) zu unterscheiden, bekommen die IDs der gestörten Strahlen häufig noch Buchstaben, die die Reflexionen benennen. So heißt der Eigenstrahl mit einer Boden- und einer Oberflächenreflexion -2rbrsr (-2 refracted – bottom reflected – surface reflected).

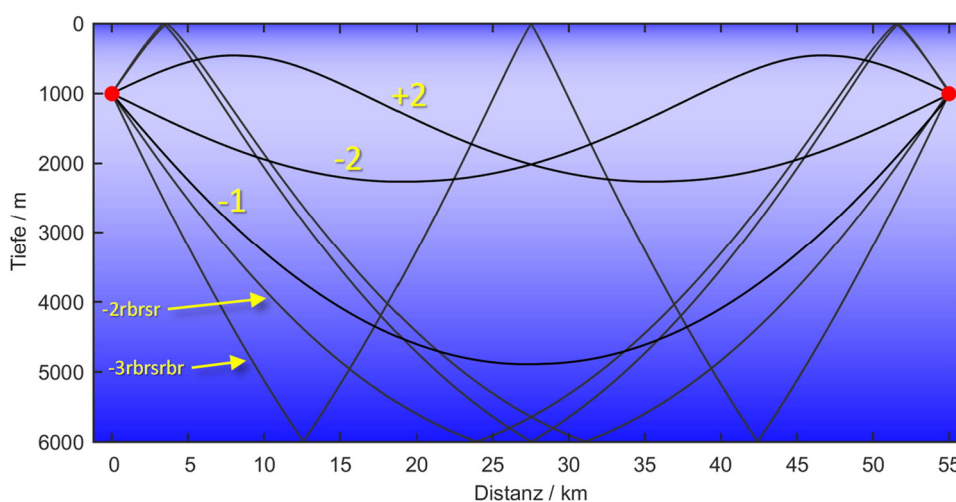


Abbildung 2.6: Eigenstrahlen mit zugehöriger ID. Schallstrahlen die von einer Schallquelle in 1000 m Tiefe ausgehen und einem Empfänger in 55 km Entfernung und ebenfalls in 1000 m Tiefe empfangen werden. Die Benennung der Eigenstrahlen erfolgt mittels Eigenstrahl-IDs.

Eine interessante Eigenschaft der Umkehrpunkte lässt sich aus dem Snelliusschen Brechungsgesetz ableiten, die nicht nur für Eigenstrahlen, sondern für Strahlen im Allgemeinen gilt. Es sei c_1 die Schallgeschwindigkeit an der Position der Schallquelle und c_2 die Schallgeschwindigkeit am Umkehrpunkt. Der Strahl wird unter dem Winkel φ_1 von der Schallquelle abgestrahlt und der Winkel am Umkehrpunkt ist $\varphi_2 = 0$. So gilt [18]

$$\frac{c_1}{\cos \varphi_1} = \frac{c_2}{\cos \varphi_2} = c_2.$$

Wenn der Strahl nicht gerade in die horizontale Ebene abgestrahlt wird ($\varphi_1 = 0$), muss die Schallgeschwindigkeit am Umkehrpunkt größer sein als an der Schallquelle. Weiterhin gilt, dass der obere und untere Umkehrpunkt die gleiche Schallgeschwindigkeit haben.

Eigenstrahlen zeigen die Pfade auf, die der Schall nehmen kann, um von einem Ort zum anderen zu gelangen. Andere Pfade existieren nicht. Da die Geschwindigkeit der Wasserströmungen im Ozean sehr viel kleiner sind als die Schallgeschwindigkeit, kann die Schallausbreitung im Ozean in den meisten Fällen als reziprok angesehen werden. D.h. die

Pfade, die der Schall vom Sender zum Empfänger nehmen kann, gelten auch umgekehrt für den Rückweg – also vom Empfänger zum Sender [7, p. 126].

2.1.4. Schallreflexion an der Meeresoberfläche

Die weiträumige Schallausbreitung im Ozean ist stark durch die Schallkanalausbreitung gekennzeichnet. Befindet sich die Schallkanalachse (das Schallgeschwindigkeitsminimum) an oder nahe der Meeresoberfläche, so pflanzt sich der Schall durch wiederholte Reflexion an der Meeresoberfläche fort (siehe Abbildung 2.2). Die Reflexion an der Grenzfläche von Wasser zu Luft ist nahezu komplett, da die jeweilige Schallkennimpedanz ($Z = \rho c$) von Wasser und Luft mehr als drei Größenordnungen auseinander liegen. Für zwei angrenzende halbinendliche Räume, deren Grenzfläche eine Ebene ist, berechnet sich nach Burdic [16] der Reflexionsfaktor R für ebene Wellen mit der Formel

$$R = \frac{Z_2 \cos \theta_i - Z_1 \cos \theta_t}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t}, \quad (2.4)$$

wobei in diesem Abschnitt $Z_1 \cong 1500 \text{ ms}^{-1} \cdot 1000 \text{ kgm}^{-3} = 1.5 \cdot 10^6 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ die Schallkennimpedanz des Wassers und $Z_2 \cong 340 \text{ ms}^{-1} \cdot 1.2 \text{ kgm}^{-3} \cong 400 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ die Schallkennimpedanz der Luft ist. Der Einfallswinkel ist mit θ_i und der Reflexionswinkel mit θ_t gekennzeichnet (Abbildung 2.7). Die Beziehung zwischen θ_i und θ_t wird durch das Snelliussche Brechungsgesetz

$$\sin \theta_t = \frac{c_2}{c_1} \sin \theta_i \quad (2.5)$$

gegeben. Der Reflexionsfaktor an der Wasser-Luft-Grenzfläche berechnet sich somit nahezu unabhängig vom Einfallswinkel zu $R = -1$, wobei das negative Vorzeichen angibt, dass die Phase der reflektierten Welle um 180° zur Phase der einfallenden Welle gedreht ist.

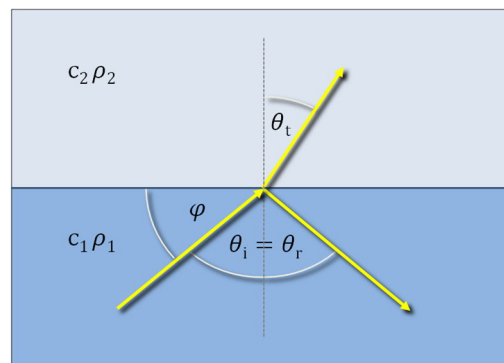


Abbildung 2.7: Winkelbezeichnungen von Schallstrahlen an der Grenzflächen zwischen zwei Medien. Auftreffwinkel φ , Einfallswinkel θ_i , Reflexionswinkel θ_r und Transmissionswinkel θ_t .

Die Reflexion mit einem Reflexionsfaktor von -1 wird als schallweich bezeichnet. Es wird die gesamte Schallintensität reflektiert, jedoch mit verdrehter Phase. In englischsprachiger Literatur findet man häufig den Begriff der „*pressure release surface*“, da die Superposition der beiden Schalldrücke der einfallenden und reflektierten Schallwelle an der Grenzfläche Null ergibt.

In Lehrbüchern wird im Anschluss an die Reflexion der Meeresoberfläche häufig der Lloyd'sche Spiegel erklärt ([5], [6]). Dieser beschreibt die Interferenzeffekte zwischen der tatsächlichen Schallquelle und ihrem Spiegelbild an der Meeresoberfläche. Da beim Lloyd'schen Spiegel von geraden Schallstrahlen ausgegangen wird, ist deren Nutzen für die weiträumige Schallausbreitung, wie sie in dieser Arbeit benötigt wird, nur gering. Dennoch sollte klar sein, dass sich bei vorhandener Mehrwegeausbreitung die Wellen der verschiedenen Pfade überlagern und so konstruktive und destruktive Interferenzen entstehen.

Für die weiträumige Schallausbreitung ist interessanter, wie sich die Reflexion an der Meeresoberfläche unter realen Bedingungen einstellt, denn die Meeresoberfläche kann in den seltensten Fällen als eine perfekte Ebene angenommen werden. Huang [19] beschreibt qualitativ die Auswirkung unterschiedlich rauher Meeresoberflächen auf die Schallreflexion, diese wird hier mit Abbildung 2.8 übernommen. Fall (a) zeigt die Meeresoberfläche als eine perfekte Ebene – die einfallende ebene Welle wird komplett reflektiert und wandert mit invertierter Vertikalkomponente weiter, d.h. der Schall wird nur in Richtung des Ausfallswinkels reflektiert. Die Oberfläche im Fall (b) weist bereits eine (relativ zur Wellenlänge) geringe Rauigkeit auf. Dabei wird der größte Teil der Schallintensität immer noch in Richtung des Ausfallswinkels reflektiert, jedoch sind auch die benachbarten Winkelbereiche ausgeleuchtet. Im Fall (c) nimmt die Oberflächenrauigkeit zu und entsprechend nimmt die reflektierte Komponente ab und die gestreute Komponente zu. Bei sehr starker Rauigkeit (d) ist keine ausgeprägte Reflexion vorhanden, nahezu die gesamte einfallende Schallintensität wird gestreut.

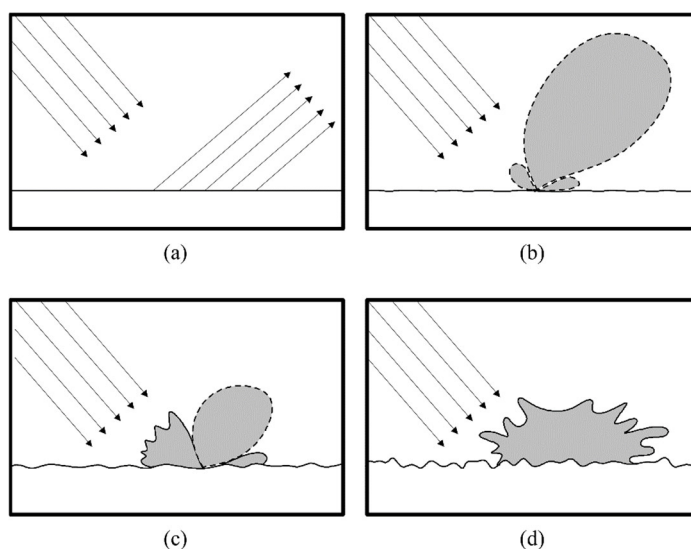


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Reflexion und Streuung an der Grenzfläche Wasser-Luft. Die Rauigkeit des Wassers (unteres Medium) nimmt von a) nach d) stetig zu. Mit leichten Farbänderungen übernommen aus Huang [19].

Die Schallreflexion und Schallstreuung an der Meeresoberfläche hängen also zusammen. Die enorme Anzahl der Veröffentlichungen, die seit den 1950er-Jahren bis heute zu diesem Themenbereich erschienen sind, offenbart, dass das Phänomen komplex und noch nicht abschließend geklärt ist. Die mathematischen Beschreibungen der Oberflächenreflexion reichen von einfachen Modellen wie der Adaption der Rayleigh'schen Lichtstreuung an einer

rauen Oberfläche [20], bis hin zu eigens zu diesem Zweck geschriebenen numerischen Simulationen inklusive zeitlich veränderlicher Meeresoberfläche, um auch die Doppleraufspreizung des reflektierten Signals zu simulieren [21]. Die meisten mathematischen Modelle zur Beschreibung der Schallreflexion an einer rauen Meeresoberfläche lassen sich in die folgenden drei Gruppen einteilen:

Die erste Gruppe sind empirische Modelle. Diese basieren auf Messdaten, die sie möglichst gut reproduzieren sollen. In dieser Gruppe ist besonders das Schulkin-Marsh-Modell bzw. AMOS-Modell bekannt. Es ist ein empirischer Fit an die vielen im Nordatlantik gemessenen AMOS-Daten [22] der Oberflächenschallkanalausbreitung (s.o.) und gibt nach

$$TL_{RL} = \begin{cases} 1.59\sqrt{fh}, & fh \geq 4.2691 \\ 10 \log\left(1 + \left(\frac{fh}{4.14}\right)^4\right), & fh < 4.2691, \end{cases} \quad (2.6)$$

den Reflexionsverlust an der Wasseroberfläche in Abhängigkeit der mittleren Wellenhöhe an [23]. Dabei ist f die Frequenz in kHz und h die mittlere Wellenhöhe (Tal zu Berg) in Fuß-Einheiten. Weitere Beispiele für empirische Modelle sind das von Schulkin 1968 veröffentlichte [24] und das von Baker 1975 veröffentlichte Modell [25].

Die zweite Modell-Gruppe sind statistische Modelle. Viele dieser Modelle gehen von dem Kirchhoff-Helmholtz-Integral (3.1) in seiner schallweichen Formulierung aus, und es wird angenommen, dass die Rauigkeit der Meeresoberfläche so gering ist, dass keine Abschattung der Meeresoberfläche durch die Oberflächenwellen entsteht. Ebenso wird eine Mehrfachreflexion zwischen den Oberflächenwellen vernachlässigt, d.h. das Schallfeld an der Meeresoberfläche wird alleine durch den (ungehindert) einfallenden Schall beschrieben. Die Meeresoberfläche wird durch eine statistische Beschreibung angenähert und das Kirchhoff-Helmholtz-Integral mit statistischen Methoden gelöst. Diese Modelle berechnen den Reflexionsverlust an der Wasseroberfläche abhängig von der mittleren Wellenhöhe und dem Einfallswinkel. Die vielleicht bekanntesten und am häufigsten benutzten Vertreter dieser Gruppe sind das Eckart- und das Marsh-Schulkin-Kneale-Modell.

Das Eckart-Modell von 1953 [20] verwendet für die Statistik der Meeresoberflächenauslenkung eine Gaußverteilung. Das Modell in der modifizierten Form

$$TL_{RL} = -20 \log(I_0(2g)e^{-2g}) \quad (2.7)$$

$$g = (k\sigma \cos(\theta_i))^2$$

wird bis heute noch verwendet [26]. Dabei ist σ die quadratisch gemittelte (Root-Mean-Square) Oberflächenverschiebung und k die Wellenzahl. Die Einheiten müssen so gewählt werden, dass das Produkt $k\sigma$ dimensionslos wird. Der Schalleinfallswinkel θ_i ist entsprechend Abbildung 2.7 definiert und I_0 ist die modifizierte Bessel-Funktion nullter Ordnung. Das ursprüngliche, also das nicht modifizierte Modell, ist ohne die Bessel-Funktion formuliert worden. Eine weitere Modifikation setzt einen Maximalwert für das TL_{RL} von 11 dB, d.h. ungeachtet der Gleichung (2.7) beträgt der Reflexionsverlust nicht mehr als 11 dB.

Das Marsh-Schulkin-Kneale-Modell (MSK-Modell) von 1961 [27] [28] verwendet für die Statistik der Meeresoberfläche das Neumann-Pierson-Meeresoberflächenwellen-Spektrum [29]. Kuo [30] berichtet von verschiedenen Fehlern innerhalb der Herleitung der ursprünglichen MSK-Formulierung und gibt eine korrigierte Gleichung des Modells an. Diese lautet in SI-Einheiten [31]:

$$TL_{RL} = -10 \log \left(1 - 1.516 \times 10^{-4} f^{\frac{3}{2}} \sigma^{\frac{8}{5}} \cos \theta_i \right) \quad (2.8)$$

Die dritte Modell-Gruppe sind numerische Lösungen, die durch Realisierungen der statistischen Meeresoberfläche die Schallreflexion und Schallstreuung berechnen. Dazu zählt insbesondere die sogenannte Integralmethode [32], die ganz analog zur Randelemente Methode (BEM) [33], über die Kollokationsmethode ein lineares Gleichungssystem aufstellt, das anschließend numerisch gelöst wird. Diese Methode wird häufig als Referenz zur Überprüfung der übrigen Methoden verwendet [32] [34] [35] [36]. Weitere Beispiele numerischer Berechnungen sind die bereits erwähnte FEM-Berechnung [37] und PE-Berechnungen wie beispielsweise in den Veröffentlichungen [38], [39] und [40] beschrieben. Die Abgrenzung dieser Modell-Gruppe zu Schallausbreitungsmodellen, insbesondere zu denen für Flachwasseranwendung, ist sehr diffus bis nicht vorhanden.

In Abbildung 2.9 ist der Vergleich einiger in Gruppe eins und zwei beschriebenen Modelle gezeigt. Links für eine quadratisch gemittelte Oberflächenverschiebung von $\sigma = 32$ cm (entsprechend einer Windgeschwindigkeit von 15 kn bzw. Seegang 3) und rechts für $\sigma = 88$ cm (Windgeschwindigkeit von 25 kn bzw. Seegang 5). Die Frequenz der Schallwelle beträgt 1 kHz. Das AMOS-Modell wurde empirisch mit Messdaten bestimmt. Diese Messdaten stammen von Schallausbreitungsbedingungen mit einem flachen Auftreffwinkel und somit ist das Modell nur für kleine Auftreffwinkel gültig.

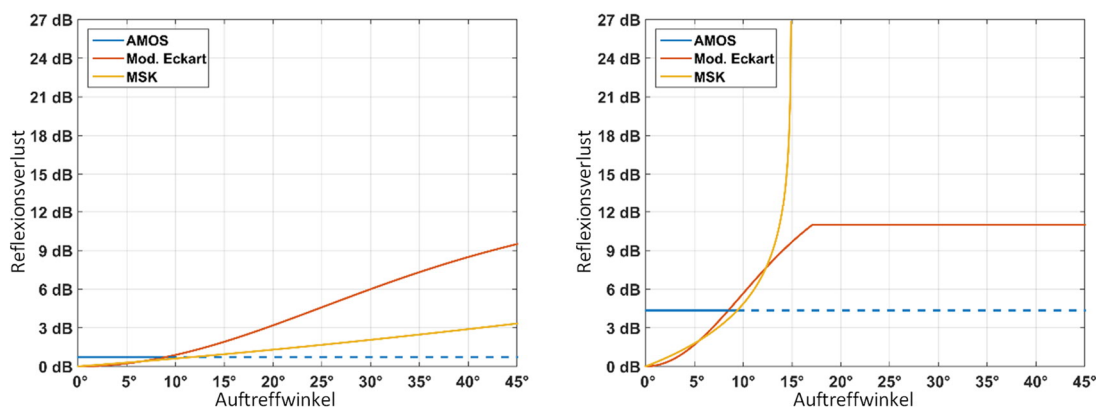


Abbildung 2.9: Vergleich der Reflexionsverlustmodelle an der Wasseroberfläche. Dargestellt ist der Reflexionsverlust einer Schallwelle der Frequenz 1 kHz die unter dem Auftreffwinkel von 0° bis 45° auf die raue Wasseroberfläche trifft für drei Modelle: Das AMOS-Modell, das modifizierte Eckart-Modell und das Marsh-Schulkin-Kneale-Modell (MSK). Links für eine Windgeschwindigkeit von 15 kn und rechts für 25 kn.

Für eine Oberflächenverschiebung von 32 cm zeigen das AMOS- und das MSK-Modell einen geringen bis moderaten Reflexionsverlust. Das modifizierte Eckart-Modell zeigt bei den großen Auftreffwinkeln bereits einen recht großen Reflexionsverlust und erreicht bei 45° fast die 10 dB. Für die Oberflächenverschiebung von 88 cm zeigen die beiden winkelabhängigen Modelle einen schnellen Anstieg des Reflexionsverlustes mit steigendem Auftreffwinkel. Das modifizierte Eckart-Modell geht oberhalb von 17° in den Grenzwert von 11 dB und die Definitionsgrenze des MSK-Modells ist bereits bei 15° erreicht.

Sowohl die statistischen als auch viele numerische Modelle gehen bei der Schallreflexion an der Wasseroberfläche von reinem Seewasser aus. Bei starkem Wind generieren die Wellen Luftbläschen im oberflächennahen Wasser. Diese Bläschen werden häufig als Ursache dafür angesehen, dass der gemessene Reflexionsverlust größer ist als der von den statistischen Modellen berechnete [24]. Die akustische Streuung an solchen Luftbläschen ist bereits durch Urick 1956 [41] in Rückstrommessungen gefunden worden, aber ob es außerdem einen dominanten Effekt bei der Reflexionsminderung im unteren Kilohertz-Bereich gibt, ist auch heute noch Gegenstand von Diskussionen. Norton und Novarini [39] zeigen 2001 durch Parabolic-Equation-Simulationen, dass die Ursache der Reflexionsminderung die Streuung an gesamten Blasenwolken sein könnte, wohingegen Ainslie 2005 [42] die Beugungseffekte solcher Blasenwolken und den damit verbundenen steileren Einfallswinkel als Ursache nennt. Das verdeutlicht, wie komplex die Thematik ist und es verwundert nicht, dass die gemessenen Reflexionswerte stark streuen und von den theoretisch berechneten abweichen. Für verlässliche Schallausbreitungsprognosen in Regionen mit vielen Oberflächenreflexionen (*Surface-Duct-Ausbreitung*) ist es jedoch von großer Bedeutung einen genauen Reflexionsfaktor zu kennen. Eine Abweichung von nur einem dB akkumuliert mit jeder Oberflächenreflexion und erreicht schnell nicht mehr tolerierbare Werte. So haben empirische Modelle, die auf Messdaten basieren, auch heute noch ihre berechnete Anwendung.

Die Reflexionsverluste an der Wasseroberfläche werden innerhalb der Sonargleichung dem Propagationsverlust (Transmissionsverlust) hinzugerechnet.

2.1.5. Schallreflexion am Meeresboden

Der Schallpfad über die Meeresbodenreflexion kann einen signifikanten Beitrag zur Schallintensität an einem Ort beitragen. Das ist insbesondere dann der Fall, wenn der Schall über keinen anderen Pfad an diesen Ort gelangen kann, wie z. B. in Schattenzonen.

Die Berechnung des Reflexionsverlustes am Meeresboden kann im ersten Ansatz genauso behandelt werden wie die (bereits beschriebene) Reflexion an der statistisch rauen Meeresoberfläche [43]. Allerdings wird hier nicht die schallweiche Reflexion mit $R = -1$ sondern die schallharte Reflexion mit $R = +1$ angenommen. Die schallweiche Reflexion ist an der Wasseroberfläche eine sehr gute Annahme, aber die schallharte Reflexion an dem Meeresboden nicht. Selbst bei Granit ($\rho = 2800 \text{ kgm}^{-3}$, $c = 3800 \text{ ms}^{-1}$) ist der Reflexionsfaktor für den normalen Schalleinfall 0.75, also um 2.5 dB geringer als bei einer schallharten Reflexion. Typische Materialien am Meeresboden haben jedoch eine geringere Dichte und eine geringere Schallgeschwindigkeit als Granit und somit ist der Reflexionsfaktor ebenfalls geringer.

Der Reflexionsfaktor am Meeresboden variiert mit dem Schalleinfallswinkel und kann nicht konstant über den Schalleinfallswinkel angenommen werden. Ab dem Glanzwinkel entsteht zwar eine Totalreflexion mit dem Betrag des komplexwertigen Reflexionsfaktors von 1, aber mit winkelabhängiger Phase.

Eine Frequenzabhängigkeit des Reflexionsfaktors stellt sich bei absorbierenden Bodentypen ein, da eine Absorption eine frequenzabhängige Schallgeschwindigkeit voraussetzt [44]. Weiterhin ergibt sich durch einen Schichtaufbau des Meeresbodens zusätzlich noch eine Frequenzabhängigkeit des Reflexionsfaktors.

Ist der Schichtaufbau bekannt, so können analytische Schallreflexionsmodelle zur Anwendung kommen wie sie zum Beispiel bei Brekhovskikh und Godin [45] und Jensen et al. [46] oder auch bei dem GABIM (Geoacoustic Bottom Interaction Model) [47] zu finden sind. Diese Modelle können den Meeresboden als ein geschichtetes elastisches Medium darstellen, wobei unter elastisch zu verstehen ist, dass neben den Longitudinalwellen auch Transversalwellen berücksichtigt werden. Das Schallausbreitungsmodell OASES (Ocean Acoustic and Seismic Exploration Synthesis) hat mehrere Meeresboden-Reflexionsmodelle zur Auswahl. Das physikalisch aufwendigste berechnet den Meeresboden als ein geschichtetes poroelastisches Medium [48], d.h. es werden die elastischen wie auch die porösen Eigenschaften des Meeresbodens im Modell berücksichtigt. Solche Beschreibungen basieren häufig auf dem Biot-Modell [49], das ein fluidgesättigtes poröses Medium anhand der physikalischen Größen der festen und der flüssigen Komponente, sowie der Bindungsstruktur der festen Komponente beschreibt. Sand auf dem Meeresboden ist nicht schwammartig, sondern eine lose Ansammlung von kleinen festen Partikeln. Zur Beschreibung des Sands kann die Bindungsstruktur der festen Komponente vernachlässigt werden und das Biot-Modell in das sogenannte EDFM (Effective Density Fluid Model) überführt werden [50] [51] [52]. Der Vorteil des EDFM ist, dass sich die daraus resultierenden Materialparameter (effektive Dichte und Schallgeschwindigkeit) leicht in bereits bestehende akustische Berechnungsverfahren integrieren lassen.

Im Folgenden werden einige Berechnungsmodelle mit Reflexionswerten unterschiedlicher Bodentypen vorgestellt. Das erste Reflexionsmodell ist das häufig benutzte APL-UW94 Modell [53]. Dieses ist ein reines Fluid-Modell, d.h. im Wasser wie auch im Boden betrachtet es nur die Longitudinalwelle. Es berechnet die Reflexion unter der Annahme von zwei halbunendlichen Räumen (Wasser und Boden) mit ebener Grenzfläche. Unterschiedliche Bodentypen werden anhand ihrer Dichte, Schallgeschwindigkeit und des Verlustfaktors (bezüglich der Kreiswellenzahl) beschrieben. Zur Berechnung der Rückstreuung hat das APL-UW94 Modell noch Rauigkeitsparameter hinterlegt, diese fließen in die Reflexionsberechnung jedoch nicht ein. Das APL-UW94 soll im Frequenzbereich von 10 kHz bis 100 kHz frequenzunabhängig gültig sein. Die Reflexionswerte sind winkelabhängig in Abbildung 2.10 gezeigt, wobei sie in der Legende in Reihenfolge der absteigenden Schallgeschwindigkeit eingetragen sind.

Das APL-UW94 Modell berechnet eine auffallend starke Reflexion der schnellen Bodentypen, die sich teilweise bis zu sehr steilen Auftreffwinkeln erstreckt. Die Trennlinie bildet dabei der Typ „Sandiger Schlick, kiesiger Schlamm“ mit einer dem Wasser fast identischen Schallgeschwindigkeit.

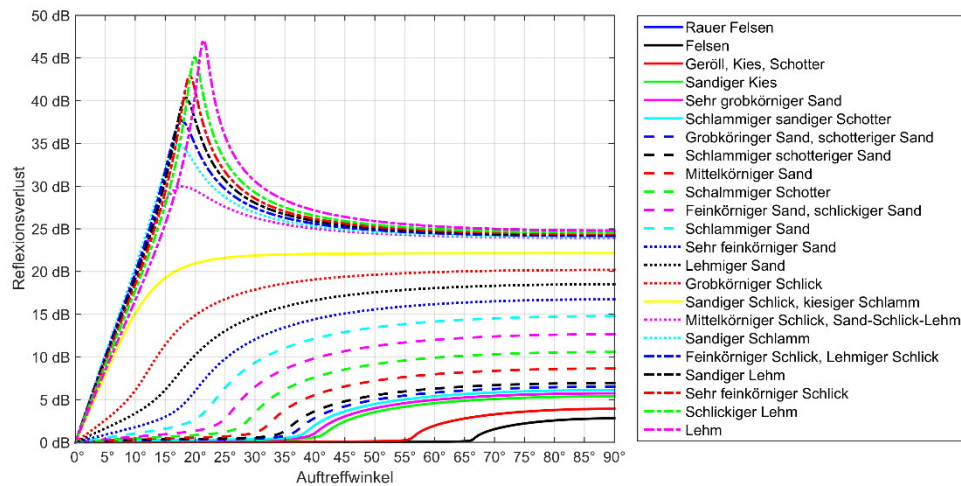


Abbildung 2.10: Reflexionsverlust verschiedener Meeresbodentypen, APL-UW94 Modell.

Das zweite Modell heißt GABIM (A Geoacoustic Bottom Interaction Model) [47] und wurde aus dem OASES-Code herausgelöst. Es ist ein Teil des *Sonar Simulation Toolset* Pakets, das von der U.S. Marine benutzt wird [54]. Dieses Modell kann die Reflexion von geschichteten elastischen Böden rechnen und hat eine angegebene Gültigkeit von 100 Hz bis 100 kHz [54]. Für die niedrigen Frequenzen ist die Kenntnis des Schichtaufbaus nötig. Wird der Meeresboden als ein homogener Halbraum modelliert, so sind die Reflexionswerte frequenzunabhängig. Abbildung 2.11 zeigt die Reflexionswerte unterschiedlicher Bodentypen mit den Bodenparameterwerten, wie sie 2010 von Jackson at al. [47] angegeben wurden.

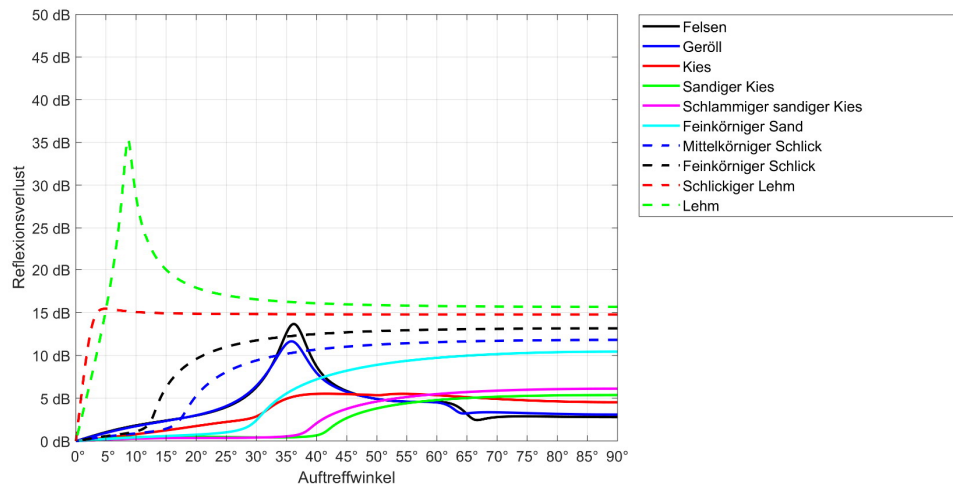


Abbildung 2.11: Reflexionsverlust verschiedener Meeresbodentypen, GABIM Modell.

Im Vergleich zu dem APL-UW94 Modell fällt auf, dass die Reflexion beim GABIM Modell für den felsigen Boden nicht mehr so stark ausgeprägt ist. Das liegt an der zusätzlichen Implementierung der Transversalwelle. Bei den angegebenen Bodenparametern haben nur die schnellsten drei Bodentypen (Felsen, Geröll und Kies) eine nennenswerte Transversalkomponente. Die Berechnung von Bodentypen ohne Transversalkomponente unterscheidet sich

somit nicht wesentlich von dem einfacheren APL-UW94 Modell. Die Unterschiede, die für gleichnamige Bodentypen auftreten, sind in den unterschiedlichen Bodenparameterwerten der beiden Modelle begründet.

Ein weiteres Modell, das insbesondere für sandige Böden benutzt wird, ist das EDFM. Dieses berechnet die beiden Bodenparameterwerte Schallgeschwindigkeit (longitudinal) und komplexe Dichte aus den Parametern, die ansonsten für das Biot-Modell benutzt werden. Damit lässt sich eine poröse elastische Schicht in einem reinen Fluidmodell, wie es beispielsweise das APL-UW94 Modell ist, berücksichtigen. Das Modell berechnet frequenzabhängige Parameter, sodass auch ohne eine vorhandene Schichtung die Reflexionswerte bereits frequenzabhängig sind. In Abbildung 2.12 ist der Reflexionsverlust des sandigen Bodens für verschiedene Frequenzen dargestellt (Bodenparameter entsprechend Isakson et al. 2012 [43]). Auffällig ist, dass das elastische Reflexionsmodell stets stärkere Reflexionen berechnet als das EDFM-Modell, und dass das fluide Modell stets stärkere Reflexionen berechnet als das elastische Modell.

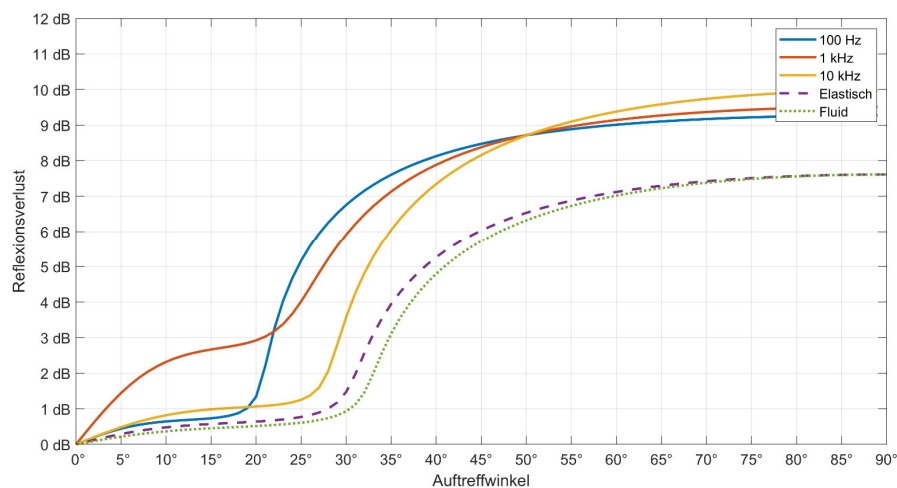


Abbildung 2.12: Vergleich der Reflexionsmodelle für sandigen Boden. Ergebnisse des EDFM-Modells werden für verschiedene Frequenzen den Ergebnissen des elastischen Reflexionsmodells und dem fluiden Modell gegenübergestellt (beide frequenzunabhängig). Bodenparameter sind entsprechend der Referenz [43] gewählt.

Offensichtlich sinkt die berechnete Reflexion mit steigender Komplexität des Berechnungsmodells. Je mehr physikalische Prozesse die Schallenergie anregen kann, desto weniger Schallenergie kann zur reinen Reflexion zur Verfügung stehen.

An Grenzschichten zwischen Fluiden oder Festkörpern können auch Oberflächenwellen (bzw. interne Grenzflächenwellen) angeregt werden (Kap. 4.4 in [45]), die in den oben genannten Berechnungsmodellen nicht enthalten sind. Es ist davon auszugehen, dass auch diese einen Einfluss auf das Reflexionsverhalten haben. Weiterhin fehlt eine potenziell vorhandene Schichtung und Rauigkeit des Meeresbodens. Diese werden ebenso einen Einfluss auf das Reflexionsverhalten haben. Folglich wird die Reflexion noch geringer ausfallen als mit dem EDFM-Modell berechnet.

Aufgrund der genannten Komplexität einer analytischen Beschreibung der Reflexion am Meeresboden bietet sich an, auch gemessene Daten und empirische Reflexionsmodelle zu betrachten. Es wird berichtet, dass die U.S. amerikanische Marine für den Frequenzbereich zwischen 1 kHz und 4 kHz ein frequenzunabhängiges Bodenreflexionsmodell benutzt, das auf Messdaten basiert [5] [6] [16]. Dieses Modell wird HFBL-Modell (High Frequency Bottom Loss) genannt. Die Reflexion am Meeresboden wurde über weite Teile der Weltmeere gemessen und deren Klassifizierung erfolgt in neun Bodentypen mit unterschiedlichem Reflexionsverhalten. Die Kartierung ist nicht öffentlich, die Reflexionswerte der neun Bodentypen jedoch schon. Sie sind in Abbildung 2.13 links dargestellt.

Das australische Verteidigungsministerium legte die Daten der Bodenreflexion einer großen Messkampagne zur *Bottom-Bounce*-Methode entlang des 155° E Schnitts offen [55]. Die Reflexionsdaten für die Frequenz von 1 kHz werden im rechten Teil der Abbildung 2.13 gezeigt. Für die hier gezeigte Darstellung sind die Messungen, die negative Reflexionswerte zeigen, vom Autor dieser Arbeit ignoriert worden, da diese als unphysikalisch einzustufen sind (negative Reflexionspegel in der dB-Skala bedeuten, dass mehr Schallenergie reflektiert wird als einfällt).

Diese beiden Datensätze zeigen ähnliche Reflexionswerte. Für eine Frequenz von 1 kHz und oberhalb eines Auftreffwinkels von 20° ist ein Reflexionsverlust zwischen 3 dB und 30 dB zu erwarten. Weiterhin ist in den Messdaten tendenziell eine Zunahme des Reflexionsverlustes mit steigender Frequenz erkennbar ([56], [55]). Dieses ist vermutlich zu einem Teil auf die Rauigkeit des Meeresbodens zurückzuführen, da sich diese mit steigender Frequenz immer stärker auswirkt.

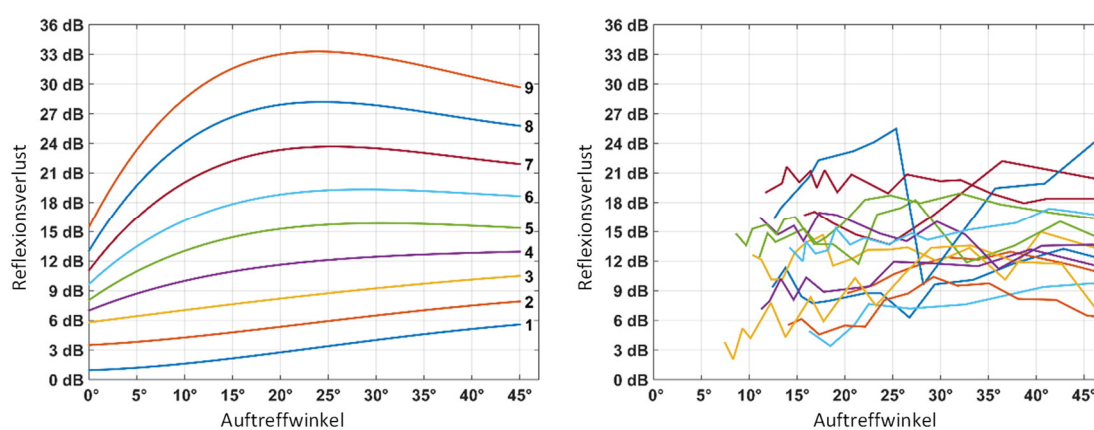


Abbildung 2.13: Empirisches HFBL-Meeresbodenreflexionsmodell und gemessene Daten. Links: HFBL-Modell für die Bodentypen 1 bis 9. Rechts: Gemessene Reflexionswerte bei 1 kHz entlang des 155° E Meridians (östlich von Australien).

Als Fazit kann damit festgestellt werden, dass die Schallreflexion über den Meeresboden eine Möglichkeit sein kann, Schallenergie in die Schattenzone zu leiten. Die Reflexion über den Meeresboden ist jedoch verlustbehaftet. Für eine Sonarfrequenz von 1 kHz ist ein Reflexionsverlust zwischen 3 dB und 30 dB zu erwarten. Ebenso wie der Reflexionsverlust an

der Meeresoberfläche wird der Reflexionsverlust am Meeresboden innerhalb der Sonargleichung dem Propagationsverlust hinzugerechnet.

2.1.6. Absorption

Bei der Berechnung des Ausbreitungsverlusts sollte auch die Reduktion des Schallpegels durch die Absorption nicht unbeachtet bleiben. Für sehr niedrige Frequenzen oder kurze Distanzen kann sie möglicherweise vernachlässigt werden, aber ob das gerechtfertigt ist, bedarf einer Abschätzung.

Die Absorption in reinem Wasser beruht auf der Scher- und Volumenviskosität; im Meerwasser kommen noch die Relaxationen einiger Moleküle hinzu (hauptsächlich MgSO_4 und B(OH)_3) [5, pp. 104-105]. Die Gleichung von Francois und Garrison [57] [58] aus dem Jahre 1982 gilt allgemein als ausreichend genau und wird häufig in Standardwerken benutzt, wie z. B. [6, p. 93] [17, p. 109]. Dennoch kann der mit dieser Gleichung berechnete Absorptionskoeffizient um $\pm 10\%$ vom realen Wert abweichen [53]. Die Gleichung beinhaltet zwei Relaxationsterme und einen viskosen Term. Die Koeffizienten A_i, P_i und Relaxationsfrequenzen f_i wurden empirisch ermittelt und sind in Abhängigkeit der Temperatur T , dem Salzgehalt S , dem Säuregrad pH , der Tiefe D und der Schallgeschwindigkeit c angegeben. Die Gleichung gibt den Absorptionskoeffizienten in dB pro Kilometer an:

$$\alpha = \frac{A_1 P_1 f_1 f}{f_1^2 + f^2} + \frac{A_2 P_2 f_2 f}{f_2^2 + f^2} + A_3 P_3 f^2, \text{ mit}$$

$$A_1 = \frac{8.86}{c} \cdot 10^{0.78 \cdot pH - 5}$$

$$P_1 = 1$$

$$f_1 = 2.8 \left(\frac{S}{35} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot 10^{4 - \frac{1245}{T+273}}$$

$$A_2 = 21.44 \frac{S}{c} (1 + .025T)$$

$$P_2 = 1 - 1.37 \cdot 10^{-4} D + 6.2 \cdot 10^{-9} D^2 \quad (2.9)$$

$$f_2 = 8.17 \cdot \frac{10^{8 - \frac{1990}{T+273}}}{1 + .0018(S-35)}$$

für $T \leq 20^\circ\text{C}$:

$$A_3 = 4.937 \cdot 10^{-4} - 2.59 \cdot 10^{-5} T + 9.11 \cdot 10^{-7} T^2 - 6.5 \cdot 10^{-8} T^3$$

für $T > 20^\circ\text{C}$:

$$A_3 = 3.964 \cdot 10^{-4} - 1.146 \cdot 10^{-5} T + 1.45 \cdot 10^{-7} T^2 - 6.5 \cdot 10^{-10} T^3$$

$$P_3 = 1 - 3.83 \cdot 10^{-5} D + 4.9 \cdot 10^{-10} D^2$$

Dabei sind die Einheiten der Terme A_1 und A_2 $\text{dB km}^{-1} \text{kHz}^{-1}$ und von A_3 $\text{dB km}^{-1} \text{kHz}^{-2}$. Die beiden Terme f_1 und f_2 haben die Einheit kHz und P_1 bis P_3 sind dimensionslos. Abbildung 2.14 zeigt exemplarisch den Absorptionskoeffizienten für das Mittelmeer in 150 m Tiefe.

Innerhalb der Sonargleichung wird die Absorption dem Propagationsverlust hinzugerechnet.

Es sei angemerkt, dass trotz der vorhandenen Absorption im Seewasser die Frequenzabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit bis in den Megahertz-Bereich praktisch vernachlässigbar ist. Mit der Gleichung 30b in Referenz [44] ergibt sich bei einer Erhöhung der Frequenz von 1 Hz auf 1 MHz eine Zunahme der Schallgeschwindigkeit von nur 1 m/s.

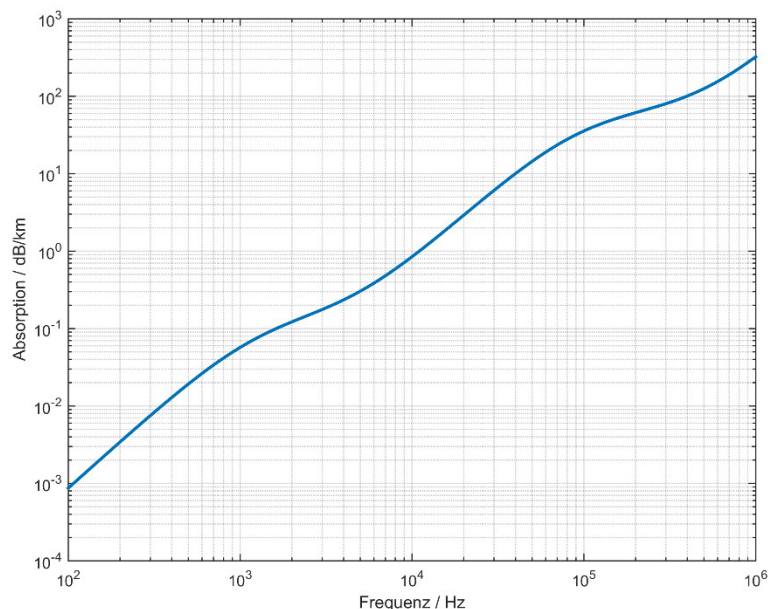


Abbildung 2.14: Schallabsorption von Seewasser berechnet nach Francois und Garrison [57] [58]. Die dargestellte Kurve ist für eine Tiefe von 150 m, eine Wassertemperatur von 13.8 °C, einen Salzgehalt von 35 psu und einen pH-Wert von 8 berechnet.

2.1.7. Umgebungsrauschen

Das Umgebungsrauschen bildet einen eigenen Baustein in der Sonargleichung und ist bei einer guten Sonaranlage der Term, an dem sich das Nutzsignal messen lassen muss.

Ab den 1940er-Jahren wurde das Umgebungsrauschen intensiv vermessen und in Verbindung mit dessen Quellen gebracht. Dies wurde in der Arbeit von Wentz 1962 [59] zusammengefasst. Die Abbildung 13 in der Arbeit von Wentz wird bis heute inhaltlich unverändert zur Beschreibung des Umgebungsrauschens herangezogen und ist hier mit Abbildung 2.15 in einer farbigen Version aus Referenz [60] wiedergegeben.

Für den in dieser Arbeit betrachteten Frequenzbereich von 1 kHz bis 10 kHz ist maßgeblich das Wetter für das akustische Umgebungsrauschen verantwortlich. Windgenerierte Wellen und Niederschlag erzeugen Rauschen in genau diesem Frequenzbereich. Das Maß der windgenerierten Wellen wird durch den Seegang (engl. *Sea State*) angegeben, dessen Stärke üblicherweise als Zahl von 0 bis 9 angegeben wird. International anerkannte Tabellen setzen den Seegang, die Windgeschwindigkeit und die Wellenhöhe in Verbindung [61] [62]. Natürlich können auch nahe gelegene menschliche oder tierische Aktivitäten das Umgebungsrauschen dominieren.

Grundsätzlich gelten für alle akustischen Signale die gleichen Schallausbreitungsgesetze, denn für die Schallausbreitung ist es irrelevant, ob das Geräusch durch den Aufschlag eines

Regentropfens an der Wasseroberfläche oder durch eine Sonaranlage erzeugt wurde. Insbesondere zur Prognose von Schiffslärm werden analoge Berechnungsverfahren verwendet [63]. Die Wenz-Spektren werden meistens in inverser Form verwendet. D.h. das akustische Hintergrundrauschen wird gemessen und daraus der Seegang bestimmt (ungeachtet dessen, welche Wellenhöhe tatsächlich an der Oberfläche vorhanden ist). Das hat den weiteren Vorteil, dass so die Schallausbreitung in Bezug auf das Rauschen nicht berechnet werden muss.

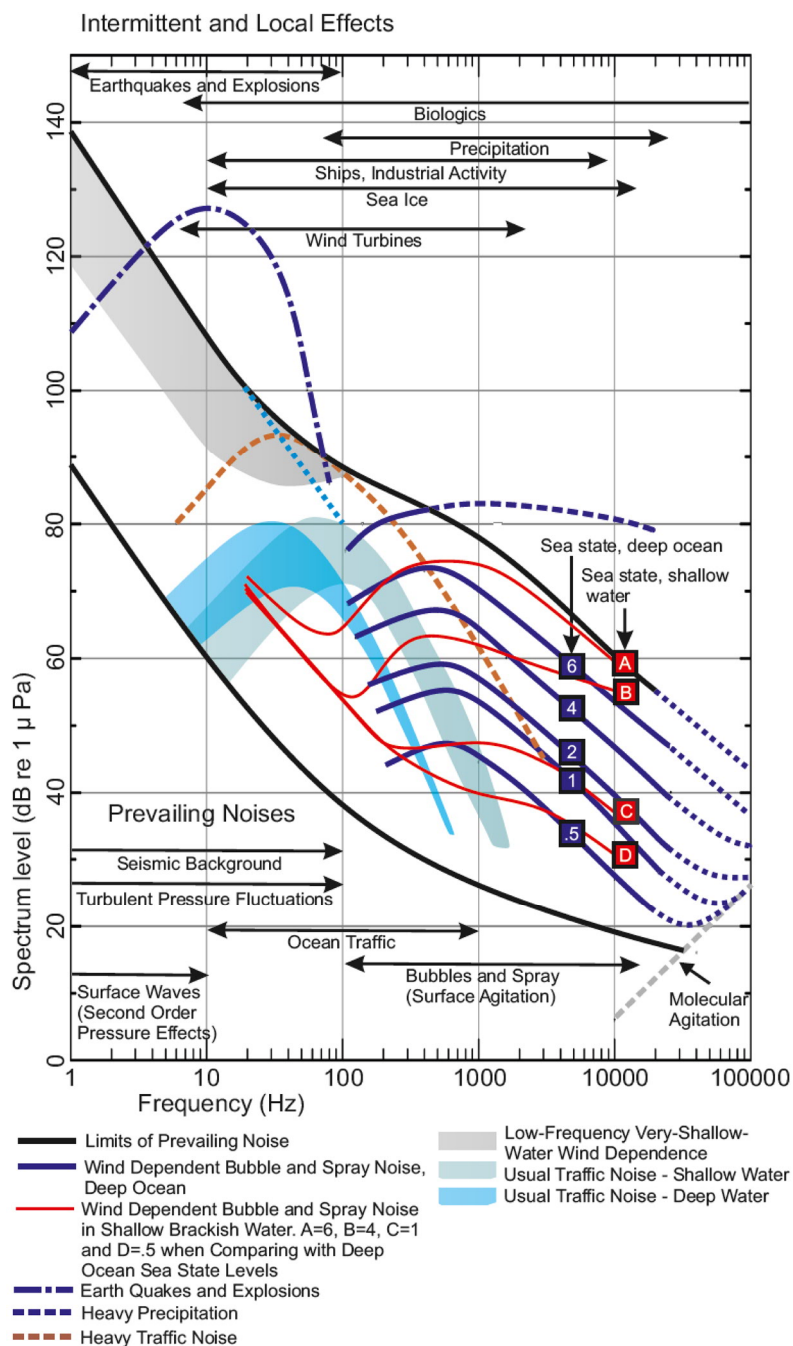


Abbildung 2.15: „Wenz-Spektren“ des Umgebungsrauschens [60].

Durch die Sonargleichung lässt sich das Signal-zu-Rausch Verhältnis berechnen. Das Umgebungsrauschen ist häufig das dominante Rauschen einer Sonaranlage. Bei der Verwendung spektraler Rauschpegel muss drauf geachtet werden, über die Bandbreite des Empfängers zu integrieren.

2.1.8. Numerische Berechnung der Schallausbreitung

Es gibt viele unterschiedliche numerische Methoden, um die Schallausbreitung (und damit den Ausbreitungsverlust) unter Wasser zu berechnen. Die geläufigsten sind: die Schallstrahlen-Methode, die Wellenzahl-Integration, die Normalmoden-Methode, die numerische Lösung der parabolischen Gleichung sowie die finiten Differenzen und die finiten Elemente [46].

All diese numerischen Methoden haben gewisse Vor- und Nachteile. Bei den finiten Differenzen und den finiten Elementen muss das gesamte Simulationsgebiet vernetzt werden, wobei die Elementgröße in der Größenordnung von einem Zehntel der Wellenlänge liegen muss. Auch wenn sich die meisten Fragestellungen der weiträumigen Schallausbreitung mit einem zweidimensionalen Simulationsgebiet bearbeiten lassen, so werden die Methoden der finiten Differenzen und finiten Elemente überwiegend für tiefe Frequenzen bzw. geringe räumliche Ausdehnungen verwendet. Die feine Vernetzung des Berechnungsgebiets ist andererseits auch ein Vorteil dieser Methoden. So haben sie zum Beispiel die Möglichkeit, die Meeresbodenstruktur detailgetreu abzubilden [37]. Weiterhin zeichnen sich diese Methoden dadurch aus, dass die Schallwellengleichung ohne weitere Annahmen numerisch gelöst wird und so eine Vielzahl von Phänomenen enthalten sind, die in anderen Berechnungsmethoden vernachlässigt werden, wie zum Beispiel Beugungseffekte und Rückstreuung.

Die Normalmoden-Methode ergibt sich aus der Helmholtz-Gleichung unter der Annahme von entfernungsunabhängigen Wassereigenschaften (horizontal geschichtetes Medium) und der Anwendung der Modenmethode [7]. Der Schall wird durch vertikale Moden dargestellt, die jeweils eine eigene Gruppengeschwindigkeit aufweisen. Diese Methode ist numerisch schnell berechenbar und kann den Meeresboden als ebenen fluiden Boden berücksichtigen. Sie eignet sich für weite Ausbreitungsdistanzen mit Überlagerung des Schalls von vielen Pfaden (Mehrwegeausbreitung). Um das Signal eines einzelnen Schallpfads richtig darzustellen, muss jedoch eine hohe Anzahl an Moden integriert werden [7].

Die parabolische Gleichung (PE) wird ebenso aus der Helmholtz-Gleichung hergeleitet. Die erste Herleitung für die Unterwasserschallanwendung findet sich bei F. D. Tappert 1977 [64]. Im Gegensatz zur Normalmoden-Methode wird es bei der PE vermieden, die Annahme der horizontalen Homogenität zu machen. Die PE ist für die Entfernungsabhängigkeit bekannt und wird somit häufig für Problemstellungen verwendet, bei denen Meeresbodenstrukturen berücksichtigt werden müssen (Flachwasserausbreitung). Die klassische PE ist nicht für Rückstreuphänomene geeignet, da die numerische Berechnung von einem Entfernungsschritt zum nächsten propagiert und somit der Schall nicht entgegen der numerischen Berechnungsrichtung laufen kann. Die PE gilt häufig als Referenz, wenn es darum geht, Schallausbreitungsverluste zu berechnen.

Schallstrahlenmodelle sind als Hochfrequenznäherung der Schallausbreitung zu betrachten. Sie gehen davon aus, dass sich der Schall entlang von Schallstrahlen ausbreitet. Die Schallstrahlenmethode lässt sich bereits aus dem Snelliusschen Gesetz ableiten. Es ist sicherlich mit Abstand die schnellste Berechnungsmethode der Schallausbreitung in See. Auch wenn diese Methode sehr einfach ist, kann sie dennoch für viele Fragestellungen zuverlässige Ergebnisse liefern [65] [66] [46] [7] [16]. Problematisch bei dieser Methode sind insbesondere Schattenzonen und Kaustiken. Schattenzonen sind Bereiche, die von keinem Schallstrahl erreicht werden, sodass dort rechnerisch keine Schallintensität vorhanden ist. Das ist jedoch so nicht richtig, da Beugung und Dispersion dennoch zu einer gewissen Schallintensität in der Schattenzone beitragen. In Kaustiken, in denen sich Schallstrahlen kreuzen, berechnet die Schallstrahlenmethode wiederum zu große Schallintensitäten, die in der Realität so nicht gemessen werden. Generell ist die Schallstrahlenmethode weniger gut geeignet, wenn die räumlichen Dimensionen kleiner als die Wellenlänge sind.

Im Abschnitt 6.2 dieser Arbeit wird numerisch die Schallausbreitung in See über weite Strecken (viele Kilometer) und im tiefen Wasser (mehr als 100 m) berechnet. Die niedrigste verwendete Frequenz ist 1 kHz und diese hat im Wasser eine Wellenlänge von etwa 1.5 m. Die räumlichen Dimensionen sind also viel größer als die Wellenlänge, sodass die Schallstrahlenmethode geeignet ist, die Schallausbreitung zu berechnen.

2.2. Schallausbreitungssektor

Die weiträumige Schallausbreitung im Ozean ist durch refraktierenden Schallverlauf gekennzeichnet. Dieses ist eine Folge des mit der Tiefe variierenden Schallgeschwindigkeitsprofils. Aufgrund der gebeugten Schallausbreitung kann nicht davon ausgegangen werden, dass der Schall von einer weit entfernten Schallquelle auf direktem Weg ein getauchtes Objekt trifft.

Die Kenntnis der Schallausbreitung im Ozean ist von zentraler Bedeutung, wenn eine Verminderung der akustischen Reflexion dadurch erreicht werden soll, dass der Schall in eine Richtung reflektiert wird, die nicht über weite Distanzen ausbreitungsfähig ist.

Aufgrund der verlustbehafteten Reflexion am Meeresboden wird zunächst die weiträumige Schallausbreitung dadurch definiert, dass nur derjenige Schallanteil über weite Distanzen ausbreitungsfähig ist, der keine Reflexion am Meeresboden erfährt [67, p. 146]. Im Anschluss wird die Ausbreitung über die Bodenreflexion gesondert betrachtet.

Die Bodenreflexionen im ersten Schritt auszuklammern hat noch einen weiteren Grund. Die Sonaranlagen müssen aus einer Fülle von Geräuschen das gesuchte Signal herausfiltern. Sonaranlagen, die weit entfernte Objekte orten sollen, vermeiden es nach Möglichkeit die Schallenergie in Richtung des Meeresbodens zu senden und/oder Schallenergie aus Richtung des Meeresbodens zu empfangen. Die Rückstreuung des Meeresbodens wird als Nachhall bezeichnet und ist störend und unerwünscht bei der Suche nach weit entfernten Objekten.

In der Literatur finden sich viele Schallausbreitungsrechnungen einzelner Seegebiete oder mit beispielhaften konstruierten Schallgeschwindigkeitsprofilen. Einiger dieser Publikationen geben den vertikalen Winkelbereich der Schallpropagation an [68] [69], aber eine

globale Bestimmung des für diese Arbeit benötigten vertikalen Winkelbereichs der Schallausbreitung ist dem Autor nicht bekannt.

2.2.1. Ableitung der vertikale Grenzwinkel

Die Schallkanalausbreitung zeichnet sich durch eine weiträumige Schallausbreitung mit geringen Verlusten aus. Bei dieser Form der Schallausbreitung ist der Schall quasi innerhalb des Schallkanals gefangen. Dieses geschieht durch die permanente Beugung des Schalls hin zum Schallgeschwindigkeitsminimum, das die Achse des Schallkanals bildet. Schall mit diesem Ausbreitungsverhalten kann auf ein getauchtes Objekt lediglich aus einem begrenzten vertikalen Winkelbereich auftreffen. Dieser vertikale Winkelbereich der weiträumigen Schallausbreitung wird in dieser Arbeit durch die Grenzwinkel der weiträumigen Schallausbreitung definiert.

Der vertikale Winkelbereich des Schalleinfalls auf ein getauchtes Objekt wird in dieser Arbeit benötigt, um die Neigungswinkel der Stealth-Geometrie zu bestimmen. Anwendungen außerhalb dieser Arbeit könnten sich bei der Auslegung von Sonaranlagen finden.

Methode

Der vertikale Winkelbereich des Schalleinfalls lässt sich mithilfe des Snelliusschen Brechungsgesetzes anhand des Schallgeschwindigkeitsprofils berechnen. Denn der Ausbreitungswinkel eines Schallstrahls in einer Tiefe lässt sich aus dem Ausbreitungswinkel in einer anderen Tiefe berechnen. Die einzige Annahme ist dabei, dass das Medium horizontal geschichtet ist, d.h., dass das Schallgeschwindigkeitsprofil horizontal konstant ist.

Wird eine weiträumige Schallausbreitung betrachtet, so sei diese dadurch definiert, dass der Schall mindestens einen Umkehrpunkt aufweist.

Die Bestimmung des vertikalen Winkelbereichs der weiträumigen Schallausbreitung in einer gegebenen Tiefe geschieht über die folgenden Winkeldefinitionen:

- (i) **Der obere Grenzwinkel φ_{oben}** : Der obere Grenzwinkel ist der maximale Winkel eines Schallstrahls, der von **oben** kommend auf ein getauchtes Objekt trifft, ohne dass es zuvor im Strahlenverlauf zu einer Reflexion an der Wasseroberfläche kam.
- (ii) **Der untere Grenzwinkel φ_{unten}** : Der untere Grenzwinkel ist der maximale Winkel eines Schallstrahls, der von **unten** kommend auf ein getauchtes Objekt trifft, ohne dass es zuvor im Strahlenverlauf zu einer Reflexion am Meeresboden kam.
- (iii) **Der kombinierte Grenzwinkel**: Der kombinierte Grenzwinkel ist der maximale Winkel eines Schallstrahls, der von **oben** kommend auf ein getauchtes Objekt trifft, ohne dass es zuvor im Strahlenverlauf zu einer Reflexion am Meeresboden kam. Reflexionen an der Meeresoberfläche sind jedoch gestattet.

Mit maximalem Winkel ist bei diesen Definitionen der maximale Winkel zur horizontalen Ebene gemeint.

Zu (i) und (ii): Die Berechnung des oberen und unteren Grenzwinkels wird anhand des oberen Grenzwinkels erklärt. Der untere Grenzwinkel berechnet sich analog jedoch mit dem Meeresboden anstatt der Meeresoberfläche.

Ausgehend vom Snelliusschen Brechungsgesetz für n Schichten

$$\frac{c_1}{\cos \varphi_1} = \frac{c_2}{\cos \varphi_2} = \frac{c_3}{\cos \varphi_3} = \dots = \frac{c_n}{\cos \varphi_n}, \quad (2.10)$$

kann der Schallaufreffwinkel φ_{Obj} (relativ zur horizontalen Ebene) am Objekt durch die Gleichung

$$\varphi_{Obj} = \arccos \left(\frac{c(z_{Obj})}{c(z)} \cdot \cos(\varphi(z)) \right) \quad (2.11)$$

berechnet werden. Dabei ist z_{Obj} die Tauchtiefe des Objekts und $c(z_{Obj})$ die in der Tauchtiefe vorherrschende Schallgeschwindigkeit. Der Schallausbreitungswinkel in einer zunächst beliebigen Tiefe z ist mit $\varphi(z)$ bezeichnet und $c(z)$ entsprechend die in dieser Tiefe vorherrschende Schallgeschwindigkeit.

Der hier betrachtete obere Grenzwinkel ist dadurch definiert, dass der Schallstrahl keine Reflexion an der Meeresoberfläche erfährt. Weiträumige Schallausbreitung zeichnet sich dadurch aus, dass die Schallstrahlen Umkehrpunkte aufweisen, an denen sich die vertikale Schallausbreitungsrichtung ändert. Daher muss es entlang des Schallstrahls mindestens einen Umkehrpunkt geben. Am Umkehrpunkt breitet sich der Schall horizontal aus, d.h. der Schallausbreitungswinkel zur Horizontalen ist identisch zu null. Damit reduziert sich die Gleichung (2.11) für den Umkehrpunkt zu

$$\varphi_{Obj} = \arccos \left(\frac{c(z_{Obj})}{c(z_{UPkt})} \right). \quad (2.12)$$

Dabei ist $c(z_{UPkt})$ die Schallgeschwindigkeit am Umkehrpunkt. Der Winkel φ_{Obj} wird maximal, wenn das Argument im Arcuscosinus minimal wird. Da die Schallgeschwindigkeit am Objekt durch das vorherrschende Schallgeschwindigkeitsprofil und die Tauchtiefe gegeben ist, bleibt als einzige unbestimmte Größe noch die Schallgeschwindigkeit am Umkehrpunkt.

Zu einem gegebenen Schallgeschwindigkeitsprofil und einer gegebenen Tauchtiefe berechnet sich der obere Grenzwinkel φ_{oben} anhand der maximalen Schallgeschwindigkeit im Tiefenbereich zwischen der Meeresoberfläche (0 m) und dem Objekt (Tauchtiefe) durch

$$\varphi_{oben} = \arccos \left(\frac{c(z_{Obj})}{\max(c(z < z_{Obj}))} \right). \quad (2.13)$$

Analog errechnet sich der untere Grenzwinkel φ_{unten} anhand der maximalen Schallgeschwindigkeit im Tiefenbereich zwischen dem Meeresboden (Wassertiefe) und dem Objekt (Tauchtiefe) durch

$$\varphi_{unten} = \arccos \left(\frac{c(z_{Obj})}{\max(c(z > z_{Obj}))} \right). \quad (2.14)$$

Zu (iii): Der kombinierte Grenzwinkel ergibt sich durch das Maximum des oberen und unteren Grenzwinkels. Das kann mithilfe der Gleichung (2.10) gezeigt werden, wenn die Werte an der Tauchtiefe, an der Meeresoberfläche und am unteren Umkehrpunkt eingesetzt werden. Eine für diesen Grenzwinkel zulässige Reflexion an der Oberfläche wird durch die Umkehr des Vorzeichens vom Ausbreitungswinkel berücksichtigt:

$$\frac{c(z_{Obj})}{\cos \varphi_{Obj}} = \frac{c(z=0)}{\cos \varphi_{Oberfl}} = \frac{c(z=0)}{\cos(-\varphi_{Oberfl})} = \frac{\max(c(z > z_{Obj}))}{\cos(0)}.$$

Die Zwischenschritte vom Objekt zur Oberfläche und von der Oberfläche zum Umkehrpunkt müssen nicht mit berechnet werden und es folgt wieder die Gleichung für den unteren Grenzwinkel (2.14). Folglich ist der maximale, von oben einfallende Schallauftreffwinkel auf das Objekt betragsmäßig gleich dem unteren Grenzwinkel, wenn Oberflächenreflexionen zugelassen sind.

Dieses Verhalten wird in Abbildung 2.16 mit zwei Schallstrahlen veranschaulicht. Beide haben in 1000 m Tiefe einen Ausbreitungswinkel von 16.75° , welcher dem unteren Grenzwinkel entspricht, jedoch mit dem Unterschied, dass der eine Strahl von unten und der andere von oben (über die Oberflächenreflexion) auf das Objekt trifft.

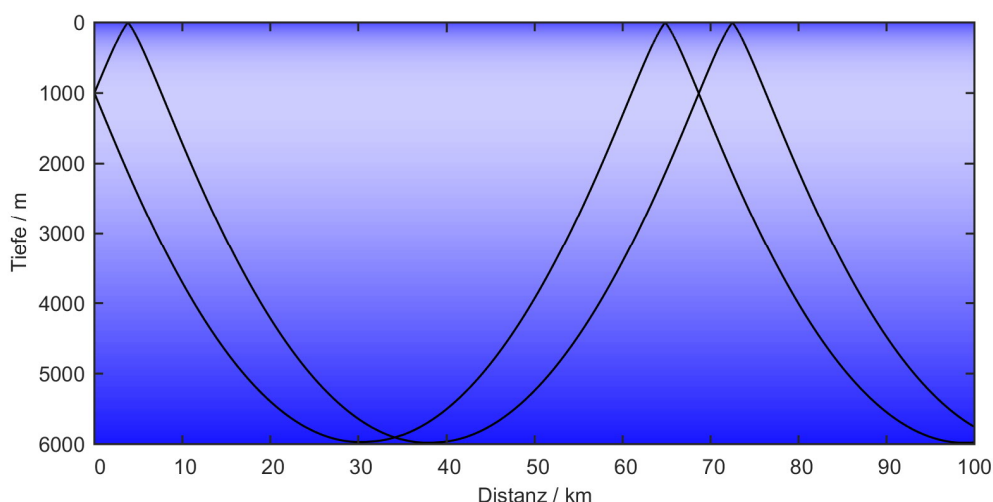


Abbildung 2.16: Zwei Schallstrahlen, die an einem Objekt in 1000 m Tiefe ankommen. Beide haben betragsmäßig den gleichen Winkel von 16.75° mit der horizontalen Ebene.

Zu einer gegebenen Tauchtiefe und einem gegebenen Schallgeschwindigkeitsprofil können die Grenzwinkel anhand der beiden Gleichungen (2.13) und (2.14) berechnet werden. Den beiden Gleichungen lässt sich auch entnehmen, dass alle drei Grenzwinkel maximal werden, wenn sich das getauchte Objekt in der Tiefe der geringsten Schallgeschwindigkeit befindet.

Die Grenzwinkel werden weltweit auf einem Längen-Breitengrad-Gitter von $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ berechnet. Das benötigte Schallgeschwindigkeitsprofil wird an jedem Gitterpunkt mit der Chen und Millero Gleichung [10] anhand des am Gitterpunkt vorhandenen Temperatur- und Salzgehaltsprofils berechnet.

Die Temperatur- und Salzgehaltsdaten sind dem World Ocean Atlas 2013 (WOA13) [70] entnommen. Dieser Atlas enthält unter anderem die Temperatur und Salzgehaltsdaten (a) als Jahresmittelwerte, (b) als saisonal gemittelte Werte und (c) als monatliche Mittelwerte. Da die monatlichen Mittelwerte nur bis zu einer Tiefe von 1500 m gegeben sind, werden die monatlichen Werte für größere Tiefen durch die Jahresmittelwerte ergänzt, denn unterhalb von 1500 m Tiefe ist nur noch eine geringe saisonale Variabilität zu erwarten.

Die Jahresmittelwerte sind bis zu einer Tiefe von 5500 m gegeben. Der Ozean ist jedoch an vielen Orten tiefer als 5500 m. Um eine bessere Repräsentation der Wassertiefe zu erhalten, wird die Wassertiefe an jedem Gitterpunkt aus der ETOPO1-Topographie [71] ausgelesen und das Temperatur- und Salzgehaltsprofil um den Wert am Meeresboden ergänzt, indem die Temperatur- und Salzgehaltswerte am Meeresboden gleich dem tiefsten noch vorhandenen Wert des WOA13 gesetzt werden.

Die saisonale Variabilität kann bei der Schallausbreitung einen signifikanten Einfluss haben. Im folgenden Beispiel wird sie dadurch berücksichtigt, dass für die Bestimmung der Grenzwinkel die Temperatur- und Salzgehaltsprofile für die Monate Februar und August betrachtet werden. Diese beiden Monate repräsentieren die Sommer- und Winterprofile.

Ergebnis

Der obere und der untere Grenzwinkel der weiträumigen Schallausbreitung werden entsprechend den Gleichungen (2.13) und (2.14) für verschiedene Fälle berechnet. Der kombinierte Grenzwinkel leitet sich aus dem oberen und unteren Grenzwinkel ab. Die Ergebnisse der Berechnung werden in Abbildung 2.18 bis Abbildung 2.23 gezeigt. Die Grenzwinkel sind auf der Weltkarte farblich codiert aufgetragen. Die Farbskala ist bei allen Abbildungen gleich und deckt den Bereich von 0° bis 22° ab. Gitterpunkte mit einem Grenzwinkel oberhalb von 22° werden weiß dargestellt. Gitterpunkte an denen der Grenzwinkel nicht berechnet werden kann sind transparent und die darunterliegende graue Karte wird sichtbar.

Der obere Grenzwinkel ist jeweils in dem oberen Teil der Abbildung, der untere Grenzwinkel in dem mittleren Teil und der kombinierte Grenzwinkel in dem unteren Teil der Abbildung zu finden.

Die Grenzwinkel werden für die Schallgeschwindigkeitsprofile der Monate Februar und August und je drei unterschiedliche Tauchtiefen berechnet. Die ersten beiden Tauchtiefen sind weltweit konstant auf 50 m und 150 m gesetzt. Die dritte Tauchtiefe variiert mit der geographischen Lage und entspricht an jedem Gitterpunkt der Tiefe der minimalen Schallgeschwindigkeit (Abbildung 2.17).

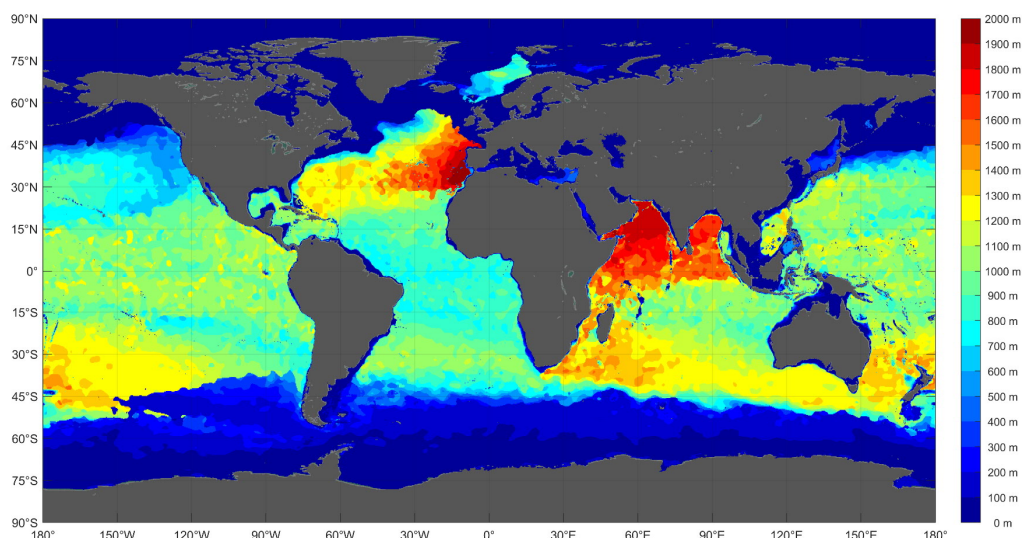


Abbildung 2.17: Tiefe des Schallgeschwindigkeitsminimums für den Monat Februar.

Es ergeben sich somit die folgenden sechs Fälle:

Fall 1: Das getauchte Objekt befindet sich in **50 m Tiefe**, die Temperatur und Salzgehaltsdaten sind die Monatsmittelwerte für den Monat **Februar** (Abbildung 2.18).

Fall 2: Das getauchte Objekt befindet sich in **50 m Tiefe**, die Temperatur und Salzgehaltsdaten sind die Monatsmittelwerte für den Monat **August** (Abbildung 2.19).

Fall 3: Das getauchte Objekt befindet sich in **150 m Tiefe**, die Temperatur und Salzgehaltsdaten sind die Monatsmittelwerte für den Monat **Februar** (Abbildung 2.20).

Fall 4: Das getauchte Objekt befindet sich in **150 m Tiefe**, die Temperatur und Salzgehaltsdaten sind die Monatsmittelwerte für den Monat **August** (Abbildung 2.21).

Fall 5: Das getauchte Objekt befindet sich in der **Tiefe des Schallgeschwindigkeitsminimums**, die Temperatur und Salzgehaltsdaten sind die Monatsmittelwerte für den Monat **Februar** (Abbildung 2.22).

Fall 6: Das getauchte Objekt befindet sich in der **Tiefe des Schallgeschwindigkeitsminimums**, die Temperatur und Salzgehaltsdaten sind die Monatsmittelwerte für den Monat **August** (Abbildung 2.23).

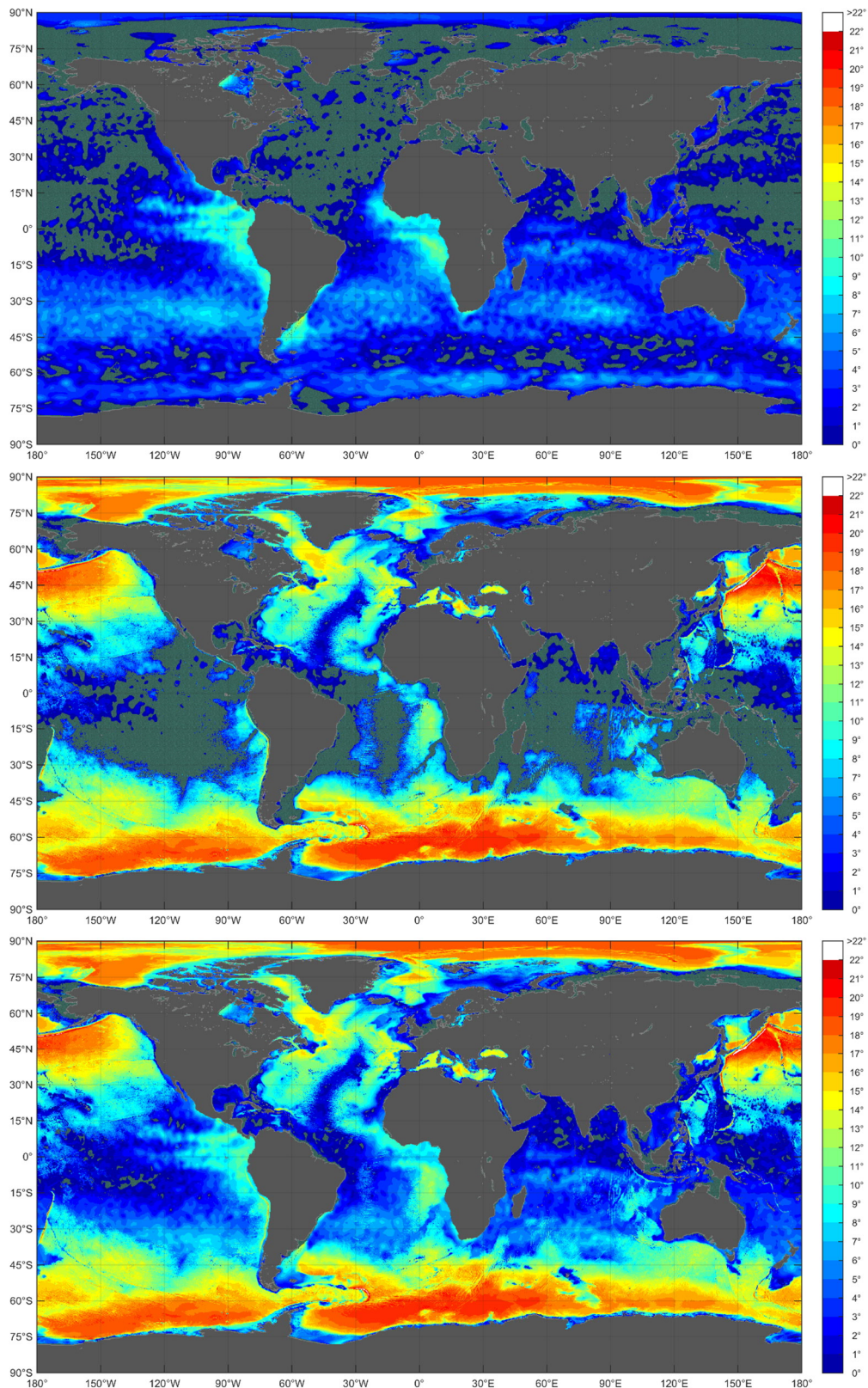


Abbildung 2.18: Grenzwinkel der weiträumigen Schallausbreitung bei einer Tauchtiefe von 50 m für den Monat Februar. Oben: oberer Grenzwinkel. Mitte: unterer Grenzwinkel. Unten: kombinierter Grenzwinkel.

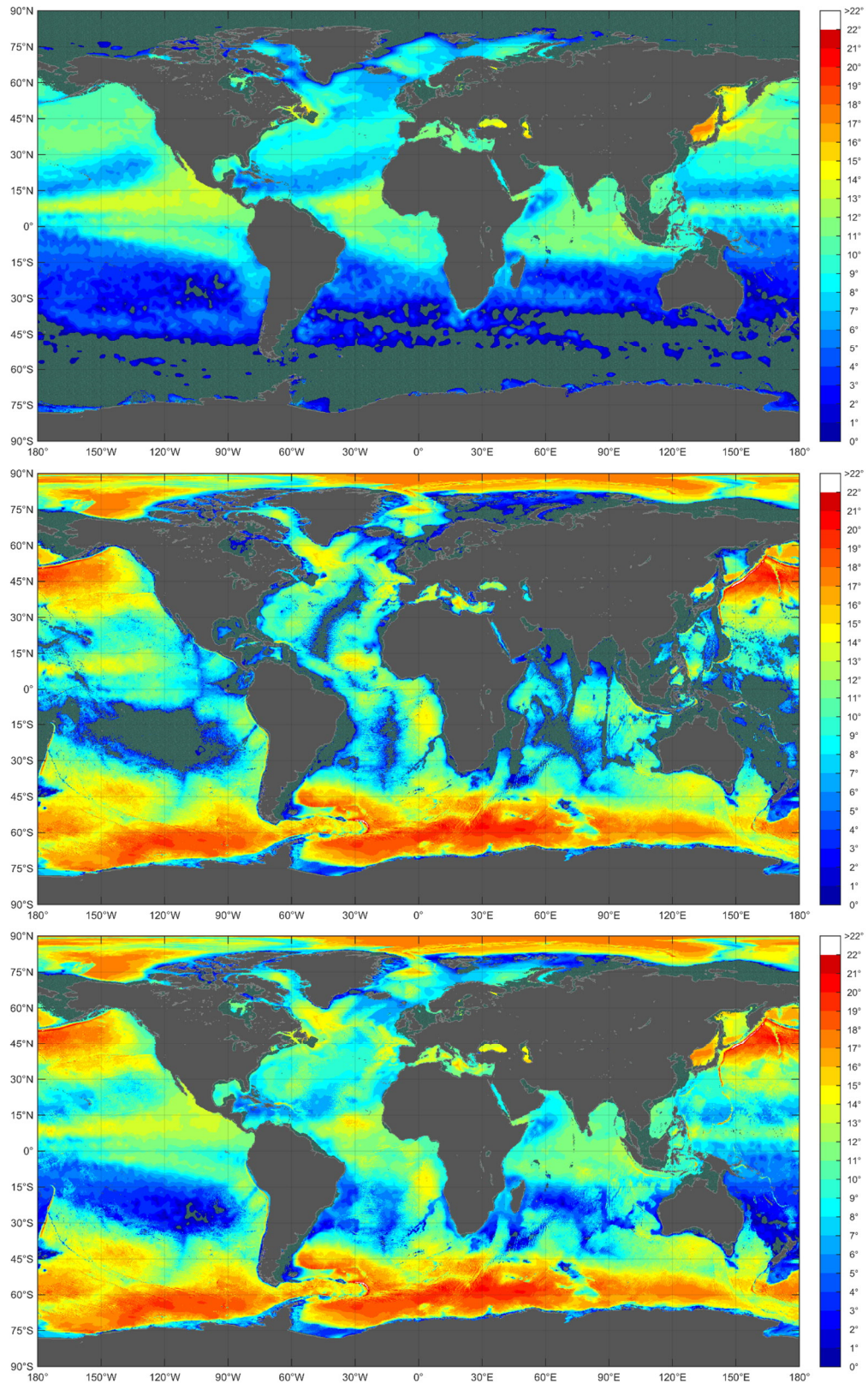


Abbildung 2.19: Grenzwinkel der weiträumigen Schallausbreitung bei einer Tauchtiefe von 50 m für den Monat August. Oben: oberer Grenzwinkel. Mitte: unterer Grenzwinkel. Unten: kombinierter Grenzwinkel.

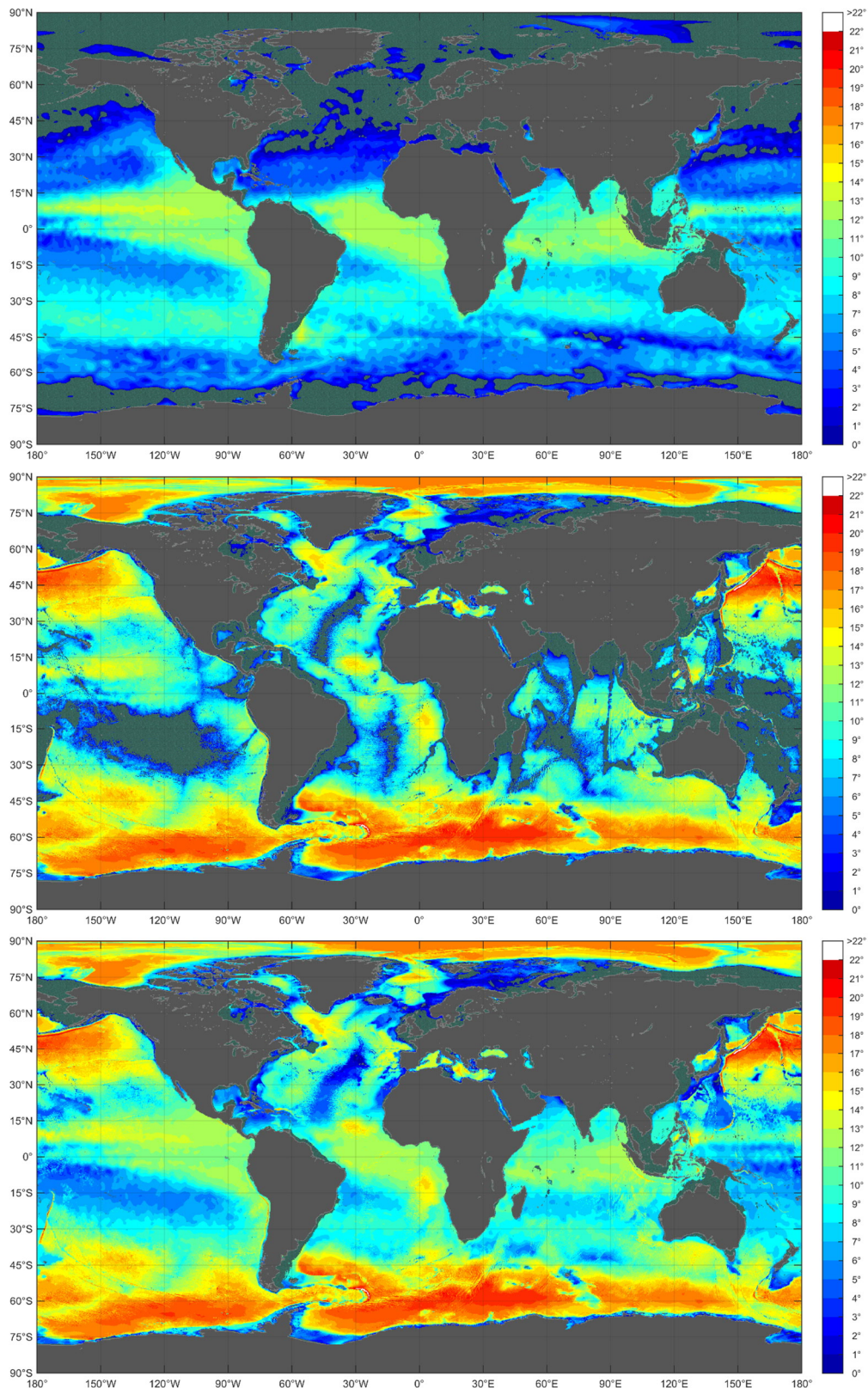


Abbildung 2.20: Grenzwinkel der weiträumigen Schallausbreitung bei einer Tauchtiefe von 150 m für den Monat **Februar**. Oben: oberer Grenzwinkel. Mitte: unterer Grenzwinkel. Unten: kombinierter Grenzwinkel.

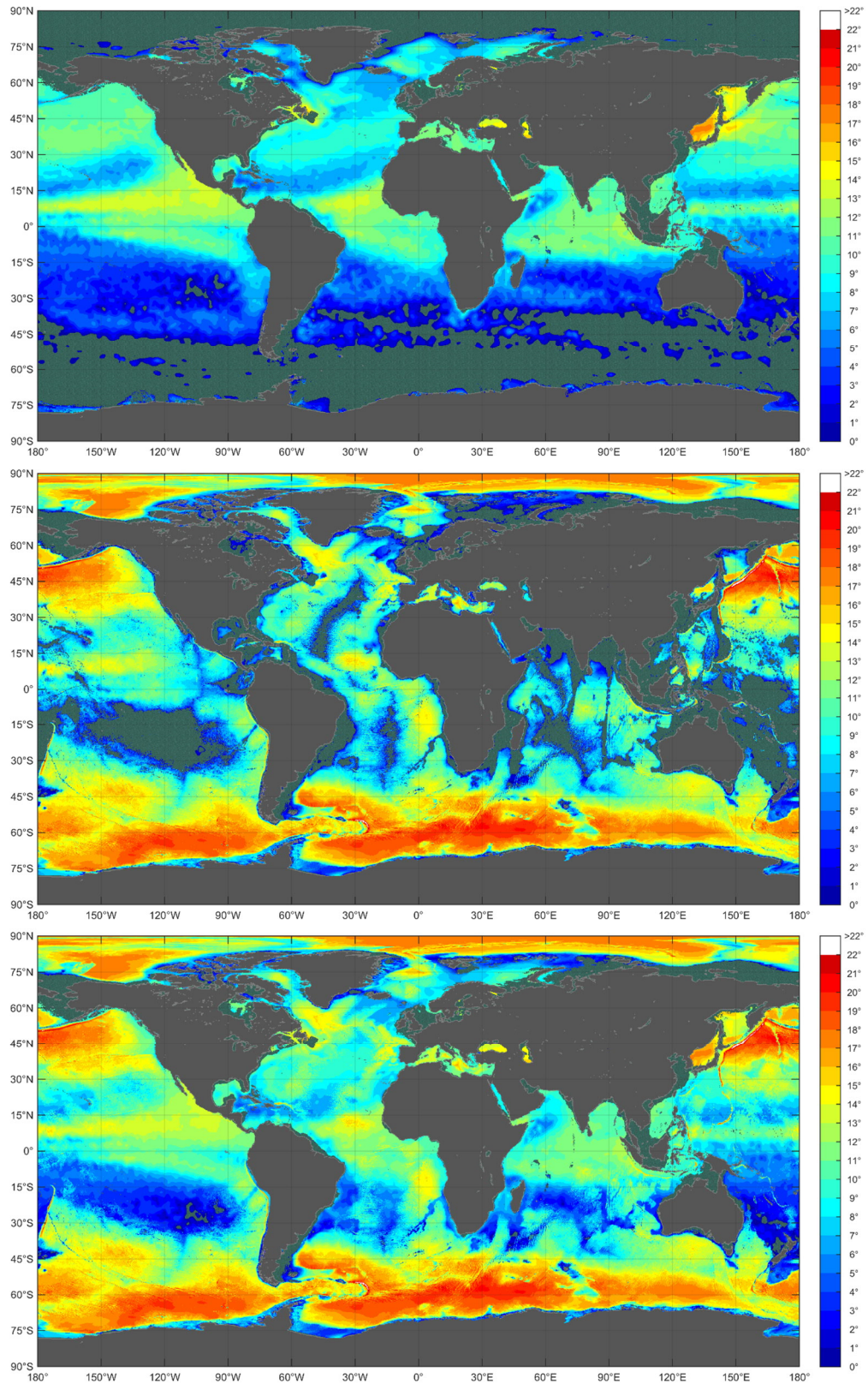


Abbildung 2.21: Grenzwinkel der weiträumigen Schallausbreitung bei einer Tauchtiefe von 150 m für den Monat August. Oben: oberer Grenzwinkel. Mitte: unterer Grenzwinkel. Unten: kombinierter Grenzwinkel.

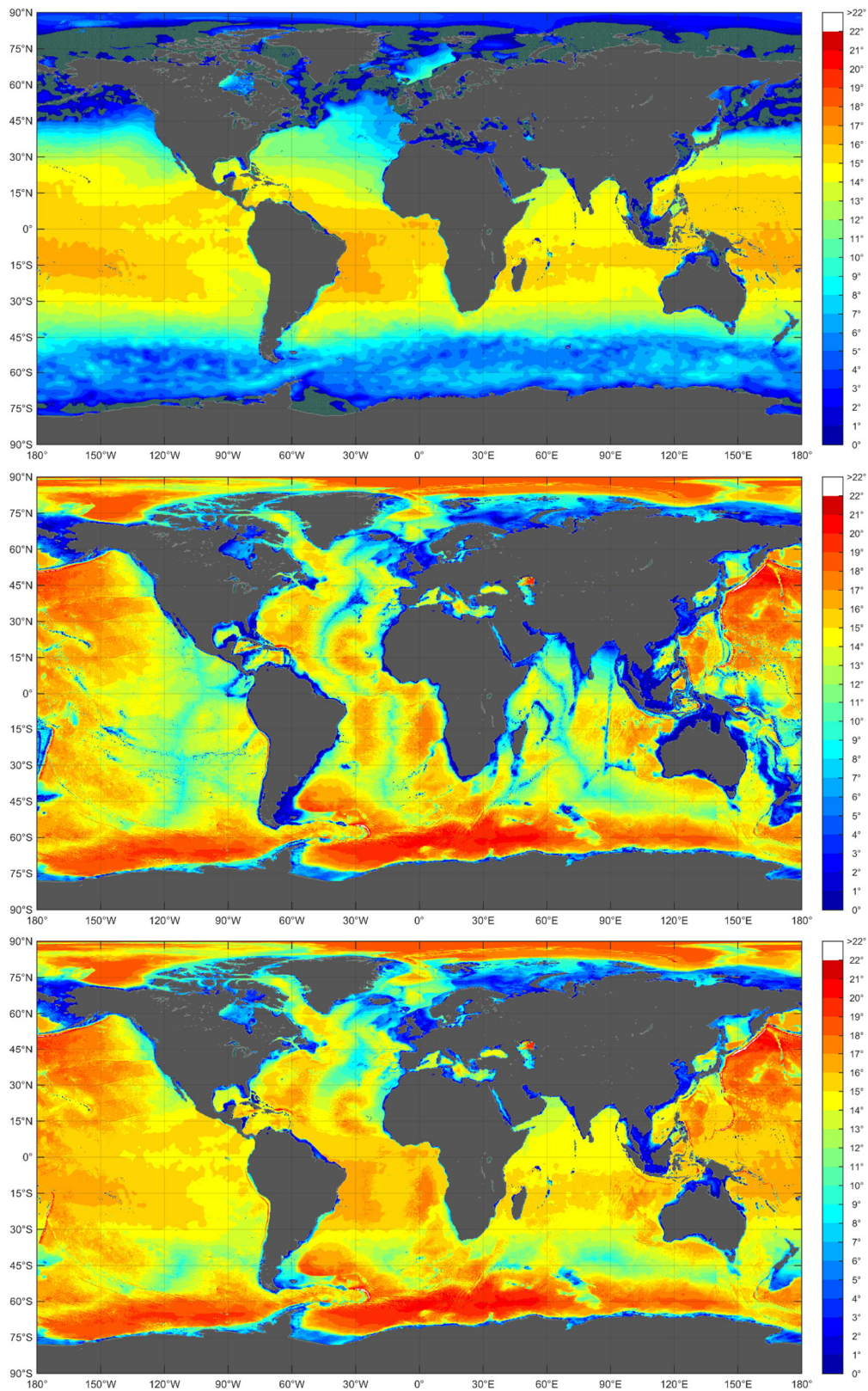


Abbildung 2.22: Grenzwinkel der weiträumigen Schallausbreitung für den Monat **Februar**, wobei die **Tauchtiefe der Tiefe des Schallgeschwindigkeitsminimums** entspricht. Oben: oberer Grenzwinkel. Mitte: unterer Grenzwinkel. Unten: kombinierter Grenzwinkel.

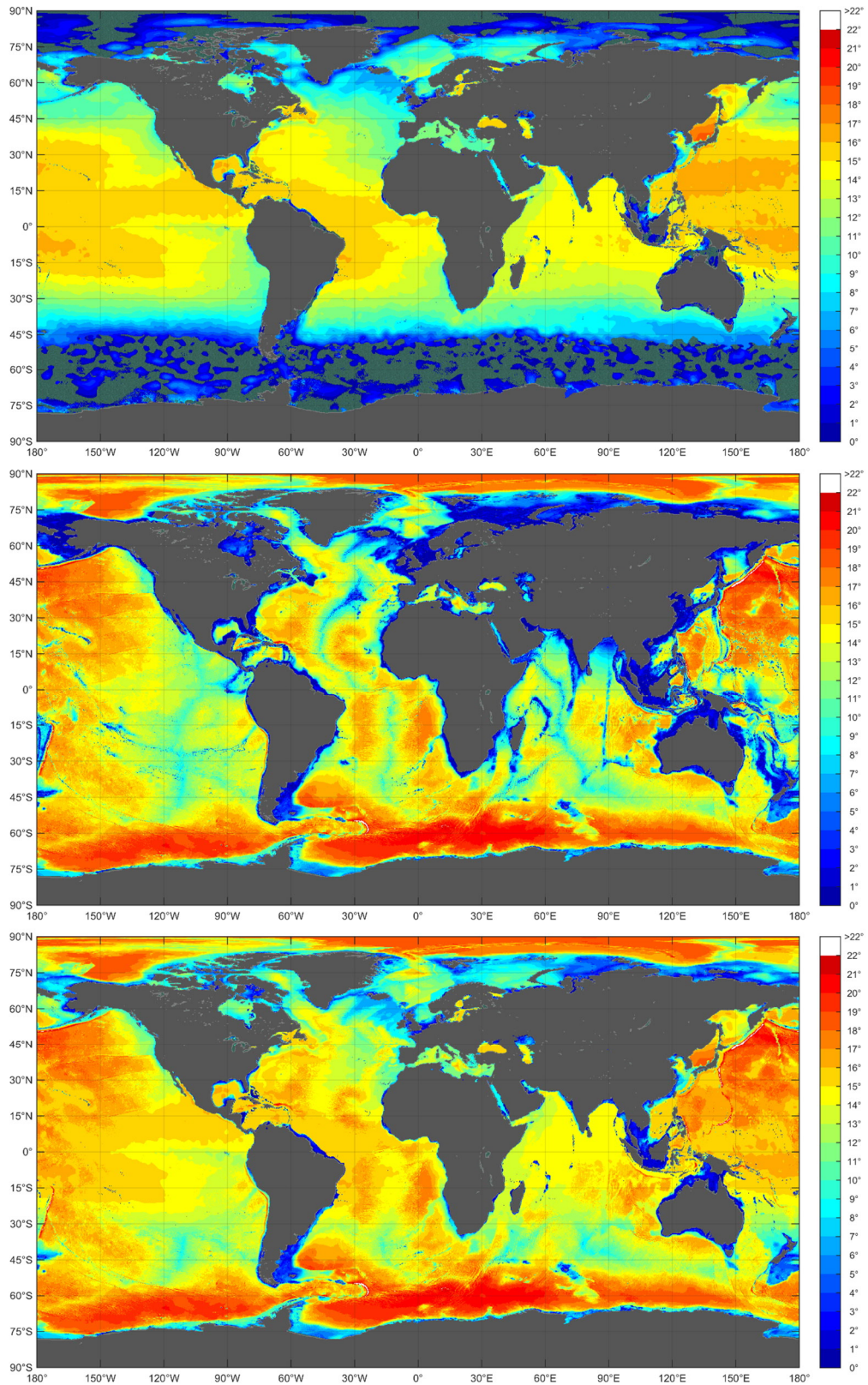


Abbildung 2.23: Grenzwinkel der weiträumigen Schallausbreitung für den Monat **August**, wobei die **Tauchtiefe der Tiefe des Schallgeschwindigkeitsminimums** entspricht. Oben: oberer Grenzwinkel. Mitte: unterer Grenzwinkel. Unten: kombinierter Grenzwinkel.

Diskussion

Die durch die Gleichungen (2.13) und (2.14) definierten Grenzwinkel beschreiben einen Aspekt der weiträumigen Schallausbreitung. Schall, der sich im Ozean über weite Distanzen ausbreitet, trifft auf ein getauchtes Objekt innerhalb dieser Grenzwinkel. Ebenso gilt, dass von einem Objekt reflektierter Schall nur dann über weite Distanzen ausbreitungsfähig ist, wenn er in diesen Winkelbereich reflektiert wird, der durch die Grenzwinkel aufgespannt wird.

Die Berechnungen der Grenzwinkel zeigen auf, dass diese nahezu überall auf der Welt unterhalb 22° liegen. Es gibt nur sehr wenige Regionen in denen der Grenzwinkel über die 22° hinauskommt. Diese Ausnahmen sind Gebiete über dem Kurilen- und dem Süd-Sandwich-Graben. An diesen Stellen ist das Wasser sehr tief, sodass in Kombination mit einer oberflächennahen Schallkanalachse tiefgehende Eigenstrahlen mit einem Grenzwinkel von bis zu 25° möglich sind.

Die Berechnungen, bei denen sich das getauchte Objekt im Schallgeschwindigkeitsminimum befindet, geben die maximal möglichen Grenzwinkel wieder. Es gibt für das getauchte Objekt keine andere Tauchtiefe, in der die Grenzwinkel höher sein können als in der Tiefe des Schallgeschwindigkeitsminimums. Folglich kommen Grenzwinkel über 22° im Weltmeer so gut wie nicht vor.

Bei dieser Berechnung mit variabler Tauchtiefe ist das Objekt stets im Schallgeschwindigkeitsminimum. Es existieren somit immer alle drei Grenzwinkel, es sei denn, das Schallgeschwindigkeitsminimum ist an der Wasseroberfläche oder am Meeresboden. Dann gibt es keinen oberen bzw. unteren Grenzwinkel. In polaren Regionen kommt ersteres im Winter häufig vor.

Bei den Berechnungen mit konstanter Tauchtiefe (50 m und 150 m) existieren zum Teil sehr große Gebiete in denen die Berechnung eines oder sogar beider Grenzwinkel nicht möglich ist. Dies gilt für den oberen Grenzwinkel genau dann, wenn die Schallgeschwindigkeit am getauchten Objekt größer ist als die Schallgeschwindigkeit in geringeren Tiefen. Für den unteren Grenzwinkel ist dies der Fall, wenn die Schallgeschwindigkeit am Objekt größer ist als die Schallgeschwindigkeit in größeren Tiefen. Wenn beide Grenzwinkel nicht berechnet werden können, so muss sich das Objekt in der Tiefe der maximalen Schallgeschwindigkeit befinden. Dies soll nun anhand verschiedener Konstellationen kurz erläutert werden.

- a) Der obere Grenzwinkel kann häufig in den polaren Regionen ganzjährig und in den gemäßigten Breiten im Winter nicht berechnet werden. In beiden Fällen ist oberhalb der Tauchtiefe nur eine geringere Schallgeschwindigkeit zu finden als in der Tauchtiefe vorhanden. Somit existiert nach Gleichung (2.13) kein oberer Grenzwinkel. In den polaren Regionen hat das Wasser in der Regel eine geringe Schichtung. Als Folge nimmt die Schallgeschwindigkeit stetig mit der Tiefe zu. In den gemäßigten Breiten haben sich im Winter die oberflächennahen Wassermassen abgekühlt und durchmischt – auch hier nimmt die Schallgeschwindigkeit in der durchmischten Schicht mit der Tiefe stetig zu.
- b) Der untere Grenzwinkel kann häufig im Sommer bei geringer Tauchtiefe (50 m) nicht berechnet werden. Das oberflächennahe Wasser ist aufgewärmt und entsprechend ist die Schallgeschwindigkeit hoch. Wenn die Schallgeschwindigkeit höher ist als die

der darunterliegenden Wassermassen, gibt es keinen unteren Grenzwinkel. Aber auch bei größerer Tauchtiefe (150 m) gibt es große zusammenhängende Gebiete, die zum Teil auch ganzjährig vorhanden sind, in denen der untere Grenzwinkel nicht existiert. Das sind Gebiete der gemäßigten und tropischen Breitengrade, an denen die Wassertiefe vergleichsweise gering ist, wie z. B. im Pazifik zwischen Südamerika und Australien. Im Atlantik und Indik finden sich diese Gebiete vor allem über dem mitelozeanischen Rücken. Aufgrund der geringen Wassertiefe ist die Schallgeschwindigkeit am Meeresboden vergleichsweise gering und bleibt unterhalb der Schallgeschwindigkeit in 150 m Tiefe. Somit existiert der untere Grenzwinkel nach Gleichung (2.14) nicht.

Fazit

In Regionen, in denen der obere und untere Grenzwinkel vorhanden sind, ist die weiträumige Schallausbreitung durch die Schallkanalausbreitung gekennzeichnet. Der Schall ist im Schallkanal gefangen und die Eigenstrahlen weisen obere und untere Umkehrpunkte ohne Reflexionen auf. Der vertikale Schallauftreffwinkel auf ein getauchtes Objekt ist, bis auf wenige Ausnahmen, auf einen Sektor von $\pm 22^\circ$ zur horizontalen Ebene beschränkt.

In Regionen mit fehlendem oberem Grenzwinkel ist die weiträumige Schallausbreitung nur über Oberflächenreflexionen möglich (Surface Duct). Auch in diesen Regionen gilt: bis auf wenige Ausnahmen ist der vertikale Schallauftreffwinkel auf einen Sektor von $\pm 22^\circ$ zur horizontalen Ebene beschränkt.

In Regionen mit fehlendem unterem Grenzwinkel ist ungestörte Schallausbreitung nur über einen Schallstrahl mit einem oberen Umkehrpunkt möglich (+1 Eigenstrahl). Diese Art der Schallausbreitung beschränkt sich auf die ersten zehn Kilometer. Von einer weiträumigen Schallausbreitung kann hier nicht gesprochen werden. In diesen Gebieten gibt es nicht einmal Konvergenzzonen. Diese Gebiete weisen große Schattenzonen auf. Weiträumige Schallausbreitung ist nur über die verlustbehaftete Meeresbodenreflexion möglich.

In Bezug auf die Berechnung der Grenzwinkel kann zusammengefasst gesagt werden, dass der vertikale Schallauftreffwinkel auf ein getauchtes Objekt global auf einen Sektor von $\pm 22^\circ$ zur horizontalen Ebene beschränkt ist.

2.2.2. Beurteilung des Schallpfads über die Meeresbodenreflexion

Die vorangegangene Berechnung der Grenzwinkel zeigt, dass es insbesondere im Südpazifik ausgedehnte Regionen mit ausgeprägten Schattenzonen gibt. Schalleintrag in die Schattenzonen ist neben Beugung und Dispersion auch über die Bodenreflexion möglich. Genau zu diesem Zweck wurde die *Bottom-Bounce*-Sonartechnik entwickelt, bei der das Sonar Gebrauch von Bodenreflexionen macht.

Da die Schallreflexion am Meeresboden stark vom Auftreffwinkel abhängt, ist es für diese Arbeit von Bedeutung, wie sich der Auftreffwinkel am Meeresboden zu einem gegebenen Auftreffwinkel am getauchten Objekt verhält. In den späteren Kapiteln dieser Arbeit wird eine Sonar-Stealth-Form mit einer Seitenwandneigung von 32° verwendet, sodass hier ein Auftreffwinkel von 32° genauer beleuchtet wird.

Method

Das Snelliussche Brechungsgesetz (2.10) kann umgeformt werden, sodass über

$$\varphi_{Boden} = \arccos\left(\frac{c(z_{Boden})}{c(z_{Obj})} \cdot \cos(\varphi_{Obj})\right) \quad (2.15)$$

der Auftreffwinkel am Meeresboden φ_{Boden} aus einem gegebenen Schallgeschwindigkeitsprofil und einem angenommenen Auftreffwinkel am getauchten Objekt φ_{Obj} berechnet werden kann.

Für eine statistische Betrachtung wird der Auftreffwinkel am Objekt von 0° bis 50° in 0.2° Schritten variiert und die Auftreffwinkel am Meeresboden mit der Gleichung (2.15) berechnet. Die berechneten Auftreffwinkel werden in 0.2° Cluster zusammengefasst. So kann zu jedem Auftreffwinkel am Objekt die Wahrscheinlichkeit angegeben werden, dass der Auftreffwinkel am Meeresboden innerhalb eines 0.2° breiten Clusters liegt. Da die Auftreffwinkel auf einem geografischen Gitter von $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ berechnet werden, repräsentiert nicht jeder Gitterpunkt die gleiche geografische Fläche. Aus diesem Grund wird für jeden Gitterpunkt ein flächenproportionaler Wichtungsfaktor berücksichtigt. Ohne diesen wären die polaren Regionen im Vergleich zu ihrem Flächenanteil überrepräsentiert.

Ergebnis

Die global gemittelten Wahrscheinlichkeiten für einen Auftreffwinkel am Meeresboden bei einem angenommenen Auftreffwinkel am getauchten Objekt sind in Abbildung 2.24 für eine Tauchtiefe von 50 m (links) bzw. 150 m (rechts) und den Monat August gezeigt. Die Normierung der Wahrscheinlichkeit erfolgt zeilenweise, sodass zu einem gegebenen Auftreffwinkel am Objekt kumulativ eine Wahrscheinlichkeit von 100 % erreicht wird. Für Auftreffwinkelkombinationen, die in der Berechnung nicht vorkommen, sind transparente Punkte gewählt worden, obwohl deren Wahrscheinlichkeit natürlich null ist. Die visuelle Abgrenzung zu sehr kleinen Wahrscheinlichkeiten wird dadurch erhöht.

Zunächst sollen zur Orientierung die Werte für den Auftreffwinkel von 0° am Meeresboden betrachtet werden. Ein Schallstrahl mit Auftreffwinkel von 0° am Meeresboden entspricht in dem vorhergehenden Abschnitt meistens dem Schallstrahl, der unter dem unteren Grenzwinkel auf das Objekt trifft (größte Schallgeschwindigkeit unterhalb des Objekts ist meistens an dem Meeresboden zu finden). Bei einem Auftreffwinkel von 0° am Meeresboden spreizen sich die möglichen Auftreffwinkel am getauchten Objekt von 0° bis etwa 25° . Das stimmt sehr gut mit den Auftreffwinkel überein, die als globale Verteilung in Abbildung 2.19 und Abbildung 2.21 zu sehen sind.

Die größten Wahrscheinlichkeiten finden sich entlang der Identitätsdiagonalen. Das bedeutet, beträgt der Auftreffwinkel am Objekt 32° , so ist mit hoher Wahrscheinlichkeit der Auftreffwinkel am Meeresboden in der Nähe der 32° . Global gesehen können Winkel von 20° bis knapp über 35° auftreten.

Je steiler der Auftreffwinkel am Objekt, desto geringer wird die Spreizung der Verteilung der Auftreffwinkel am Meeresboden und umso mehr konzentrieren sich die berechneten Wahrscheinlichkeiten um die Identitätsdiagonale.

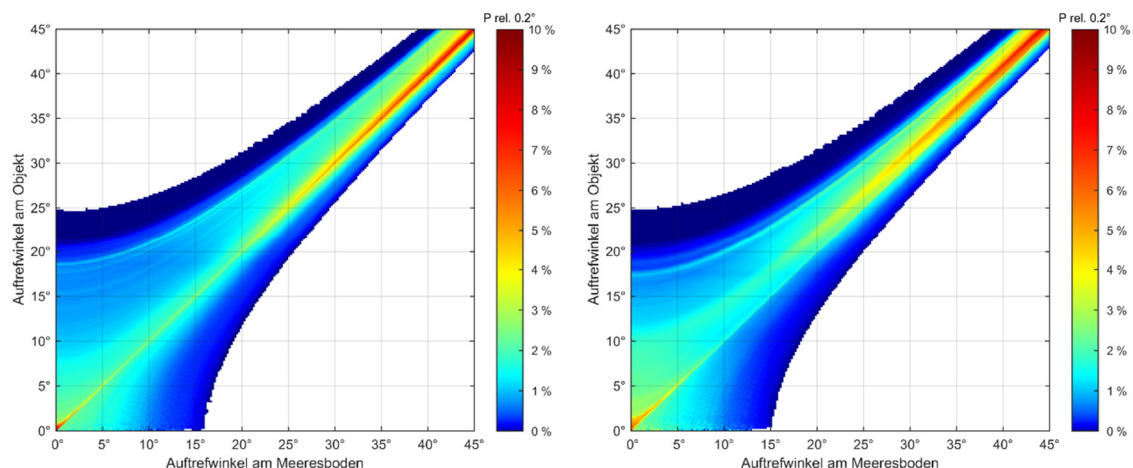


Abbildung 2.24: Winkelabhängige Auftreffwahrscheinlichkeit. Wahrscheinlichkeit für einen Auftreffwinkel am Meeresboden bei einem angenommenen Auftreffwinkel am getauchten Objekt für den Monat **August**. Links: **Tauchtiefe 50 m**. Rechts: **Tauchtiefe 150 m**.

Die globale Verteilung der Auftreffwinkel am Meeresboden unter der Annahme eines Auftreffwinkels am Objekt von 32° ist in Abbildung 2.25 bis Abbildung 2.28 für die folgenden Fälle gezeigt. Für diese Abbildungen ist eine Farbskala von 20° bis 35° gewählt worden, die alle auftretenden Winkel abdeckt.

Fall 1: Das getauchte Objekt befindet sich in 50 m Tiefe, die Temperatur und Salzgehaltsdaten werden für den Monat Februar genommen (Abbildung 2.25).

Fall 2 : Das getauchte Objekt befindet sich in 50 m Tiefe, die Temperatur und Salzgehaltsdaten werden für den Monat August genommen (Abbildung 2.26).

Fall 3 : Das getauchte Objekt befindet sich in 150 m Tiefe, die Temperatur und Salzgehaltsdaten werden für den Monat Februar genommen (Abbildung 2.27).

Fall 4 : Das getauchte Objekt befindet sich in 150 m Tiefe, die Temperatur und Salzgehaltsdaten werden für den Monat August genommen (Abbildung 2.28).

Die Fälle, bei denen sich das getauchte Objekt auf der Tiefe des Schallgeschwindigkeitsminimums befindet, werden nicht gezeigt, da für diese Fälle der untere Grenzwinkel stets definiert ist und eine weiträumige Schallausbreitung ohne Bodenreflexion möglich ist.

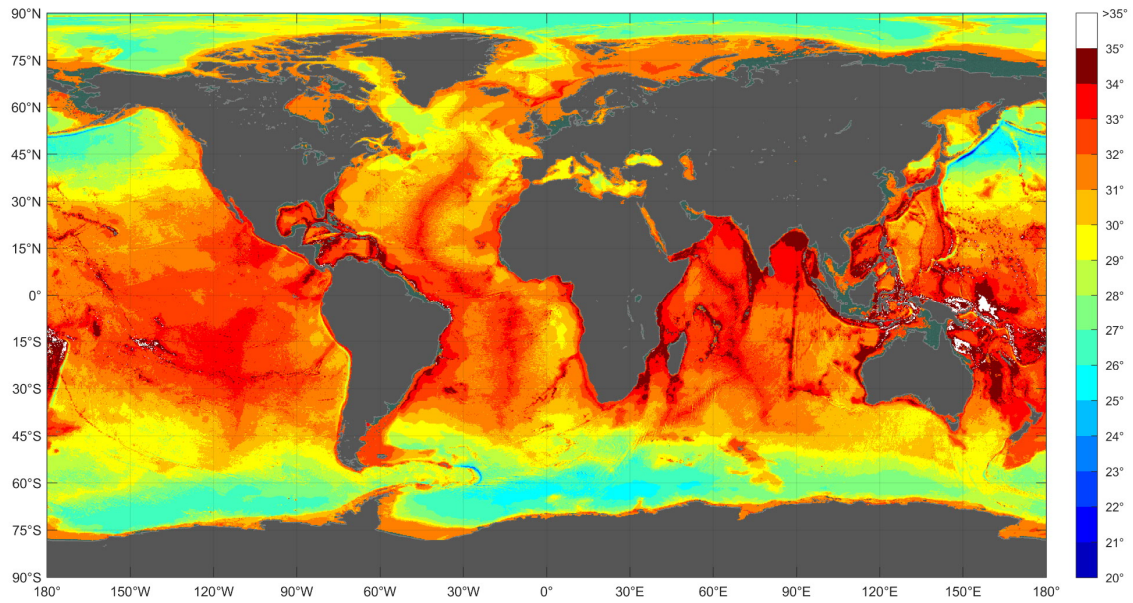


Abbildung 2.25: Globale Verteilung des Auftreffwinkels am Meeresboden bei einem angenommenen Auftreffwinkel von 32° am getauchten Objekt in **50 m Tauchtiefe** und für den Monat **Februar**.

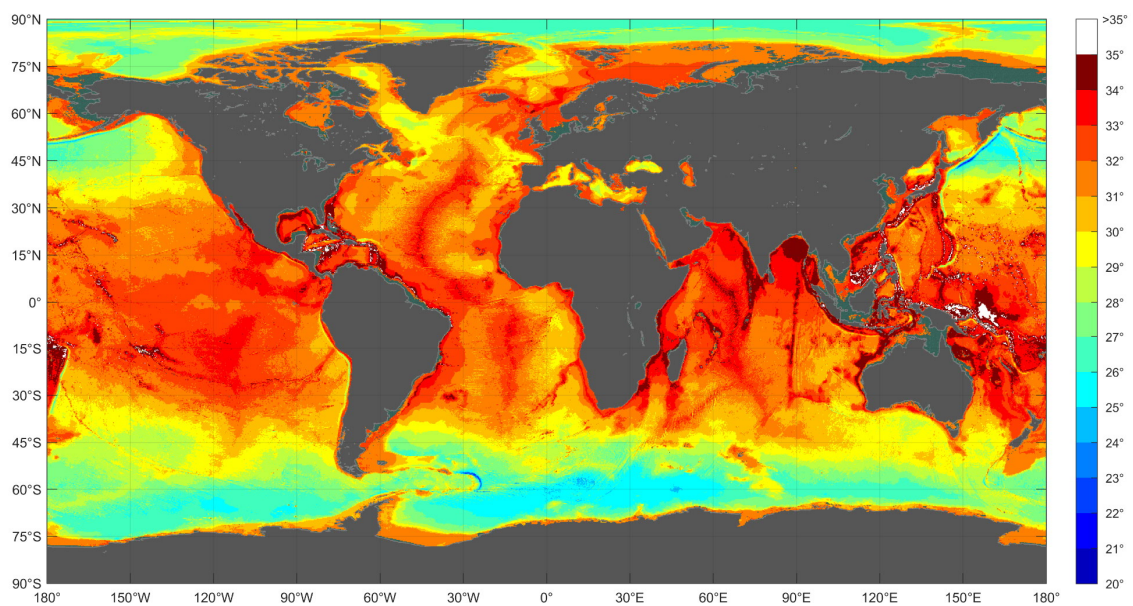


Abbildung 2.26: Globale Verteilung des Auftreffwinkels am Meeresboden bei einem angenommenen Auftreffwinkel von 32° am getauchten Objekt in **50 m Tauchtiefe** und für den Monat **August**.

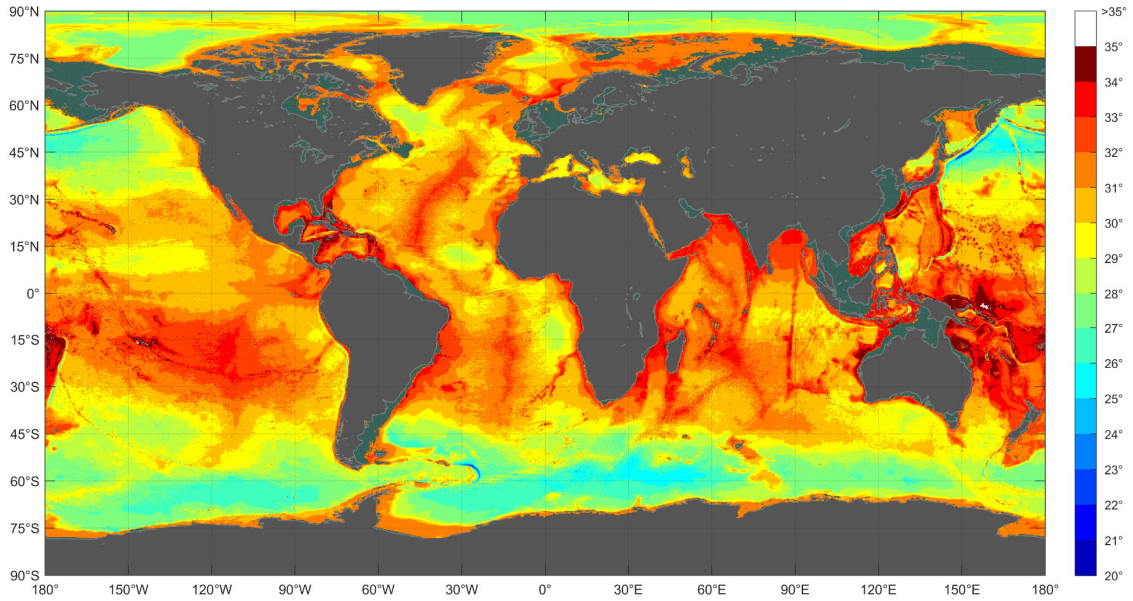


Abbildung 2.27: Globale Verteilung des Auftreffwinkels am Meeresboden bei einem angenommenen Auftreffwinkel von 32° am getauchten Objekt in **150 m Tauchtiefe** und für den Monat **Februar**.

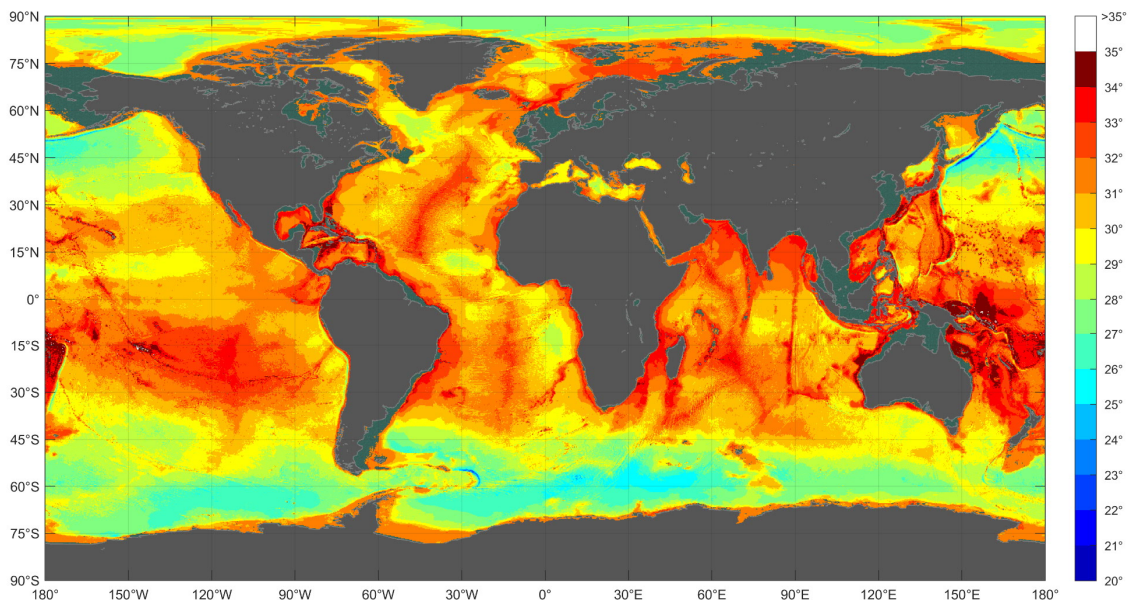


Abbildung 2.28: Globale Verteilung des Auftreffwinkels am Meeresboden bei einem angenommenen Auftreffwinkel von 32° am getauchten Objekt in **150 m Tauchtiefe** und für den Monat **August**.

Fazit

Der Zusammenhang zwischen dem Auftreffwinkel am Meeresboden und dem Auftreffwinkel am getauchten Objekt ist in Form einer global gemittelten Wahrscheinlichkeitsverteilung in Abbildung 2.24 dargestellt. Hier zeigt sich insbesondere für die steileren Winkel ($\geq 30^\circ$), dass die Spreizung der Verteilung mit zunehmendem Winkel geringer wird. D.h. bei steileren Winkeln breiten sich die Schallstrahlen zunehmend geradlinig aus und werden nicht mehr so stark gebeugt.

Für einen Auftreffwinkel von 32° am Objekt werden Auftreffwinkel am Meeresboden von 20° bis 35° erreicht. Die Schallreflexion des Meeresbodens ist vom Auftreffwinkel abhängig. Meeresbodenreflexionsmodelle zeigen bei sandigem Meeresboden gerade in diesem Winkelbereich eine sehr starke Winkelabhängigkeit. Aus diesem Grund wird in Abbildung 2.25 bis Abbildung 2.28 die globale Verteilung des Auftreffwinkels am Meeresboden bei einem angenommenen Auftreffwinkel am Objekt von 32° gezeigt. Dabei wird deutlich, dass die flachen Winkel um 20° in den beiden Tiefseegräben, dem Kurilen- und dem Süd-Sandwich-Graben vorkommen. In den Polarmeeren und im Nord Pazifik sind Winkel um 24° bis 27° zu finden. In den Meeresgebieten, die zuvor mit dem Vorhandensein ausgedehnter Schattenzonen in Verbindung gebracht wurden, kommen nur Auftreffwinkel von 32° bis 36° vor, wie die in Abbildung 2.29 gezeigte Auswertung bestätigt. In diesem Winkelbereich ist der Reflexionsverlust am Meeresboden bereits recht hoch (vgl. Abbildung 2.12 und Abbildung 2.13).

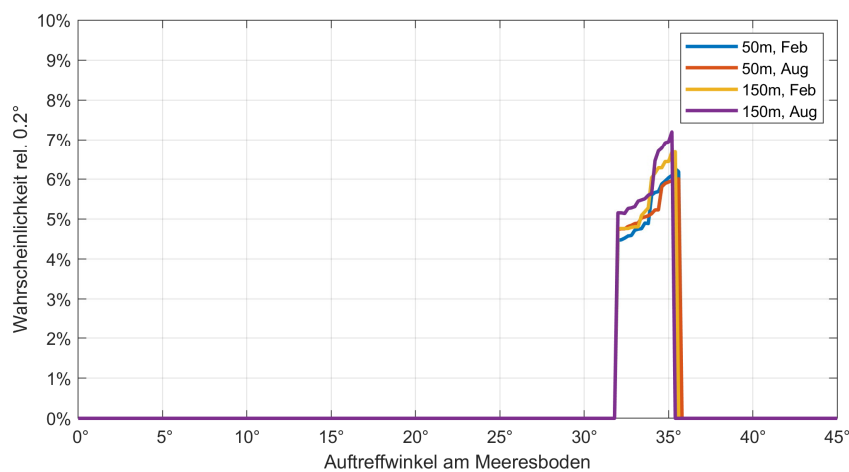


Abbildung 2.29: Wahrscheinlichkeitsverteilung für einen Auftreffwinkel am Meeresboden bei einem Auftreffwinkel am getauchten Objekt von 32° . Berechnet nur für die Gitterpunkte an denen kein unterer Grenzwinkel berechnet werden kann.

2.3. Zusammenfassung

Die weltweiten Berechnungen der Grenzwinkel der weiträumigen Schallausbreitung zeigen, dass der vertikale Schallaufreffwinkel auf ein getauchtes Objekt auf einen vertikalen Winkelbereich von $\pm 22^\circ$ zur horizontalen Ebene beschränkt ist. Ebenso gilt andersherum, dass nur Schall über weite Distanzen ausbreitungsfähig ist, der zurück in diesen Sektor von $\pm 22^\circ$ reflektiert wird.

Wird von einer Sonarortung über große Distanzen ausgegangen, so kann eine Verringerung der Schallstreuung eines Objekts derart erfolgen, dass der Schall in Winkelbereiche außerhalb des Sektors von $\pm 22^\circ$ reflektiert wird. In dem Fall wird der Schall mit jeder Reflexion an der Meeresoberfläche oder am Meeresboden zunehmend zerstreut und absorbiert.

Eine Besonderheit bilden Meeresgebiete, welche sich durch das Fehlen des unteren Grenzwinkels auszeichnen. In diesen Gebieten kann weiträumige Schallausbreitung nur über die Meeresbodenreflexion erfolgen. Ist für ein getauchtes Objekt der Auftreffwinkel von 32° als besonders kritisch zu betrachten, so ergeben sich in diesen Gebieten die zugehörigen Meeresboden-Auftreffwinkel zu mehr als 32° . Für derart steile Meeresboden-Auftreffwinkel ist der Reflexionsverlust für gewöhnlich hoch.

Aufgrund dieser Überlegungen wird der vertikale Winkelbereich der weiträumigen Schallausbreitung auf $\pm 22^\circ$ eingegrenzt. Eine Verringerung der Schallstreuung in diesen Winkelbereich geht mit einer Verringerung der Detektionswahrscheinlichkeit einher. Eine Reduktion der Schallstreuung in diesen Winkelbereich ist dadurch möglich, dass der Hauptanteil der einfallenden Schallenergie in einen anderen Winkelbereich außerhalb der $\pm 22^\circ$, reflektiert wird. Das ist beispielsweise mit einer angepassten äußeren Form des getauchten Objekts denkbar. Diese Aussage ist ein zentraler Baustein dieser Arbeit.

3. Berechnung der Schallstreuung

Diese Arbeit untersucht die Hypothese, ob es eine geeignete Form für ein Unterwasserfahrzeug gibt, sodass ein einfallendes Sonarsignal nicht in den Schallausbreitungssektor reflektiert wird.

Hierfür benötigt man einerseits die Kenntnis über die weiträumige Schallausbreitung, die solche Raumrichtungen definiert. Andererseits muss auch die Berechnung der Schallstreuung des Objekts hinreichend genau sein, um sicherzustellen, dass die Schallstreuung im Sektor der weiträumigen Schallausbreitung tatsächlich gering bleibt. Dazu reicht es nicht, nur die äußere Hülle eines Objekts zu betrachten. Gerade die Strukturen in den hinterfluteten Bereichen tragen viel zur Streucharakteristik bei.

3.1. Einordnung in bestehende Berechnungsmethoden

Die Schallstreuung an einem Objekt kann durch physikalische Methoden, wie zum Beispiel numerische Verfahren, simuliert werden. Geeignete Methoden zur numerischen Berechnung der akustischen Streuung im Unterwasserbereich sind die Rand-Elemente-Methode (BEM) [33] [72], die Finite-Elemente-Methode (FEM) [73] oder sogar eine Kopplung der FEM mit der BEM [74]. Beide Methoden, insbesondere aber die Kopplung der beiden, sind sehr rechenintensiv. Für konstruktionsbegleitende Berechnungen, die die wiederholte Berechnung von großen Strukturen bei vergleichsweise hohen Frequenzen benötigen, eignen sich aufgrund der kürzeren Berechnungszeiten andere numerische Verfahren, die auf Näherungsmethoden beruhen [75].

Eine häufig verwendete Berechnungsmethode ist unter dem Namen *Kirchhoff-Ansatz erster Ordnung* bekannt. Hier wird von einem opaken Körper ausgegangen, der durch eine einfallende Schallwelle beschallt wird. Dazu wird die äußere Körperhülle auf eine geeignete Weise elementiert (z. B. mit Dreieckselementen). Die Oberflächenelemente, die sich nicht im Schattenbereich befinden, haben eine konstante Schalldruckamplitude. Die Elemente, die sich im Schattenbereich befinden, haben den Schalldruck identisch zu null [17, p. 254]. Über das Kirchhoff-Helmholtz-Integral wird die Schallstreuung berechnet. Der Kirchhoff-Ansatz erster Ordnung kann keinerlei Reflexion zwischen Objekten oder innerhalb eines Objektes berechnen. Um dieses zu ermöglichen, wurde der Kirchhoff-Ansatz zweiter Ordnung formuliert [76]. Dennoch ist auch mit diesem bereits sehr rechenaufwendigen Ansatz nur die Berechnung einer einzigen internen Reflexion möglich. Zwischen den Objekten oder innerhalb einer konkaven Hülle kann also nur eine Reflexion berücksichtigt werden.

Einen guten Überblick über die zeitliche Entwicklung der im Unterwasserbereich verwendeten Berechnungsmethoden der letzten 20 Jahre, geben die Beiträge der internationalen BeTSSi-Workshops (Benchmark Target Strength Simulation). In diesen Workshops wird unter anderem die Schallstreuung eines generischen U-Boots von 60 m Länge berechnet. Die

teilnehmenden Gruppen vergleichen und diskutieren deren Berechnungsergebnisse. Seit Beginn dieser Workshop-Reihe wird ein Augenmerk auf die inneren Strukturen gelegt. Das sind schiffbauliche Strukturen und Ausrüstungsgegenstände, die im hinterfluteten Bereich der hydrodynamischen Hülle liegen.

Während des ersten Workshops im Jahre 2001 präsentierten lediglich zwei der fünf teilnehmenden Nationen die Berechnungen inklusive plausibler Beiträge der inneren Strukturen [77]. Diese Berechnungen beruhten auf dem Kirchhoff-Ansatz zweiter Ordnung, demzufolge musste die Berechnung in zwei Schritten erfolgen: Die Hülle und die innen liegenden Strukturen wurden getrennt voneinander gerechnet und im Nachhinein zusammengeführt. Ein derartiges Vorgehen, allerdings mit dem Kirchhoff-Ansatz erster Ordnung, findet sich 2004 auch bei Maxit et. al [78]. Diese Verfahren können zwar ein oder zwei Reflexionen an den inneren Strukturen darstellen (beispielsweise Reflexionen an senkrecht aneinander stehenden Schotten), jedoch keine Dreifachreflexionen, wie sie bei einer Tripelspiegel-Konstellation vorkommen. Weiterhin werden i) die Interaktion zwischen Hülle und innere Strukturen und ii) die Transmission innerhalb der inneren Strukturen nicht berücksichtigt.

In dieser Arbeit wird eine Methode entwickelt, die diese Effekte berücksichtigt. Im Jahre 2012 hat der Autor dieser Arbeit auf der DWT-Tagung *Schall und Schwingungen Wellen und Turbulenz in sensibler Umgebung* [79] den Berechnungsansatz vorgestellt [80], der auch dem hier entwickeltem Berechnungsverfahren zugrunde liegt. Mit diesem Ansatz gelingt es, die Berechnung der akustischen Streuung eines getauchten Objekts mit Außenhaut und inneren Strukturen zugleich zu berechnen, ohne dabei auf eine bestimmte Anzahl an Reflexionen beschränkt zu sein. Zusätzlich zu den Reflexionen werden auch Transmissionen der Außenhaut und inneren Strukturen berücksichtigt.

Mit diesem Berechnungsansatz konnte der Autor zum zweiten BeTSSi-Workshop im Jahre 2014 die Schallrückstreuung des kompletten generischen U-Boots bis zu der höchsten geforderten Frequenz berechnen. Dies ist lediglich einer weiteren der 16 beteiligten Gruppen gelungen, nämlich der WTD71 (Wehrtechnische Dienststelle für Schiffe und Marinewaffen, Maritime Technologie und Forschung) [81]. Die beiden Berechnungsmethoden, die diese Berechnungen inklusive innerer Strukturen bis zu 30 kHz erlaubten, können vom Prinzip her als sehr ähnlich angesehen werden. Das Verfahren der WTD71 ist in den Konferenzbeiträgen [82], [83] und [84] beschrieben.

Zum dritten Workshop im Jahre 2016 wurde diese Methode noch von einer weiteren Gruppe übernommen, sodass insgesamt vier der zehn Gruppen plausible Berechnungsergebnisse mit inneren Strukturen oberhalb von 1 kHz zeigen konnten [85]. Eine dieser vier Gruppen benutzte weiterhin das bereits 2001 verwendete Verfahren, bei dem die hydrodynamische Hülle und die inneren Strukturen getrennt berechnet werden.

In der BeTSSi-Workshop-Reihe wurden 2016 erstmals auch BEM-Ergebnisse gezeigt, die die inneren Strukturen hinter der äußeren Hülle berücksichtigen [86]. Zuvor wurde innerhalb der BeTSSi-Workshops die BEM stets mit einer schallharter Berandung der äußeren Hülle berechnet.

3.2. Entwicklung der KHI-Raytracing-Methode

3.2.1. Schallstrahlenansatz

Das in dieser Arbeit neu entwickelte Verfahren zur Berechnung der akustischen Streuung lehnt sich an das Verfahren an, das zur Erzeugung von fotorealistischen Computerbildern verwendet wird. Die Methode zur Generierung dieser Bilder wird Raytracing genannt und ist nicht zu vergleichen mit den Methoden, die in der Unterwasserakustik unter dem gleichen Namen bekannt sind. Dem Autor ist kein Zielmaß-Berechnungsprogramm bekannt, das zuvor diesen Ansatz hatte.

Das Verfahren zur Erstellung von computergenerierten fotorealistischen Bildern dreht den Strahlenverlauf um und verfolgt die Strahlen vom Punkt des Betrachters aus über das Raster einer gedachten Bildebene (Abbildung 3.1). Jeder Strahl wird einem Schnittpunkttest unterzogen, um festzustellen, ob ein Objekt der sogenannten Szene getroffen wurde. Falls ja, wird der Rasterpunkt (Pixel) entsprechend der Farbe und Beleuchtung des Objekts eingefärbt. Vom Schnittpunkt aus kann sich der Strahl in einen reflektierten und einen transmittierten Strahl aufteilen. Auch diese können zur Einfärbung des Pixels beitragen. Die Strahlenverfolgung und der Schnittpunkttest können rekursiv bis zu einer vorab definierten Rekursionstiefe erfolgen. Rekursiv bedeutet in diesem Fall, dass sich die Unterfunktion zur Berechnung des Strahlenverlaufs und des Schnittpunkts selbst wieder aufruft.

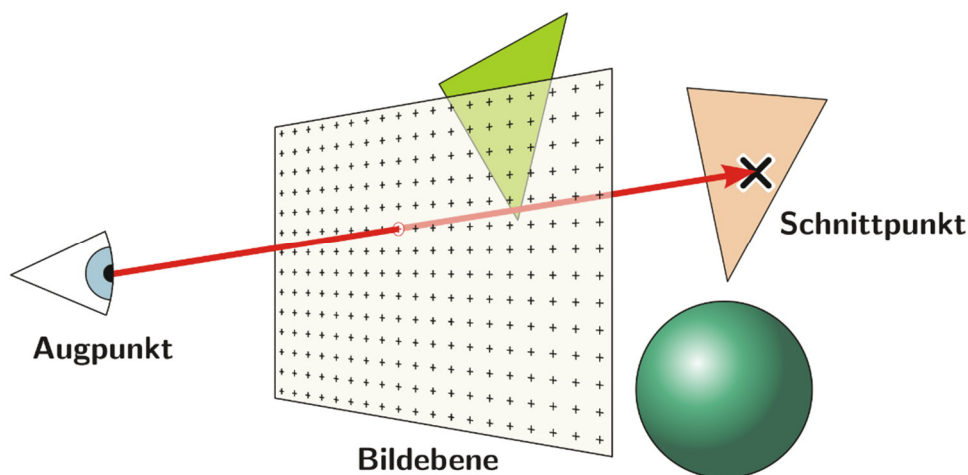


Abbildung 3.1: Das Raytracing-Prinzip. Vom Augpunkt aus wird ein Strahl durch ein Pixel der Bildebene gesendet und auf den nächsten Schnittpunkt mit der Szene getestet. Das Pixel wird entsprechend eingefärbt. Bild und Bildbeschriftung aus Ref. [87].

Dieses rekursive Raytracing-Verfahren wurde mit folgenden Änderungen für die Zielmaßrechnung adaptiert:

- i) Die Initialstrahlen gehen nicht vom Schallempfänger, sondern von der Schallquelle aus, die punktförmig angenommen wird.
- ii) Die Länge der Schallstrahlen wird bestimmt, um deren kohärente Superposition zu erlauben.

- iii) Der Schalldruck am Ort des Empfängers wird in einer Nachlaufrechnung durch das Kirchhoff-Helmholtz-Integral bestimmt. Dazu wird über die Beiträge aller Strahlen integriert, die die Szene in Richtung Außenraum verlassen.

Wenn die Strahlenverfolgung bereits nach der ersten Reflexion beendet wird (Rekursionstiefe 1), dann gleicht das Verfahren dem klassischen Kirchhoff-Ansatz erster Ordnung. Eine Rekursionstiefe von 2 unterscheidet sich jedoch von dem Kirchhoff-Ansatz zweiter Ordnung insofern, als das Raytracing-Verfahren stets von einer gerichteten Reflexion ausgeht und keine Streuung berücksichtigt, wie das bei dem Kirchhoff-Ansatz zweiter Ordnung der Fall ist.

3.2.1. Implementierung des Kirchhoff-Helmholtz-Integrals

Das Raytracing-Verfahren arbeitet unabhängig von der Art der Vernetzung der Objekte. Die Elementgröße der Objekte muss so gewählt werden, dass deren Geometrie ausreichend gut abgebildet wird. Für eine ebene Platte beliebiger Größe reichen dazu zwei Dreieckselemente. Die Elementgröße der numerischen Integration wird über das Raster der Bildebene bestimmt und wird im Folgenden beschrieben.

Das Raster der Bildebene bildet ein rechtwinkliges Gitter. So können die Schallstrahlen als Strahlenbalken angesehen werden, dies seien Strahlen mit einem rechteckigen Querschnitt. Solche Strahlenbalken haben bei senkrechtem Einfall auf eine Fläche eine rechteckige Projektion oder allgemeiner: bei beliebiger Einfallrichtung eine parallelogrammförmige Projektion (*Footprint*). Die parallelogrammförmige Projektion kann dazu genutzt werden, die Berechnung zu beschleunigen. Dazu wird die Streuung des Parallelogramms analytisch in Abhängigkeit der Strahlengeometrie und der Orientierung der Auftrefffläche beschrieben und so in das Berechnungsprogramm implementiert. Das erlaubt eine Rasterung der Bildebene, die deutlich größer ist als die Wellenlänge. Die Gesamtanzahl der Strahlen wird dadurch erheblich verringert. Ein solches Beschleunigungsverfahren ist für dreieckige Flächenelemente in [76] beschrieben.

Zunächst seien in Abbildung 3.2 einige geometrischen Beziehungen der Schallstrahlenverfolgung skizziert. Der Schallstrahl wird von der Schallquelle T_x ausgesendet und folgt dem Pfad \vec{a}_0 bis er auf die äußere Hülle trifft (dargestellt als blaue Linie). Von da aus teilt sich der Strahl in einen transmittierten Anteil und einen (nicht gezeigten) reflektierten Anteil. Der transmittierte Anteil erfährt keine Richtungsänderung und folgt dem Pfad \vec{a}_1 bis er auf die innere Struktur trifft, wo er sich erneut aufteilt. An dieser Stelle ist nur der reflektierte Anteil gezeigt, der dem Pfad \vec{a}_2 folgt, bis er wieder auf die äußere Hülle trifft. Der transmittierte Anteil folgt dem Pfad \vec{a}_3 . Dieser Pfad verlässt die äußere Hülle in den Außenraum.

Für diesen letzten Pfad lässt sich die Position einer virtuellen Schallquelle T_{x_v} definieren. Diese erzeugt auf dem Footprint des Schallstrahls die gleiche Druckverteilung wie die ursprüngliche Schallquelle. Die Position der virtuellen Schallquelle ist durch die Ausfallsrichtung des Schalls, die Orientierung des getroffenen Flächenelements und die bis zum letzten Auftreffpunkt zurückgelegte Wegstrecke bestimmt. Der Footprint eines Schallstrahls (bzw. Schallbalkens) auf der äußeren Hülle ist in dieser zweidimensionalen

Darstellung durch den gelb gekennzeichneten Linienabschnitt veranschaulicht. Die parallelogrammförmige Fläche des Footprints fließt in die Kirchhoff-Helmholtz-Integration ein.

Der Vektor vom Koordinatenursprung zur Position der virtuellen Schallquelle wird mit \vec{q}_v bezeichnet. Der Vektor zum Feldpunkt, an dem der gestreute Schalldruck berechnet wird, wird mit \vec{s} bezeichnet. Der Vektor, der die Fläche des Footprints abtastet, wird mit \vec{r} bezeichnet.

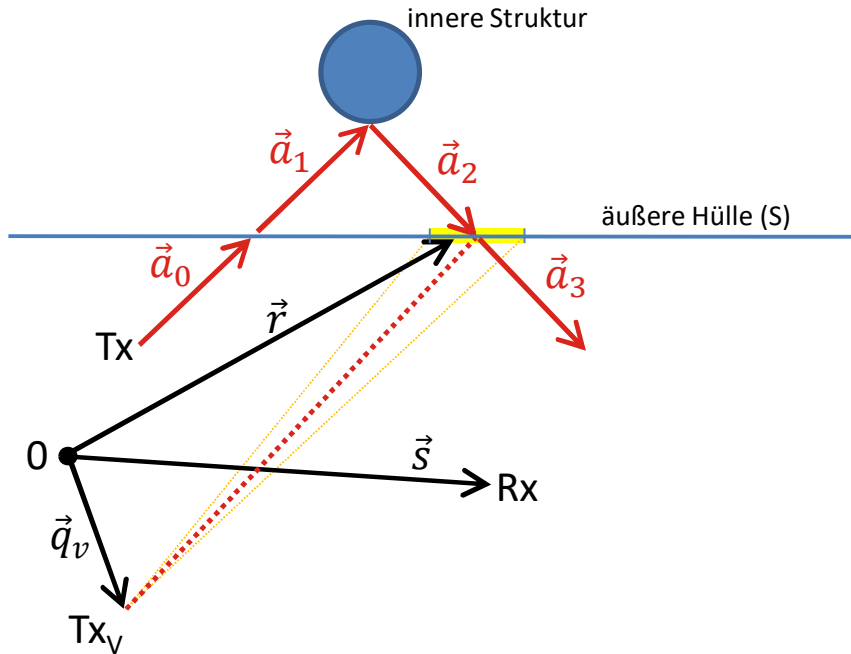


Abbildung 3.2: Geometrische Beziehungen bei der Schallstrahlenverfolgung und der Berechnung der akustischen Streuung.

Zur Berechnung des gestreuten Schalldrucks $p^S(\vec{s})$ wird das Kirchhoff-Helmholtz-Integral für eine nach außen laufende Schallwelle herangezogen [17, pp. 244, Gl. 7.2.17]. Die Verwendung des nach außen laufenden Pfads (\vec{a}_3 in Abbildung 3.2) stellt sicher, dass die Schallwelle sowohl für reflektierende als auch für transmittierte Strahlen stets von der äußeren Hülle nach außen läuft. Für diesen Fall ergibt sich das Kirchhoff-Helmholtz-Integral zu

$$p^S(\vec{s}) = \frac{1}{4\pi} \int p(\vec{q}_v, \vec{r}) \frac{\partial}{\partial n_e} G(\vec{s}, \vec{r}) - G(\vec{s}, \vec{r}) \frac{\partial}{\partial n_e} p(\vec{q}_v, \vec{r}) dS, \quad (3.1)$$

wobei $p(\vec{q}_v, \vec{r})$ der komplexwertige einfallende Schalldruck auf der Fläche S und $p^S(\vec{s})$ der gestreute komplexwertige Schalldruck am Feldpunkt \vec{s} ist. Mit G wird die *Greensche Funktion* bezeichnet. Ausgehend von einer Punktquelle an der Position \vec{q} ist der Schalldruck an der Position \vec{r} gegeben durch $p(\vec{q}_v, \vec{r})$ mit

$$p(\vec{q}_v, \vec{r}) = p_{RT} \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{q}_v|}}{|\vec{r}-\vec{q}_v|}. \quad (3.2)$$

Dabei bezeichnet k die Wellenzahl und $p_{RT} = p_0 \prod_{i=1}^{n_R} R_i \prod_{j=1}^{n_T} T_j$ gibt den durch die Reflexionskoeffizienten R_i und Transmissionskoeffizienten T_j verminderten relativen Schalldruck an.

Die Greensche Funktion G ist eine Fundamentallösung der Helmholtz-Gleichung. Als Ansatz wird die Fundamentallösung für Kugelwellen verwendet,

$$G = \frac{e^{ik|\vec{s}-\vec{r}|}}{|\vec{s}-\vec{r}|}. \quad (3.3)$$

Die Ableitung der Greenschen Funktion in Flächennormalrichtung ergibt sich zu

$$\frac{\partial}{\partial n_e} G = \nabla G \cdot \vec{n}_e. \quad (3.4)$$

Der Flächennormalvektor zeigt dabei von der äußeren Hülle nach außen. Durch die Substitution von $\chi = |\vec{s}-\vec{r}|$ in der Greenschen Funktion

$$G = \frac{e^{ik|\vec{s}-\vec{r}|}}{|\vec{s}-\vec{r}|} = \frac{e^{-ik\chi}}{\chi} \quad (3.5)$$

wird der Gradient ∇G zu

$$\nabla G = \left(\frac{\partial G}{\partial \chi} \frac{\partial \chi}{\partial x}, \frac{\partial G}{\partial \chi} \frac{\partial \chi}{\partial y}, \frac{\partial G}{\partial \chi} \frac{\partial \chi}{\partial z} \right) = \frac{\partial G}{\partial \chi} (\nabla \chi). \quad (3.6)$$

Außerdem kann $\nabla \chi$ durch eine weitere Substitution berechnet werden.

Sei $\vec{\xi} = (\vec{s}-\vec{r})$ und $\vec{r} = (x, y, z)$, so wird $\nabla \chi$ zu

$$\begin{aligned} \nabla \chi &= \left(\frac{\partial \chi}{\partial \xi_x} \frac{\partial \xi_x}{\partial x}, \frac{\partial \chi}{\partial \xi_y} \frac{\partial \xi_y}{\partial y}, \frac{\partial \chi}{\partial \xi_z} \frac{\partial \xi_z}{\partial z} \right) \\ &= \left(\frac{\partial |\vec{\xi}|}{\partial \xi_x} \frac{\partial (s_x - x)}{\partial x}, \frac{\partial |\vec{\xi}|}{\partial \xi_y} \frac{\partial (s_y - y)}{\partial y}, \frac{\partial |\vec{\xi}|}{\partial \xi_z} \frac{\partial (s_z - z)}{\partial z} \right) \\ &= \left(-\frac{\partial |\vec{\xi}|}{\partial \xi_x}, -\frac{\partial |\vec{\xi}|}{\partial \xi_y}, -\frac{\partial |\vec{\xi}|}{\partial \xi_z} \right) \\ &= -\frac{\vec{\xi}}{|\vec{\xi}|}, \end{aligned} \quad (3.7)$$

Woraus folgt

$$\nabla\chi = -\frac{\vec{s} - \vec{r}}{|\vec{s} - \vec{r}|}. \quad (3.8)$$

Damit ergibt sich ∇G zu

$$\nabla G = \frac{\partial G}{\partial \chi} \cdot \nabla\chi = -\frac{\partial G}{\partial \chi} \cdot \frac{\vec{s} - \vec{r}}{|\vec{s} - \vec{r}|}. \quad (3.9)$$

Schließlich wird noch der Differentialquotient $\frac{\partial G}{\partial \chi}$ unter der Verwendung der Quotientenregel berechnet. Dazu sei

$$g = e^{ik\chi} \quad \text{und} \quad f = \chi,$$

sodass

$$G = \frac{e^{ik\chi}}{\chi} = \frac{g}{f} \quad (3.10)$$

und

$$\frac{\partial G}{\partial \chi} = \frac{g'f - gf'}{f^2}. \quad (3.11)$$

Die Ableitungen der Funktionen f und g sind

$$\frac{\partial f}{\partial \chi} = \frac{\partial}{\partial \chi} \chi = 1 \quad (3.12)$$

und

$$\frac{\partial g}{\partial \chi} = \frac{\partial}{\partial \chi} e^{ik\chi} = ike^{ik\chi}. \quad (3.13)$$

Deshalb gilt

$$\begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial \chi} &= \frac{ik\chi e^{ik\chi} - e^{ik\chi}}{\chi^2} \\ &= \frac{ik|\vec{s} - \vec{r}| e^{ik|\vec{s} - \vec{r}|} - e^{ik|\vec{s} - \vec{r}|}}{|\vec{s} - \vec{r}|^2} \\ &= \frac{(ik|\vec{s} - \vec{r}| - 1)}{|\vec{s} - \vec{r}|^2} e^{ik|\vec{s} - \vec{r}|} \end{aligned} \quad (3.14)$$

und schließlich

$$\begin{aligned}
\nabla G &= \frac{\partial G}{\partial \chi} (\nabla \chi) \\
&= \frac{\partial G}{\partial \chi} \cdot \left(-\frac{\vec{s} - \vec{r}}{|\vec{s} - \vec{r}|} \right) \\
&= \frac{(ik|\vec{s} - \vec{r}| - 1)}{|\vec{s} - \vec{r}|^2} e^{ik|\vec{s} - \vec{r}|} \frac{\vec{s} - \vec{r}}{|\vec{s} - \vec{r}|} \cdot (-1) \\
&= -\frac{(ik|\vec{s} - \vec{r}| - 1)}{|\vec{s} - \vec{r}|^3} e^{ik|\vec{s} - \vec{r}|} (\vec{s} - \vec{r}).
\end{aligned} \tag{3.15}$$

Ist der Feldpunkt weit von der äußeren Hülle entfernt, d.h. gilt $k|\vec{s} - \vec{r}| \gg 1$, vereinfacht sich die Gleichung entsprechend zu

$$\nabla G = -ik \frac{e^{ik|\vec{s} - \vec{r}|}}{|\vec{s} - \vec{r}|^2} (\vec{s} - \vec{r}). \tag{3.16}$$

Für die Ableitung der Greenschen Funktion in die Flächennormalrichtung \vec{n}_e gilt demnach

$$\frac{\partial}{\partial n_e} G(\vec{s}, \vec{r}) = -ik \frac{e^{ik|\vec{s} - \vec{r}|}}{|\vec{s} - \vec{r}|^2} (\vec{s} - \vec{r}) \cdot \vec{n}_e. \tag{3.17}$$

Analog berechnet sich die Ableitung in die Flächennormalrichtung des einfallenden Schalldrucks $p(\vec{q}_v, \vec{r})$ für eine weit entfernte Schallquelle zu

$$\frac{\partial}{\partial n_e} p(\vec{q}_v, \vec{r}) = ikp_{RT} \frac{e^{ik|\vec{r} - \vec{q}_v|}}{|\vec{r} - \vec{q}_v|^2} (\vec{r} - \vec{q}_v) \cdot \vec{n}_e. \tag{3.18}$$

Somit sind alle Terme des Kirchhoff-Helmholtz-Integrals aus Gleichung (3.1) bestimmt und das gestreute Schallfeld am Feldpunkt \vec{s} kann aus dem Schalldruck der nach außen laufenden Schallstrahlen bestimmt werden. Werden die Terme explizit in das Kirchhoff-Helmholtz-Integral eingesetzt, so folgt

$$\begin{aligned}
p^S(\vec{s}) &= \frac{1}{4\pi} \int -p_{RT} \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{q}_v|}}{|\vec{r}-\vec{q}_v|} ik \frac{e^{ik|\vec{s}-\vec{r}|}}{|\vec{s}-\vec{r}|^2} (\vec{s}-\vec{r}) \cdot \vec{n}_e \\
&\quad - \frac{e^{ik|\vec{s}-\vec{r}|}}{|\vec{s}-\vec{r}|} ik p_{RT} \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{q}_v|}}{|\vec{r}-\vec{q}_v|^2} (\vec{r}-\vec{q}_v) \cdot \vec{n}_e dS \\
&= -ik \frac{p_{RT}}{4\pi} \int \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{q}_v|}}{|\vec{s}-\vec{r}|} \frac{e^{ik|\vec{s}-\vec{r}|}}{|\vec{s}-\vec{r}|} (\vec{s}-\vec{r}) \cdot \vec{n}_e \\
&\quad + \frac{e^{-ik|\vec{s}-\vec{r}|}}{|\vec{s}-\vec{r}|} \frac{e^{-ik|\vec{r}-\vec{q}_v|}}{|\vec{r}-\vec{q}_v|} (\vec{r}-\vec{q}_v) \cdot \vec{n}_e dS \\
&= -ik \frac{p_{RT}}{4\pi} \int \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{q}_v|} e^{ik|\vec{s}-\vec{r}|}}{|\vec{s}-\vec{r}| |\vec{r}-\vec{q}_v| |\vec{s}-\vec{r}|} (\vec{s}-\vec{r}) \cdot \vec{n}_e \\
&\quad + \frac{e^{ik|\vec{s}-\vec{r}|} e^{ik|\vec{r}-\vec{q}_v|}}{|\vec{s}-\vec{r}| |\vec{r}-\vec{q}_v| |\vec{r}-\vec{q}_v|} (\vec{r}-\vec{q}_v) \cdot \vec{n}_e dS,
\end{aligned} \tag{3.19}$$

und schließlich

$$p^S(\vec{s}) = -ik \frac{p_{RT}}{4\pi} \int \frac{e^{ik(|\vec{r}-\vec{q}_v|+|\vec{s}-\vec{r}|)}}{|\vec{s}-\vec{r}| |\vec{r}-\vec{q}_v|} \left(\frac{(\vec{s}-\vec{r})}{|\vec{s}-\vec{r}|} + \frac{(\vec{r}-\vec{q}_v)}{|\vec{r}-\vec{q}_v|} \right) \cdot \vec{n}_e dS. \tag{3.20}$$

Zur einfacheren Programmierung der obigen Gleichung wird eine andere Position der virtuellen Schallquelle gewählt. Abbildung 3.3 skizziert die neue Position \vec{q} , die dadurch erreicht wird, dass die Position der virtuellen Schallquelle \vec{q}_v am Flächenelement gespiegelt wird.

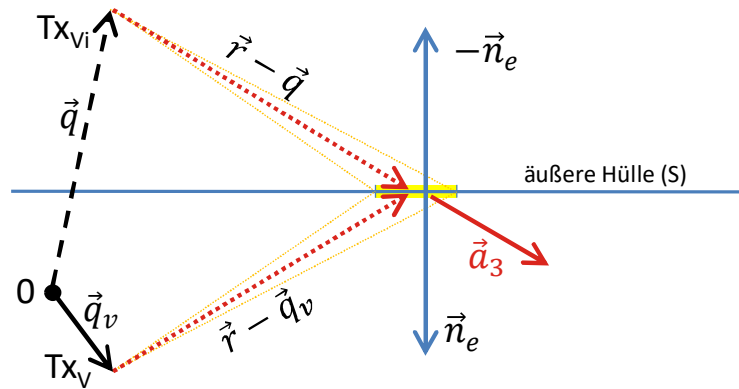


Abbildung 3.3: Spiegelung der Position der virtuellen Schallquelle zur einfacheren Umsetzung im Berechnungsprogramm.

Das scheint zunächst unnötig, ist aber im Programm leichter umzusetzen, da die Richtung durch den nach außen laufenden Schallpfad \vec{a}_3 gegeben ist. Die Orientierung des Flächenelements wird für die Positionsbestimmung nun nicht mehr benötigt. Die Distanz vom Flächenelement entspricht der gesamten Wegstrecke des Schallpfads von der Schallquelle bis zum Flächenelement. Da sich die neue virtuelle Schallquelle auf der anderen Seite des Flächenelements befindet, muss zur Berechnung des Schalldruckgradienten $\nabla p(\vec{q}_v, \vec{r}) \cdot \vec{n}_e$ die Richtung der Flächennormale \vec{n}_e invertiert werden. D.h. es gilt $\nabla p(\vec{q}_v, \vec{r}) \cdot \vec{n}_e = \nabla p(\vec{q}, \vec{r}) \cdot (-\vec{n}_e)$ und folglich

$$\begin{aligned}
p^S(\vec{s}) &= -ik \frac{p_{RT}}{4\pi} \int \frac{e^{ik(|\vec{r}-\vec{q}_v|+|\vec{s}-\vec{r}|)}}{|\vec{s}-\vec{r}| |\vec{r}-\vec{q}_v|} \left(\frac{(\vec{s}-\vec{r})}{|\vec{s}-\vec{r}|} + \frac{(\vec{r}-\vec{q}_v)}{|\vec{r}-\vec{q}_v|} \right) \cdot \vec{n}_e dS \\
&= -ik \frac{p_{RT}}{4\pi} \int \frac{e^{ik(|\vec{r}-\vec{q}|+|\vec{s}-\vec{r}|)}}{|\vec{s}-\vec{r}| |\vec{r}-\vec{q}|} \left(\frac{(\vec{s}-\vec{r})}{|\vec{s}-\vec{r}|} \cdot \vec{n}_e + \frac{(\vec{r}-\vec{q})}{|\vec{r}-\vec{q}|} \cdot (-\vec{n}_e) \right) dS \\
&= -ik \frac{p_{RT}}{4\pi} \int \frac{e^{ik(|\vec{r}-\vec{q}|+|\vec{s}-\vec{r}|)}}{|\vec{s}-\vec{r}| |\vec{r}-\vec{q}|} \left(\frac{(\vec{s}-\vec{r})}{|\vec{s}-\vec{r}|} \cdot \vec{n}_e - \frac{(\vec{r}-\vec{q})}{|\vec{r}-\vec{q}|} \cdot \vec{n}_e \right) dS \\
&= ik \frac{p_{RT}}{4\pi} \int \frac{e^{ik(|\vec{r}-\vec{s}|+|\vec{r}-\vec{q}|)}}{|\vec{r}-\vec{s}| |\vec{r}-\vec{q}|} \left(\frac{(\vec{r}-\vec{q})}{|\vec{r}-\vec{q}|} - \frac{(\vec{r}-\vec{s})}{|\vec{r}-\vec{s}|} \right) \cdot \vec{n}_e dS
\end{aligned} \tag{3.21}$$

An dieser Stelle wird die Parametrisierung der Parallelogrammfläche eingeführt, diese folgt im Wesentlichen Ref. [88]. Dazu werden in Abbildung 3.4 weitere geometrische Beziehungen am Parallelogramm beschrieben. Die Vektoren mit \vec{q} , \vec{s} und \vec{r} sind bereits in Abbildung 3.2 und Abbildung 3.3 definiert und finden sich hier wieder. Die gespiegelte Position der virtuellen Schallquelle wird mit \vec{q} bezeichnet, der Feldpunkt mit \vec{s} und der Vektor \vec{r} tastet die Fläche des Parallelogramms ab, über das es zu integrieren gilt. Die Vektoren zu den Eckpunkten des Parallelogramms werden \vec{e}_1 bis \vec{e}_4 benannt und die Flächennormale weiterhin \vec{n}_e .

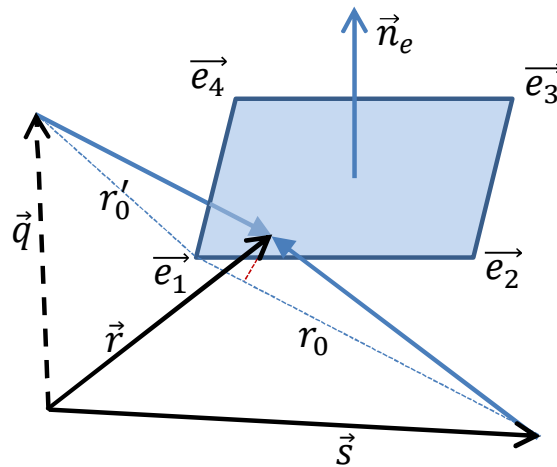


Abbildung 3.4: Geometrische Beziehungen zur Berechnung der akustischen Streuung an einem Parallelogramm.

Über die Fläche des Parallelogramms wird das Kirchhoff-Helmholtz-Integral berechnet, um den Beitrag des korrespondierenden Schallstrahls zum Gesamtstrefelfeld am Feldpunkt \vec{s} zu ermitteln. Der Vektor \vec{r} bildet also den Integrationspunkt.

Der Vektor \vec{r} lässt sich aus zwei Seitenvektoren des Parallelogramms parametrisieren:

$$\vec{r} = \vec{e}_1 + \lambda(\vec{e}_2 - \vec{e}_1) + \mu(\vec{e}_4 - \vec{e}_1) \quad \text{mit } 0 \leq \lambda, \mu \leq 1 \text{ und } \lambda, \mu \in \mathbb{R} \quad (3.22)$$

Der Vektor vom Feldpunkt \vec{s} im Außenraum zum Integrationspunkt \vec{r} am Parallelogramm ist somit

$$\vec{r} - \vec{s} = \vec{e}_1 - \vec{s} + \lambda(\vec{e}_2 - \vec{e}_1) + \mu(\vec{e}_4 - \vec{e}_1) \quad (3.23)$$

und sein Betrag kann näherungsweise als Entfernung zwischen dem Feldpunkt \vec{s} und dem Eckpunkt \vec{e}_1 abzüglich einer Projektion des Vektors \vec{r} auf den Vektor $(\vec{e}_1 - \vec{s})$ angegeben werden (die rote gestrichelte Linie in Abbildung 3.4 soll das veranschaulichen):

$$|\vec{r} - \vec{s}| \approx |\vec{e}_1 - \vec{s}| + [\lambda(\vec{e}_2 - \vec{e}_1) + \mu(\vec{e}_4 - \vec{e}_1)] \cdot \frac{\vec{e}_1 - \vec{s}}{|\vec{e}_1 - \vec{s}|} \quad (3.24)$$

Mit den Abkürzungen

$$\begin{aligned} r_0 &= |\vec{e}_1 - \vec{s}| \\ c_1 &= \frac{(\vec{e}_2 - \vec{e}_1) \cdot (\vec{e}_1 - \vec{s})}{r_0} \\ c_2 &= \frac{(\vec{e}_4 - \vec{e}_1) \cdot (\vec{e}_1 - \vec{s})}{r_0} \end{aligned} \quad (3.25)$$

ergibt sich

$$|\vec{r} - \vec{s}| \approx r_0 + \lambda c_1 + \mu c_2 \quad (3.26)$$

Analog kann der Betrag des Vektors vom Integrationspunkt am Parallelogramm zur virtuellen Schallquelle mit

$$|\vec{r} - \vec{q}| \approx |\vec{e}_1 - \vec{q}| + [\lambda(\vec{e}_2 - \vec{e}_1) + \mu(\vec{e}_4 - \vec{e}_1)] \cdot \frac{\vec{e}_1 - \vec{q}}{|\vec{e}_1 - \vec{q}|} \quad (3.27)$$

angenähert werden. Mit den Abkürzungen

$$\begin{aligned} r'_0 &= |\vec{e}_1 - \vec{q}| \\ c'_1 &= \frac{(\vec{e}_2 - \vec{e}_1) \cdot (\vec{e}_1 - \vec{q})}{r'_0} \\ c'_2 &= \frac{(\vec{e}_4 - \vec{e}_1) \cdot (\vec{e}_1 - \vec{q})}{r'_0} \end{aligned} \quad (3.28)$$

ergibt sich

$$|\vec{r} - \vec{q}| \approx r'_0 + \lambda c'_1 + \mu c'_2. \quad (3.29)$$

Mit dieser Parametrisierung und den eingeführten Abkürzungen kann das Kirchhoff-Helmholtz-Integral weiter umgeformt werden. Die darin enthaltene Exponentialfunktion kann wie folgt angenähert werden

$$\begin{aligned} e^{ik(|\vec{r}-\vec{s}|+|\vec{r}-\vec{q}|)} &\approx e^{ik((r_0+\lambda c_1+\mu c_2)+(r'_0+\lambda c'_1+\mu c'_2))} \\ &= e^{ik((r_0+r'_0)+\lambda(c_1+c'_1)+\mu(c_2+c'_2))} \\ &= e^{ik(r_{00}+\lambda c_{11}+\mu c_{22})}, \end{aligned} \quad (3.30)$$

wobei die weitere abkürzende Schreibweise

$$\begin{aligned} r_{00} &= r_0 + r'_0 \\ c_{11} &= c_1 + c'_1 \\ c_{22} &= c_2 + c'_2 \end{aligned} \quad (3.31)$$

eingeführt wurde. Durch die Parametrisierung von \vec{r} durch λ und μ ergibt das infinitesimale Flächenelement dS zu

$$dS = \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial \lambda} \times \frac{\partial \vec{r}}{\partial \mu} \right| d\lambda d\mu = |(\vec{e}_2 - \vec{e}_1) \times (\vec{e}_4 - \vec{e}_1)| d\lambda d\mu = A d\lambda d\mu, \quad (3.32)$$

wobei A der Fläche des Parallelogramms entspricht.

Sind die Beträge von \vec{q} und \vec{s} stets deutlich größer als die räumliche Ausdehnung des Parallelogramms, so kann $|\vec{r} - \vec{q}|$ mit r'_0 und $|\vec{r} - \vec{s}|$ mit r_0 angenähert werden. Weiterhin können die Einheitsvektoren $(\vec{r} - \vec{q})/|\vec{r} - \vec{q}|$ und $(\vec{r} - \vec{s})/|\vec{r} - \vec{s}|$ durch $\vec{n}_q = (\vec{e}_1 - \vec{q})/r'_0$ und $\vec{n}_s = (\vec{e}_1 - \vec{s})/r_0$ ersetzt werden. Damit sind sie innerhalb der Integrationsfläche konstant und können vor das Integral gezogen werden. Es ergibt sich

$$\begin{aligned} p^S(\vec{s}) &= ik \frac{p_{RT}}{4\pi} \iint \frac{e^{ik(r_{00}+\lambda c_{11}+\mu c_{22})}}{r_0 r'_0} (\vec{n}_q - \vec{n}_s) \cdot \vec{n}_e A d\lambda d\mu \\ &= ik \frac{p_{RT}}{4\pi r_0 r'_0} (\vec{n}_q - \vec{n}_s) \cdot A \vec{n}_e \iint e^{ik(r_{00}+\lambda c_{11}+\mu c_{22})} d\lambda d\mu \\ &= ik \frac{p_{RT}}{4\pi r_0 r'_0} (\vec{n}_q - \vec{n}_s) \cdot A \vec{n}_e e^{ikr_{00}} \int_0^1 e^{ik\lambda c_{11}} d\lambda \int_0^1 e^{ik\mu c_{22}} d\mu. \end{aligned} \quad (3.33)$$

Um über die gesamte Parallelogrammfläche zu integrieren wird für λ und μ von 0 bis 1 integriert. Mit

$$\int_0^1 e^{ik\lambda c_{11}} d\lambda = \left[\frac{e^{ik\lambda c_{11}}}{ikc_{11}} \right]_0^1 = -i \frac{(e^{ikc_{11}} - 1)}{kc_{11}} \quad (3.34)$$

und analog

$$\int_0^1 e^{ik\mu c_{22}} d\mu = \left[\frac{e^{ik\mu c_{22}}}{ikc_{22}} \right]_0^1 = -i \frac{(e^{ikc_{22}} - 1)}{kc_{22}} \quad (3.35)$$

ergibt sich für den gestreuten Schalldruck am Feldpunkt \vec{s}

$$p^S(\vec{s}) = -i \frac{p_{RT}}{4\pi k r_0 r'_0} (\vec{n}_q - \vec{n}_s) \cdot A\vec{n}_e e^{ikr_{00}} \frac{(e^{ikc_{11}} - 1)}{c_{11}} \frac{(e^{ikc_{22}} - 1)}{c_{22}}. \quad (3.36)$$

Mit dieser Gleichung ist es möglich, den Beitrag eines von der äußeren Hülle nach außen laufenden Schallstrahls zum gestreuten Schalldruck an einem Feldpunkt zu berechnen. Dazu werden die geometrischen Daten des Footprints, die Position der virtuellen Schallquelle und die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten entlang des Strahlenverlaufs benötigt.

Bei der Umsetzung dieser Gleichung in einem Softwarecode zeigten sich jedoch numerische Probleme, wenn c_{11} oder c_{22} oder sogar beide sehr klein werden. Für diese Fälle muss die Gleichung gesondert betrachtet werden. Die Regel von de l'Hospital ermöglicht die Grenzwertbestimmung des Quotienten zweier differenzierbarer Funktionen, die beide gegen 0 oder gegen ∞ laufen. Der Grenzwert kann aus dem Grenzwert des Quotienten der beiden ersten Ableitungen bestimmt werden, sofern er existiert [89, p. 279],

$$\lim_{x \rightarrow x_0} \frac{f(x)}{g(x)} = \lim_{x \rightarrow x_0} \frac{f'(x)}{g'(x)}. \quad (3.37)$$

Für den Fall $c_{11} \rightarrow 0$ folgt

$$\lim_{c_{11} \rightarrow 0} \frac{e^{ikc_{11}} - 1}{c_{11}} = \lim_{c_{11} \rightarrow 0} ike^{ikc_{11}} = ik \quad (3.38)$$

und

$$\begin{aligned} p^S(\vec{s}) &= -i \frac{p_{RT}}{4\pi k r_0 r'_0} (\vec{n}_q - \vec{n}_s) \cdot A\vec{n}_e e^{ikr_{00}} (ik) \frac{(e^{ikc_{22}} - 1)}{c_{22}} \\ &= \frac{p_{RT}}{4\pi r_0 r'_0} (\vec{n}_q - \vec{n}_s) \cdot A\vec{n}_e e^{ikr_{00}} \frac{(e^{ikc_{22}} - 1)}{c_{22}}. \end{aligned} \quad (3.39)$$

Falls $c_{22} \rightarrow 0$ gilt analog

$$p^S(\vec{s}) = \frac{p_{RT}}{4\pi r_0 r'_0} (\vec{n}_q - \vec{n}_s) \cdot A\vec{n}_e e^{ikr_{00}} \frac{(e^{ikc_{11}} - 1)}{c_{11}}, \quad (3.40)$$

Für den Fall $c_{11} \rightarrow 0$ und $c_{22} \rightarrow 0$ folgt entsprechend

$$p^S(\vec{s}) = i \frac{k p_{RT}}{4\pi r_0 r'_0} (\vec{n}_q - \vec{n}_s) \cdot A\vec{n}_e e^{ikr_{00}}. \quad (3.41)$$

Mit den Gleichungen (3.36), (3.39), (3.40) und (3.41) ist es nun möglich den Beitrag eines von der äußeren Hülle nach außen laufenden Schallstrahls zum gestreuten Schalldruck an einem Feldpunkt für alle Kombinationen von c_{11} und c_{22} zu berechnen.

Die numerische Berechnung wird in einem C-Skript umgesetzt, das die Verwendung von komplexwertigen Zahlen nicht unterstützt. Deswegen wird noch die Aufspaltung in Real- und Imaginär-Teil benötigt und wird im Folgenden in der Form

$$p^S(\vec{s}) = \begin{cases} Real(p^S(\vec{s})) \\ Imag(p^S(\vec{s})) \end{cases}$$

und unter Benutzung der abkürzenden Schreibweise

$$a = \frac{\vec{n}_q - \vec{n}_s}{4\pi r_0 r'_0} \cdot A\vec{n}_e \quad (3.42)$$

niedergeschrieben.

Falls $c_{11} \rightarrow 0$ und $c_{22} \rightarrow 0$ folgt

$$\begin{aligned} p^S(\vec{s}) &= ip_{RT}kae^{ikr_{00}} \\ &= \begin{cases} -p_{RT}ka \sin(kr_{00}) \\ p_{RT}ka \cos(kr_{00}) \end{cases}. \end{aligned} \quad (3.43)$$

Falls $c_{11} \rightarrow 0$ folgt

$$\begin{aligned}
 p^S(\vec{s}) &= p_{RT} a e^{ikr_{00}} \frac{(e^{ikc_{22}} - 1)}{c_{22}} \\
 &= p_{RT} \frac{a}{c_{22}} (e^{ik(r_{00}+c_{22})} - e^{ikr_{00}}) \\
 &= \begin{cases} p_{RT} \frac{a}{c_{22}} (\cos(k(r_{00} + c_{22})) - \cos(kr_{00})) \\ p_{RT} \frac{a}{c_{22}} (\sin(k(r_{00} + c_{22})) - \sin(kr_{00})). \end{cases}
 \end{aligned} \tag{3.44}$$

Falls $c_{22} \rightarrow 0$ folgt

$$p^S(\vec{s}) = \begin{cases} p_{RT} \frac{a}{c_{11}} (\cos(k(r_{00} + c_{11})) - \cos(kr_{00})) \\ p_{RT} \frac{a}{c_{11}} (\sin(k(r_{00} + c_{11})) - \sin(kr_{00})). \end{cases} \tag{3.45}$$

Im Allgemeinen Fall gilt dagegen

$$\begin{aligned}
 p^S(\vec{s}) &= \\
 &= -i p_{RT} \frac{a}{k} e^{ikr_{00}} \frac{(e^{ikc_{11}} - 1)}{c_{11}} \frac{(e^{ikc_{22}} - 1)}{c_{22}} \\
 &= -i p_{RT} \frac{a}{kc_{11}c_{22}} e^{ikr_{00}} (e^{ikc_{11}} - 1) (e^{ikc_{22}} - 1) \\
 &= -i p_{RT} \frac{a}{kc_{11}c_{22}} e^{ikr_{00}} (e^{ik(c_{11}+c_{22})} - e^{ikc_{11}} - e^{ikc_{22}} + 1) \\
 &= -\frac{i p_{RT} a}{kc_{11}c_{22}} (e^{ik(r_{00}+c_{11}+c_{22})} - e^{ik(r_{00}+c_{11})} - e^{ik(r_{00}+c_{22})} + e^{ikr_{00}}) \\
 &= \begin{cases} \frac{p_{RT} a}{kc_{11}c_{22}} (\sin(k(r_{00} + c_{11} + c_{22})) - \sin(k(r_{00} + c_{11})) - \sin(k(r_{00} + c_{22})) + \sin(kr_{00})) \\ -\frac{p_{RT} a}{kc_{11}c_{22}} (\cos(k(r_{00} + c_{11} + c_{22})) - \cos(k(r_{00} + c_{11})) - \cos(k(r_{00} + c_{22})) + \cos(kr_{00})). \end{cases}
 \end{aligned} \tag{3.46}$$

3.3. Analytische Berechnung der Reflexion und Transmission

Bei dem Schallstrahlenansatz spalten sich die Strahlen mit jedem Auftreffen auf eine Objekt-oberfläche in einen reflektierten und einen transmittierten Anteil auf. Daher müssen die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten dieser Strahlen bekannt sein, um deren Beitrag in der Kirchhoff-Helmholtz-Integration richtig zu berücksichtigen.

Die Objekte, von denen die Schallstreuung berechnet wird, liegen in einer elementierten, also vernetzten Form vor. Die Vernetzung erfolgt durch dreieckige Schalenelemente. Die geometrische Form der Elemente hat keine Schichtdicke, wohl aber werden den Elementen Materialien und Schichtdicken zugewiesen. Ein Element kann mehrere Schichten unterschiedlicher Materialien zugewiesen bekommen.

Die Berechnung von Reflexions- und Transmissionskoeffizienten derartiger geschichteter Platten ist analytisch mit mathematischen Modellen möglich [45] [90]. In dieser Arbeit wird das Modell von Folds und Loggins [90] benutzt. Das Modell berechnet die lokalen Reflexions- und Transmissionskoeffizienten einer ebenen Welle für eine unendlich ausgedehnte ebene Platte. Die Platte, bestehend aus einer beliebigen Anzahl von Schichten, ist dabei von zwei fluiden Halbräumen umgeben (Abbildung 3.5).

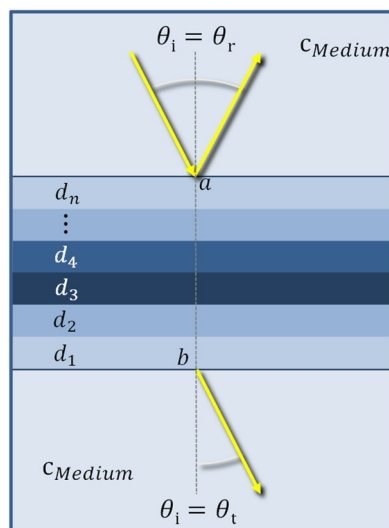


Abbildung 3.5: Schematischer Schichtaufbau zur Berechnung des Reflexions- und Transmissionskoeffizienten. Das umgebende Medium vor und hinter der Platte ist in diesem Beispiel gleich.

Das akustische Plattenmodell von Folds und Loggins berücksichtigt innerhalb des Platten-aufbaus Longitudinal- und Transversalwellen. So gehören neben den Dichten und den Schichtdicken auch die Schallgeschwindigkeiten der Transversal- und Longitudinalwellen der beteiligten Materialien zu den Modellparametern. Die Berechnung der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten ist abhängig von der Frequenz und vom Schalleinfallswinkel. Das Dämpfungsverhalten der Materialien wird durch den Imaginärteil der komplexwertigen Schallgeschwindigkeit beschrieben.

In den beiden umgebenden fluiden Halbräumen existieren nur Longitudinalwellen, sodass sich die Strahlenverfolgung auf Longitudinalwellen beschränken kann und nicht eine Aufspaltung in Longitudinal- und Transversalwellen berücksichtigt werden muss.

Der transmittierte Strahlenanteil erfährt bei der Strahlenverfolgung keine Richtungsänderung, d.h. er behält die Richtung des einfallenden Strahls bei. Dies kann mit der Einschränkung gleichgesetzt werden, dass sich entweder i) vor und hinter dem Schichtaufbau das gleiche Fluid befindet, oder ii) der transmittierte Anteil vernachlässigt werden kann.

Der Schichtaufbau hat eine gewisse Gesamtschichtdicke, die bei der Strahlenverfolgung nicht berücksichtigt ist. Die Strahlenverfolgung geht von einer unendlich dünnen Platte aus, sodass bei der Implementierung des Plattenmodells eine Korrektur der Phase nötig ist. Per Definition sollen die Schalenelemente den Mittelpunkt des Schichtaufbaus repräsentieren.

Das Plattenmodell von Folds und Loggins berücksichtigt die Phasenänderung zwischen dem einfallenden und transmittierten Schall senkrecht zur Schichtung, also zwischen den Punkten a und b in Abbildung 3.5.

Bei senkrechtem Schalleinfall wird schnell klar, dass die Gesamtschichtdicke d_{ges} zweimal berücksichtigt ist, einmal bei der Berechnung der Koeffizienten und einmal bei der Berechnung der Schallstrahlen. So ist die Phase φ , die sowohl dem Reflexions- wie auch Transmissionskoeffizienten abgezogen wird jeweils

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d_{\text{ges}} , \quad (3.47)$$

wobei λ die Wellenlänge im umgebenden Medium ist.

Der Schalleinfall unter dem Winkel θ_i ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Die gestrichelten Pfade geben hier die Schallstrahlen aus der Strahlenverfolgung wieder. Für die phasenrichtige Beschreibung muss von den Koeffizienten der Phasenwinkel

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} l \cos(\theta_i) = \frac{2\pi}{\lambda} d_{\text{ges}} \cos(\theta_i) , \quad (3.48)$$

subtrahiert werden. Geometrisch bestimmt sich die Länge l durch die Wellenfronten in Abbildung 3.6 (blaue parallele Linien). Alle Punkte einer Wellenfront haben die gleiche Phase. Da bei ebenen Wellen die Wellenfronten senkrecht zum Wellenvektor stehen, kann daraus die Länge l berechnet werden, die zur Phasenkorrektur benötigt wird.

3.3.1. Fallbeispiele zur Reflexion und Transmission

Zum besseren Verständnis der folgenden Abschnitte sind die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten einiger Platten in Abbildung 3.7 und Abbildung 3.8 gezeigt. Die Stahlplatte mit Luft dahinter reflektiert unabhängig von der Schallfrequenz nahezu die gesamte Schallenergie (Abbildung 3.7, links). Das liegt daran, dass der Schallanteil, der nicht bereits an der Grenzfläche zwischen Wasser zu Stahl reflektiert, an der Grenzfläche zu Luft reflektiert. Anders sieht es aus, wenn hinter der Stahlplatte Wasser statt Luft ist. In diesem Fall (Abbildung 3.7, rechts) ist die 10 mm starke Stahlplatte für tiefe Frequenzen transparent und für hohe Frequenzen reflektierend – dazwischen ist ein semitransparenter Bereich.

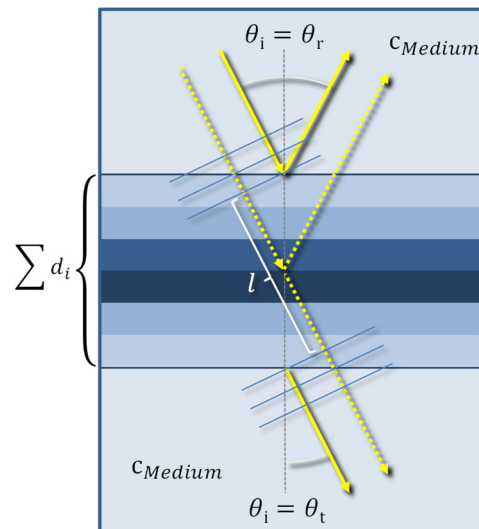


Abbildung 3.6: Unterschiede der Schallstrahlenlängen. Die durchgezogenen Pfeile sind die Pfade der Koeffizientenberechnung. Die gestrichelten Pfeile zeigen die Pfade der Schallstrahlenverfolgung. Damit die Wellenfronten senkrecht zur Ausbreitungsrichtung verlaufen, muss die Differenz im Phasenwinkel von $2\pi l/\lambda$ berücksichtigt werden.

Neben der Frequenzabhängigkeit der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten gibt es auch die Abhängigkeit vom Einfallswinkel. Abbildung 3.8 zeigt auf der linken Seite die Koeffizienten einer 20 mm starken eingetauchten GFK-Platte. Bei einer Frequenz von 1 kHz ist diese überwiegend transparent. Einbrüche in der Transparenz zeigen sich hier bei einem Einfallswinkel um 55° und oberhalb von 85° .

Auf der rechten Seite von Abbildung 3.8 sind die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten einer eingetauchten Hartschaumplatte dargestellt. Diese kann als semitransparent angesehen werden – aber auch hier nimmt die Reflexion mit steigendem Einfallswinkel zu.

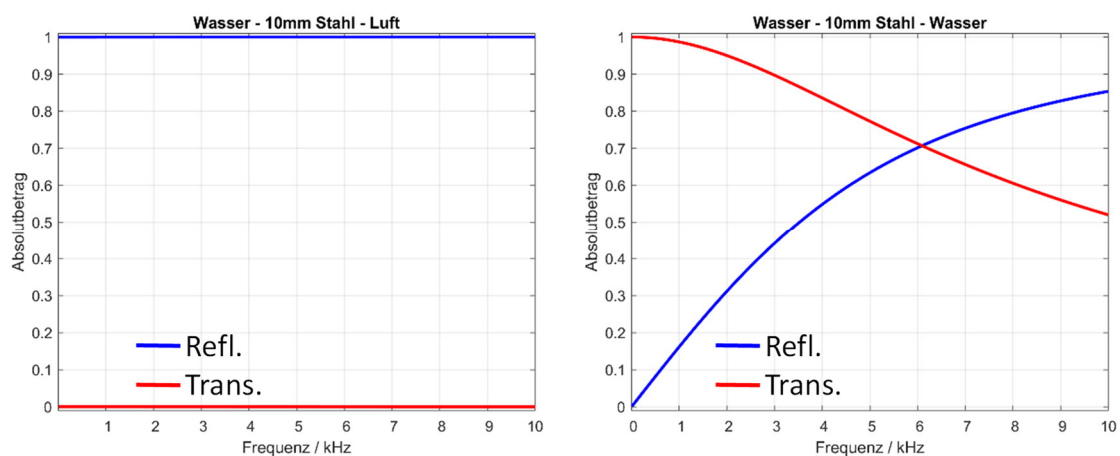


Abbildung 3.7: Frequenzabhängige Darstellung der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten einer 10 mm starken Stahlplatte. Links: Hinter der Platte ist Luft. Rechts: Hinter der Platte ist Wasser. Der Schall kommt von der Wasserseite und trifft senkrecht auf die Platte. Blau: Reflexionskoeffizient. Rot: Transmissionskoeffizient.

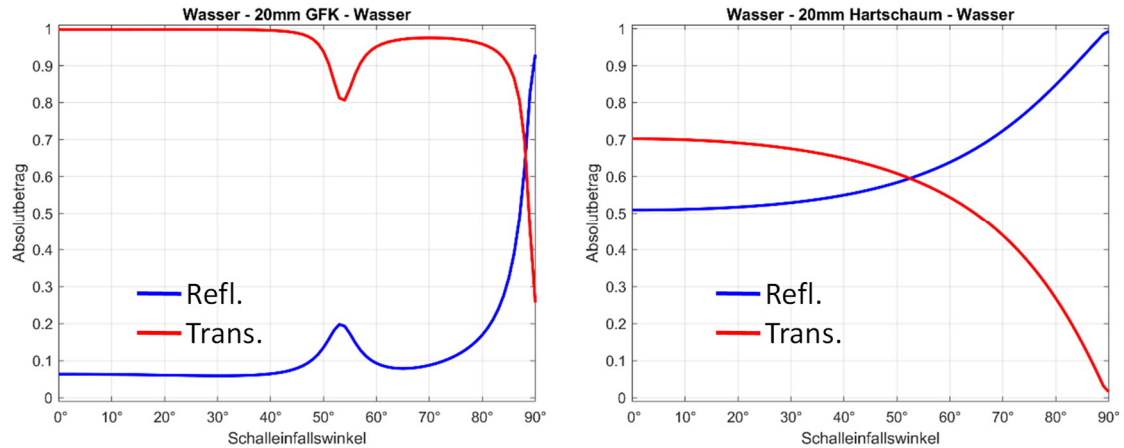


Abbildung 3.8: Einfallswinkelabhängige Darstellung der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten einer 20 mm starken GFK-Platte (links) und einer Hartschaumplatte (rechts). Auf beiden Seiten der Platten ist Wasser. Blau: Reflexionskoeffizient. Rot: Transmissionskoeffizient.

Die Materialkennwerte, die zur Berechnung der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten benutzt wurden sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Mit einer komplexwertigen Schallgeschwindigkeit c wird in diesem Modell die Dämpfung berücksichtigt. Sie lässt sich aus der angegebenen Phasengeschwindigkeit c_{ph} und dem Verlustfaktor V mit der Gleichung

$$c = c_{ph} \cdot (1 - iV) \quad (3.49)$$

bestimmen.

Tabelle 1: Materialkennwerte zur Berechnung der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten.

Material	Phasengeschwindigkeit Longitudinalwelle / ms^{-1}	Verlustfaktor Longitudinalwelle	Phasengeschwindigkeit Transversalwelle / ms^{-1}	Verlustfaktor Transversalwelle	Dichte / kgm^{-3}
Stahl	5920	0	3230	0	7850
GFK	2765	0.03	1000	0.03	1700
Hartschaum	1414	0.01	800	0.01	300

3.4. Validierung des Berechnungsprogramms

Im Folgenden werden einige Validierungsrechnungen gezeigt, die üblicherweise bei jeder Änderung am Berechnungsprogramm durchgeführt werden. Einerseits soll dieses aufzeigen, inwieweit die Berechnung der akustischen Streuung mit Literatur- und Messwerten übereinstimmt und andererseits sollen mögliche Programmierfehler aufgedeckt werden.

Die folgenden Abschnitte sind stets gleich gegliedert. Zunächst wird ein Vergleichsobjekt benannt und kurz erläutert, welche Ergebnisse erwartet werden. Darauffolgend werden die Rechenergebnisse mit Literatur- bzw. Messwerten verglichen und im Anschluss in einer kurzen Diskussion bewertet.

3.4.1. Schallharte Kugel

Der erste Test ist die frequenzabhängige Berechnung der Rückstreuung einer perfekt reflektierenden schallharten Kugel mit dem Radius ein Meter ($r = 1$ m). Das berechnete Zielmaß (Target Echo Strength, TES) wird den Literaturwerten (Urlick 1996 [5]) und einer BEM-Rechnung gegenübergestellt (Abbildung 3.9). Bei niedrigen Frequenzen, also großen Wellenlängen ($kr \ll 1$), wirkt zunächst nur die Rayleighsche Streuung. Erst bei höheren Frequenzen, also kleinen Wellenlängen, bildet sich zunehmend eine Reflexion aus. Aufgrund der gekrümmten Oberfläche ändert sich die effektive rückstreuende Fläche ab einer Frequenz von etwa 1 kHz nicht mehr ($kr \gg 1$).

Die Kugel mit einem Meter Radius ist durch 86302 Dreieckselemente vernetzt (Kantenlänge ca. 1.5 cm). Die Berechnung erstreckt sich von 10 Hz bis 100 kHz, unterteilt in 1000 Frequenzschritte. Auf vier Kernen benötigt die Berechnung 14.2 Sekunden.

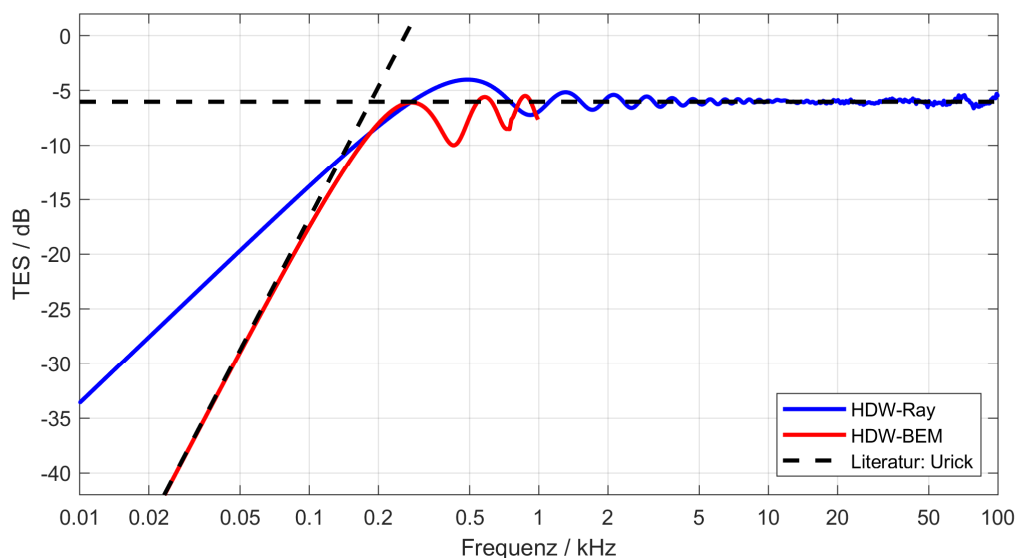


Abbildung 3.9: Vergleich der Rückstreuung einer schallharten Kugel mit 1 m Radius. Die KHI-Ray-tracing-Berechnung (HDW-Ray) wird der einer BEM-Berechnung (HDW-BEM) und den Literaturwerten (Urlick [5]) gegenübergestellt.

Diskussion

Die KHI-Raytracing-Berechnung kann den hochfrequenten TES-Grenzwert einer vollreflektierenden Kugel sehr gut reproduzieren (-6 dB für einen Kugelradius von 1 m). Im sehr hohen Frequenzbereich, oberhalb von etwa 40 kHz, zeigt sich eine leichte Oszillation um den Grenzwert. Dies liegt vermutlich an der Elementgröße, die etwa der Wellenlänge bei $f=100$ kHz entspricht.

Im tieffrequenten Bereich, also im Bereich der Rayleighschen Streuung, werden durchweg zu hohe Rückstreuwerte berechnet. Das ist ein bekanntes Phänomen, das auch beim Kirchhoff-Ansatz auftritt. Sowohl diese Berechnung als auch der Kirchhoff-Ansatz gehen von einer beschallten und einer im Schatten liegende (unbeschallten) Halbkugel aus. Diese Annahme ist für sehr tiefe Frequenzen nicht richtig.

Die Berechnung der Kugel zeigt, dass der obere Frequenzbereich sehr gut durch die KHI-Raytracing-Berechnung wiedergegeben wird. Im unteren Frequenzbereich zeigen sich Unterschiede, dabei wird zumindest monostatisch ein zu hoher Wert berechnet. Mit monostatisch wird allgemein eine Konstellation bezeichnet, bei der sich der Sender und Empfänger an einem Ort befinden. In dieser Konstellation sind der Schalleinfallswinkel und der Schallausfallswinkel identisch und im Weiteren als Aspektwinkel bezeichnet.

3.4.2. Ebene Platte

Im monostatischen Fall hat eine ebene Platte eine starke Reflexion bei senkrechtem Schalleinfall. Mit steigendem Aspektwinkel nimmt die Reflexion ab und bildet zunächst die sogenannte Hauptkeule. Bei weiterer Erhöhung des Aspektwinkels treten Nebenkeulen auf. Die -3 dB Breite der Hauptkeule (Beambreite) beträgt etwa $25^\circ \lambda / L_1$ wobei λ die Wellenlänge und L_1 die Plattenlänge ist. Der Pegel der Hauptkeule liegt bei etwa $20 \log_{10}(L_1 L_2 / \lambda)$. Der Pegel der ersten Nebenkeule ist etwa 13 dB geringer als der Pegel der Hauptkeule.

Für diesen Vergleich ist eine Platte der Länge $L_1 = 2$ m und einer Breite von $L_2 = 0.2$ m und eine Frequenz von 5 kHz ($\lambda = 0.3$ m) gewählt worden. Der Pegel der Hauptkeule wird bei 2.5 dB erwartet und die Beambreite in Längsrichtung bei etwa $25^\circ \cdot 0.3 \text{ m} / 2 \text{ m} = 3.75^\circ$.

Diskussion

Die monostatische Rückstreuung einer schallharten Platte stimmt mit den Literaturwerten sehr gut überein. Sowohl die Pegel als auch die Beambreiten der Haupt- und Nebenkeulen werden sehr gut reproduziert.

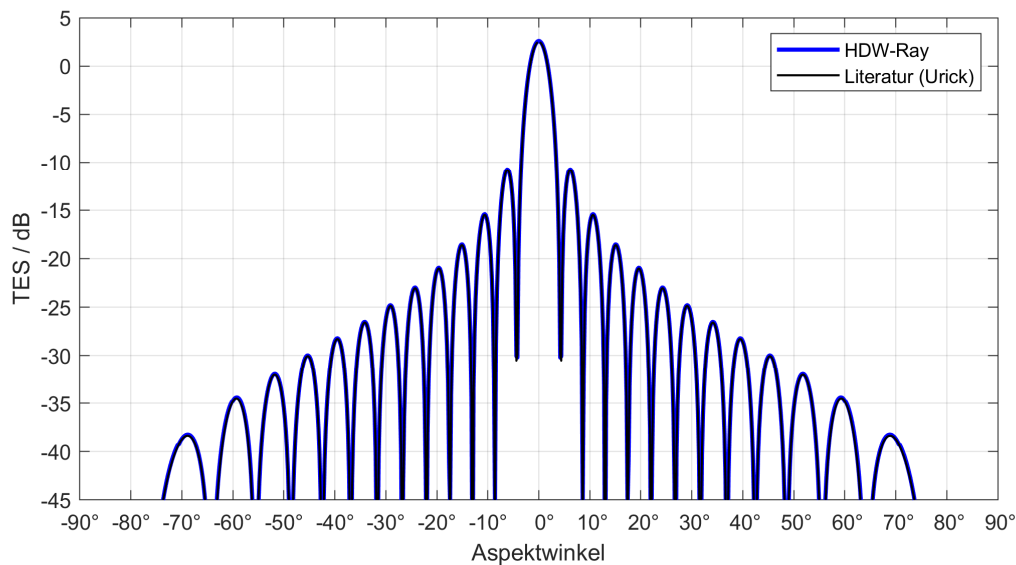


Abbildung 3.10: Vergleich der Rückstreuung einer schallharten Platte. Die Platte hat eine Länge von $L_1 = 2$ m und einer Breite von $L_2 = 0.2$ m. Vergleich der KHI-Raytracing-Berechnung (HDW-Ray) über den Aspektwinkel mit Literaturwerten (Urlick [5]) jeweils für 5 kHz.

3.4.3. Zwei Zylinder

Die monostatische Rückstreuung zweier parallel zueinander stehenden Zylinder mit dem Radius von einem Zoll und einem mittigen Abstand von vier Zoll wurde von Young und Bertrand [91] analytisch bestimmt und in einem Tankexperiment gemessen [91]. Die Ergebnisse sind links in Abbildung 3.11 gezeigt. Rechts sind die Ergebnisse der KHI-Raytracing-Berechnung gezeigt. Aufgrund des Abstands zwischen den Zylindern von mehr als einer halben Wellenlänge ergeben sich Interferenzen zwischen den beiden Streuzentren und es bildet sich eine sogenannte Igelrichtcharakteristik aus.

Diskussion

Die Berechnung der Rückstreuung zweier voll reflektierender Zylinder zeigt für alle drei Frequenzen gute Übereinstimmung mit dem analytischen und gemessenen Ergebnis. Der dominierende Effekt ist hier die kohärente Überlagerung der Reflexionen der beiden Zylinder, die je nach Aspektwinkel konstruktiv oder destruktiv ausfallen kann. Ein nachgelagerter Effekt ist die Mehrfachreflexion zwischen den Zylindern, die dazu führt, dass die konstruktiven Interferenzen mal etwas höher und mal etwas niedriger ausfallen. Die Übereinstimmung dieser kleineren Schwankungen mit dem analytischen Ergebnis ist tendenziell für solche Aspektwinkel besser, für die sich die beiden Zylinder nicht verdecken. Das gilt sowohl für die KHI-Raytracing-Berechnung als auch für die Messung.

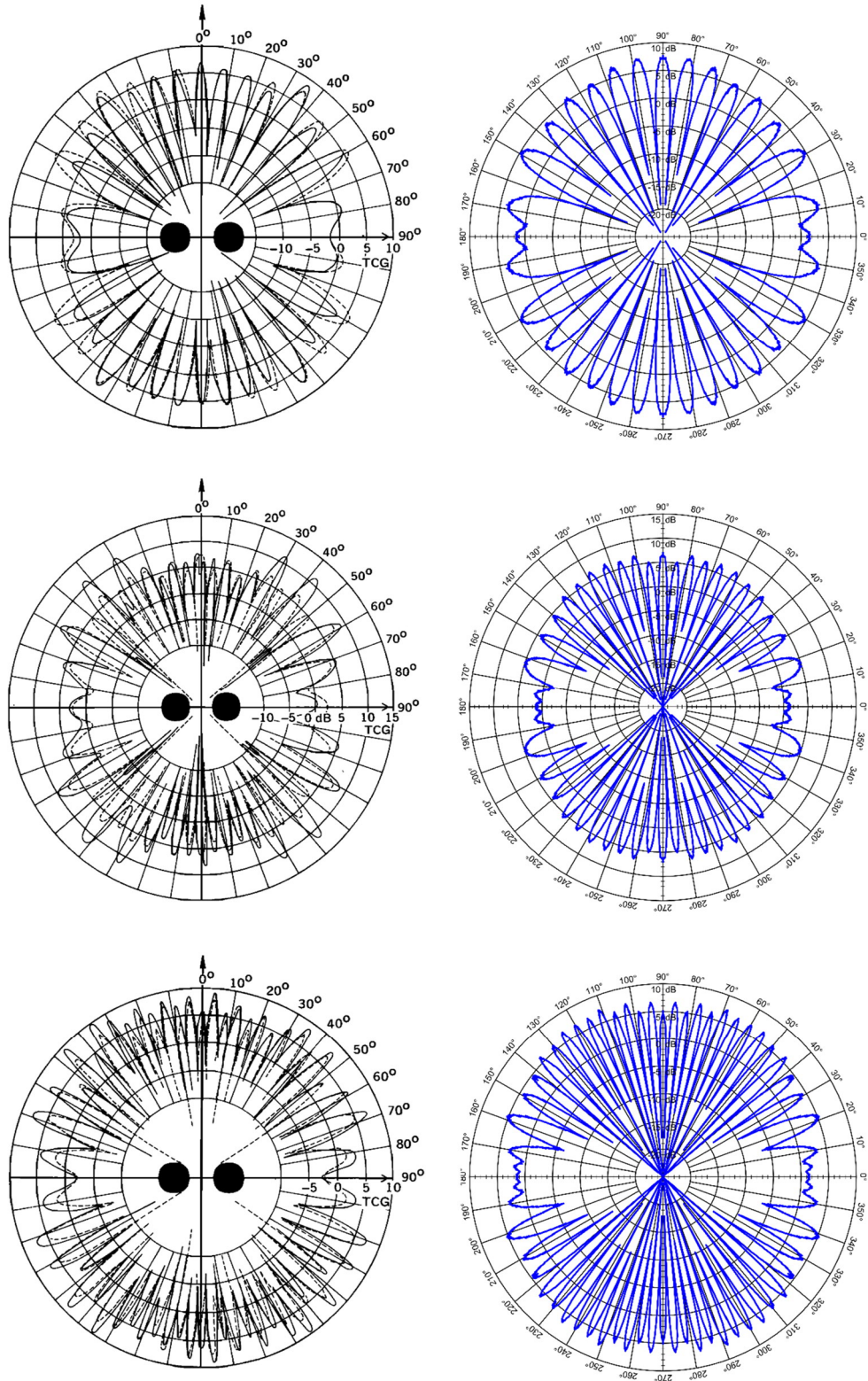


Abbildung 3.11: Vergleich der akustischen Rückstreuung zweier Zylinder über den Aspektwinkel. Dargestellt als Maß relativ zu einem Zylinder (Two Cylinder Gain, TCG) für die Frequenzen 49.6 kHz (oben), 74.3 kHz (mittig) und 99.1 kHz (unten). Links sind die analytischen (gestrichelte Linien) und experimentellen Ergebnisse (durchgezogene Linie) aus Ref. [91] wiedergegeben. Rechts sind die entsprechenden KHI-Raytracing-Berechnungen dargestellt. Die Orientierung der zwei Zylinder ist mit den schwarzen Vollkreisen gekennzeichnet.

3.4.4. Tripelspiegel

Eine Ecke aus drei senkrecht aufeinander stehenden Platten bilden einen sogenannten Tripelreflektor (auch als Katzenauge bekannt). Der hier simulierte Tripelreflektor ist als Referenzobjekt bei der Radar-Berechnungs-Software CADRCS [92] angegeben und mit dort bereitgestellten Berechnungen verglichen (Abbildung 3.12). Die Kantenlänge beträgt ca. 61 cm. Sowohl die KHI-Raytracing-Berechnung wie auch die CADRCS-Berechnung wurde mit einer Wellenlänge von 10 cm durchgeführt (3 GHz). In diesem Fall werden vergleichbare Ergebnisse erwartet. Die im Lehrbuch von Urick [5] angegebenen Werte dienen ebenfalls zum Vergleich.

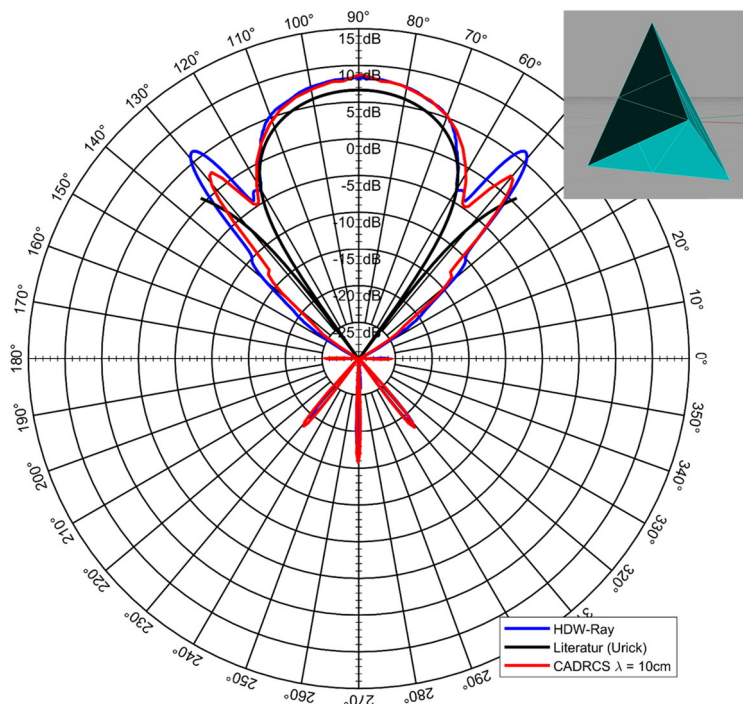


Abbildung 3.12: Vergleich der akustischen Rückstreuung eines Tripelspiegels über den Aspektwinkel. Gegenüberstellung der KHI-Raytracing-Berechnung zu Literaturwerten (Urick [5]) und der Radarreflexion bei gleicher Wellenlänge (CADRCS [92]).

Ein Tripelspiegel weist eine hohe monostatische Rückstreuung über einen großen Winkelbereich auf. Dieses liegt an den Mehrfachreflexionen zwischen den Platten. Die Strahlenlängen der einzelnen Strahlenpfade sind gleich, sodass die Überlagerung aller Strahlen konstruktiv erfolgt.

Diskussion

Die Berechnung der Rückstreuung von einem Tripelreflektor benötigt drei Reflexionen. Hier scheidet bereits der Kirchhoff-Ansatz zweiter Ordnung. Die KHI-Raytracing-Berechnung zeigt jedoch gute Übereinstimmung mit Literaturangaben und mit der Berechnung eines Radarreflektors.

3.4.1. Zwei hintereinanderstehende Hartschaumplatten

Zwei Hartschaumplatten der Größe $0.2 \text{ m} \times 2 \text{ m}$, die semi-transparent und leicht dämpfend sind, werden hintereinandergestellt und deren Rückstreuung berechnet. Die Materialkennwerte des Hartschaums sind in Tabelle 1 gegeben. Die Plattendicke beträgt jeweils 20 mm und der Plattenabstand wurde zu 1 m gewählt (Plattenmitte-Plattenmitte). Im gesamten Gebiet ist das umgebende Medium Wasser. Bei dieser Konstellation entstehen Interferenzen zwischen den Reflexionen der beiden Platten (Abbildung 3.13). Die erste destruktive Interferenz entsteht bei 320 Hz, die zweite bei 1 kHz und die dritte bei 1.7 kHz. Zum Vergleich ist der Reflexionskoeffizient dieser Anordnung mit dem Schichtenmodell von Folds und Loggins [90] berechnet worden und das Zielmaß einer schallharten Platte der Größe $0.2 \text{ m} \times 2 \text{ m}$ damit korrigiert worden.

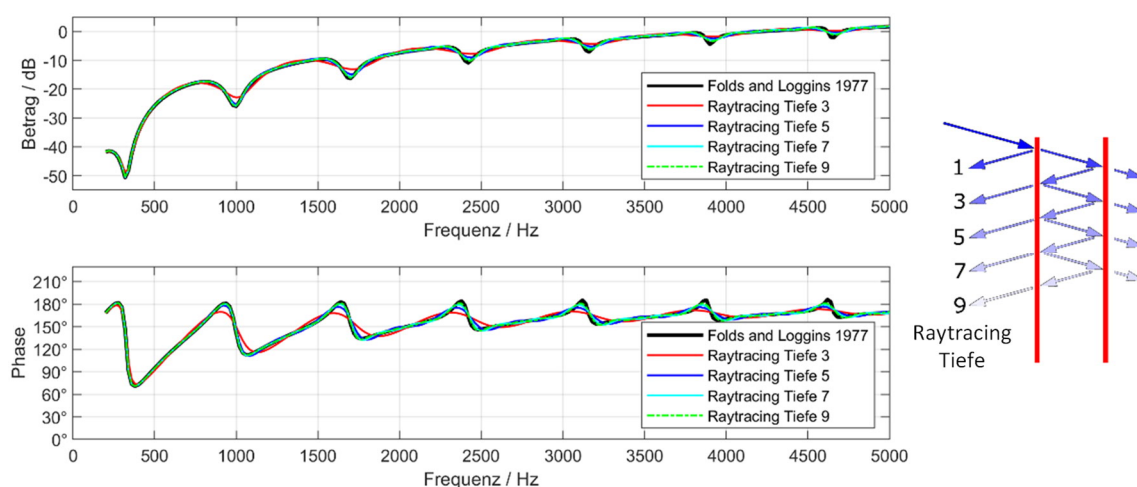


Abbildung 3.13: Vergleich der frequenzabhängigen Reflexion zweier parallel hintereinanderstehender semi-transparenter Hartschaumplatten. Berechnet für verschiedene Raytracing-Tiefen und bei senkrechtem Schalleinfall im Vergleich zur Literaturangabe (Kombination aus Urick [5] und Folds und Loggins [90]).

Diskussion

Dieses Validierungsbeispiel dient dazu, die phasenrichtige Überlagerung von Mehrfachreflexionen zu überprüfen. Generell finden sich in der Literatur überwiegend Berechnungen und Messungen mit voll reflektierenden Objekten, sodass dieser Vergleich konstruiert wurde, um eine Kontrolle über die Korrektheit der Phasenlage zu erhalten.

Dieses Beispiel verdeutlicht jedoch auch, wie schnell die Lösung zu einer stationären Lösung konvergiert. Bei der Raytracing-Tiefe von drei ist noch keine Mehrfachreflexion im Zwischenraum der Platten vorhanden und doch sind die Interferenzen bereits deutlich ausgeprägt. Die Berechnung mit einer Raytracing-Tiefe von 5 zeigt bereits kaum noch Unterschiede zu denen mit höheren Raytracing-Tiefen.

3.4.2. WTD-Dose

Aufgrund der akustischen Semi-Transparenz der hinterfluteten äußeren Stahlhülle eines getauchten Unterwasserfahrzeugs sind die dahinterliegenden Strukturen zum Teil maßgeblich an der akustischen Streuung beteiligt. Üblicherweise werden bei so komplexen Geometrien lediglich verschiedene Berechnungsverfahren miteinander verglichen und das Verfahren mit der vollständigsten Beschreibung der Physik als Referenz angesehen.

Tatsächlich sind in der Literatur präzise Messwerte unter Laborbedingungen kaum vorhanden. Aus diesem Grund hat die WTD-71 eine Getränkedose mit innerer Struktur gefüllt und vermessen [93]. Die innere Struktur besteht aus einem Stahlkegel, aus dem ein Teil herausgefästr wurde. So entstand auf einer Kegelseite ein Tripelspiegel (siehe Abbildung 3.14, oben links). Die Blechstärke der Dosenhülle beträgt 0.08 mm, sodass mit einem Skalierungsfaktor von 100 die Materialstärke eines leichten Vor- bzw. Hinterschiffs eines U-Bootes erreicht werden kann. Entsprechend dieser Skalierung sind die Messungen nicht im Kilohertz-Bereich, sondern im 100-Kilohertz-Bereich durchgeführt worden.

Diese Messergebnisse werden zum Vergleich mit den numerischen Berechnungsergebnissen herangezogen (Abbildung 3.14).

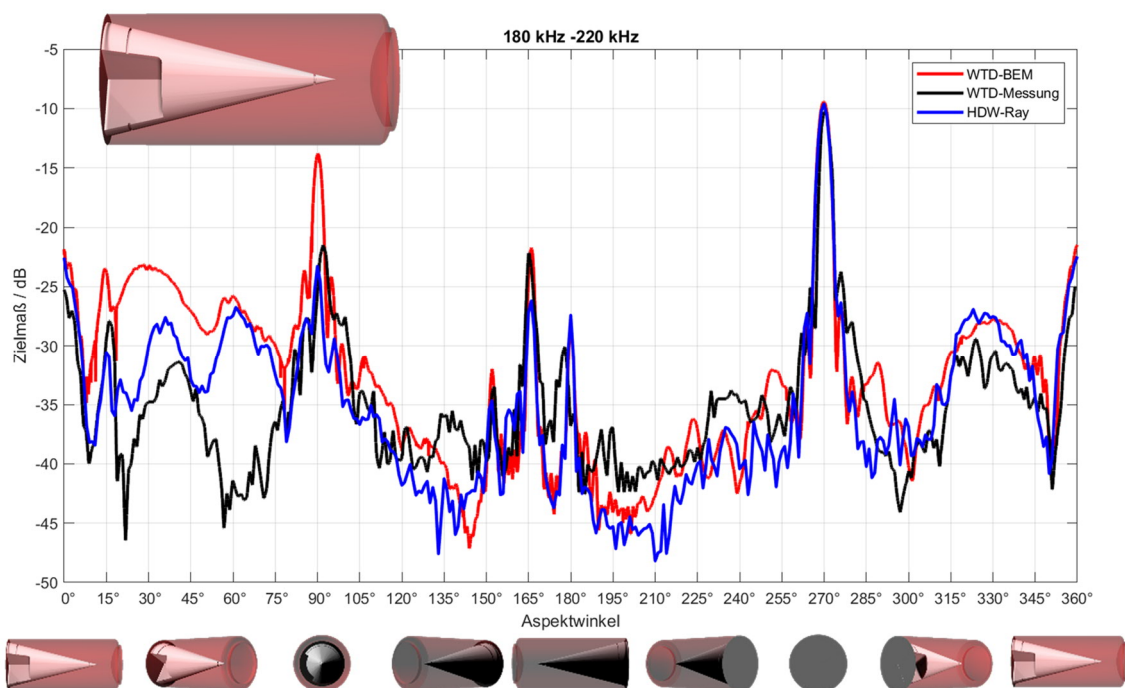


Abbildung 3.14: Winkelabhängige Reflexion einer, mit innerer Struktur versehenen, Getränkedose. Messung und BEM-Berechnung wurde von der WTD-71 durchgeführt [93] (schwarze und rote Linie) und sind hier mit der KHI-Raytracing-Berechnung (HDW-Ray) verglichen (blaue Linie). Die Orientierung der Dose ist unterhalb der Winkelachse gezeigt.

Diskussion

Dieses Validierungsbeispiel gibt vermutlich die im Schiffbau zu berechnenden Strukturen am besten wieder. Die dünne hinterflutete Blechhülle ist selbst bei 200 kHz noch weitestgehend transparent, sodass ein Teil des Schalls die Hülle passiert und an der inneren Struktur reflektiert. Größtenteils wird eine recht gute Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen Werten erreicht. Die hohen Pegel bei 0° , 90° , 180° und 270° werden sehr gut wiedergegeben. Erstaunlicherweise kann die BEM den 90° Pegel nicht korrekt berechnen. Die größten Abweichungen zwischen Messung und KHI-Raytracing-Berechnung sind im Winkelbereich zwischen 10° und 80° zu finden. Hier wird eine zu hohe Rückstreuung des Tripelspiegels berechnet. Die BEM zeigt in diesem Bereich eine noch größere Abweichung als die KHI-Raytracing-Berechnung. Von der anderen Seite, zwischen 300° und 350° , wird die Reflexion des Tripelspiegels jedoch deutlich besser wiedergegeben. Dieses Verhalten gilt es noch zu klären.

3.5. Zusammenfassung

Es ist ein Berechnungsverfahren entwickelt worden, welches es erlaubt, die Schallrückstreuung großer schiffbaulicher Strukturen zu berechnen. Das Verfahren basiert auf einer Kombination von Schallstrahlenverfolgung und dem Kirchhoff-Helmholtz-Integral.

Trifft ein Schallstrahl auf eine Struktur, so teilt er sich in einen reflektierten und einen transmittierten Anteil auf. Die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten werden anhand des akustischen Modells von Folds und Loggins [90] berechnet.

Der Beitrag aller Schallstrahlen, die die gesamte Struktur in Richtung Außenraum verlassen, wird analytisch bestimmt und deren Superposition ergibt den gesamtgestreuten Schalldruck.

Das im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelte Verfahren erlaubt eine effiziente Berechnung der Schallstreuung und kann dennoch die inneren Strukturen im hinterfluteten Bereich eines Unterwasserfahrzeugs berücksichtigen, was einen erheblichen Fortschritt darstellt. So zeigen die zu Validierungszwecken durchgeführten Berechnungen klar, dass die inneren schiffbaulichen Strukturen einen dominierenden Beitrag zur Schallstreuung haben können.

4. Hydroakustisches Dämmmaterial

Die Validierungsrechnungen der Schallstreuungsberechnung zeigen, dass die Strukturen in den hinterfluteten Bereichen einen signifikanten Einfluss auf die akustische Streuecharakteristik haben können. Um mit der äußeren Form eines Unterwasserfahrzeugs die akustische Streuung zu beeinflussen, muss sichergestellt sein, dass nicht die inneren Strukturen die Schallstreuung dominieren. Dazu kann ein Schalldämmmaterial auf der äußeren Hülle aufgebracht werden, das den Schalldurchgang durch die äußere Hülle verringert. So ein Material ist bereits zuvor in anderen Studien qualifiziert worden [94]. Um dieses hydroakustische Material in die Berechnung der akustischen Streuung einzubinden, bedarf es dessen Reflexions- und Transmissionskoeffizienten für alle denkbaren Schalleinfallswinkel.

Die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten werden in dieser Arbeit anhand des akustischen Modells von Folds und Loggins [90] berechnet. Voraussetzung dafür ist Kenntnis über die Materialkennwerte Massendichte ρ und die komplexwertigen Schallgeschwindigkeiten der Longitudinal- und Transversalwellen (c_l und c_t).

Die Massendichte ρ kann in dieser Arbeit als konstant über die Frequenz und Temperatur angesehen werden. Das gilt ebenso für die Schallgeschwindigkeiten c_l und c_t der meisten im Schiffbau verwendeten Materialien. Diese Daten können aus dem entsprechenden Materialdatenblatt oder aus Tabellen der Literatur [95] abgelesen bzw. abgeleitet werden.

Für gummiartige Materialien ist das jedoch selten der Fall. Hier sind die Materialkennwerte temperatur-, frequenz- und druckabhängig. In den Datenblättern solcher Materialien finden sich meistens keine ausreichenden Angaben zu den Materialkennwerten, aus denen die Schallgeschwindigkeiten abgeleitet werden können. In diesem Fall müssen die Materialkennwerte anderweitig bestimmt werden.

Gummiartige Materialien zählen zu den viskoelastischen Materialien, sodass zunächst in Abschnitt 4.1 kurz die Viskoelastizität beschrieben wird. Im Anschluss wird ein viskoelastisches Materialmodell vorgestellt (Abschnitt 4.2), das zur Berechnung des Longitudinalmoduls (Materialkennwert) des hydroakustischen Schalldämmmaterials benutzt wird. Die Parameter des Materialmodells werden in Abschnitt 4.3 durch einen Fit an akustische Messdaten bestimmt. Zur kompletten viskoelastischen Beschreibung des Materials wird noch ein weiterer Modul benötigt, der anschließend in Abschnitt 4.4 aus Überlegungen heraus abgeschätzt wird.

4.1. Grundlagen zur Viskoelastizität

Das reversible mechanische Deformationsverhalten von Festkörpern wird häufig durch die lineare Elastizität beschrieben. Dabei besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Deformation ϵ und der einwirkenden Spannung σ . Ohne Krafteinwirkung kehrt der deformierte Körper in seinen ursprünglichen Zustand zurück. Zwischen der Kraft und der Deformation

gibt es keine zeitliche Verzögerung und es gilt das Hookesche Gesetz ($\sigma_e = M\epsilon$) wobei M der Modul ist.

Das mechanische Deformationsverhalten von Flüssigkeiten wird in manchen Anwendungen durch lineare Viskosität beschrieben. Der lineare Zusammenhang besteht hierbei zwischen der Deformationsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ und der einwirkenden Spannung. Die Flüssigkeit deformiert so lange, wie die Kraft einwirkt. Wird die Krafteinwirkung weggenommen, so kehrt die Flüssigkeit nicht in den ursprünglichen Zustand zurück. Zwischen Krafteinwirkung und Deformation besteht eine zeitliche Verzögerung und es gilt das (lineare) Newtonsche Gesetz der Viskosität ($\sigma_v = \eta\dot{\epsilon}$) wobei η die dynamische Viskosität ist.

Ein viskoelastischer Körper vereint beide Verhaltensweisen, die Elastizität und die Viskosität. Eine Möglichkeit, dieses Verhalten zu beschreiben, ist die Addition der beiden Kräfte zu einer Gesamtkraft

$$\sigma_g = \sigma_e + \sigma_v = M\epsilon + \eta\dot{\epsilon}. \quad (4.1)$$

Polymere werden häufig mit diesem viskoelastischen Modell, das als Kelvin-Modell bezeichnet wird, beschrieben. Weitere viskoelastische Modelle sind das Maxwell-Modell und Aneinanderreihungen bzw. Verkettungen von Kelvin- bzw. Maxwell-Modellen, aber auch das Cole-Cole-Modell [96]. Diese eindimensionalen Modelle beschreiben die Frequenzabhängigkeit eines zur angelegten Spannung gehörenden Moduls (Elastizitätsmodul, Schubmodul, Kompressionsmodul o.a.).

Für isotrope viskoelastische Materialien gibt es nur zwei unabhängige Moduli und so können aus zwei bekannten Moduli alle weiteren berechnet werden. Die Umrechnungsformeln finden sich beispielsweise bei Willis et al. [97] aber auch online bei Wikipedia [98]. Ausgehend vom Kompressionsmodul K und Schubmodul G gelten die Umrechnungen

$$M = K + \frac{4G}{3}, \quad (4.2)$$

$$E = \frac{9KG}{3K+G}, \quad (4.3)$$

$$\lambda = K - \frac{2G}{3} \text{ und} \quad (4.4)$$

$$\nu = \frac{3K-2G}{2(3K+G)}. \quad (4.5)$$

Dabei ist M der Longitudinalmodul, E der Elastizitätsmodul, λ der erste Lamé Parameter (der zweite, μ , entspricht dem Schubmodul) und ν die Querkontraktionszahl.

Die Materialkennwerte, die in numerische Akustikberechnungen einfließen, sind häufig die Schallgeschwindigkeit und die Dichte, da das die beiden Materialkennwerte in der Helmholtz-Gleichung sind.

Die Schallgeschwindigkeit eines Wellentyps berechnet sich aus dem zur Welle gehörigen Modul und der Massendichte des Mediums. Zur Longitudinalwelle gehört der Longitudinalmodul M und zur Transversalwelle der Schubmodul G . Mit den Gleichungen

$$c_l = \sqrt{\frac{M}{\rho}} \text{ und } c_t = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (4.6)$$

wird die Schallgeschwindigkeit dieser beiden Wellentypen berechnet.

Nach Gleichung (4.2) fallen in Fluiden aufgrund des fehlenden Schubmoduls der Longitudinal- und Kompressionsmodul zusammen, deswegen gilt bei Fluiden der Zusammenhang $c_l = \sqrt{M/\rho} = \sqrt{K/\rho}$.

4.2. Erweitertes Havriliak-Negami-Materialmodell

Die Materialkennwerte viskoelastischer Materialien können mit Materialmodellen wie beispielsweise dem Kelvin-Modell, beschrieben werden. Als besonders geeignet gilt das empirische (fünf Parameter) Modell von Havriliak und Negami [99] [100] [101]. Die hier beschriebene Erweiterung des Havriliak-Negami-Modells um die Temperaturabhängigkeit folgt der Vorgehensweise in [101].

Mit dem Havriliak-Negami-Modell können frequenzabhängige komplexwertige Moduli nach der Gleichung

$$M = M_\infty + \frac{M_0 - M_\infty}{[1 + (i\omega\tau)^\alpha]^\beta} \quad (4.7)$$

beschrieben werden. Dabei ist τ die Relaxationszeit die zwischen den beiden Grenzwerten M_0 und M_∞ vermittelt, die Exponenten α und β beeinflussen die Form der Relaxationskurve. Die Kreisfrequenz wird wie üblich mit ω bezeichnet.

Gleichung (4.7) beschreibt die Versteifung viskoelastischer Materialien mit zunehmender Frequenz. Andererseits versteifen viskoelastische Materialien auch bei Temperaturerniedrigung. Wird ein Materialkennwert bei je zwei verschiedenen Temperaturen über die Frequenz gemessen und die Werte in ein doppelt-logarithmisches Diagramm eingetragen, so verlaufen die beiden isothermen Kurven in etwa parallel zueinander. Für diese Frequenz-Temperatur-Verschiebung wird häufig die empirische Williams-Landel-Ferry-Gleichung [102], die WLF-Gleichung, verwendet:

$$\ln(a_T) = -C_1 \frac{T - T_0}{C_2 + T - T_0} \quad (4.8)$$

Hier stellt a_T die Verschiebung im Frequenzbereich derart dar, dass mit

$$f = \frac{f_R}{a_T(T)} \quad (4.9)$$

die Kurven zur Temperatur T mit der Masterkurve zur Temperatur T_0 möglichst gut zur Deckung kommen. Andersherum kann die Masterkurve (bei T_0) über die Frequenz f_R auf eine andere Temperatur T und über die Frequenz f umgerechnet werden.

Die WLF-Gleichung wird benutzt, um das Havriliak-Negami-Modell um die Temperaturabhängigkeit zu erweitern. Es gilt also

$$M(f, T) = M\left(\frac{fR}{a_T(T)}, T_0\right), \quad (4.10)$$

wobei $a_T(T)$ entsprechend der WLF-Gleichung bestimmt ist.

Die Parameter des temperaturabhängigen Havriliak-Negami-Modells sind:

- M_0 Grenzwert des Moduls für niedrige Frequenzen bzw. hohe Temperaturen
- M_∞ Grenzwert des Moduls für hohe Frequenzen bzw. niedrige Temperaturen
- α und β die Exponenten zur Charakterisierung der Relaxationskurve
- τ die Relaxationszeit; es gilt $\tau(T) = \tau_0 a_T(T)$, $\tau_0 = \tau(T_0)$
- C_1 und C_2 die Parameter der WLF-Gleichung
- T_0 die Referenztemperatur der Masterkurve

Die Referenztemperatur kann frei gewählt werden, solange bei der gewählten Temperatur die Annahme eines linear elastischen Verhaltens gerechtfertigt ist.

Die Relaxationszeit bei der Referenztemperatur τ_0 kann auch mithilfe der charakteristischen Frequenz f_0 in Form von

$$\tau_0 = \frac{1}{2\pi f_0} \quad (4.11)$$

beschrieben werden.

4.3. Fit der Materialmodellparameter

Zur viskoelastischen Beschreibung eines Materials müssen die Parameter des Materialmodells bestimmt werden. Zur Beschreibung des hydroakustischen Schalldämmmaterials wird das soeben beschriebene erweiterte Havriliak-Negami-Modell herangezogen. Zur Bestimmung der Materialmodellparameter werden akustische Messdaten der Transmission mit einem Pulsrohr [94] gemessen. Das Pulsrohr bietet die Möglichkeit akustisch über einen vergleichsweise großen Frequenzbereich zu messen und dabei die Temperatur und den hydrostatischen Druck zu variieren.

Die gemessenen Daten gehen über einen Frequenzbereich von 1 kHz bis 20 kHz, zu den Temperaturen 2 °C, 10 °C, 20 °C und 30 °C und zu den hydrostatischen Drücken von 0 MPa bis 5 MPa in 0.5 MPa Schritten. Die gemessenen Daten oberhalb von 17 kHz wurden nicht für den Parameterfit verwendet, da das Pulsrohr in diesem Frequenzbereich eine parasitäre Resonanz hat, die die Messdaten verfälschen kann. Die Probe besteht nicht aus einem einzigen Material, sondern aus einem Schichtaufbau von 5 mm GFK, 63 mm Hartschaum, 5 mm GFK und 17 mm Weichschaum. Der Weichschaum ist die Komponente, die für eine große Schalldämmung sorgt und dessen Materialkennwerte gesucht werden. Dieser Weichschaum wird in dieser Arbeit als das (hydroakustische) Schalldämmmaterial bezeichnet.

Um zwischen den gemessenen Schalltransmissionsdaten und den Materialmodellparametern zu vermitteln, wird das akustische Modell von Folds und Loggins [90] verwendet. Das akustische Modell benötigt die Materialkennwerte Dichte und Schallgeschwindigkeit der Longitudinalwelle und bei schrägem Schalleinfall auch die Schallgeschwindigkeit der Transversalwelle. Da im Pulsrohr der Schall nur normal zur Materialoberfläche einfällt, kann mit

diesem Versuchsaufbau nur die Schallgeschwindigkeit der Longitudinalwelle bestimmt werden. Bis auf die gesuchte Schallgeschwindigkeit des Schalldämmmaterials werden alle weiteren Parameter und Materialkennwerte, die das akustische Modell benötigt, als hinreichend bekannt angenommen. Diese sind die Schallgeschwindigkeiten aller weiteren Materialien und zudem die Dichten und Schichtdicken aller am Schichtaufbau der Probe beteiligten Materialien. Auch die Einfederung des Schalldämmmaterials mit zunehmendem hydrostatischen Druck ist bekannt (Federkennlinie) und wird berücksichtigt.

Das in der Matlab-Software enthaltene Minimierungsverfahren (fminsearch [103] [104]) wird verwendet, um die Parameter des Materialmodells (erweitertes Havriliak-Negami-Modell) zu finden, mit denen das akustische Modell (Folds und Loggins) die im Pulsrohr gemessenen Transmissionsdaten möglichst gut reproduzieren. Abbildung 4.1 zeigt schematisch wie die Minimierungsfunktion durch Änderung der Materialmodellparameter nach einer möglichst guten Übereinstimmung der gemessenen mit den berechneten Transmissionsdaten (TL) sucht. Viele solcher Durchläufe sind nötig, bis das Abbruchkriterium für die Minimierungsfunktion erreicht ist.

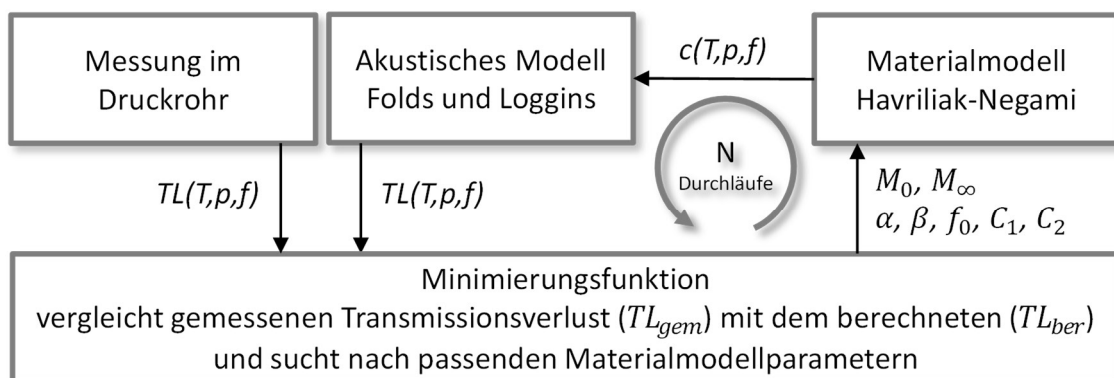


Abbildung 4.1: Durchlaufschema zur Bestimmung der Materialmodellparameter.

In einer Voruntersuchung wird die Minimierung zwar über den gesamten Frequenz- und Temperaturbereich, aber für jede Druckstufe einzeln durchgeführt. Hier wurde deutlich, dass die Minimierungsfunktion Schwierigkeiten hat, alle sieben Parameter gleichzeitig zu bestimmen. So wurde zunächst der Parameterraum auf sechs Parameter beschränkt, indem der Exponent β zu 1 gesetzt wurde. Das Materialmodell entspricht damit dem auch sehr geläufigen Cole-Cole-Modell [96]. Die Minimierungsfunktion findet so schon deutlich sinnvollere und über den gemessenen Druckbereich stetigere Parameterwerte. Insbesondere haben die gefundenen Werte für M_0 große Übereinstimmung mit dem druckabhängigen quasistatischen Modul, der mithilfe der Federkennlinie bestimmt wurde. Das erscheint plausibel, da M_0 der Grenzwert für tiefe Frequenzen ist. Aus dieser Überlegung heraus werden die Werte für M_0 durch den quasistatischen Modul festgelegt. Die Werte für den hochfrequenten Grenzwert M_∞ sind etwa zwei Größenordnungen höher als die M_0 -Werte, sodass auch die M_∞ -Werte festgelegt werden und zwar jeweils um den Faktor 100 höher als M_0 . Die weiteren vier Parameter α , C_1 , C_2 und f_0 zeigen etwa einer lineare Abhängigkeit vom hydrostatischen Druck.

In der Hauptuntersuchung wird die Minimierung über den gesamten Frequenz-, Temperatur und Druckbereich gleichzeitig durchgeführt. Die beiden Parameter M_0 und M_∞ sind durch die Voruntersuchung festgelegt. Für die fünf Parameter α , β , C_1 , C_2 und f_0 wird die Druckabhängigkeit durch Polynomkoeffizienten erster Ordnung beschrieben. Die Startwerte für diese Polynomkoeffizienten sind mittels der Methode kleinster Quadrate aus den Werten der Voruntersuchung berechnet worden.

Die Minimierungsfunktion erreicht nach circa 1500 Iterationen das Abbruchkriterium, da die von der Minimierungsfunktion durchgeführten relativen Änderungen an den Polynomkoeffizienten geringer als der gesetzte Schwellwert von 10^{-4} sind. Die durchschnittliche Differenz zwischen den gemessenen und den berechneten TL -Werten liegt bei 1.0 dB. Die gefundenen Materialmodellparameter sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Parameter der WLF-Gleichung C_1 und C_2 ergeben ein plausibles $a_T(T)$ und zeigen eine ausgeprägte Druckabhängigkeit. Die Materialmodellparameter α und f_0 zeigen eine moderate Druckabhängigkeit wohingegen β mit dem Druck nahezu konstant bleibt.

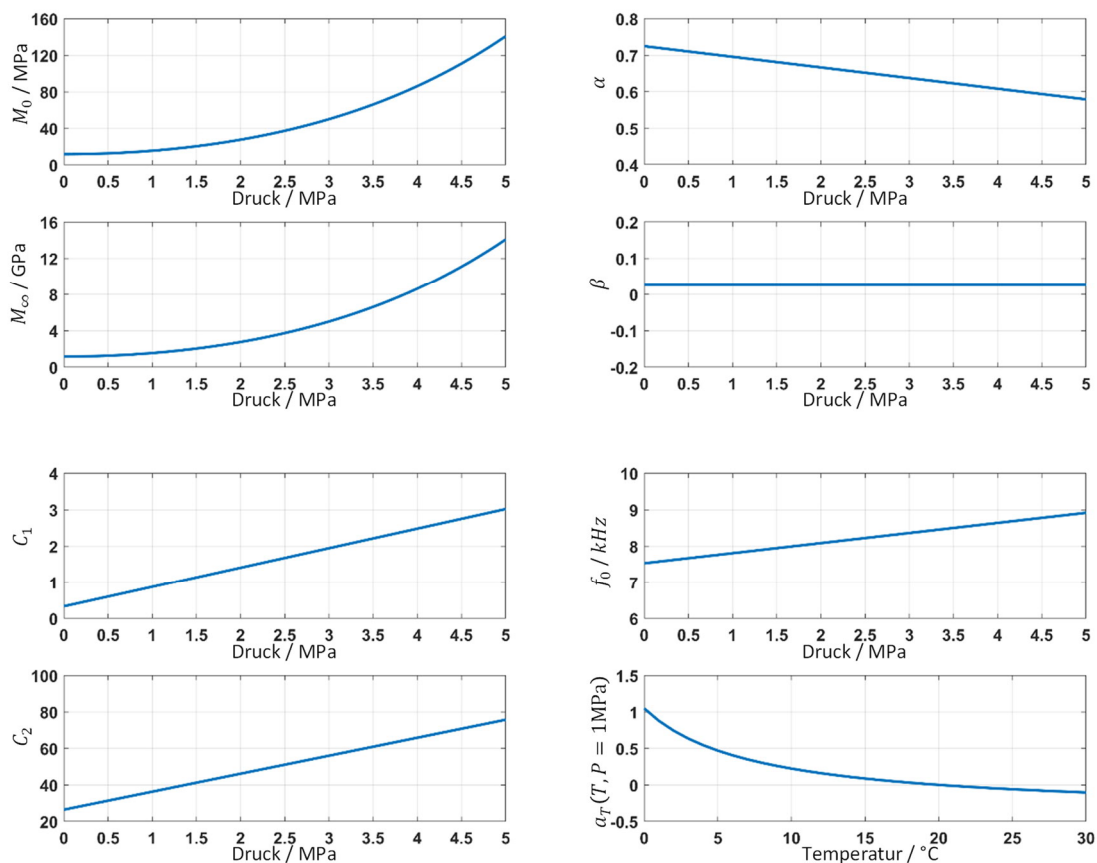


Abbildung 4.2: Gefttete Havriliak-Negami-Materialmodellparameter. Darstellung der druckabhängigen Materialmodellparameter M_0 , M_∞ , α , β , C_1 , C_2 und f_0 über den hydrostatischen Druck und für die Referenztemperatur von 20 °C. Der abgeleitete Parameter a_T wird über die Temperatur von 0 °C bis 30 °C und für einen hydrostatischen Druck von 1 MPa dargestellt.

Mithilfe des erweiterten Havriliak-Negami-Materialmodells kann die longitudinale Schallgeschwindigkeit des akustischen Dämmmaterials in einem Temperaturbereich von 2 °C bis 30 °C und einem Druckbereich von 0 MPa bis 5 MPa frequenzabhängig angegeben werden. In Abbildung 4.3 bis Abbildung 4.5 ist ein qualitativer Vergleich zwischen den gemessenen und berechneten TL -Werten dargestellt. Die gemessenen Daten in Abbildung 4.3 wurden zur Bestimmung der Materialmodellparameter verwendet. Die gemessenen Daten in Abbildung 4.4 und Abbildung 4.5 wurden nicht zur Bestimmung der Materialmodellparameter verwendet und dienen als unabhängiger Vergleich. Die in Abbildung 4.3 gezeigten Daten beruhen auf einer Schichtdicke des Schalldämmmaterials von 17 mm, wohingegen die Daten in Abbildung 4.4 und Abbildung 4.5 auf einer Schichtdicke von 12 mm basieren, daher ist dessen Dämmwirkung geringer. Der Rest des Schichtaufbaus aus GFK und Hartschaum ist bei beiden Proben gleich.

Für den Datensatz, der nicht zur Bestimmung der Materialmodellparameter benutzt wurde, liegt die durchschnittliche Differenz zwischen den gemessenen und berechneten Transmissionsdaten bei 0.9 dB und damit sogar geringfügig niedriger als für den Datensatz, der zur Bestimmung der Materialparameter benutzt wurde (1.0 dB). Damit ist gezeigt, dass das Materialmodell mit den gefundenen Parametern die im Pulsrohr gemessenen Transmissionsdaten sehr gut reproduzieren kann.

Für einen weiteren Vergleich werden Transmissionsmessungen im Akustiktank [94] und im Plöner See [105] herangezogen. Die Messungen erfolgten an einer 1.5 m x 1.5 m großen Stahlplatte, die mit dem hydroakustischen Dämmmaterial beschichtet war. Die Stahlplattenstärke betrug 8 mm und die Dämmmaterialstärke 12 mm. Zur Verringerung der Beugungseffekte auf das Messergebnis wurde mit kurzen, 0.5 ms langen Rauschpulsen gemessen. Jeweils 100 dieser Rauschpulse wurden gemessen und deren Spektralpegel vor und hinter der Platte verglichen, um den Transmissionsverlust zu berechnen. Der Vergleich dieser Messungen mit berechneten Werten ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Die berechneten Werte liegen zwischen den im Tank und den im See gemessenen Werten. Die Messergebnisse für tiefe Frequenzen sind aufgrund der kurzen Pulse nicht aussagekräftig. Die Messungen im Plöner See reißen ab 9 kHz etwas aus, was möglicherweise an der verwendeten Messmethode liegt (Frequenzbandgrenze des gesendeten Signals).

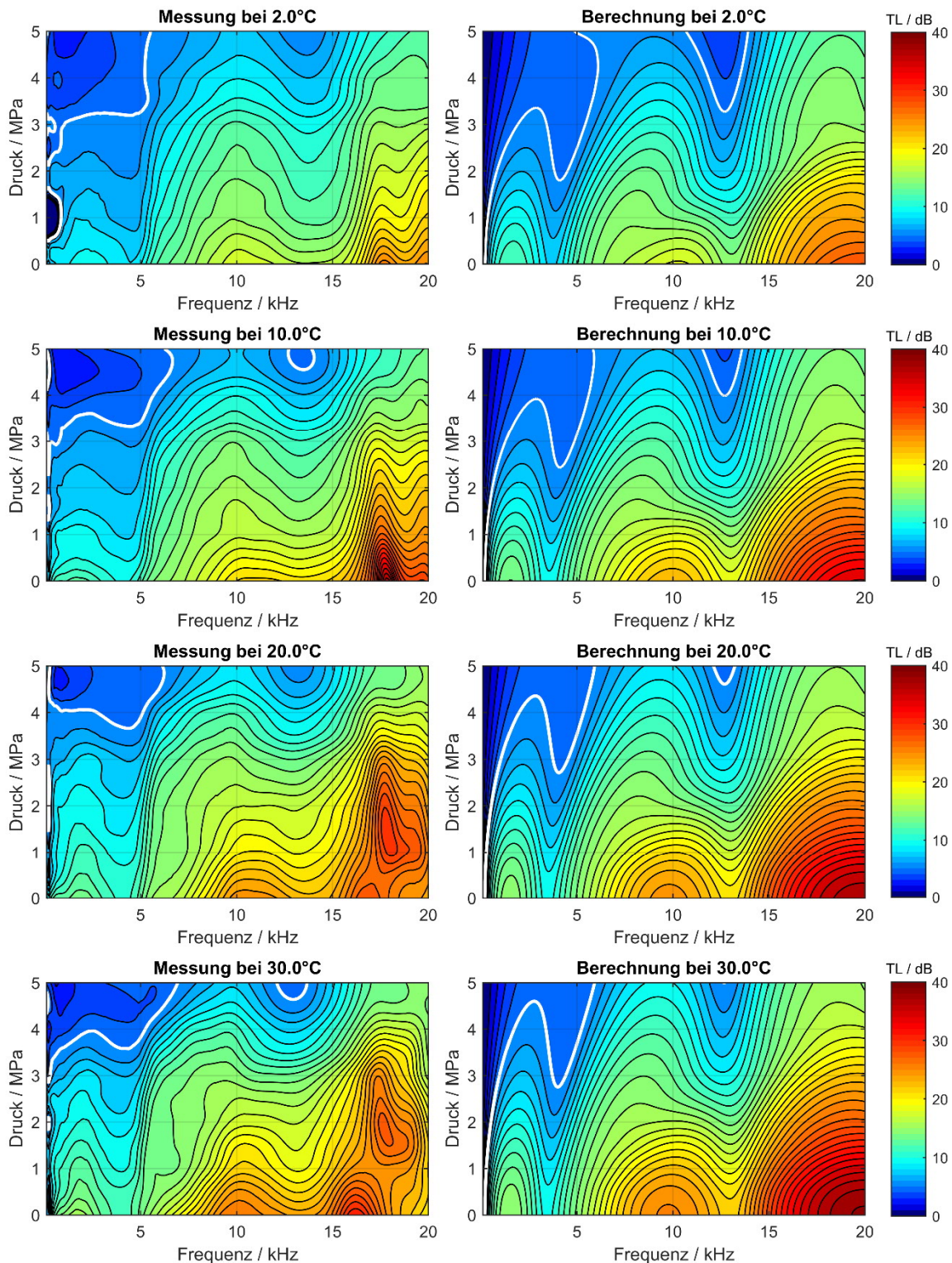


Abbildung 4.3: Transmissionsverlust des Schichtaufbaus mit einer Schalldämmmaterialstärke von **17 mm**. Vergleich der Messung und Berechnung über die Frequenz und den Druck bei verschiedenen Temperaturen. Die gemessenen Daten sind zur Bestimmung der Materialmodellparameter verwendet worden.

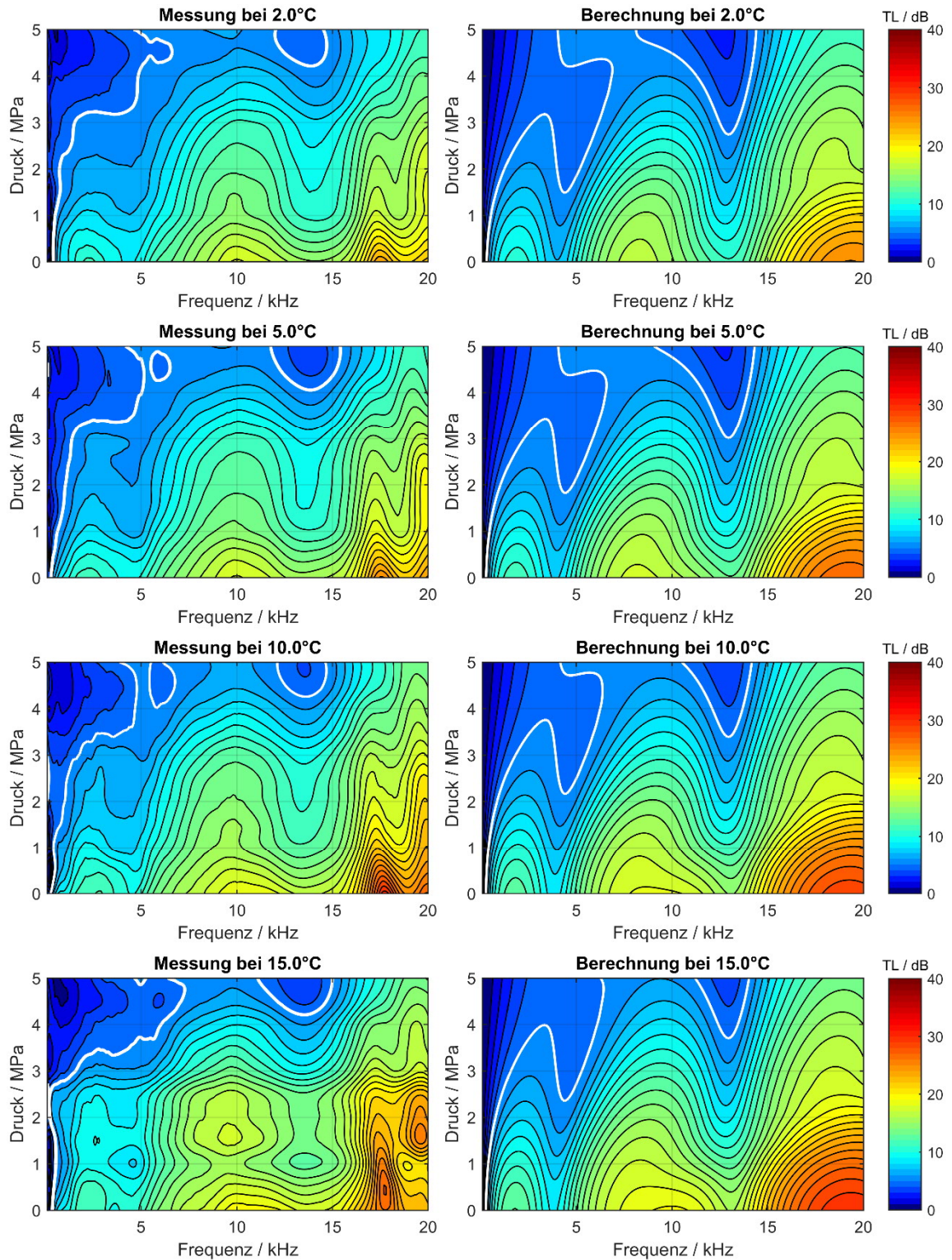


Abbildung 4.4: Transmissionsverlust des Schichtaufbaus mit einer Schalldämmmaterialstärke von **12 mm**. Vergleich der Messung und Berechnung über die Frequenz und den Druck bei verschiedenen Temperaturen. Die gemessenen Daten sind **nicht** zur Bestimmung der Materialmodellparameter verwendet worden.

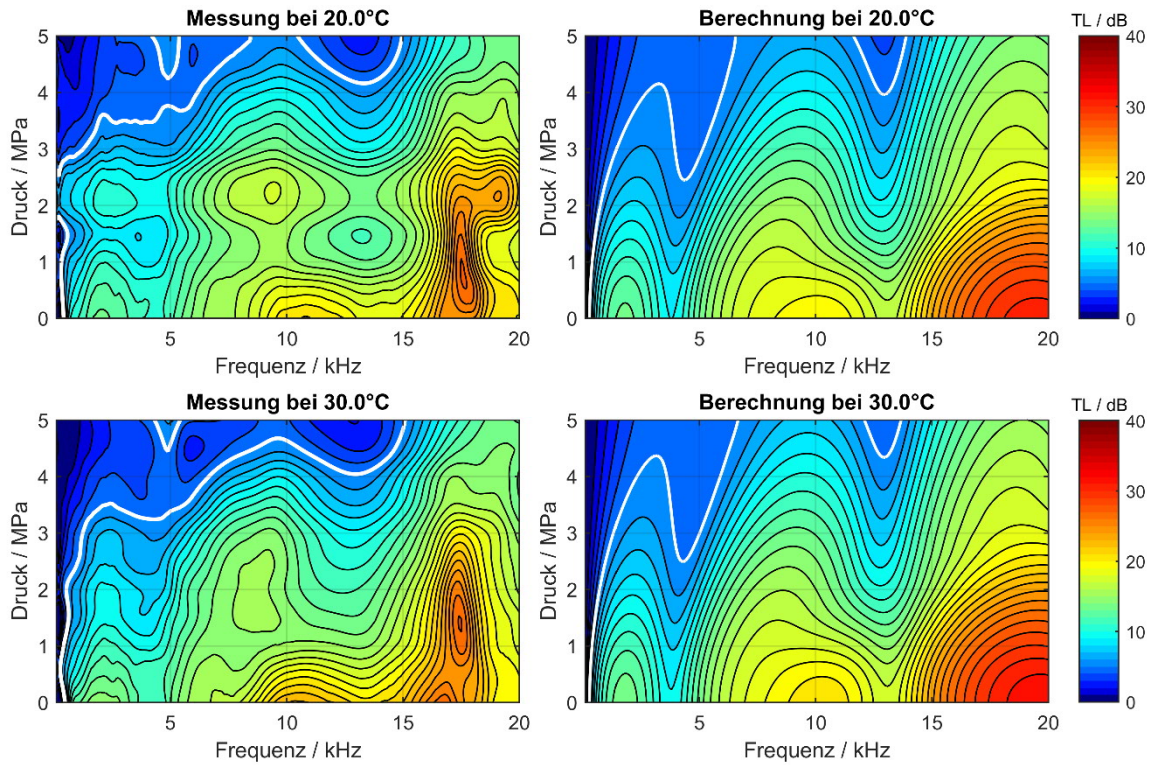


Abbildung 4.5: Fortsetzung der Abbildung 4.4.

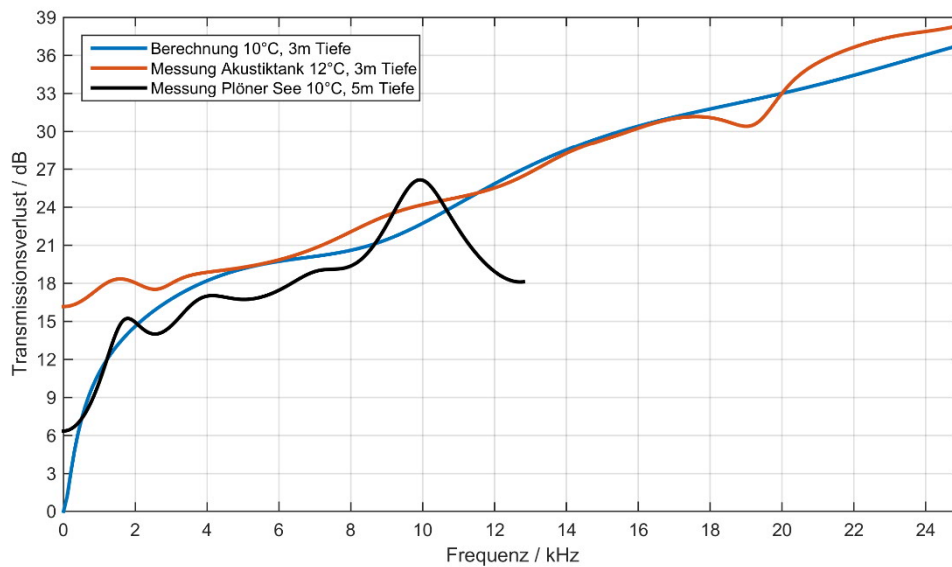


Abbildung 4.6: Vergleich der akustischen Transmissionsmessungen an einer großen Probe des Schalldämmmaterials (1.5 m Kantenlänge). Gegenüberstellung zweier Tankmessungen mit den berechneten Werten. Das Schalldämmmaterial ist in 12 mm Stärke auf eine 8 mm starke Stahlplatte geklebt.

4.4. Komplettierung der Materialkennwerte

Zur vollständigen Beschreibung eines viskoelastischen Materials müssen neben der Dichte noch zwei weitere Materialkennwerte bekannt sein. Die Dichte lässt sich bei Atmosphärendruck einfach bestimmen (840 kgm^{-3}) und deren Zunahme mit dem Druck kann mithilfe der Federkennlinie ermittelt werden (Abbildung 4.7).

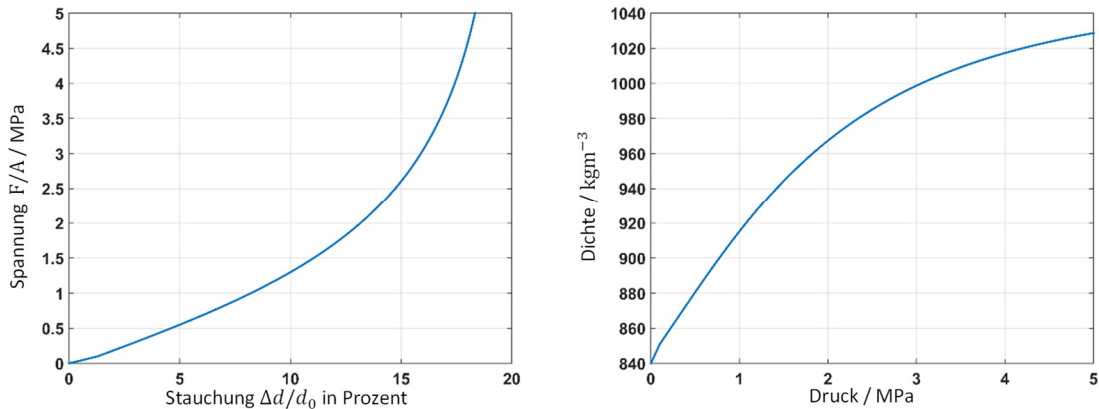


Abbildung 4.7: Federkennlinie und druckabhängige Dichte des Schalldämmmaterials. Links: Federkennlinie (Spannungs-Stauchungs-Diagramm). Rechts: Die aus der Federkennlinie abgeleitete Dichtezunahme über den hydrostatischen Druck.

Mithilfe von gemessenen Transmissionsdaten und dem Materialmodell ist der Longitudinalmodul temperatur-, frequenz- und druckabhängig bestimmt worden. Es fehlt jedoch zur vollständigen linearen viskoelastischen Beschreibung des Materials noch ein Modul.

Über das Schalldämmmaterial ist bekannt, dass es sich um ein leicht geschäumtes Polyurethan handelt. Der Schäumungsgrad kann einerseits aus der Dichte aber auch aus der Federkennlinie abgeschätzt werden. So beträgt die Dichte von ungeschäumten Polyurethanen etwa 1000 kgm^{-3} bis 1200 kgm^{-3} . Das hier betrachtete Material hat eine Dichte von 840 kgm^{-3} . Ausgehend von einer Basisdichte von 1100 kgm^{-3} ergibt sich ein Schäumungsgrad von knapp 25 %. Aus dem Stauchungswert der Federkennlinie kann ein Schäumungsgrad von etwa 20 % abgeschätzt werden.

Die Schäumung eines Materials hat zur Folge, dass der Kompressionsmodul stark erniedrigt wird, was sich wiederum in einer Erniedrigung der Querkontraktionszahl ausdrückt. Die Erniedrigung des Kompressionsmoduls kann anhand der rheologischen Mischregel

$$\frac{1}{K_{eff}} = \frac{V_1}{K_1} + \frac{V_2}{K_2} \quad (4.12)$$

verdeutlicht werden. Gleichung (4.12) ist eine einfache Mischregel, die den effektiven Kompressionsmodul als volumengewichteter harmonischer Mittelwert angibt. Weitaus komplexere Mischregeln finden sich in [106], haben qualitativ aber die gleiche Aussage wie diese einfache Mischregel. Eine Querkontraktionszahl von 0.5 würde ein Material mit verschwindendem Schubmodul beschreiben, d.h. das Material würde als ein Fluid beschrieben werden. Für ein ungeschäumtes Polyurethan kann eine Querkontraktion von circa 0.4 angenommen werden und die Schäumung wird es in den Bereich von 0.3 bringen [107]. Abbildung 4.8 zeigt die Abhängigkeit des Schubmoduls und der Schallgeschwindigkeit der

Transversalwellen von der Querkontraktionszahl. Unterhalb von 0.3 ist diese Abhängigkeit gering. Aus diesen Überlegungen heraus wird eine konstante Querkontraktionszahl ν von 0.3 angenommen. Somit ist zusammen mit der Gleichung (4.13) der Schubmodul temperatur-, frequenz- und druckabhängig bestimmt.

$$G = \frac{M(1-2\nu)}{2(1-\nu)} \quad (4.13)$$

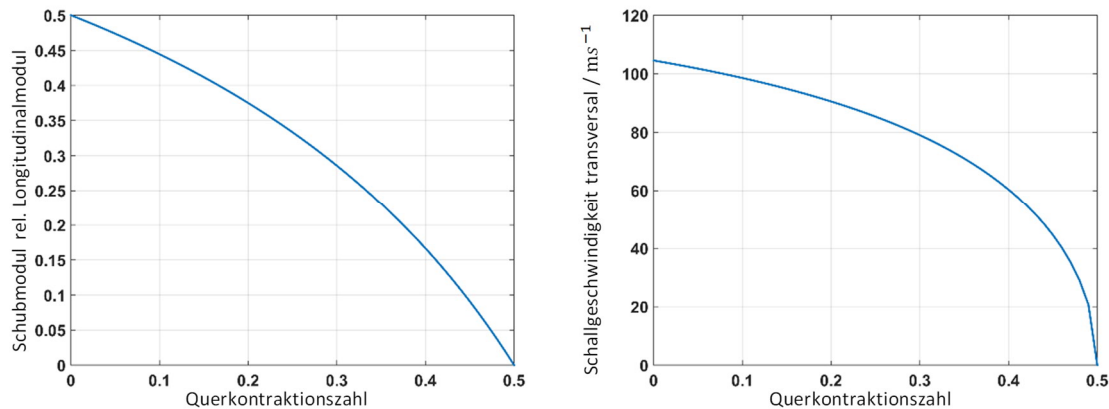


Abbildung 4.8: Schubmodul und Schallgeschwindigkeit der Transversalwellen im Dämmmaterial in Abhängigkeit der Querkontraktion. Links: Schubmoduls. Rechts: Realteil der Schallgeschwindigkeit der Transversalwellen.

4.5. Zusammenfassung

Das Havriliak-Negami-Materialmodell kann einen Materialkennwert viskoelastischer Materialien frequenzabhängig beschreiben. Mit der WLF-Gleichung wurde das Modell um eine Temperaturabhängigkeit erweitert. Um die Druckabhängigkeit des Materials zu beschreiben, wurde für die beiden Modulgrenzwerte (M_0 und M_∞) die Federkennlinie herangezogen. Für die weiteren Modellparameter wurde ein linearer Zusammenhang zwischen Druck und Parameter angenommen, was aufgrund der Voruntersuchung plausibel erschien.

Die Modellparameter wurden für das hydroakustische Dämmmaterial derart bestimmt, dass die berechneten Transmissionswerte die gemessenen Transmissionsdaten möglichst gut reproduzieren. Zur Überprüfung der gefundenen Modellparameter wurden Vergleiche mit unabhängigen Messdaten durchgeführt. Die Abweichungen zwischen den berechneten und den gemessenen Daten bewegen sich innerhalb der Messgenauigkeit.

Das hydroakustische Dämmmaterial ist ein PU-Weichschaum, weshalb die Querkontraktionszahl auf einen konstanten Wert von 0.3 geschätzt wurde. Somit ist das Dämmmaterial mit einem kompletten Satz an Materialkennwerten bestimmt, sodass dessen viskoelastisches und akustisches Verhalten im Folgenden temperatur-, frequenz- und druckabhängig simuliert werden kann.

Das Materialmodell stellt die Materialkennwerte für die Berechnung der Reflexions- und Transmissionskoeffizienten bereit. Die Koeffizienten fließen in die Berechnung der Schallstreuung ein.

5. Die Sonar-Stealth-Form

In der Literatur sind bereits einige Abbildungen von Sonar-Stealth-Formen zu finden. Leider fehlen dabei die zugehörigen Angaben zur Zielmaßreduktion und auch die Angaben, unter welchen Bedingungen diese Stealth-Formen funktionieren sollten. Alle diese Formen zeigen mehr oder weniger ebene angestellte Seitenplatten. Auffällig ist die große Bandbreite ihrer Neigungswinkel von wenigen Grad bei [81] bis zu 45° bei [1]. Offensichtlich gibt es einen Konsens über die Seitenplatten, aber nicht über den benötigten Neigungswinkel.

In Abschnitt 5.1 wird die erforderliche Neigung der Seitenwände durch die Verknüpfung i) des bereits erarbeiteten Bedrohungssektors, ii) der Sonarfrequenz und iii) den geometrischen Abmessungen der Außenhaut abgeleitet.

Entsprechend dieser Vorschrift wird in Abschnitt 5.2 eine klassische Hülle eines fiktiven Unterwasserfahrzeugs zu einer Stealth-Hülle umgeformt und in Abschnitt 5.3 werden Zielmaßvergleiche für drei Entwürfe erstellt: i) ein Entwurf mit klassischer unbeschichteter Hülle, ii) ein Entwurf mit klassischer beschichteter Hülle und iii) ein Entwurf mit beschichteter Stealth-Hülle. Dazu wird die Zielmaßberechnung sukzessive vervollständigt. Die Berechnung beginnt bei dem einfachsten Fall, der monostatischen Berechnung der schallharten äußeren Hüllen in der horizontalen Ebene und endet mit der multi-statischen Berechnung unter Berücksichtigung der Materialkennwerte, der inneren schiffbaulichen Strukturen und unterschiedlicher vertikaler Schalleinfalls- und -ausfallswinkel. Insgesamt ergeben sich dadurch zahlreiche Berechnungen und Vergleiche. Dieser Umfang ist einerseits nötig, um einen guten Überblick über die Wirkungsweise der Stealth-Hülle zu bekommen, andererseits basieren heutzutage immer noch viele Zielmaßberechnungen und Schlussfolgerungen auf der Annahme einer schallharten Hülle.

5.1. Anforderung an die Sonar-Stealth-Form

Die Untersuchung des Schallausbreitungssektors zeigt, dass eine Weitbereichsausbreitung des Schalls nur innerhalb eines begrenzten vertikalen Winkelbereichs von weltweit nicht mehr als $\pm 22^\circ$ erfolgen kann. Eine Neigung der Seitenwände muss dementsprechend so gewählt werden, dass diese den Schall in einen vertikalen Winkel außerhalb der $\pm 22^\circ$ reflektieren.

Damit die Seitenwände gerichtet reflektieren und nicht nur ungerichtet streuen, müssen deren Abmessungen groß genug im Vergleich zur Wellenlänge (λ) sein (vergleiche Abschnitt 3.4.2). Die Adaption der Formel für die -10 dB Beambreite (BW_{-10}) von Linearantennen [6, p. 42] liefert mit

$$BW_{-10} \cong \sin(0.7\lambda/L) \quad (5.1)$$

die -10 dB Beambreite für eine Platte der Länge L . Da es an dieser Stelle beabsichtigt ist, die Reflexion in der vertikalen Richtung zu schwenken, ist L hier die vertikale Ausdehnung der Platte. Entsprechend kann die minimale Neigung (α) der Seitenwände durch die Formel

$$\alpha \cong \theta_{BS} + \frac{1}{2}BW_{-10} \quad (5.2)$$

abgeschätzt werden. Dabei ist θ_{BS} der vertikale Winkel des Bedrohungssektors zur horizontalen Ebene und BW_{-10} die Beambreite der Reflexion für eine Seitenwand der Länge L .

Ausgehend von einem zylindrischen Körper mit dem Durchmesser von 6 m, welcher durch ebene Seitenwände so verkleidet wird, dass sich ein Knick auf der Höhe der Achse befindet, kann von einer Seitenwandlänge von mindestens 3 m ausgegangen werden. Die niedrigste zu beachtende Frequenz sei 1 kHz, sodass sich eine Wellenlänge von 1.5 m im Wasser ergibt. Die -10 dB Breite der Reflexionskeule ist dann

$$BW_{-10} \cong \sin(0.7 \cdot 1.5m/3m) \cong 20^\circ . \quad (5.3)$$

Die minimal benötigte Seitenneigung ist dementsprechend etwa

$$\alpha \cong \theta_{BS} + \frac{1}{2}BW_{-10} \cong 22^\circ + 10^\circ = 32^\circ . \quad (5.4)$$

Diese Seitenneigung von 32° wird im Folgenden verwendet um die klassische Hülle eines Unterwasserfahrzeugs in eine Stealth-Hülle umzuformen.

5.2. Klassischer Entwurf und Stealth-Entwurf

Zur Berechnung der akustischen Streuung werden zwei Geometriemodelle aufgebaut. Sie unterscheiden sich in ihren äußeren Hüllen, sind aber ansonsten gleich, um eine möglichst gute Vergleichbarkeit zu gewährleisten.

Beide bestehen aus einem druckfesten Zylinder von 30 m Länge und 6 m Durchmesser und einer hydrodynamischen Hülle im Bug- und Heckbereich (Abbildung 5.1). Der Druckkörper ist an beiden Enden mit einem Endboden abgeschlossen. Die Endböden sind durch Kugelsegmente ($R = 6.5$ m) beschrieben. Es ergibt sich somit eine Gesamtlänge des Druckkörpers von 32 m.

Bei der klassischen Geometrie wird die hydrodynamische Hülle des leichten Vor- und Hinterschiffs durch die 15 m lange NACA0040-Profilkontur beschrieben. Diese wird am breitesten Punkt geteilt und dient so als Querschnittslinie der rotationssymmetrischen Flächen, die vorne und hinten an den Druckkörper angeschlossen werden.

Die Länge des hinterfluteten Bugbereichs ergibt sich zu 4.5 m und die Länge des hinterfluteten Heckbereichs zu 10.5 m.

Die Stealth-Hülle leitet sich aus der klassischen Hülle ab:

Der Bug wird so gestaltet, dass im lateralen Querschnitt die klassische Bughülle bei einem Winkel von 32° tangential umlaufend gerade verlängert wird. Lateral gesehen entsteht eine

schnabelähnliche Form. Die Länge über Alles steigt dadurch um 34 cm, von 45 m auf 45.34 m, an.

Seitlich am Druckkörper sind ebenfalls tangential 32° geneigte Flächen angebracht. Die Breite steigt damit um 108 cm, von 6 m auf 7.08 m, an.

Im Heckbereich werden der klassischen Hülle Segmente von $\pm 32^\circ$ zur Mittschiffsachse aus dem rotationssymmetrischen Heck herausgeschnitten (zu erkennen in der Achtern-Ansicht der Abbildung 5.1) und die entstandenen Schnittkanten tangential verlängert.

Für die Stealth-Hülle ergibt sich somit eine äußere Form die rundum mit 32° geneigten Seitenwänden umgeben ist, die tangential an die klassische Hülle anschließen.

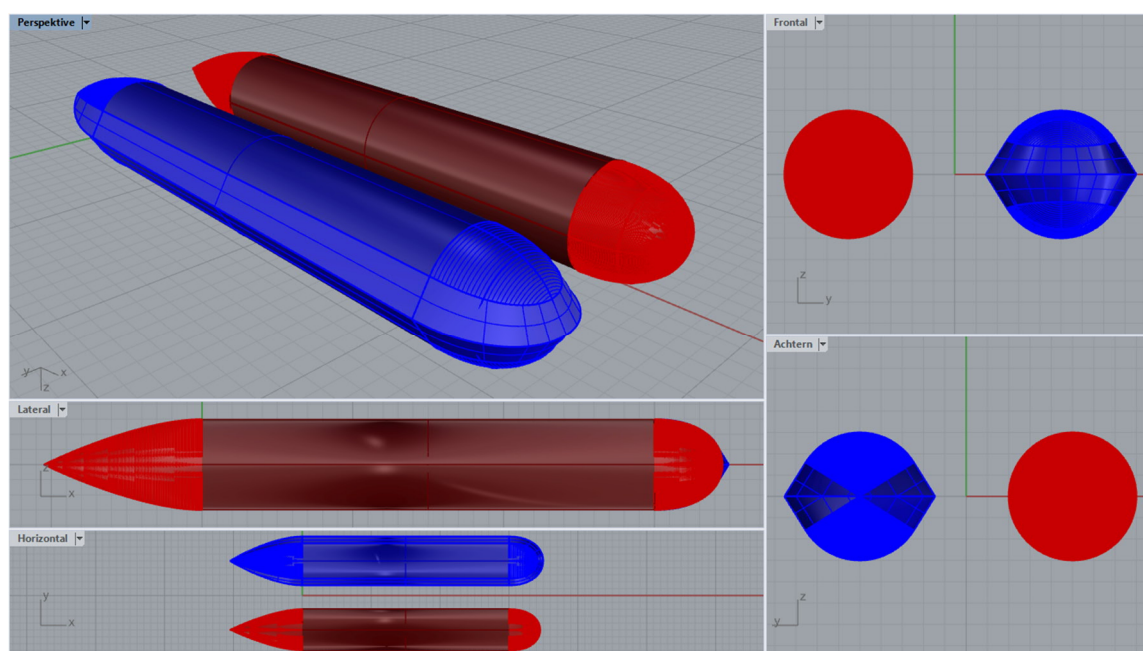


Abbildung 5.1: Die zur Zielmaßberechnung verwendeten Geometrien. Rot: Klassische Hülle. Blau: Stealth-Hülle.

Die inneren Strukturen bestehen aus Schotten im Bug- und Heckbereich. Im Bugbereich sind drei Schotten angeordnet. Ein horizontales und ein vertikales in Längsrichtung (beide mittig) und ein vertikales in Querrichtung bei 42.5 m (Abbildung 5.2). Im Heckbereich ist ein vertikales Schott mittig in Längsrichtung eingebracht. Diese inneren Strukturen sind bei beiden Geometrien identisch.

Der Druckkörper ist aus 30 mm Stahl geformt und ist luftgefüllt. Die hydrodynamische Hülle und die inneren Strukturen bestehen aus 10 mm Stahlblech. Beide Geometrien können auf der Außenhaut mit dem hydroakustischen Dämmmaterial aus Kapitel 4 beschichtet werden, wobei für die Zielmaßberechnung die Stealth-Geometrie nur beschichtet betrachtet wird. Aus diesen beiden Geometrien gehen somit drei Entwürfe hervor: Der klassische unbeschichtete Entwurf, der klassische beschichtete Entwurf und der Stealth-Entwurf, welcher beschichtet ist. Die hydroakustische Beschichtung erstreckt sich dabei über die gesamte Außenhaut.

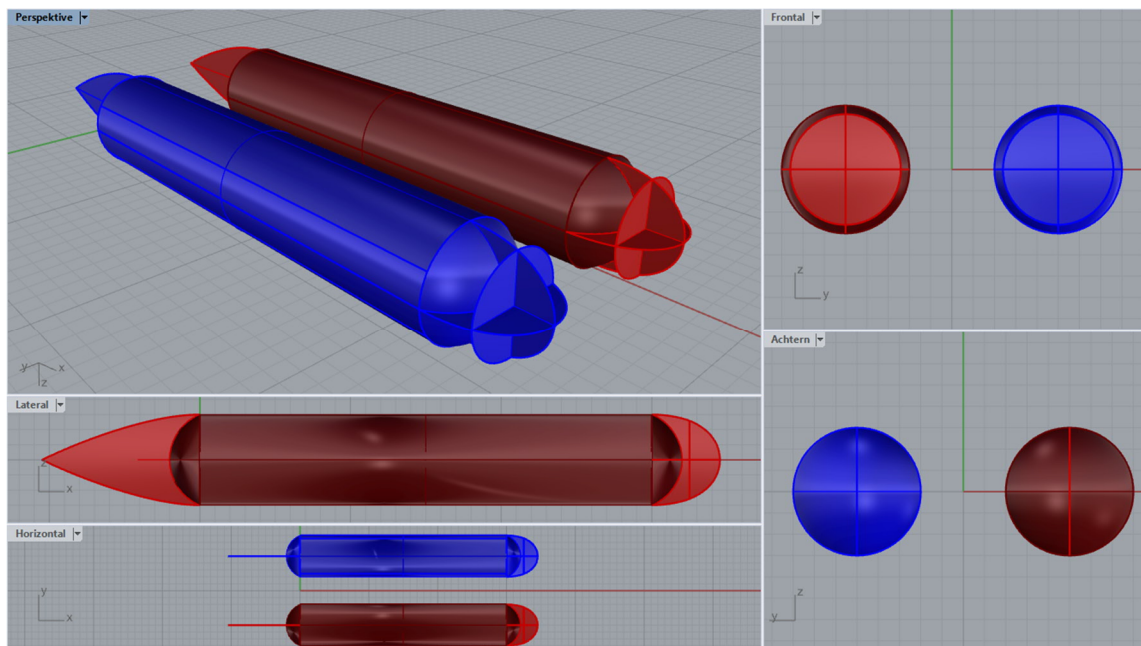


Abbildung 5.2: Innere Strukturen der in Abbildung 5.1 gezeigten Geometrien. Die Hülle der hinterfluteten Bereiche ist entfernt worden, um die inneren Strukturen sichtbar zu machen.

5.3. Zielmaßvergleiche

Zur Zielmaßberechnung wurden die beiden Geometriemodelle mittels Dreieckselementen vernetzt. Durch die Zuordnung unterschiedlicher Geometriebereiche mit unterschiedlichen Materialkombinationen werden aus den zwei Geometrien drei Entwürfe erzeugt (zwei aus der klassischen Geometrie und einer aus der Stealth-Geometrie).

Die Zielmaßberechnung der drei Entwürfe erfolgt mit der numerischen Methode aus Kapitel 3. Die Berechnung beginnt mit dem einfachsten Fall: Der Zielmaßberechnung der beiden schallharten Hüllen in der horizontalen Ebene (Abschnitt 5.3.1). Diese kann dazu verwendet werden, die Zielmaß-Beiträge der verschiedenen Geometriebereiche hervorzuheben. Daran schließen sich die mono- und multistatische Zielmaßberechnungen in der horizontalen Ebene unter Berücksichtigung der Materialkennwerte an (Abschnitt 5.3.2 und 5.3.3).

Das Konzept der Stealth-Geometrie geht davon aus, dass der Schall in eine Richtung außerhalb des Bedrohungssektors reflektiert wird. Aus diesem Grund wird die Berechnung des monostatischen Zielmaßes auf einen vertikalen Winkelbereich von $\pm 45^\circ$ erweitert (Abschnitt 5.3.4). Für die multistatische Berechnung ist der vertikale Winkelbereich auf $\pm 22^\circ$ eingeschränkt worden, um den Rechenaufwand zu reduzieren (Abschnitt 5.3.5).

Es folgen nun einige kurze Winkelbezeichnungen. Mit Aspektwinkel ist im monostatischen Fall der horizontale Schalleinfallswinkel gemeint (φ in Kugelkoordinaten). Der Aspektwinkel von 0° bezeichnet die frontale Schalleinfallswinkel- und Schallausfallswinkelrichtung. Mit 90° ist die backbordseitige Querabrichtung gemeint und mit 180°

entsprechend die achterliche Richtung. Aufgrund der Steuerbord-Backbord-Symmetrie werden Aspektwinkel nur von 0° bis 180° betrachtet und nicht bis 360° . Im multistatischem Fall teilt sich der Aspektwinkel in den horizontalen Schalleinfallswinkel und Schallausfallswinkel auf.

Der Elevationswinkel gibt im monostatischen Fall den Winkel zur horizontalen Ebene an ($90^\circ - \theta$ in Kugelkoordinaten). Negative Werte kennzeichnen Elevationswinkel, die von unten auf das Unterwasserfahrzeug treffen, positive Werte kennzeichnen die Winkel von oben. Im multistatischem Fall teilt sich der Elevationswinkel in den vertikalen Schalleinfallswinkel und Schallausfallswinkel auf.

5.3.1. Schallhartes monostatisches Zielmaß in der horizontalen Ebene

Zur Beurteilung der Zielmaßunterschiede der beiden äußeren Hüllen wurde das Zielmaß zunächst ohne innere Strukturen und mit einer schallharten Hülle berechnet. Das entspricht einer Kirchhoff-Helmholtz-Integral-Berechnung erster Ordnung mit einem Reflexionsfaktor von 1.

Folgende Berechnungsparameter wurden verwendet:

Schallstrahlentiefe	: 1
Frequenzbereiche	: 900 Hz – 1100 Hz in 10 Hz Schritten 2700 Hz – 3300 Hz in 30 Hz Schritten 8100 Hz – 9900 Hz in 90 Hz Schritten
Aspektwinkel horiz.	: 0° bis 180° in 0.25° Schritten
Elevationswinkel	: 0°

Ergebnisse

Die berechneten Werte werden in Abbildung 5.3 für die beiden Hüllen und drei Mittenfrequenzen (1 kHz, 3 kHz und 9 kHz) über den Aspektwinkel dargestellt. Zur leichteren Interpretation der Ergebnisse ist noch die Zielmaßkurve der klassischen Hülle ohne den parallelen Teil dargestellt. Also die Hülle der 15 m langen, um die Hauptachse rotationssymmetrischen NACA0040-Profilkontur.

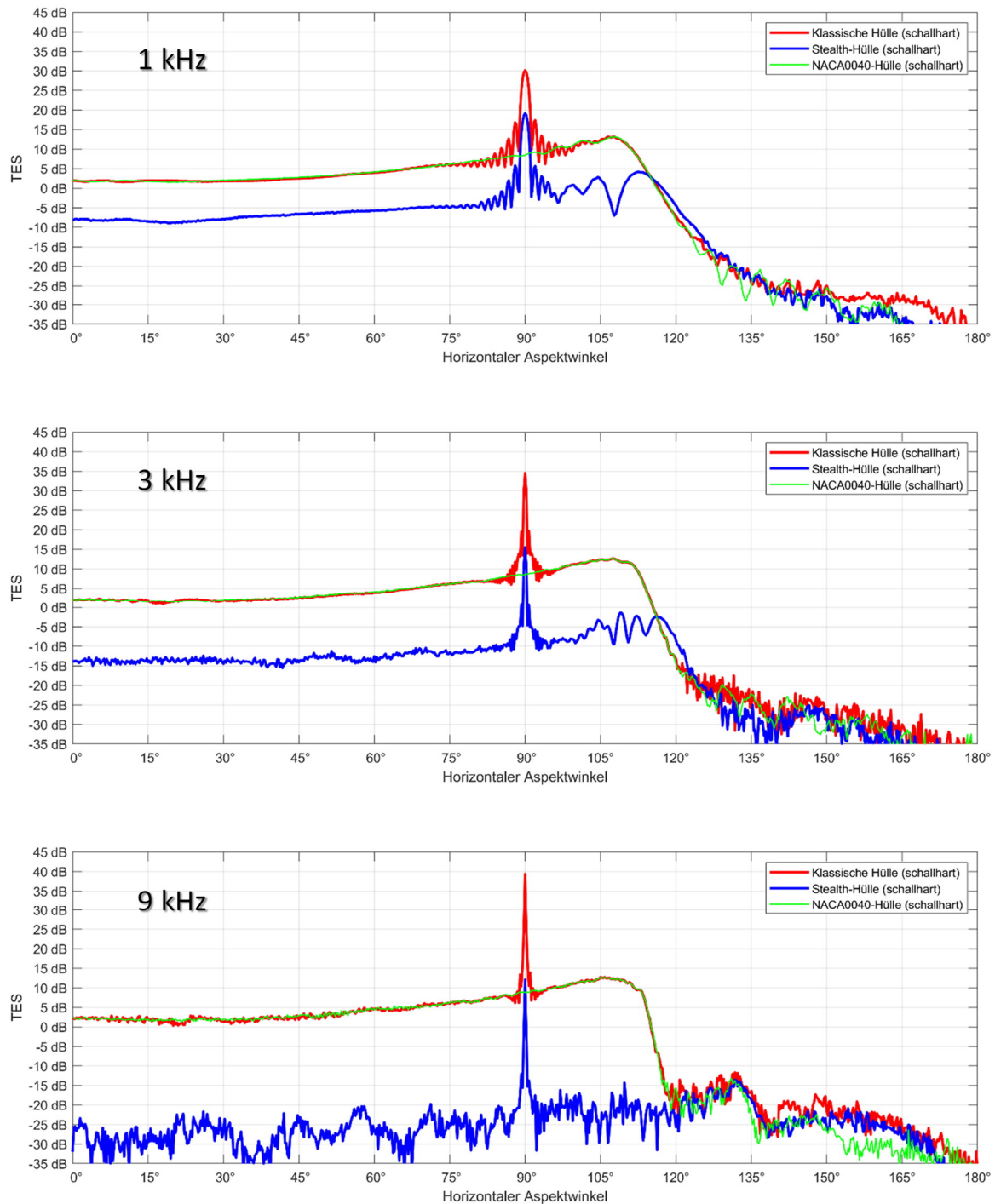


Abbildung 5.3: Darstellung des Zielmaßes der zwei schallharten Hüllen und der NACA00400-Hülle. Rot: klassische Hülle. Blau: Stealth-Hülle. Grün: rotationssymmetrische NACA00400-Hülle. Jeweils für die Mittenfrequenzen 1 kHz (oben), 3 kHz (mittig) und 9 kHz (unten).

Klassische Hülle

Die höchsten Pegel sind für alle Frequenzen im querab Bereich (um 90°) zu finden. Hier ist eine scharfe Pegelspitze vorhanden, die mit steigender Frequenz von etwa 30 dB bei 1 kHz auf etwa 40 dB bei 9 kHz zunimmt. Die Breite der Pegelspitze verringert sich mit steigender Frequenz.

Abgesehen von dieser Spitze weist die klassische Hülle im Winkelbereich von 0° bis 110° einen näherungsweise linearen Zielmaßverlauf auf, mit einem Anstieg von etwa 2 dB bei 0° auf etwa 10 dB bei 110° . Diese Pegelwerte zeigen eine nur geringe Abhängigkeit von der Frequenz.

Im Winkelbereich oberhalb von 120° nehmen die TES-Pegel schnell ab und erreichen Werte unterhalb von -20 dB.

Stealth-Hülle

Querab, also bei 90° , hat auch die Stealth-Hülle eine Pegelspitze. Ihr Wert fällt jedoch mit steigender Frequenz von etwa 20 dB bei 1 kHz auf etwa 15 dB bei 9 kHz. Mit steigender Frequenz wird auch diese Pegelspitze schärfer.

Im Winkelbereich von 0° bis 110° weist auch die Stealth-Hülle einen gleichmäßigen Zielmaßverlauf auf, mit einem Anstieg der Pegel zu höheren Aspektwinkeln. Mit steigender Frequenz sinken die Pegel, z. B. bei 0° von -10 dB auf -25 dB und bei 110° von -4 dB auf -17 dB bei jeweils 1 kHz bzw. 9 kHz.

Diskussion und Schlussfolgerung

Die TES-Kurve der klassischen schallharten Hülle ist nahezu identisch zu der TES-Kurve der reinen NACA0040-Hülle. Der einzige signifikante Unterschied ist bei Aspektwinkeln um 90° zu finden. Nur in diesem Winkelbereich wirkt sich das 30 m lange parallele Mittelschiff auf das Zielmaß aus. Das gilt analog für die Stealth-Hülle, ist aber aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht in der Abbildung gezeigt.

Das parallele Mittelschiff ist gegenüber der Wellenlänge des Schalls sehr lang. Aus diesem Grund reflektiert es den Schall in einen sehr scharfen horizontalen Winkelbereich zurück und die Pegel fallen seitlich von 90° rasch ab (ähnlich zu einer großen ebenen Platte wie in Abbildung 3.10 gezeigt).

Die Zielmaßpegel in Winkelbereichen außerhalb der hohen Pegel um 90° werden durch die nicht parallelen Geometriebereiche bestimmt. Das Zielmaß der schallharten Hüllen im vorderen Winkelbereich, also 0° bis etwa 80° wird durch die Rückstreuung des Bugs dominiert und im Winkelbereich von etwa 100° bis 120° durch das Heck.

Die Krümmung der NACA-Profilkontur nimmt von vorne nach hinten stetig ab, sodass umgekehrt die Rückstreupegel von vorne nach hinten stetig zunehmen (vgl. z. B. die Formel für eine beliebige konvexe Geometrie in [5, p. 303]). Der hinterste Bereich der verwendeten NACA0040-Profilkontur hat ein Lot im Winkel von 116° . Auch das spiegelt sich in den TES-Kurven wider, oberhalb von 116° sind die Pegel sehr gering.

Im direkten Vergleich der Zielmaßkurven (Abbildung 5.4) zeigt sich, dass die Stealth-Hülle im gesamten Winkelbereich von 0° bis etwa 110° geringere Pegel als die klassische Hülle aufweist. Bei der Mittenfrequenz von 1 kHz ist die Differenz fast konstant 10 dB, bei 3 kHz etwa 15 dB und bei 9 kHz um die 25 dB. D.h. die Stealth-Hülle kann das Zielmaß gegenüber einer klassischen Hülle signifikant verringern.

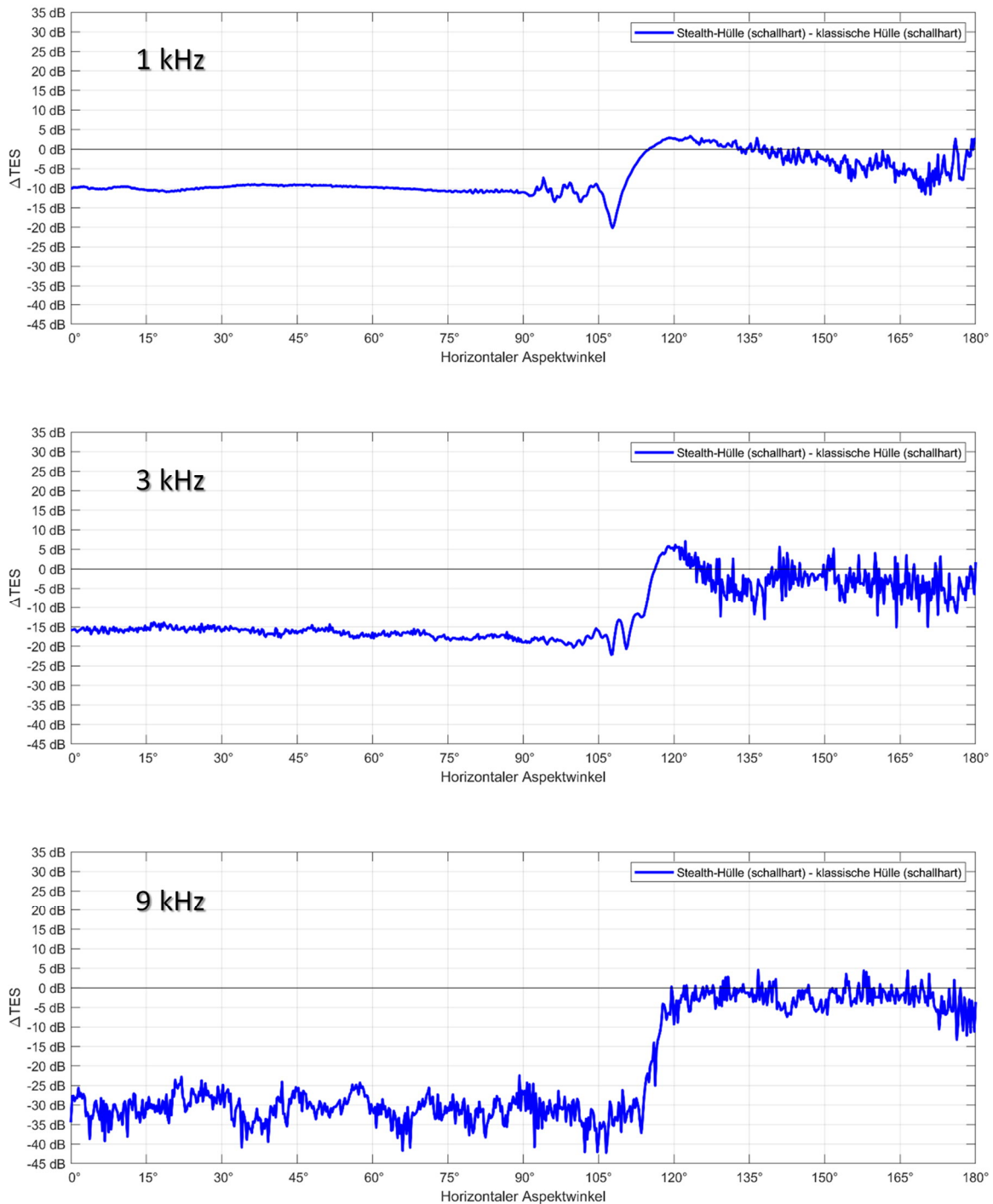


Abbildung 5.4: Gegenüberstellung der Zielmaßdifferenz der zwei schallharten Hüllen (Stealth-Hülle – klassische Hülle) über den horizontalen Aspektwinkel, jeweils für die Mittenfrequenzen 1 kHz (oben), 3 kHz (mittig) und 9 kHz (unten).

Im Bereich von 120° bis 180° hat die Formgebung der Hülle kaum noch Einfluss auf die sowieso schon sehr niedrigen TES-Werte. Der Zielmaßunterschied der beiden Hüllen ist in diesem Bereich nicht signifikant.

Der Vergleich des horizontalen Zielmaßes der beiden schallharten Hüllen zeigt, dass mit der Stealth-Hülle eine Zielmaßreduktion von 10 dB bei 1 kHz über weite Aspektwinkelbereiche

zu erreichen ist. Ob diese Pegelreduzierung auch für eine Geometrie mit realistischen Materialien zu erreichen ist, wird im folgenden Abschnitt betrachtet.

5.3.2. Monostatisches Zielmaß in der horizontalen Ebene

Der nächste Vergleich bleibt in der horizontalen Ebene, berücksichtigt jedoch die Materialkennwerte der verwendeten Materialien. Damit ist der hinterflutete Teil der Außenhaut nicht mehr komplett reflektierend. Zusammen mit der Erhöhung der Schallstrahlentiefe, werden so die inneren Strukturen mit in die Berechnung einbezogen.

Folgende Berechnungsparameter wurden verwendet:

Schallstrahlentiefe	: 7
Frequenzbereiche	: 900 Hz – 1100 Hz in 10 Hz Schritten 2700 Hz – 3300 Hz in 30 Hz Schritten 8100 Hz – 9900 Hz in 90 Hz Schritten
Aspektwinkel horiz.	: 0° bis 180° in 0.25° Schritten
Elevationswinkel	: 0°
Wassertemperatur	: 10 °C
Tauchtiefe	: 150 m

Ergebnisse

Wie bereits für die schallharte Berechnung werden die TES-Werte gemittelt über die Frequenzbänder zu den drei Mittenfrequenzen 1 kHz, 3 kHz und 9 kHz und über den Aspektwinkel dargestellt (Abbildung 5.5). Zur weiteren Interpretation der Ergebnisse sind die TES-Kurven der beiden schallharten Hüllen durch gestrichelte Linien mit abgebildet.

Klassischer Entwurf unbeschichtet

Im Vergleich des klassischen unbeschichteten Entwurfs mit der schallharten klassischen Hülle ergeben sich viele Unterschiede. Die hohe Pegelspitze bei 90° bleibt jedoch als eine Gemeinsamkeit für alle drei Frequenzbänder erhalten, auch wenn diese an ihrer Basis breiter geworden ist.

In Vorausrichtung, also 0° ist eine weitere Pegelspitze hinzugekommen. Deren Pegelwert und Schärfe erhöhen sich mit steigender Frequenz.

Im übrigen Winkelbereich sind abhängig von der Frequenz und dem Aspektwinkel die Pegel zum Teil geringer, zum Teil sehr viel höher als die der schallharten Hülle.

Klassischer beschichteter Entwurf und Stealth-Entwurf

Die Berechnungen der beiden beschichteten Entwürfe zeigen durchweg sehr ähnliche Pegel wie die entsprechende schallharte Berechnung. Nur ein signifikanter Unterschied zeigt sich für den Stealth-Entwurf um 0°. In voraus Richtung sind die Pegel für die mittleren und hohen Frequenzen höher als bei der schallharten Berechnung. Weiterhin sind für hohe Frequenzen

die sehr niedrigen Werte im vorderen Bereich (bis ca. 70°) etwas erhöht, aber dennoch sehr niedrig.

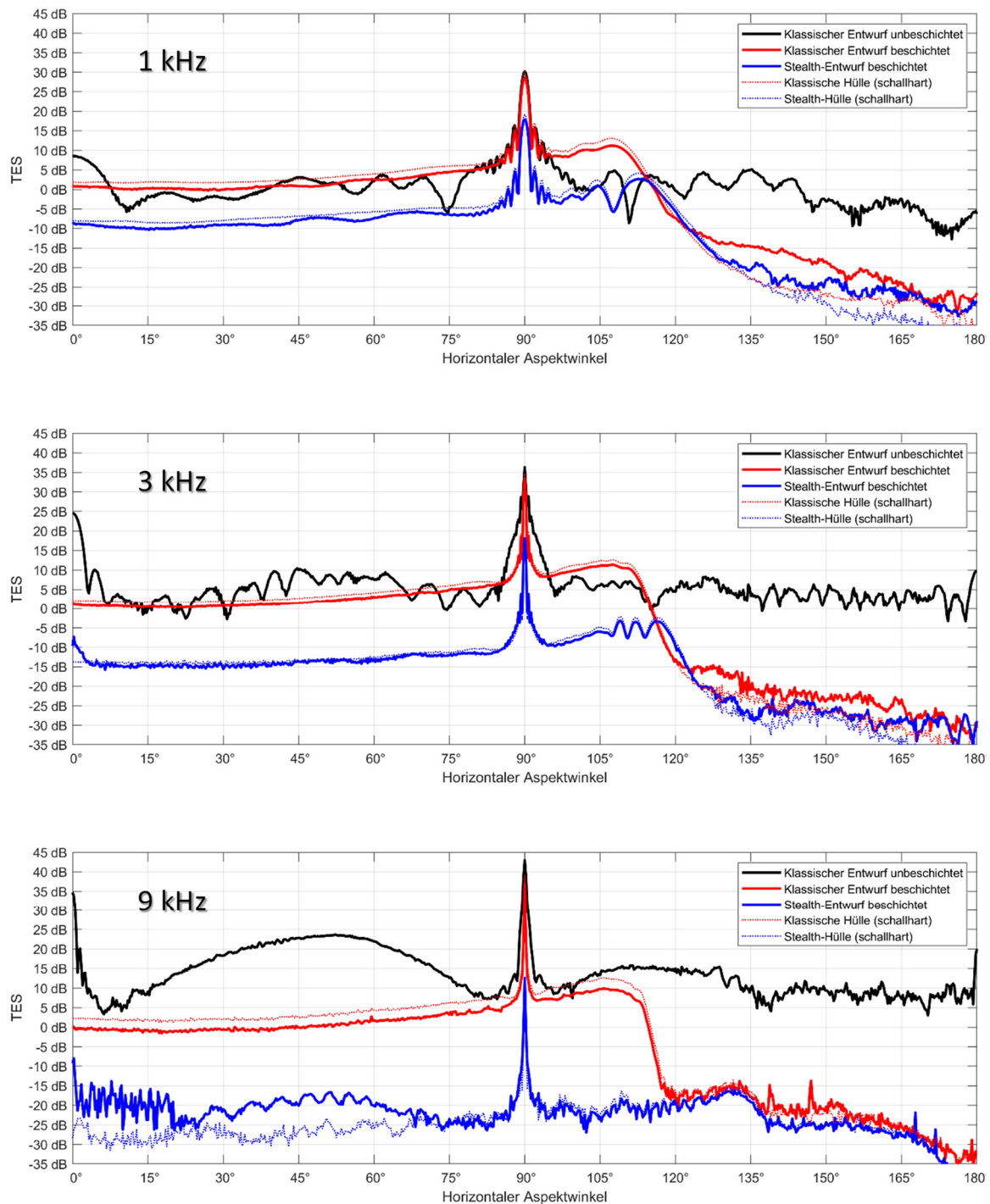


Abbildung 5.5: Darstellung des Zielmaßes der drei Entwürfe und der schallharten Hüllen über den horizontalen Aspektwinkel. Schwarze durchgezogene Linie: klassischer Entwurf unbeschichtet. Rote durchgezogene Linie: klassischer Entwurf beschichtet. Blaue durchgezogene Linie: Stealth-Entwurf beschichtet. Rote gepunktete Linie: klassische schallharte Hülle. Blaue gepunktete Linie: Schallharte Stealth-Hülle. Jeweils für die Mittenfrequenzen 1 kHz (oben), 3 kHz (mittig) und 9 kHz (unten).

Diskussion und Schlussfolgerung

Die TES-Pegel des klassischen unbeschichteten Entwurfs unterscheiden sich sehr von denen der schallharten klassischen Hülle. Die Unterschiede kommen daher, dass der hinterflutete Bereich der Hülle nicht mehr voll reflektierend ist, sondern teiltransparent. Dadurch ist der Beitrag der Hülle geringer und der Beitrag der inneren Strukturen höher.

Die Pegel der beiden beschichteten Entwürfe sind im Wesentlichen sehr ähnlich zu den Pegeln der entsprechenden schallharten Berechnung, was den Rückschluss zulässt, dass die beschichtete Hülle stark reflektierend ist und der Einfluss der inneren Strukturen gering bleibt.

Die Hülle des klassischen unbeschichteten Entwurfs besteht aus 10 mm Stahl und somit für niedrige Frequenzen sehr transparent (vgl. Abbildung 3.7). Zwar sind die Schotten ebenfalls aus 10 mm Stahl, aber da sie große ebene Platten sind, ist ihre Reflexion so stark gerichtet, dass ihr Zielmaß in dem hier betrachteten Frequenzbereich (1 kHz – 9 kHz) in Vorausrichtung dominant ist.

Die Reflexion der Schotten ist bei mittleren und hohen Frequenzen derart stark gerichtet, dass diese auch bei dem (beschichteten) Stealth-Entwurf noch zu einer Pegelerhöhung bei 0° führen. Die Dämmung des hydroakustischen Materials reicht nicht aus, um deren Beiträge zu eliminieren. Bei 9 kHz liegt der so begründete Pegelzuwachs bei etwa 20 dB. Dennoch, der Unterschied zum klassischen unbeschichteten Entwurf liegt bei mehr als 40 dB (Abbildung 5.6).

Bei dem klassischen unbeschichteten Entwurf wird bei 9 kHz eine bogenartige Pegelerhöhung im Winkelbereich zwischen 15° und 75° deutlich. Diese ist auf die Doppelreflexion über die Längs- und Querschotten im Bugbereich zurückzuführen (ähnlich zum Tripelspiegel, Abbildung 3.12). Diese Doppelreflexionen haben bei 9 kHz auch einen leichten Einfluss auf die Zielmaßpegel des Stealth-Entwurfs.

Der Beitrag eines Endbodens kann bei 180° abgelesen werden. Auch wenn dieser als voll reflektierend angesehen werden kann, bleibt sein Beitrag zum Zielmaß deutlich unter dem der Schotten. Das ist auf die vorhandene Krümmung des Endbodens zurückzuführen.

Abbildung 5.6 zeigt die Zielmaßdifferenzen des klassischen beschichteten Entwurfs sowie des Stealth-Entwurfs zum klassischen unbeschichteten Entwurf. Es wird deutlich, dass der Stealth-Entwurf bei so gut wie allen Winkeln besser als der klassische beschichtete Entwurf ist. Im Vergleich zum klassischen unbeschichteten Entwurf hat der Stealth-Entwurf im Mittel bei 1 kHz, 3 kHz und 9 kHz um 12 dB, 22 dB und 36 dB geringere Pegel. Der klassische beschichtete Entwurf kommt dabei auf 5 dB, 11 dB und 20 dB geringere Pegel.

Dieser Zielmaßvergleich zeigt, dass die Stealth-Hülle, selbst unter Einbeziehung der inneren Strukturen das Zielmaß in der horizontalen Ebene sowohl gegenüber der unbeschichteten als auch gegenüber der beschichteten klassischen Hülle stark verringern kann. Dieses Ergebnis bestätigt auch die Notwendigkeit, dass das hydroakustische Material in der Lage sein muss, den Beitrag der inneren Strukturen ausreichend stark zu dämmen.

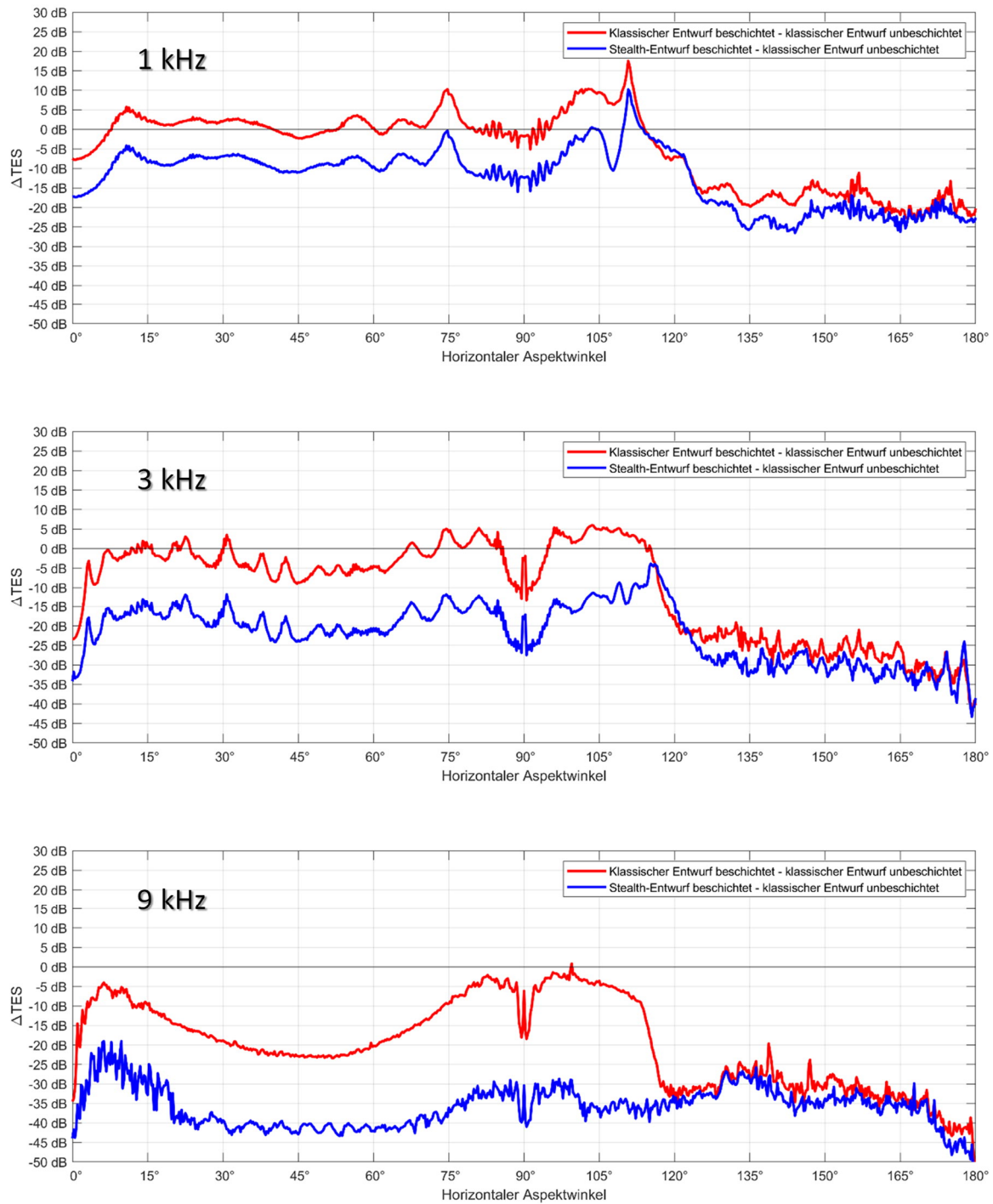


Abbildung 5.6: Gegenüberstellung der Zielmaßdifferenzen über den horizontalen Aspektwinkel. Dargestellt sind die Differenzen klassischer Entwurf beschichtet zu klassischer Entwurf unbeschichtet (rot) und Stealth-Entwurf zu klassischer Entwurf unbeschichtet (blau), jeweils für die Mittenfrequenzen 1 kHz (oben), 3 kHz (mittig) und 9 kHz (unten).

5.3.3. Multistatisches Zielmaß in der horizontalen Ebene

Die signifikanten zielmaßreduzierenden Eigenschaften der Sonar-Stealth-Form sind in den beiden vorherigen Abschnitten für den monostatischen Fall in der horizontalen Ebene gezeigt worden. Ob jedoch die Sonar-Stealth-Form das Zielmaß auch multistatisch verringert, wird in diesem Abschnitt beleuchtet. Dafür wird das multistatische Zielmaß für die drei Entwürfe in der horizontalen Ebene berechnet.

Folgende Berechnungsparameter wurden verwendet:

Schallstrahlentiefe	: 7
Frequenzbereiche	: 900 Hz – 1100 Hz in 10 Hz Schritten 2700 Hz – 3300 Hz in 30 Hz Schritten 8100 Hz – 9900 Hz in 90 Hz Schritten
Schalleinfallswinkel	: 0° bis 180° in 1° Schritten
Schallausfallswinkel	: 0° bis 360° in 1° Schritten
Elevationswinkel	: 0°
Wassertemperatur	: 10 °C
Tauchtiefe	: 150 m

Zur Darstellung der Ergebnisse wird auf der Abszisse der horizontale Schalleinfallswinkel Φ_i aufgetragen, also der Winkel zwischen der Orientierung des Unterwasserfahrzeugs und der Peilung zum Sonarsender. Auf der Ordinate ist der horizontale Schallausfallswinkel Φ_r aufgetragen, also der Winkel zwischen der Orientierung des Fahrzeugs und der Peilung zu einem Sonarempfänger. Farblich codiert ist das zur jeweiligen Schalleinfalls- und Schallausfallsrichtung gehörende, über das Frequenzband gemittelte, Zielmaß.

Die monostatische Reflexionsgerade verläuft von der linken unteren Ecke (0°/0°) zur Mitte der rechten Kante (180°/180°), für die monostatische Reflexionsgerade gilt $\Phi_i = \Phi_r$. Die Reflexionsgerade für das parallele Mittelschiff und die Längsschotten verläuft von der rechten unteren Ecke (180°/0°) zur Mitte der linken Kante (0°/180°), für diese Reflexionsgerade gilt $\Phi_i + \Phi_r = 180^\circ$. Die Reflexionsgerade der Querschotten verläuft von der Mitte der rechten Kante (180°/180°) zur oberen linken Ecke (0°/360°), hier gilt $\Phi_i + \Phi_r = 360^\circ$. Diese Geraden sind in der Abbildung 5.7 skizzenhaft dargestellt.

In dieser Skizze sind noch weitere Bereiche zu sehen: Der Schattenbereich soll die Konstellationen beschreiben, bei denen sich das Fahrzeug zwischen dem Sonar-Sender und dem Sonar-Empfänger befindet. Dieser Bereich ist durch ein Band von der Mitte der linken Kante bis zur oberen rechten Ecke gekennzeichnet. In diesem Bereich ist eine Trennung des Sendesignals vom gestreuten Signal erschwert [108].

Durch geometrische Überlegungen lässt sich der Bereich bestimmen, der durch die Reflexion der klassischen Außenhaut beeinflusst wird. Dieser Bereich ist für die klassische Hülle ockerfarben dargestellt. Der türkisfarbene Bereich ist der Bereich, in dem der Einfluss der Stealth-Hülle den der klassischen Hülle überragt. Der blau eingefärbte Bereich hat keine

reflektierenden Beiträge der beiden Hüllen, er erfährt hauptsächlich Beiträge von streuenden Körpern (z. B. Endböden).

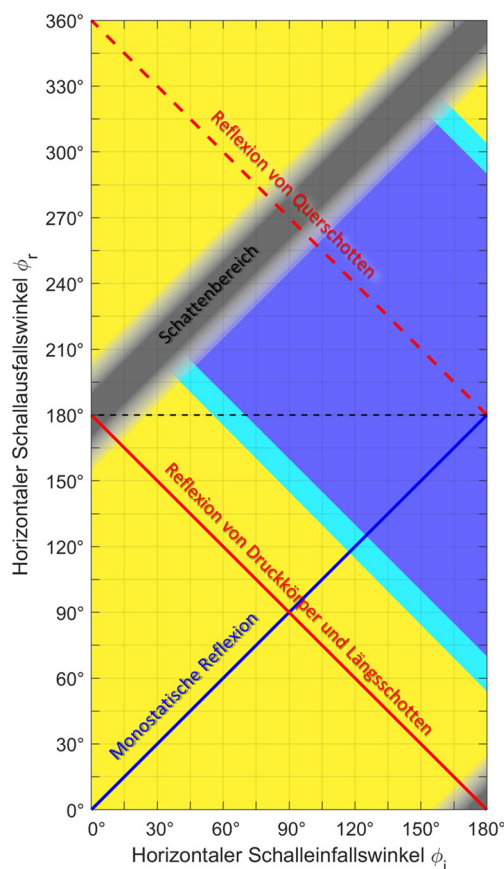


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung von Winkelbereichen mit unterschiedlichen Einflüssen bei der bi-/multistatischen Berechnung. Blaue Linie: monostatische Reflexionsgerade. Rote durchgezogene Linie: Reflexionsgerade des Druckkörpers und der Längsschotten. Rote gestrichelte Linie: Reflexionsgerade der Querschotten. Ocker: Einflussbereich der klassischen äußeren Hülle. Türkis: Bereich, in dem der Einfluss der Stealth-Hülle den der klassischen Hülle übertrifft. Blau: Bereich, der nicht im Einfluss der beiden Hüllen steht, sondern von streuenden Objekten wie z. B. Endböden. Grau: Schattenbereich.

Ergebnisse

Die Abbildung 5.8 zeigt das bi-/multistatische Zielmaß des klassischen unbeschichteten Entwurfs (linke Spalte), des klassischen beschichteten Entwurfs (mittlere Spalte) und das des Stealth-Entwurfs (rechte Spalte) für die jeweiligen Mittenfrequenzen von 1 kHz (oben), 3 kHz (Mitte) und 9 kHz (unten).

Klassischer unbeschichteter Entwurf

Der klassische unbeschichtete Entwurf weist hohe Zielmaßpegel entlang der Reflexionsgeraden des parallelen Mittelschiffs ($\Phi_i + \Phi_r = 180^\circ$) und im Schattenbereich auf. Für die mittleren und besonders für die hohen Frequenzen sind hohe Pegelwerte auch entlang der monostatischen Reflexionsgerade ($\Phi_i = \Phi_r$) und der Reflexionsgerade der Querschotten ($\Phi_i + \Phi_r = 360^\circ$) vorhanden. Erhöhte Pegel finden sich auch im Bereich des $\Phi_i = 0^\circ, \Phi_r = 0^\circ$ Punkts. In den weiteren bi-/multistatischen Winkelkombinationen finden sich im Wesentlichen mittlere Zielmaßpegel.

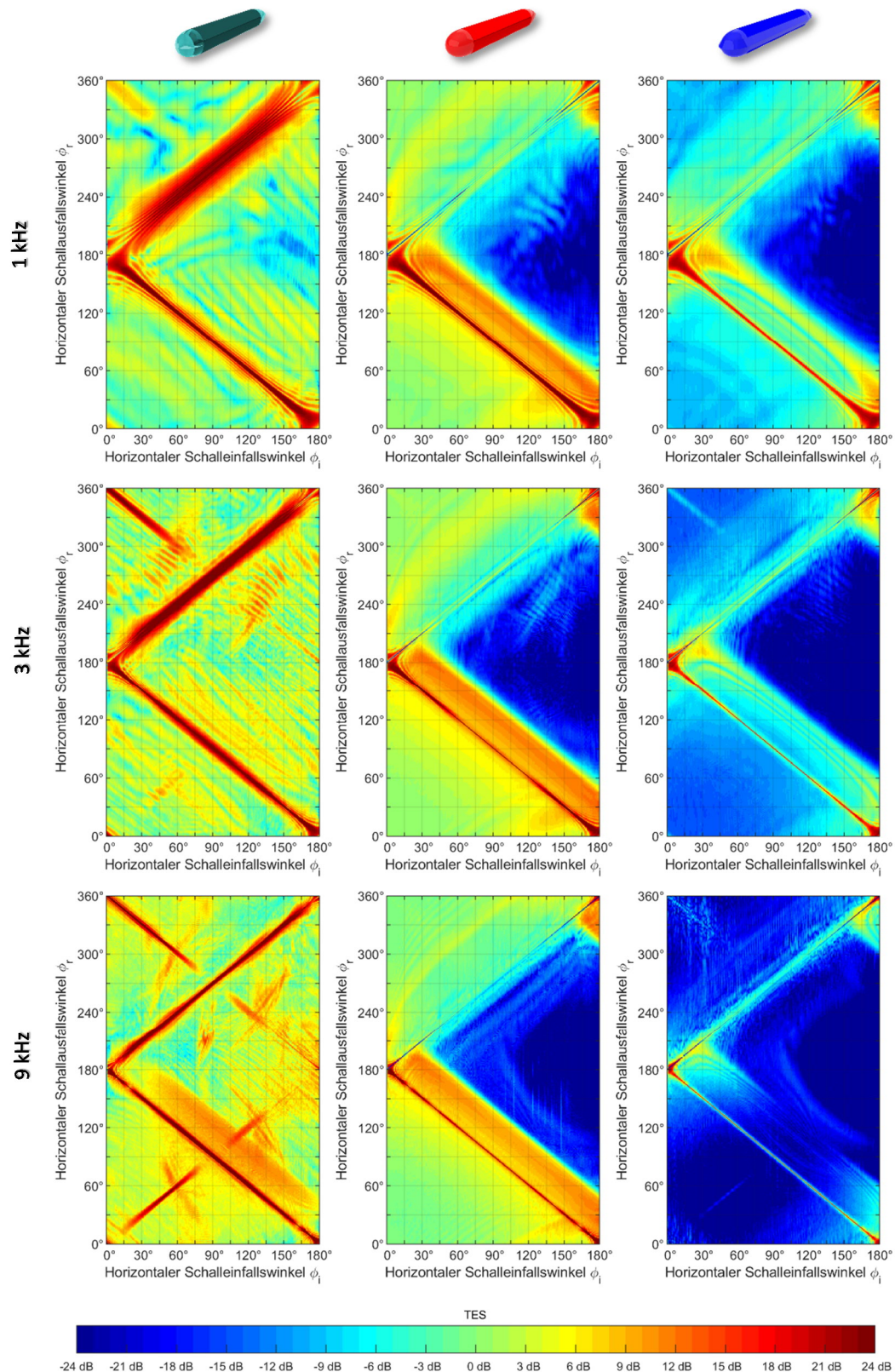


Abbildung 5.8: Multistatisches Zielmaß der drei Entwürfe. Links: klassischer Entwurf unbeschichtet. Mitte: klassischer Entwurf beschichtet. Rechts: Stealth-Entwurf. Oben: 1 kHz, mittig: 3 kHz, unten: 9 kHz. Auf der Ordinate ist der horizontale Schalleinfallswinkel aufgetragen und auf der Abszisse der horizontale Schallausfallswinkel. Farblich codiert ist das zur jeweiligen Schalleinfall- und Schallausfallsrichtung gehörende Zielmaß.

Klassischer beschichteter Entwurf

Der klassische beschichtete Entwurf weist hohe Zielmaßpegel entlang der Reflexionsgeraden des parallelen Mittelschiffs ($\Phi_i + \Phi_r = 180^\circ$) auf. Die Pegel auf der monostatischen Reflexionsgeraden ($\Phi_i = \Phi_r$) sind gegenüber den benachbarten Winkelkombinationen nicht überhöht. Mittlere Pegelwerte dominieren den in Abbildung 5.7 Ocker skizzierten Bereich und sehr geringe Pegelwerte den Blau skizzierten Bereich.

Stealth-Entwurf

Der Stealth-Entwurf weist, zumindest bei niedrigen und mittleren Frequenzen, erhöhte Zielmaßpegel entlang der Reflexionsgeraden des parallelen Mittelschiffs auf. Ansonsten zeigen sich im Einflussbereich der äußeren Hülle mittlere bis geringe Pegelwerte und sehr geringe Werte außerhalb dieses Bereichs.

Diskussion und Schlussfolgerung

Klassischer Entwurf

Das Zielmaß eines klassischen Entwurfs kann durch eine akustisch reflektierende Beschichtung der äußeren Hülle verringert werden, wenn die beschichtete äußere Hülle ein geringeres Zielmaß hat, als das Zielmaß der inneren Strukturen im unbeschichteten Fall. Bei den hier beispielhaft gewählten inneren Strukturen ist das für die niedrigen Frequenzen nicht bei allen Winkelkombinationen gegeben. Aufgrund der Anordnung der Schotten zu einem Eckenreflektor haben die inneren Strukturen eine starke monostatische Komponente und eine geringe bi-/multistatische Komponente. Deshalb erhöht die Beschichtung des klassischen Entwurfs die Pegel für viele Winkelpaare, anstatt sie zu verringern. Flächendeckend stellt sich ein signifikanter positiver Effekt nur im Schattenbereich (nebensächlich) und in dem Bereich ein, der nicht im Einflussbereich der Außenhaut steht (Blau skizzierter Bereich in Abbildung 5.7).

Klassischer Entwurf beschichtet – klassischer Entwurf unbeschichtet

Die Abbildung 5.9 zeigt in der linken Spalte die Zielmaßdifferenz des klassischen beschichteten Entwurfs zum klassischen unbeschichteten Entwurf. Hier wird deutlich, dass gerade im unteren bis mittleren Frequenzbereich und im Einflussbereich der Außenhaut der beschichtete Entwurf höhere Pegel aufweist als der unbeschichtete Entwurf (gelbe bis rötliche Färbung). Im hohen Frequenzbereich kann auch hier von einem positiven Effekt der Beschichtung gesprochen werden. Aufgrund dessen, dass durch die Beschichtung der Zielmaßbeitrag der Schotten verringert wird, zeigt sich zum Teil auch eine Verringerung der Zielmaßpegel entlang der Reflexionsgeraden der Längs- und Querschotten.

Die Auswertung ergibt, dass bei der Mittenfrequenz von 1 kHz 59 % der für den klassischen beschichteten Entwurf berechneten Zielmaßpegel unterhalb derer des klassischen unbeschichteten Entwurfs liegen. Insgesamt, über die Differenz aller Pegelwertepaare gemittelt, ergibt sich durch die Beschichtung des klassischen Entwurfs eine Verringerung um 5 dB. Dieser positive Effekt ist maßgeblich dem Bereich zuzuschreiben, der nicht im Einfluss der Außenhaut steht.

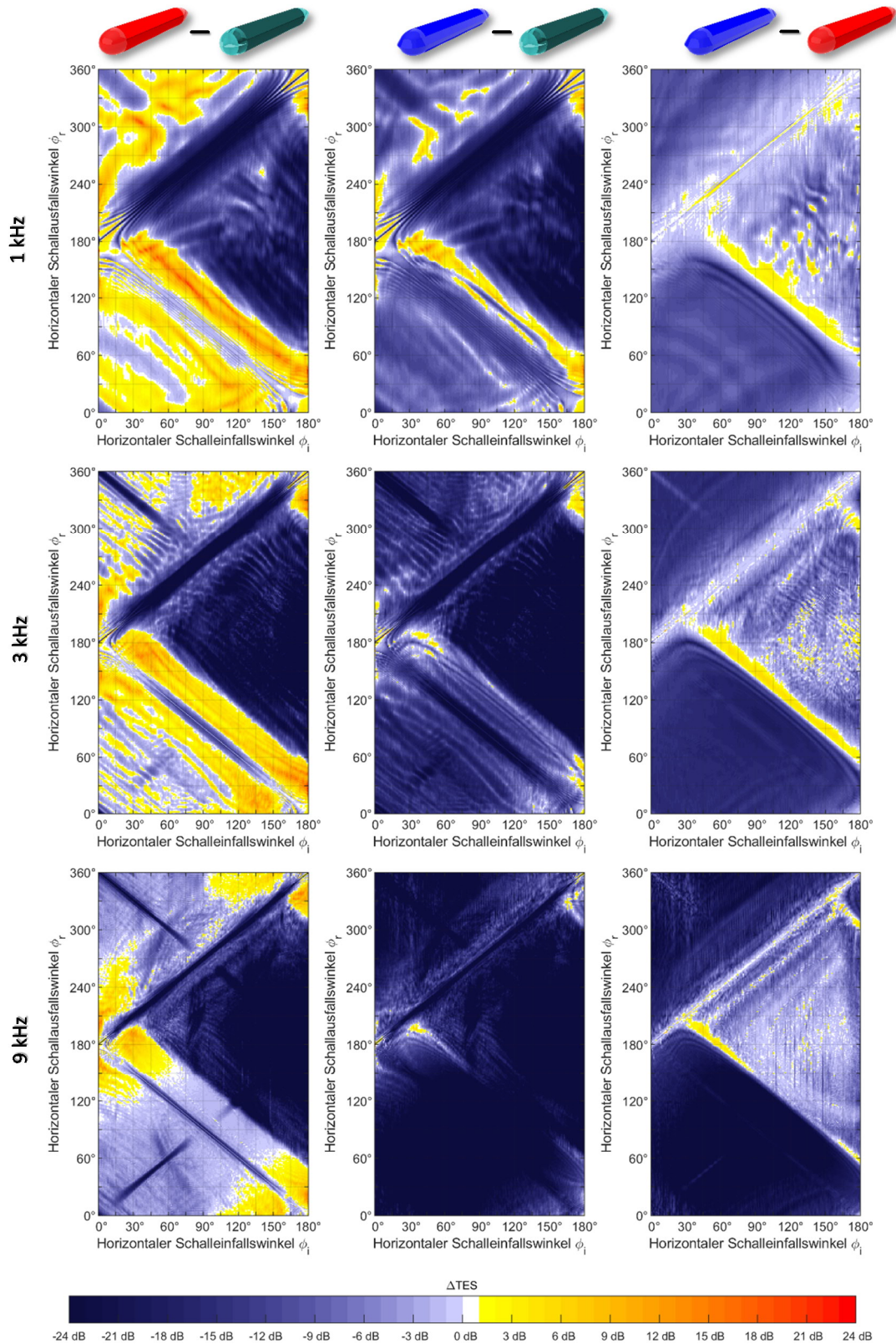


Abbildung 5.9: Multistatische Zielmaßdifferenz. Links: klassischer Entwurf beschichtet– klassischer Entwurf unbeschichtet. Mitte: Stealth-Entwurf – klassischer Entwurf unbeschichtet. Rechts: Stealth-Entwurf – klassischer Entwurf beschichtet. Oben: 1 kHz, mittig: 3 kHz, unten: 9 kHz.

Bei der Mittenfrequenz von 3 kHz haben 67 % der Winkelkombinationen geringere Pegel als beim unbeschichteten klassischen Entwurf. Im Mittel hat der beschichtete Entwurf um 8 dB geringere Pegel.

Für höhere Frequenzen haben bei dem klassischen beschichteten Entwurf ein Großteil der Winkelkombinationen (83 %) geringere Pegelwerte als der unbeschichtete Entwurf. Bei 9 kHz hat der klassische beschichtete Entwurf im Mittel um 10 dB geringere Pegel.

Stealth-Entwurf

Noch besser sieht es beim Stealth-Entwurf aus. Der Winkelbereich, der nicht im Einflussbereich der Hülle liegt, zeigt ebenso sehr niedrige Zielmaßpegel wie bereits der klassische beschichtete Entwurf. Der Winkelbereich, der im Einflussbereich der klassischen Hülle liegt, kann jedoch ebenfalls stark verminderte Pegelwerte aufweisen. Der Einflussbereich der Stealth-Hülle ist im Heck etwas größer als bei der klassischen Hülle, sodass sich hier häufig etwas höhere Pegelwerte zeigen als bei den beiden klassischen Entwürfen (Abbildung 5.9, mittlere und rechte Spalte).

Stealth-Entwurf – klassischer Entwurf unbeschichtet

Insgesamt weist der Stealth-Entwurf für die Mittenfrequenz von 1 kHz bei 91 % der Winkelkombinationen geringere Zielmaßpegel auf als der klassische unbeschichtete Entwurf. Im Mittel über alle Pegel ergibt sich ein um 10 dB geringeres Zielmaß. Für die Mittenfrequenz von 3 kHz werden 98 % der Winkelkombinationen mit geringeren Zielmaßwerten berechnet und im Mittel ergibt sich ein um 17 dB geringeres Zielmaß. Für die hohen Frequenzen weisen nahezu alle berechneten Winkelkombinationen des Stealth-Entwurfs geringere Zielmaßpegel auf als die des klassischen unbeschichteten Entwurfs. Die gemittelten Pegel liegen 24 dB unter denen des klassischen unbeschichteten Entwurfs.

Stealth-Entwurf – klassischer Entwurf beschichtet

Im Vergleich zum klassischen beschichteten Entwurf ergibt die Auswertung, dass der Stealth-Entwurf bei den Mittenfrequenzen von 1 kHz, 3 kHz und 9 kHz mit 90 %, 93 % und 96 % der Winkelkombinationen im Mittel um 5 dB, 9 dB und 14 dB niedrigere Pegelwerte aufweist als der klassische beschichtete Entwurf.

5.3.4. Monostatisches Zielmaß über den Elevationswinkel

Die Zielmaßvergleiche der vorhergehenden Abschnitte wurden in der horizontalen Ebene durchgeführt. In all diesen Vergleichen konnte der Stealth-Entwurf als gut geeignet zur Zielmaßreduktion identifiziert werden. Dessen Wirkweise, den einfallenden Schall in einen vertikalen Winkelbereich außerhalb des Schallausbreitungssektors zu reflektieren, erfordert, dass das Zielmaß auch in Abhängigkeit des Elevationswinkels betrachtet wird.

In diesem Abschnitt wird das monostatische Zielmaß der drei Entwürfe über den Elevationswinkel von -45° bis $+45^\circ$ zur horizontalen Ebene berechnet.

Die Berechnungsparameter sind:

Schallstrahlentiefe	: 7
Frequenzbereiche	: 900 Hz – 1100 Hz in 10 Hz Schritten 2700 Hz – 3300 Hz in 30 Hz Schritten 8100 Hz – 9900 Hz in 90 Hz Schritten
Aspektwinkel horiz.	: 0° bis 180° in 0.5° Schritten
Elevationswinkel	: -45° bis +45° in 0.5° Schritten
Wassertemperatur	: 10 °C
Tauchtiefe	: 150 m

Ergebnisse

Klassischer unbeschichteter Entwurf

Abbildung 5.10 zeigt auf der linken Seite das monostatische Zielmaß des klassischen unbeschichteten Entwurfs für die drei Mittenfrequenzen von 1 kHz, 3 kHz und 9 kHz. Fast über den gesamten berechneten Bereich zeigen sich mittlere bis hohe Pegel. Die höchsten Pegel sind bei einem horizontalen Aspektwinkel von 90° vorhanden. Diese hohen Pegel erstrecken sich über den gesamten Elevationswinkelbereich.

Anders verhält es sich mit der Pegelspitze bei 0° sowie auch bei den hohen Pegeln aufgrund der Mehrfachreflexion über die Quer- und Längsschotten. Diese sind in voller Intensität erst bei hohen Frequenzen und zunächst nur in der horizontalen Ebene vorhanden. Im Bereich bis etwa $\pm 20^\circ$ sind sie nicht mehr zu erkennen und erscheinen wieder bei steileren Winkel (die beiden roten Flecken zwischen 30° und 75° horizontal und vertikal zwischen -45° und -20°, bzw. +20° und +45°).

Klassischer beschichteter Entwurf

Abbildung 5.10 zeigt mittig das monostatische Zielmaß des klassischen beschichteten Entwurfs über den horizontalen Aspektwinkel und den Elevationswinkel. Insgesamt zeigt sich hier ein sehr gleichmäßiges Rückstreuverhalten, denn die bereits gezeigte Rückstreuecharakteristik in der horizontalen Ebene erweitert sich rotationssymmetrisch um die Längsachse.

Stealth-Entwurf

Rechts in Abbildung 5.10 ist das entsprechende monostatische Zielmaß des Stealth-Entwurfs gezeigt. Das Rückstreuverhalten weicht hier deutlich von einer Rotationssymmetrie um die Längsachse ab. Die bereits gezeigten niedrigen Werte der horizontalen Ebene erstrecken sich zunächst über einen gewissen Elevationsbereich und erhöhen sich auf moderate bis hohe Pegel, wenn der Elevationswinkel weiter zunimmt. Diese erhöhten Pegel treten auf, wenn der Schall zunehmend senkrecht auf die angestellten Seitenwände trifft. Diese reflektieren umso gerichteter, je höher die Frequenz ist. So ist die Reflexionskeule bei 1 kHz noch sehr breit und erhöht die Rückstreuung bereits ab etwa 20° Elevation, bei 9 kHz ist sie jedoch sehr scharf, sodass sich hohe Pegel erst ab 30° Elevation einstellen.

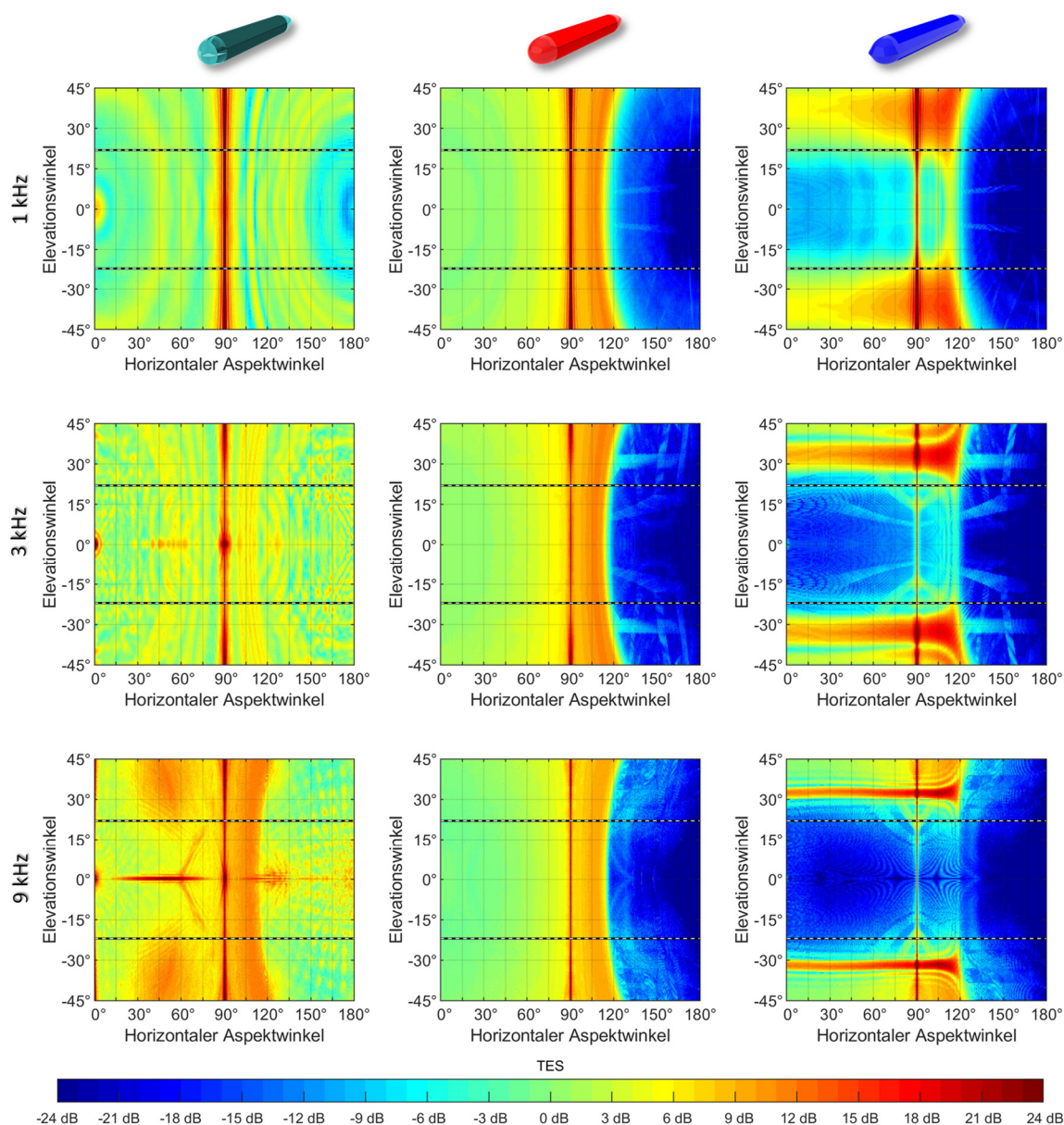


Abbildung 5.10: Monostatisches Zielmaß der drei Entwürfe in Abhängigkeit des horizontalen und vertikalen Schalleinfallswinkels. Links: Klassischer unbeschichteter Entwurf. Mitte: Klassischer beschichteter Entwurf. Rechts: Stealth-Entwurf. Mittenfrequenz von oben nach unten 1 kHz, 3 kHz und 9 kHz. Mit gestrichelten Linien sind die Grenzen des Schallausbreitungssektors von $\pm 22^\circ$ gekennzeichnet.

Diskussion und Schlussfolgerung

Der Vergleich der TES-Pegel ist in Form einer Zielmaßpegeldifferenz zwischen den Entwürfen in Abbildung 5.11 gezeigt. Dabei wird einmal mehr deutlich, dass das Beschichten des klassischen Entwurfs zwar einige Vorteile hat, aber gerade bei niedrigen und mittleren Frequenzen große Winkelbereiche durch so eine Maßnahme eine Verschlechterung erfahren. Im Elevationswinkelbereich von $\pm 22^\circ$ und für die Mittenfrequenzen von 1 kHz sind es 49 % der Winkelpaare, bei denen der klassische beschichtete Entwurf niedrigere Pegel aufweist als der klassische unbeschichtete Entwurf. Bei 3 kHz sind es dann 62 % und bei 9 kHz 100 %.

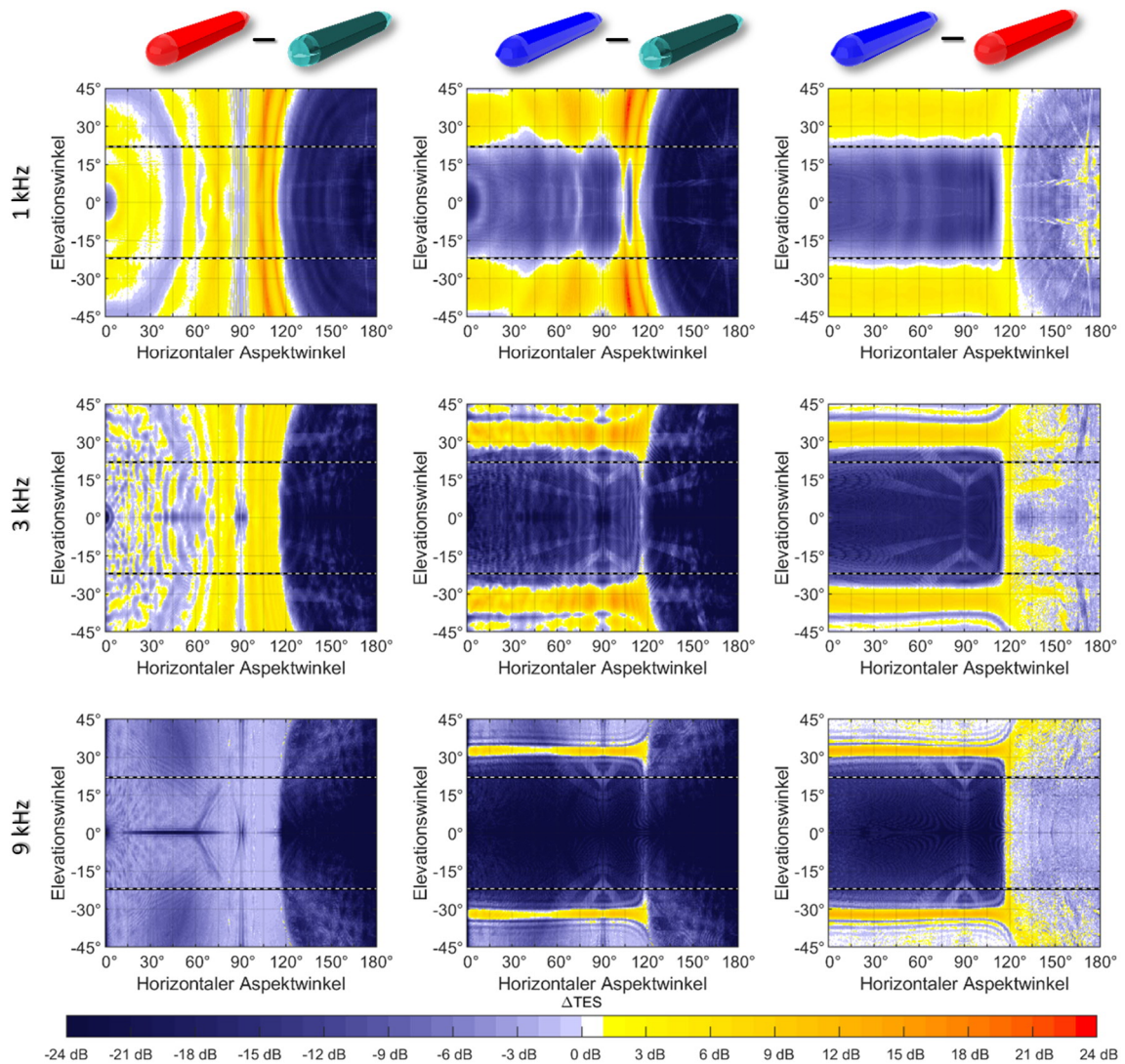


Abbildung 5.11: Monostatische Zielmaßdifferenzen in Abhängigkeit des horizontalen und vertikalen Schalleinfallswinkels. Links: Klassisch beschichteter Entwurf - klassisch unbeschichteter Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer unbeschichteter Entwurf. Rechts: Stealth-Entwurf - klassischer beschichteter Entwurf. Mittenfrequenz von oben nach unten 1 kHz, 3 kHz und 9 kHz

Beim Stealth-Entwurf haben im Vergleich zum klassischen unbeschichteten Entwurf im gleichen Elevationswinkelbereich ($\pm 22^\circ$) 92 % der Winkelpaare bereits bei 1 kHz geringere Pegel. Bei 3 kHz und 9 kHz sind es dann jeweils 100 %. Die mittlere Zielmaßreduzierung errechnet sich zu 11 dB, 17 dB und 23 dB. Im Vergleich zum klassischen beschichteten Entwurf ergibt sich eine Differenz von 6 dB, 9 dB und 12 dB.

Innerhalb des Bedrohungssektors (Elevationswinkel von $\pm 22^\circ$) kann der Stealth-Entwurf die akustische Rückstreuung signifikant verringern. Durch die Änderung der Außenhautgeometrie lässt sich eine Zielmaßverbesserung insbesondere in dem Winkelbereich erzielen, in dem die Außenhaut des klassischen Entwurfs signifikant zum Zielmaß beiträgt. Außerhalb dieses Winkelbereichs kann bereits mit der Beschichtung des klassischen Entwurfs ein positiver

Effekt erreicht werden, da dadurch die streuenden Komponenten akustisch abgeschirmt werden. Höhere Pegel ergeben sich bei dem Stealth-Entwurf im Wesentlichen nur in Teilen des Heckbereichs. Hier ist die angenommene Seitenhöhe von 3 m nicht überall gegeben. Das führt dazu, dass das Stealth-Heck im hinteren Bereich nicht mehr gerichtet reflektiert, sondern streut. Das ist zwar beim klassischen Entwurf auch der Fall, aber das Heck vom Stealth-Entwurf läuft etwas stumpfer zusammen, was dazu führt, dass die Streuung des Hecks über einen etwas höheren Winkelbereich stattfindet.

5.3.5. Multistatisches Zielmaß als Mittelwert über den Elevationswinkel

Abschließend wird ein letzter Zielmaßvergleich durchgeführt, indem das Zielmaß bi-/multistatisch und unter Berücksichtigung der Elevationswinkel berechnet wird. Für einen horizontalen Schalleinfallswinkel (Φ_i^k) werden verschiedene vertikale Schalleinfallswinkel (Θ_i^l) berücksichtigt. Zu jeder Schalleinfallrichtung (Φ_i^k, Θ_i^l) werden mehrere horizontale und vertikale Schallausfallsrichtungen (Φ_r^k, Θ_r^l) berechnet.

Aufgrund des hohen numerischen Bedarfs dieser Berechnung wurden die Schallstrahlentiefe und die Winkelauflösung gegenüber vorhergehenden Berechnungen reduziert.

Folgende Berechnungsparameter wurden verwendet:

Schallstrahlentiefe	: 5
Frequenzbereiche	: 900 Hz – 1100 Hz in 10 Hz Schritten 2700 Hz – 3300 Hz in 30 Hz Schritten 8100 Hz – 9900 Hz in 90 Hz Schritten
Horizontale Schalleinfallswinkel	: 0° bis 180° in 2° Schritten
Horizontale Schallausfallswinkel	: 0° bis 360° in 2° Schritten
Vertikale Schalleinfallswinkel	: -22° bis 22° in 2° Schritten
Vertikale Schallausfallswinkel	: -22° bis 22° in 2° Schritten
Wassertemperatur	: 10 °C
Tauchtiefe	: 150 m

Ergebnisse

Die Darstellung der Ergebnisse (Abbildung 5.12) erfolgt analog zu der Darstellung der bi-/multistatischen Berechnung in der horizontalen Ebene, jedoch mit dem Unterschied, dass sich hier jeder dargestellte Datenpunkt aus einem Pegelmittelwert über alle vertikalen Schalleinfallswinkel und Schallausfallswinkel ergibt. Die energetische Mittelung über das Frequenzband bleibt weiterhin erhalten. Jeder dargestellte Datenpunkt setzt sich also aus $23 \times 23 \times 21 = 11109$ einzelnen Berechnungen zusammen. Die Pegeldifferenz zwischen den Entwürfen ist in Abbildung 5.13 gezeigt.

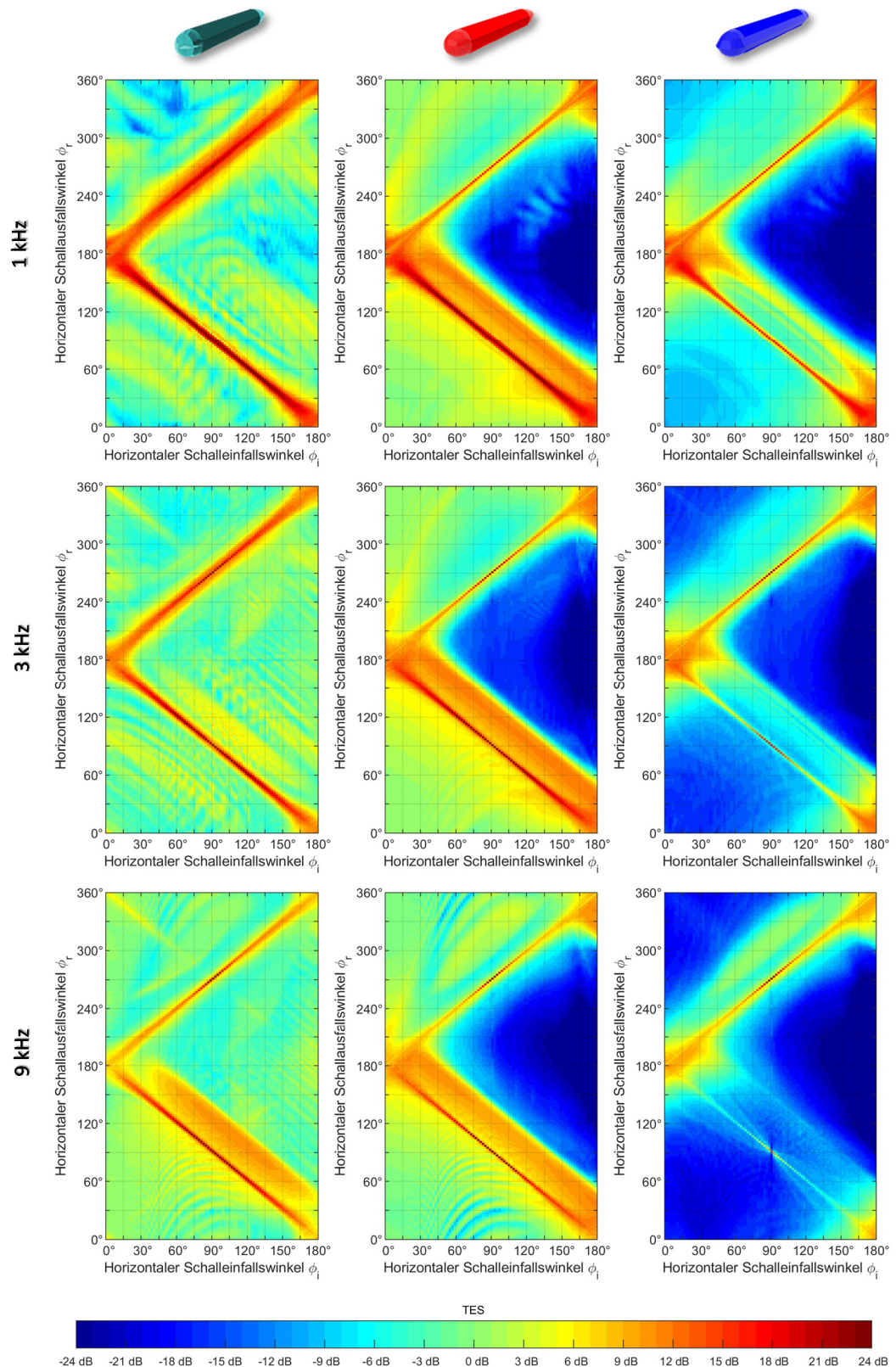


Abbildung 5.12: Multistatisches Zielmaß der drei Entwürfe als Mittelwert über Elevationswinkel (sowohl Schalleinfall- wie auch Schallausfallrichtung). Links: klassischer Entwurf unbeschichtet. Mitte: klassischer Entwurf beschichtet. Rechts: Stealth-Entwurf. Oben: 1 kHz, mittig: 3 kHz, unten: 9 kHz.

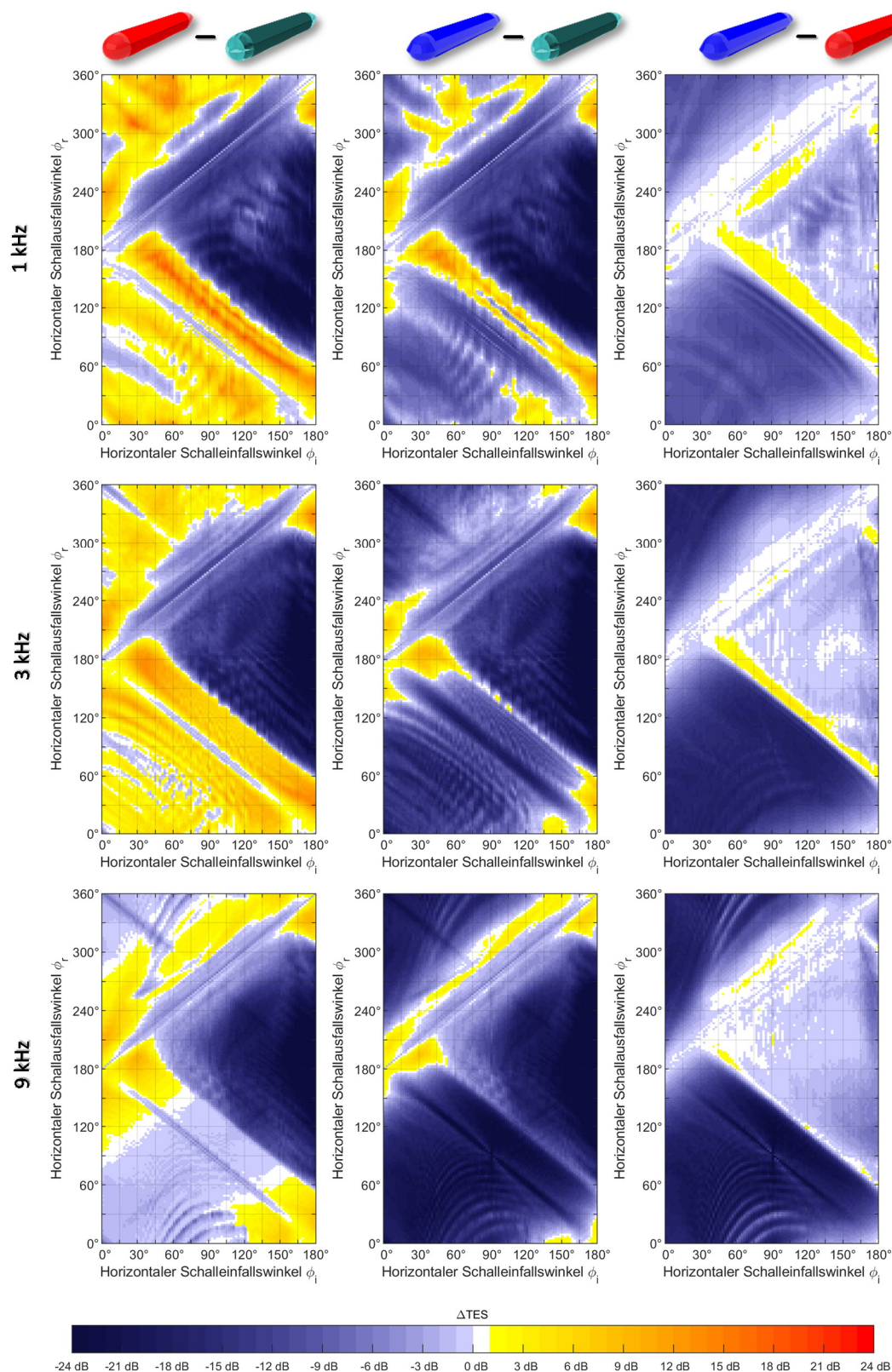


Abbildung 5.13: Differenz der über Elevationswinkel gemittelten multistatischen Zielmaßpegel. Links: klassischer Entwurf beschichtet – klassischer Entwurf unbeschichtet. Mitte: Stealth-Entwurf – klassischer Entwurf unbeschichtet. Rechts: Stealth-Entwurf – klassischer Entwurf beschichtet. Oben: 1 kHz, mittig: 3 kHz, unten: 9 kHz.

Diskussion und Schlussfolgerung

Die Berechnungsergebnisse zeigen im Wesentlichen ganz ähnliche Strukturen wie bereits bei der multistatischen Berechnung in der horizontalen Ebene. Die Pegel unterscheiden sich für den klassischen unbeschichteten Entwurf in der Hinsicht, dass sie tendenziell etwas geringer ausfallen und dass auch die starken Reflexionen der Schotten maskiert werden. Bei dem klassischen beschichteten Entwurf sind kaum Änderungen zur horizontalen Ebene erkennbar. Die Pegel des Stealth-Entwurfs sind dagegen tendenziell etwas höher.

Der klassische beschichtete Entwurf kann bei 1 kHz und 3 kHz für etwa die Hälfte (51 % bzw. 48 %) der Winkelpaare das Zielmaß verringern. Über alle Winkelpaare gemittelt ergibt sich eine Pegeldifferenz von 3 dB zugunsten des beschichteten Entwurfs. Bei 9 kHz sind es 69 % mit einem Mittelwert von 4 dB.

Der Stealth-Entwurf kann das Zielmaß (wiederum für 1 kHz, 3 kHz und 9 kHz) für 79 %, 91 % und 91 % der Winkelkombinationen verringern. Die mittleren Differenzen sind dabei 7 dB, 10 dB und 13 dB. Im Vergleich zum klassischen beschichteten Entwurf sind es immer noch über 76 %, 84 % und 89 % der Winkelpaare, die geringere Zielmaßwerte und eine Pegeldifferenz von 4 dB, 7 dB und 9 dB aufweisen.

So wie es bereits die Ergebnisse in der horizontalen Ebene zeigen, bestätigt es sich auch hier: Das Beschichten der klassischen Geometrie führt zu einer deutlichen Verbesserung der Zielmaßpegel in dem Winkelbereich, der nicht von der klassischen äußeren Hülle beeinflusst wird. In dem deutlich größeren Bereich, der von der klassischen äußeren Hülle beeinflusst wird, führt die Beschichtung der klassischen Hülle tendenziell zu höheren bi-/multistatischen Pegeln. Die Stealth-Formgebung dagegen kann auch in diesen Winkelbereichen das Zielmaß deutlich verringern.

5.1. Schlussfolgerungen

Die Zielmaßvergleiche der beiden klassischen Entwürfe zeigen, dass durch die Beschichtung der äußeren Hülle mit Schalldämmmaterial das monostatische Zielmaß reduziert werden kann. Das ist darauf zurückzuführen, dass die inneren Strukturen im Zielmaß nicht mehr so dominant sind, denn die Anordnung der Längs- und Querschotten zu einem Eckenreflektor ergibt gerade monostatisch sehr große Pegel. Die Beschichtung führt dazu, dass der Schall bereits an der Außenhaut reflektiert.

Der klassische beschichtete Bug hat aufgrund seiner Krümmung monostatisch ein vergleichsweise geringeres Zielmaß, da dieser den einfallenden Schall in alle Raumrichtungen reflektiert. Bi-/multistatisch hat das jedoch genau den umgekehrten Effekt: Schall, der von einem Sender abgestrahlt wird, reflektiert in alle Raumrichtungen und kann entsprechend an vielen Orten besser detektiert werden als bei einem unbeschichteten (halb transparenten) Bug. Diese Aussage relativiert sich für die Winkelkombinationen, bei denen die inneren Strukturen hohe bi-/multistatische Zielmaßpegel aufweisen. Für diese Winkelkombinationen kann auch der klassische beschichtete Bug zu einer Verbesserung der bi-/multistatischen Zielmaßpegel führen.

Um die hohen Zielmaßpegel der Schotten zu dämmen, ist die Beschichtung des Bugs sinnvoll. Die Formänderung des Bugs zur Sonar-Stealth-Form zeichnet sich dadurch aus, dass der beschichtete Stealth-Bug den Schall nicht in den Schallausbreitungssektor reflektiert. So führt der Stealth-Bug trotz Beschichtung zu sehr geringen Zielmaßpegeln in fast dem gesamten bi-/multistatischen Winkelbereich von $\Phi_r + \Phi_i < 180^\circ$ und $\Phi_r - \Phi_i > 180^\circ$, also bei fast der Hälfte aller Winkelpaare.

Die Formänderung des parallelen Mittelschiffs zur Stealth-Form kann die Zielmaßpegel entlang dessen Reflexionsdiagonalen deutlich verringern. Das ist eine vergleichsweise geringe Anzahl an Winkelpaaren, jedoch sind es meistens die Winkelpaare mit den höchsten Zielmaßpegeln und es sind auch gerade diejenigen Reflexionen, die durch eine bi-/multistatische Sonaranordnung gesucht werden [109] [110] [111].

Die Beschichtung des klassischen Hecks führt sowohl monostatisch wie auch bi-/multistatisch zu der Verringerung der Zielmaßpegel in einem weiten Winkel- bzw. Winkelpaarbereich. Dieser Winkelpaarbereich, der nicht primär im Reflexionsbereich der klassischen Hüllen steht, weist Schallbeiträge von streuenden Objekten hinter der Hülle auf (blauer Bereich in Abbildung 5.7). Die Beschichtung des klassischen Hecks reduziert also den Zielmaßbeitrag der Objekte im hinterfluteten Heckbereich.

Wie bereits bei der Beschichtung des klassischen Bugs, führt auch die Beschichtung des klassischen Hecks zu teilweise erhöhten Zielmaßwerten. Im Vergleich zur Bugform, die fast die Hälfte aller Winkelpaare beeinflusst, beeinflusst die nach achtern spitz zulaufende Heckform einen deutlich geringeren Winkelbereich: $180^\circ < \Phi_i + \Phi_r < 240^\circ$. Der Reflexionsbereich des Hecks ist somit auf einen geringen Winkelbereich begrenzt.

Die Formänderung des klassischen Hecks zum Stealth-Heck verringert die Zielmaßpegel auch im Reflexionsbereich des klassischen Hecks. Der Reflexionsbereich des Stealth-Hecks ist jedoch etwas weiter ausgedehnt als der Reflexionsbereich des klassischen Hecks. In dieser Erweiterung treten etwas höhere Pegel auf als beim beschichteten klassischen Heck. Die Formänderung der klassischen Hülle zur Stealth-Hülle ging von 3 Metern Seitenhöhe aus. Diese Seitenhöhe ist im spitz zulaufenden Heckbereich nicht mehr gegeben. Das führt dazu, dass das Stealth-Heck im hinteren Bereich nicht mehr gerichtet reflektiert, sondern breiter streut. Im Heckbereich kann vermutlich ohne signifikante Einbußen beim Zielmaß ein Übergang von der Stealth-Form zur rotationssymmetrischen klassischen Form stattfinden. Das hätte auch den positiven Effekt, den Zustrom zu einem potenziellen Propeller zu homogenisieren.

Das bi-/multistatische Zielmaß des Stealth-Entwurfs ist im Vergleich zum klassischen Entwurf für die meisten Schalleinfall-Schallausfall-Winkelpaare signifikant geringer. Die Annahme, dass so eine Formgebung für eine bi-/multistatische Sonarkonstellation nicht gut geeignet wäre, kann nicht bestätigt werden. Im Gegenteil, die Stealth-Formgebung baut bei der Bi-/Multistatik die Vorteile gegenüber einer klassischen Form noch mehr aus als im monostatischen Fall.

6. Verhalten der Stealth-Form in See

Das vorhergehende Kapitel leitet eine Sonar-Stealth-Form unter der Voraussetzung des vertikalen Schallausbreitungssektors von $\pm 22^\circ$ her. In den daran anschließenden Zielmaßvergleichen zeigt die Sonar-Stealth-Form gegenüber der klassischen Form signifikant verringerte Zielmaßpegel. In diesem Kapitel wird gezeigt, dass die Zielmaßreduktion auch unter realistischen Schallausbreitungsbedingungen vorhanden ist und zu einer deutlichen Verringerung der Detektionswahrscheinlichkeit führt.

In der Praxis wird in der Sonargleichung häufig ein Einzahlenwert für den Zielmaßpegel verwendet. Diese Annahme ignoriert die Kopplung der Schallausbreitung mit der Richtwirkung der Schallstreuung und ist somit nur für omnidirektional streuende Körper geeignet. Aus diesem Grund wird die Erweiterung des Zielmaßpegels von einem Einzahlenwert zu einer Zielmaßwerte-Matrix erarbeitet, welche eine genauere Berechnung der Sonargleichung und somit der Detektionswahrscheinlichkeit erlaubt. Zur Illustration werden solche Zielmaßwerte-Matrizen für vier ausgewählte Geometrien berechnet.

Anschließend wird diese Methode auf die Schallausbreitung einiger europäischen Seegebiete und der drei in Kapitel 5 verwendeten Bootsentwürfe angewendet.

Zur Definition des vertikalen Schallausbreitungssektors wurden Meeresbodenreflexionen ausgeschlossen und weite Distanzen angenommen. Die Schallausbreitungsrechnung in diesem Kapitel zieht die Bodenreflexionen mit ein und beschränkt sich auch nicht auf weite Distanzen. So liefert dieses Kapitel auch Antworten auf die Frage, ob die Sonar-Stealth-Form auf kurze Distanzen und unter Einbeziehung der Bodenreflexionen möglicherweise deutlich höhere Pegelwerte liefert als die klassische Form.

6.1. Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung

Die Schallausbreitung im Wasser ist im Allgemeinen durch Mehrwegeausbreitung gekennzeichnet. Schall, der am Ort A ausgesendet wird, kann den Ort B über mehrere Pfade, aber eben auch nur entlang dieser Pfade erreichen. Andersherum heißt das aber auch, dass der Schall von Ort B nur über diese gleichen Pfade zurück zum Ort A gelangen kann (Reziprozität der Schallausbreitung unter Vernachlässigung der Wasserströmung [7, p. 126]).

Ein Objekt, das nicht klein gegenüber der Schallwellenlänge ist, streut den Schall zwar in alle möglichen Richtungen, aber es ergibt sich auch eine Richtwirkung, sodass es Richtungen mit stärkerer und schwächerer gestreuter Schallintensität gibt (Richtcharakteristik). Deswegen ist es möglich, dass ein Sonarsignal, das über einen Pfad auf das Objekt trifft, in einen anderen Pfad reflektiert wird. Besonders anschaulich ist das für eine vertikal orientierte Platte und eine monostatische Konstellation, bei der das Sonar und das Objekt auf gleicher Tiefe sind. Dadurch ergibt sich, dass Eigenstrahlpaare mit gleicher gerader Anzahl von Umkehrpunkten mit identischem Winkel von oben wie von unten auf das Objekt treffen. Trifft z. B. der +2 Eigenstrahl in einem Winkel von -3.3° auf das Objekt, so trifft der -2 Eigenstrahl

in einem Winkel von $+3.3^\circ$ auf das Objekt. Eine große Platte reflektiert also den Schall von dem -2 Pfad besonders gut in den +2 Pfad und umgekehrt. In Abbildung 6.1 ist dieser Sachverhalt mithilfe der Richtcharakteristik einer Platte skizziert.

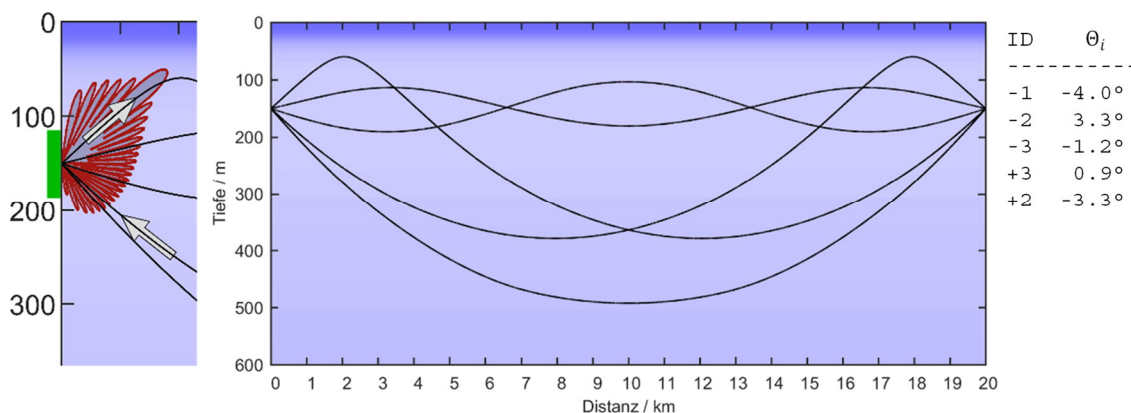


Abbildung 6.1: Schallstrahlenkopplung. Eigenstrahlen zwischen zwei Punkten die sich beide auf 150 m Tiefe befinden und 20 km voneinander entfernt sind (mittig). Das Schallgeschwindigkeitsprofil entspricht dem Sommerprofil der Ionischen See. Die Tabelle rechts gibt die Schalleinfallswinkel θ_i der Eigenstrahlen am Objekt an. Links ist mit der Richtcharakteristik einer vertikal stehenden Platte veranschaulicht, wie diese den über den +2-Pfad kommende Schall in den -2-Pfad reflektiert.

Der über den +2-Pfad kommende Schall trifft unter einem Winkel von -3.3° am Objekt auf. Da der Schall nicht senkrecht auf die Platte trifft, sondern unter dem Winkel von -3.3° , ist die Rückstreuung in den +2-Pfad gering. Die Hauptkeule der Reflexion hat aber gerade bei dem Winkel von $+3.3^\circ$ ihr Maximum, also in Richtung des -2-Pfads. Der über den +2-Pfad kommende Schall wird gerichtet in Richtung des -2-Pfads reflektiert. Umgekehrt gilt das genauso: Der Schall vom -2-Pfad wird in den +2-Pfad reflektiert. Das gilt für alle Eigenstrahlpfade mit einer geraden Anzahl von Umkehrpunkten, solange beide Endpunkte der Eigenstrahlen auf gleicher Tiefe sind und ein distanzunabhängiges Schallgeschwindigkeitsprofil angenommen werden kann.

Natürlich ist eine Kopplung auch zwischen alle anderen Pfadkombinationen möglich. Diese Kopplung zwischen Schallausbreitung und Schallstreuung soll kurz Eigenstrahlkopplung genannt werden.

Zur mathematischen Beschreibung der Eigenstrahlkopplung in der Sonargleichung (2.1) wird aufgrund der Übersichtlichkeit eine Form der Sonargleichung gewählt, die die Terme des Sonarempfängers außer Acht lässt. Diese können jedoch zu einem beliebigen Zeitpunkt wieder eingebracht werden.

$$RL = SL + TL_{Tx} + TES + TL_{Rx} \quad (6.1)$$

Die Sonargleichung wird von Dezibel Pegeln in lineare Schalldruckwerte umgeformt. Der Schall, der vom Sender zum Objekt den Pfad i nimmt und vom Objekt zum Sonarempfänger den Pfad j nimmt, hat am Punkt des Empfängers den effektiven Schalldruck (in Pascal)

$$p_{ij}^{Rx} = p_i^{Tx} \cdot tl_i^{Tx} \cdot tes_{ij} \cdot tl_j^{Rx}, \quad (6.2)$$

wobei p_i^{Tx} der vom Sender in den Pfad i ausgestrahlte Schalldruck ist. Der Propagationsverlust entlang des Pfads i ist mit tl_i^{Tx} und entlang des Pfads j entsprechend mit tl_j^{Rx} bezeichnet. Die Schallstreuung vom Pfad i in den Pfad j wird mit tes_{ij} bezeichnet.

Für alle N Pfade vom Sender zum Objekt

$$tl^{Tx} = [tl_1^{Tx} \quad tl_2^{Tx} \quad tl_3^{Tx} \dots \quad tl_N^{Tx}] \quad (6.3)$$

und alle M Pfade vom Objekt zum Empfänger

$$tl^{Rx} = [tl_1^{Rx} \quad tl_2^{Rx} \quad tl_3^{Rx} \dots \quad tl_M^{Rx}] \quad (6.4)$$

kann der Gesamtschalldruck am Empfänger mit

$$p^{Rx} = (p^{Tx} \circ tl^{Tx}) \cdot \begin{bmatrix} tes_{11} & \dots & tes_{1M} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ tes_{N1} & \dots & tes_{NM} \end{bmatrix} \cdot tl^{RxT} \quad (6.5)$$

angegeben werden. Dabei steht der offene Punkt „ \circ “ für das Hadamard-Produkt (elementweise Multiplikation) und tl^{RxT} für den transponierten Vektor zu tl^{Rx} . Es wird dabei vorausgesetzt, dass die Dauer des Sonarsignals deutlich länger ist als die zeitliche Spreizung der Laufzeiten aufgrund der verschiedenen Pfade.

Um den Phasenversatz wegen unterschiedlicher Laufzeiten der Pfade und eine Änderung der Phase durch eventuelle Wasseroberflächen/Meeresbodenreflexionen zu berücksichtigen, sind die tl^{Tx} und tl^{Rx} komplexwertig zu wählen. Ebenso sind die tes_{ij} Werte komplexwertig, um die Phase der Schallstreuung zu berücksichtigen.

Die Gleichung (6.5) ist für die bi-statische Sonarkonstellation formuliert, sie kann aber ebenso für die monostatische Konstellation verwendet werden. Im monostatischen Fall sind die Vektoren tl^{Tx} und tl^{Rx} gleich und die Zielmaßmatrix mit den tes_{ij} Werten wird quadratisch aber im Allgemeinen nicht symmetrisch.

Zur Illustration werden die Zielmaßwerte für die folgenden vier ausgewählten Geometrien berechnet:

- i) ein Zylinder,
- ii) eine Platte,
- iii) ein Winkelreflektor und
- iv) ein Dach mit rechtem Winkel zwischen den beiden Seiten.

Alle vier Geometrien haben die gleiche vertikale Stirnfläche von 30 m x 6 m mit welcher sie in die $(0^\circ, 0^\circ)$ -Richtung orientiert sind. Sie sollen voll reflektierend sein.

Die Zielmaßwerte werden nicht nur für die Zielmaßmatrixeinträge (tes_{ij}), sondern für alle vertikalen Schalleinfalls- und Schallausfallswinkelkombinationen innerhalb der $\pm 22^\circ$ berechnet. Für jede Schalleinfalls-Schallausfallswinkelkombination werden die Pegel über das

Frequenzband von $3 \text{ kHz} \pm 10 \%$ energetisch gemittelt. Zusammen mit einer Skizze der Geometrie sind diese Pegelmittelwerte in Abbildung 6.2 dargestellt. Auf der Ordinate ist der vertikale Schalleinfallswinkel aufgetragen und auf der Abszisse der vertikale Schallausfallswinkel. Die Pegel sind farblich codiert dargestellt.

Die Einfallswinkel der in Abbildung 6.1 gezeigten Pfade sind als Punkte in der Abbildung 6.2 gekennzeichnet. Dabei kann jeder Pfad in jeden anderen Pfad reflektieren. Die Punkte geben die Positionen an, an denen die tes_{ij} Werte für die Zielmaßmatrix der Gleichung (6.5) abgelesen werden.

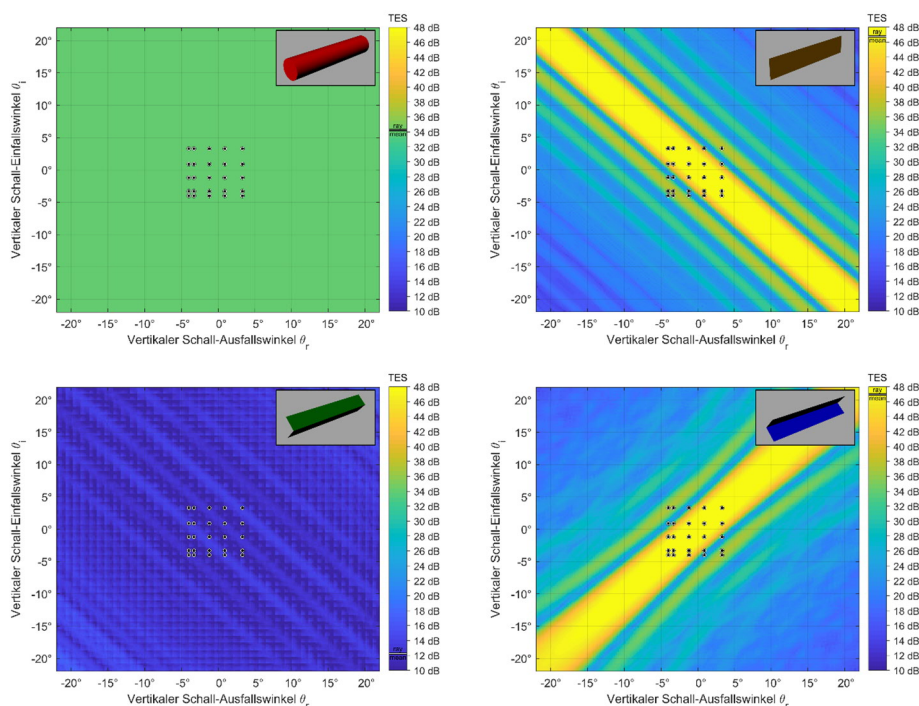


Abbildung 6.2: Zielmaßpegel von Schalleinfallswinkel- und Schallausfallswinkelkombinationen im vertikalen Winkelbereich von $\pm 22^\circ$. Berechnungsergebnisse für vier verschiedene Geometrien mit gleicher Stirnfläche: Zylinder, Platte, Winkelreflektor und Dach. Die Punkte repräsentieren die Positionen, an denen die tes_{ij} -Werte der Eigenstrahlen aus Abbildung 6.1 abgelesen werden. TES-Pegel sind energetische Mittelwerte über den Frequenzbereich von 2.7 kHz bis 3.3 kHz.

Das Streuverhalten der vier Geometrien zeigt die folgenden Eigenschaften.

Der Zylinder streut den Schall sehr gleichmäßig in alle berechneten Richtungen, egal aus welcher vertikalen Richtung der Schall einfällt (Abbildung 6.2, oben links). Der energetische Mittelwert über die Matrixeinträge tes_{ij} beträgt etwas mehr als 34 dB.

Die Schallstreuung einer (großen) Platte wird von spiegelnder Reflexion dominiert. Das heißt, ein Großteil der Schallintensität wird entsprechend dem Reflexionsgesetz reflektiert. So wird beispielsweise Schall, der aus der $+10^\circ$ -Richtung auf die Platte einfällt, in die -10° -Richtung reflektiert. Entsprechend finden sich in der Abbildung 6.2 die hohen TES-Pegel für die Platte entlang der Reflexionsdiagonalen (von oben links nach unten rechts). Der energetische Mittelwert über die tes_{ij} -Werte beträgt etwas mehr als 46 dB.

Der Winkelreflektor ist ein sehr guter monostatischer Reflektor. Er reflektiert den Schall zurück in seine Einfallrichtung. Die hohen TES-Pegel finden sich also auf der monostatischen Diagonalen (von unten links nach oben rechts). Der energetische Mittelwert über die tes_{ij} Werte beträgt, wie bereits schon bei der Platte, etwas mehr als 46 dB.

Das Dach, also der umgedrehte Winkelreflektor, hat sehr niedrige TES-Pegel für alle berechneten Kombinationen von Schalleinfallswinkel und Schallausfallswinkel. Der energetische Mittelwert über die tes_{ij} -Werte beträgt etwas mehr als 12 dB und ist damit signifikant niedriger als bei den anderen drei Geometrien.

Die Verringerung der Zielmaßwerte eines zylindrischen Körpers durch eine Stealth-Hülle (hier durch das Dach repräsentiert) ist also auch unter dem Aspekt der Eigenstrahlkopplung möglich.

Im nächsten Abschnitt wird mit diesem Ansatz geprüft, in wieweit sich die Sonar-Stealth-Form unter realistischen Schallausbreitungsbedingungen eignet.

6.2. Berechnung der ${}_{TL}TES_{TL}$ -Pegel europäischer Seegebiete

Entsprechend dem vorweg beschriebenen Ansatz wird geprüft, inwieweit sich die Sonar-Stealth-Form noch unter realistischen Schallausbreitungsbedingungen eignet, die Detektionswahrscheinlichkeit gegenüber den klassischen Entwürfen zu verringern.

Für einen Vergleich der drei Entwürfe wird für ausgewählte europäische Seegebiete die Größe

$${}_{TL}TES_{TL} := 20 \log \left(t l^{Tx} \cdot \begin{bmatrix} tes_{11} & \cdots & tes_{1M} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ tes_{N1} & \cdots & tes_{NM} \end{bmatrix} \cdot t l^{RxT} \right)$$

berechnet. Diese Größe kann in einer Sonargleichung statt der Terme $TL_{Tx} + TES + TL_{Rx}$ verwendet werden, um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) auszurechnen und damit beispielsweise die Detektionswahrscheinlichkeit zu bestimmen. Zur Berechnung des SNR müssen in die Sonargleichung lediglich noch die beiden Terme des Sonarsystems (SL und AG) und das Umgebungsrauschen (NL) eingesetzt werden. Da diese Terme aber nicht von dem Ort des Unterwasserfahrzeugs abhängen, kann die Größe ${}_{TL}TES_{TL}$ direkt zum Vergleich der Detektierbarkeit herangezogen werden.

Die ausgewählten europäischen Seegebiete sind in Abbildung 6.3 und die zugehörigen Schallgeschwindigkeitsprofile in Abbildung 6.4 gezeigt. Zur Berechnung der Schallgeschwindigkeitsprofile sind die Temperatur- und Salzgehaltsdaten dem World Ocean Atlas 2013 [70] entnommen und die Wassertiefe der ETOPO1-Topographie [71].

Das verwendete Schallausbreitungsberechnungsprogramm stammt aus dem EU-Forschungsprogramm OCTOPUS (Ocean Tomography Operational Package and Utilization Support). OCTOPUS war in der dritten Reihe der EU-Forschungsprogramme für Meereswissenschaft und -technologie (MAST II) enthalten. Dieses Schallausbreitungsprogramm

kam bereits häufig in Projekten der akustischen Tomographie zur Anwendung und demonstrierte dort die präzise Berechnung der Schallpfade [112] [113] [114] [115] [116].

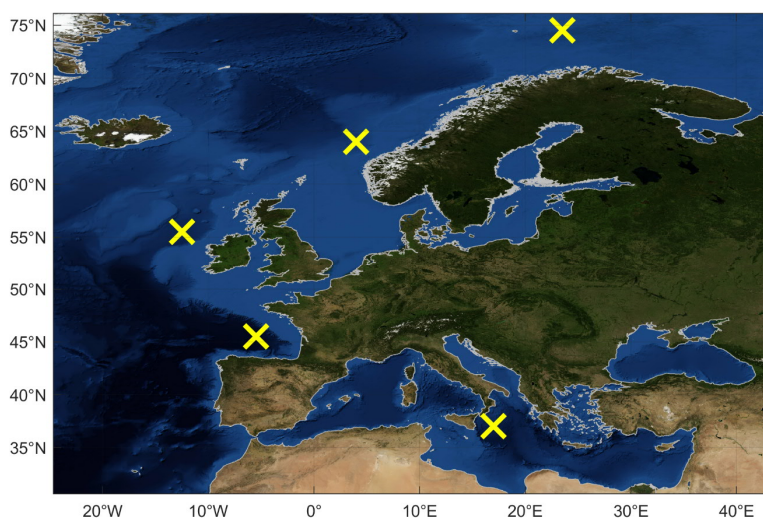


Abbildung 6.3: Sonarpositionen in ausgewählten Seegebieten. Von oben: Barentssee, Norwegische See, Rockall-Trog, Biskaya und Ionisches Meer. (Abbildung der Erde [117], Küstenlinien [118])

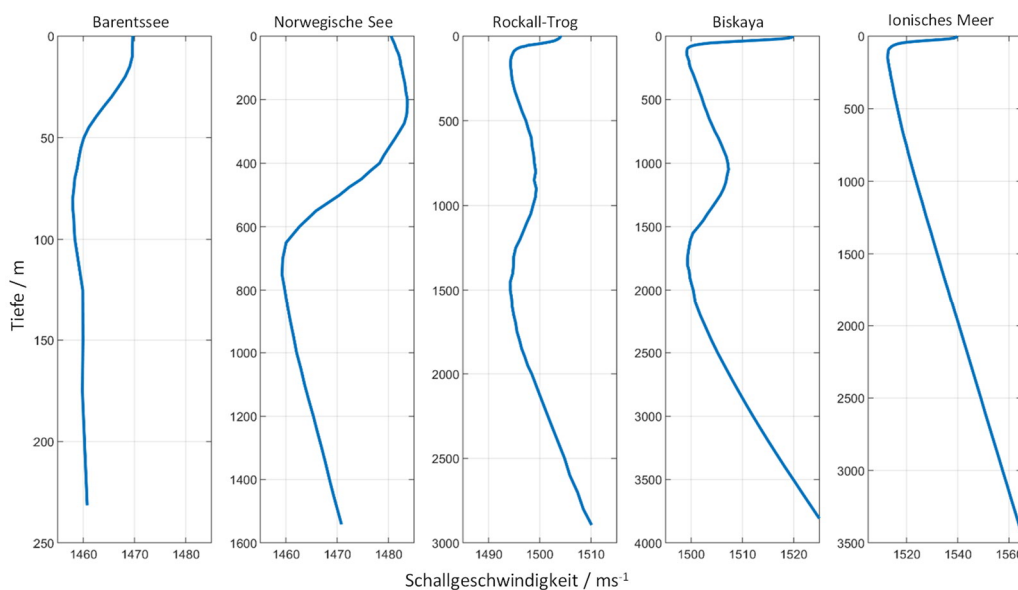


Abbildung 6.4: Schallgeschwindigkeitsprofile ausgewählter Seegebiete. Für alle Seegebiete wurde ein sommerliches Profil gewählt, außer für die Norwegische See, hier wurde ein winterliches Profil gewählt.

Das Schallausbreitungsprogramm berechnet die zweidimensionale Schallausbreitung in Abhängigkeit des Schallgeschwindigkeitsfeldes und gibt unter anderem die Schallpfade mit den zugehörigen geometrischen Propagationsverlusten und den zugehörigen Schalllaufzeiten an. Diese Information wird in dieser Arbeit dazu verwendet, um die komplexwertigen tl^{Tx} und tl^{Rx} Vektoren zu bestimmen. Vervollständigt werden diese Propagationsverlustvektoren durch Absorptionsverluste (Abschnitt 2.1.6) und durch die Reflexionsverluste an der Meeresoberfläche und dem Meeresboden (Abschnitt 2.1.4 und 2.1.5).

Die Absorption entlang des Schallpfads wird mit der Gleichung von Francois und Garrison [57] [58] bestimmt. Für die Reflexionsverluste an der Meeresoberfläche wird das modifizierte Eckart-Modell unter Berücksichtigung der Phasendrehung und für die Reflexionsverluste am Meeresboden das HFBL-Reflexionsmodell verwendet. Da die Kartierung der Bodentypen nicht frei verfügbar ist, wurde für alle Seegebiete der Bodentyp mit der stärksten Reflexion angenommen (*Worst Case* für die Stealth-Form).

Die Berücksichtigung einer Richtcharakteristik der Sonaranlage ist in dieser Berechnung ohne Weiteres möglich, wurde jedoch nicht gemacht, um die Schallintensität in Richtung Meeresboden nicht zu verringern. Die Schallausbreitungsberechnung nimmt einen vertikalen Öffnungswinkel von $\pm 45^\circ$ an. Innerhalb dieses Winkelbereichs ist der Schallpegel, der von der Sonaranlage abgestrahlt wird, konstant. Außerhalb dieses Winkelbereichs beträgt er null. Üblicherweise haben Sonaranlagen einen Öffnungswinkel von weniger als $\pm 20^\circ$. Mit diesem weiten Öffnungswinkel von $\pm 45^\circ$ sollte ein für die Sonar-Stealth-Form besonders ungünstiger Fall angenommen werden, indem viele Bodenreflexionen mitberechnet werden.

Die Schallausbreitungsberechnung schließt alle Eigenstrahlen, die vom Sonar in einem Winkelbereich vom $\pm 45^\circ$ zur Horizontalen abgestrahlt werden, ein. Die Verfolgung der Strahlen, die mehr als 10 Reflexionen am Meeresboden bzw. 30 an der Meeresoberfläche erfahren, wird zur Einsparung von Rechenzeit unterbrochen, da deren Beiträge gegen null gehen. Diese Strahlen werden nicht weiterverwendet.

Eine distanzabhängige Wassertiefe wird durch drei Tiefenbereiche realisiert: konstante Wassertiefe am Anfang und am Ende des Berechnungsschnitts (je 25 % der horizontalen Distanz) und dazwischen linear interpoliert. Die Wassertiefe in den beiden konstanten Tiefenbereichen wird der ETOPO1-Datenbank an der Sonar- bzw. Fahrzeugposition entnommen.

Die Schallausbreitungsberechnung geht von einem monostatischen Sonar aus, d.h. Sender und Empfänger sind an einem gemeinsamen Ort. Die Schallausbreitung wird in Abhängigkeit von der horizontalen Distanz des Unterwasserfahrzeugs zum Sonar und der Tauchtiefe des Unterwasserfahrzeugs berechnet.

Die akustische Streuung wird an den drei in Abschnitt 5.2 erarbeiteten Unterwasserfahrzeugentwürfen (klassischer unbeschichteter Entwurf, klassischer beschichteter Entwurf und Stealth-Entwurf) berechnet. Für die Berechnung wird angenommen, dass die horizontale Orientierung der drei Entwürfe stets 90° zum Sonar ist. Deren Zielmaßwerte werden zunächst auf einem 1×1 -Grad-Gitter für alle vertikalen Schalleinfallswinkel- und Schallausfallswinkelkombinationen innerhalb von $\pm 55^\circ$ berechnet. Aus diesen Wertematrizen werden für jede Position des Unterwasserfahrzeugs die komplexwertigen Rückstreuwerte tes_{ij} zu deren jeweiligen Schalleinfallswinkel- und Schallausfallswinkel interpoliert.

Die Zielmaßwertematrizen der drei Entwürfe sind für die Frequenzbänder mit den Mittenfrequenzen von 1 kHz, 3 kHz und 9 kHz als Absolutpegel in Abbildung 6.5 dargestellt.

Zu dem Aspektwinkel von 90° zeigen die beiden klassischen Entwürfe aufgrund der gleichmäßigen Außenhautkrümmung der parallelen Mittelschiffsektion kaum Pegelvariationen innerhalb des gesamten Winkelwertebereichs.

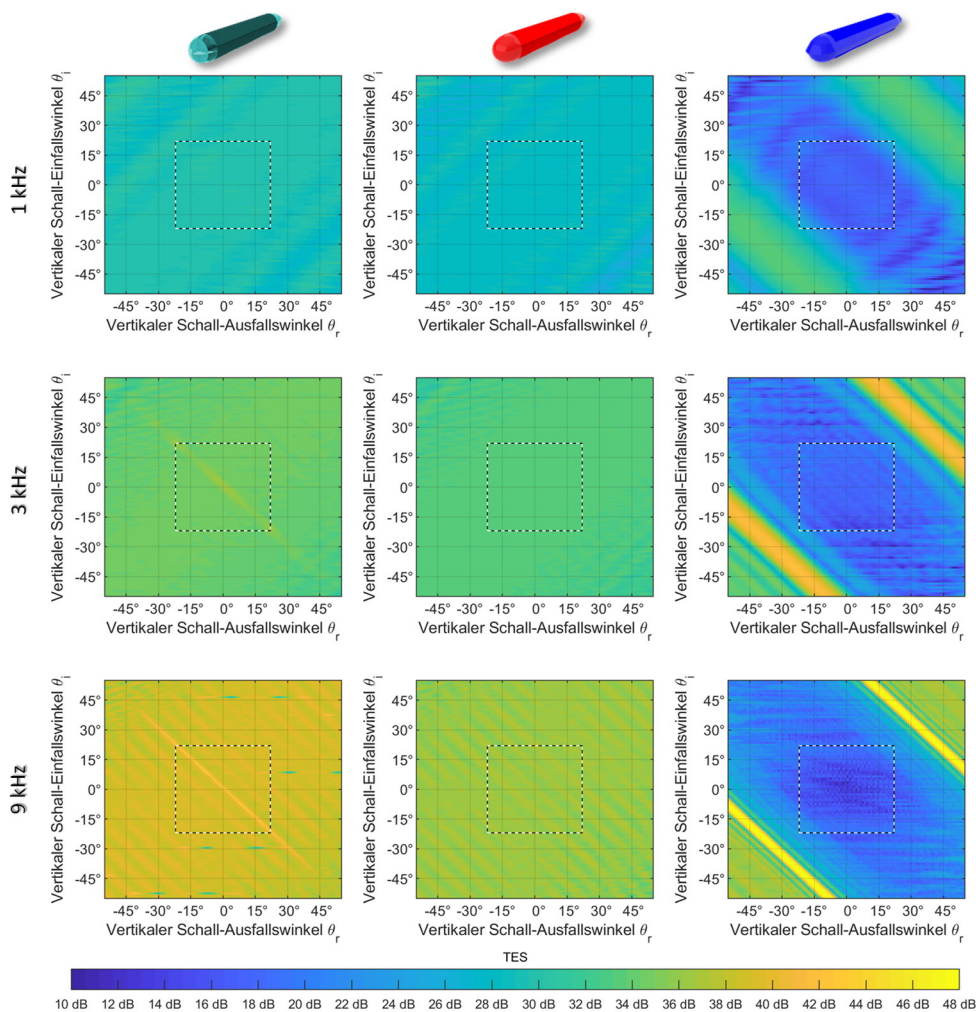


Abbildung 6.5: Zielmaßpegel der drei Entwürfe von Schalleinfallswinkel- und Schallausfallswinkel-Kombinationen im vertikalen Winkelbereich von $\pm 55^\circ$. Berechnungsergebnisse für 90° Aspektwinkel und die drei Frequenzbänder 1 kHz, 3 kHz und 9 kHz. Links: klassischer unbeschichteter Entwurf. Mitte: klassischer beschichteter Entwurf. Rechts: Stealth-Entwurf. Die schwarz/weiß Linie umrandet den Bedrohungssektor.

Der Stealth-Entwurf weist verringerte Pegel innerhalb eines etwa 60° breiten Streifens von der oberen linken Ecke zur unteren rechten Ecke auf. Der Bedrohungssektor (angedeutet durch den gestreiften Kasten) wird von diesem Streifen mit niedrigen Pegelwerten erfasst. Erhöhte Pegel finden sich parallel zur Reflexionsgerade verschoben. Diese entstehen durch die angestellten Seitenflächen. Schall, der senkrecht auf diese Seitenwände trifft, wird zurück reflektiert.

Im Folgenden sollen die ${}_{TL}TES_{TL}$ -Pegel der drei Entwürfe für die ausgewählten Seegebiete gezeigt und verglichen werden. Es sei vorweggenommen, dass sich die Aussagen zu den verschiedenen Seegebieten nicht groß unterscheiden. Der Übersichtlichkeit wegen sind stellvertretend für alle fünf Seegebiete die Ergebnisse zweier Seegebiete bei je einer Mittenfrequenz dargestellt (Barentssee – 9 kHz und Ionisches Meer – 1 kHz) und anschließend diskutiert. Der vollständige Satz der Ergebnisse findet sich im Anhang.

6.2.1. Barentssee

Sonar-Position	: 74.5°N, 23.5°E
Sonar-Tiefe	: 80 m
Sonar-Öffnungswinkel	: -45° – +45°
Fahrzeug-Position	: 74.5°N, 23.505°E bis 24.000°E in 0.005° Schritten
Fahrzeug-Tauchtiefe	: 5 m bis 200 m in 5 m Schritten
Wassertiefe	: ca. 200 m
Jahreszeit	: Sommer
Bodenmodell	: HFBL-Modell
Bodentyp	: 1
Oberflächenmodell	: Modifiziertes Eckart-Modell
Windgeschwindigkeit	: 15 kn
Frequenzbereiche	: 900 Hz – 1100 Hz in 10 Hz Schritten 2700 Hz – 3300 Hz in 30 Hz Schritten 8100 Hz – 9900 Hz in 90 Hz Schritten
Dargestellte Frequenz	: 9 kHz

Die ${}_{TL}TES_{TL}$ -Berechnungsergebnisse für 9 kHz der Barentssee sind in Abbildung 6.6 gezeigt. Im oberen Bereich der Abbildung sind die Ergebnisse des klassischen unbeschichteten Entwurfs, im mittleren die des klassischen beschichteten Entwurfs und im unteren Bereich die des Stealth-Entwurfs dargestellt. Die Berechnungsgröße (${}_{TL}TES_{TL}$) ist farblich in Abhängigkeit der horizontalen Distanz vom Sonar und der Tauchtiefe des Fahrzeugs dargestellt.

Die Pegeldifferenz zwischen den Entwürfen ist in Abbildung 6.7 gezeigt.

Die Mittelwerte (über Tiefe und Distanz) der Pegeldifferenzen aller drei Frequenzen sind in Tabelle 2 zusammengefasst.

Tabelle 2: Differenz der gemittelten ${}_{TL}TES_{TL}$ -Pegelwerte für die Barentssee-Berechnung.

Mittenfrequenz	Klassischer beschichteter Entwurf – klassischer unbeschichteter Entwurf	Stealth-Entwurf – klassischer unbeschichteter Entwurf	Stealth-Entwurf – klassischer beschichteter Entwurf
1 kHz	-1.8 dB	-12.0 dB	-10.3 dB
3 kHz	-1.7 dB	-17.5 dB	-15.8 dB
9 kHz	-3.5 dB	-29.2 dB	-25.7 dB

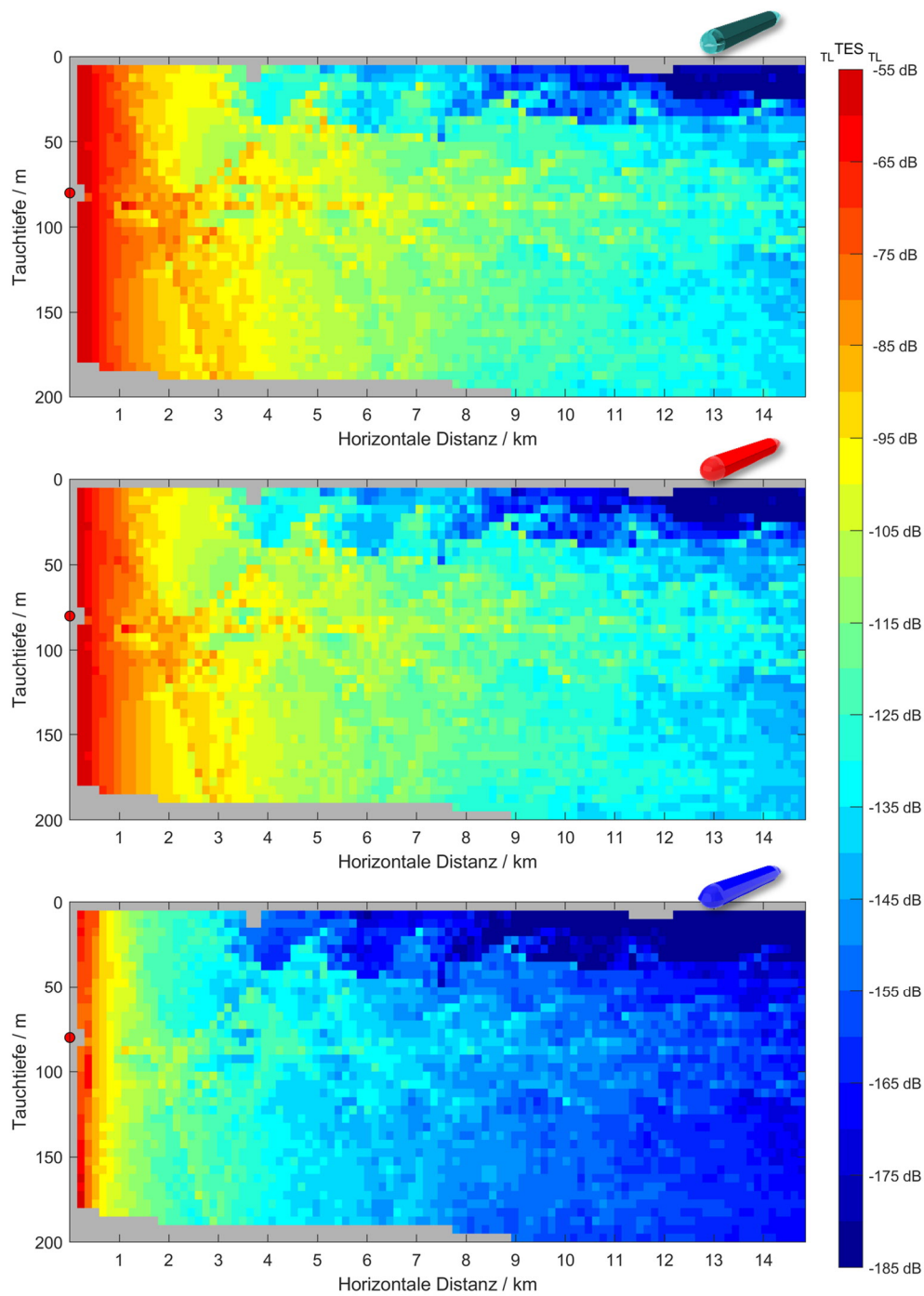


Abbildung 6.6: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung ($_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 9 kHz in der Barentssee. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

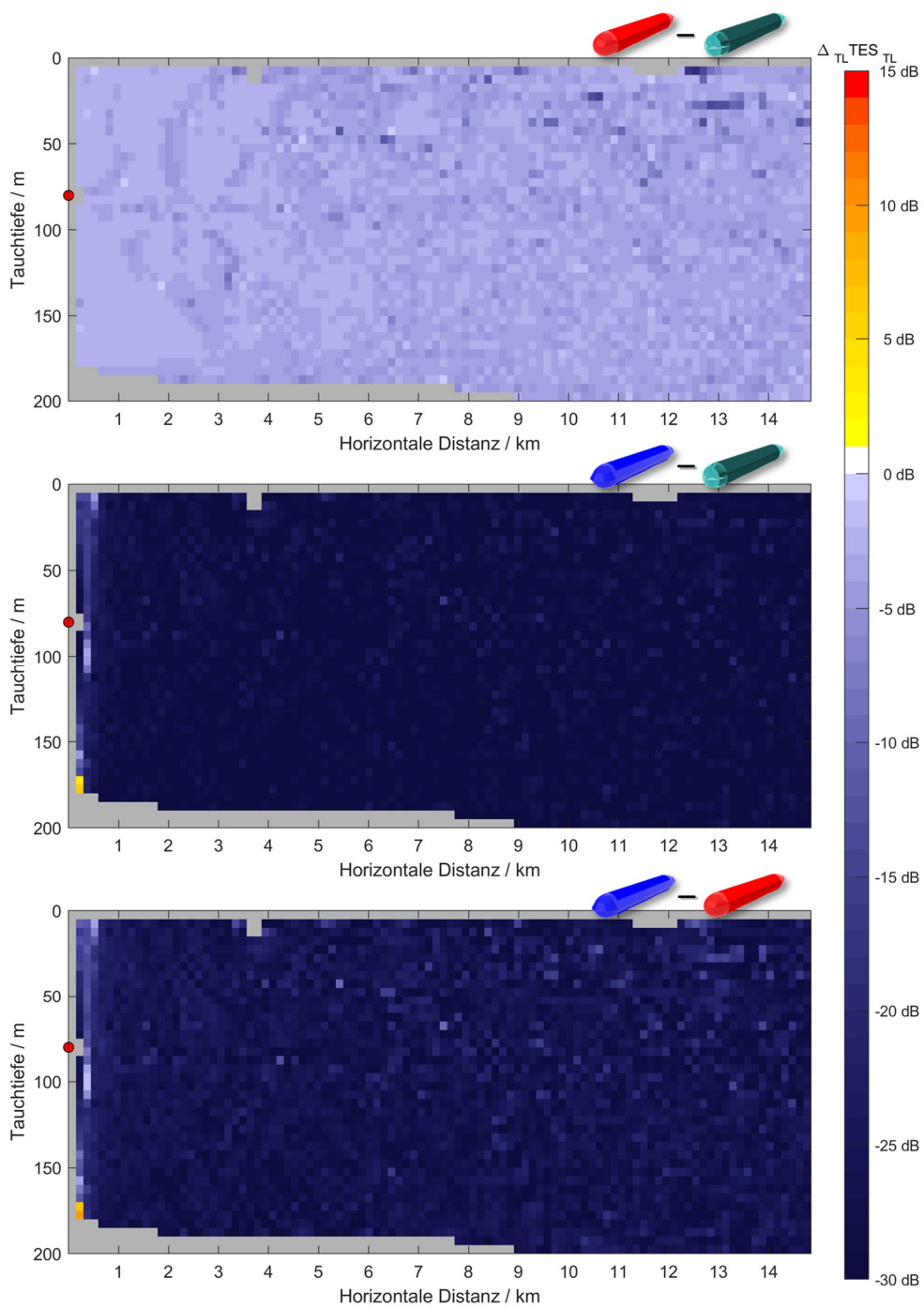


Abbildung 6.7: $_{TL}TES_{TL}$ -Differenz zwischen den Entwürfen für 9 kHz in der Barentssee. Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf. Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.

6.2.2. Ionisches Meer

Sonar-Position	: 37.0°N, 17.0°E
Sonar-Tiefe	: 150 m
Sonar-Öffnungswinkel	: -45° – +45°
Fahrzeug-Position	: 37.0°N, 17.01°E bis 18.00°E in 0.01° Schritten
Fahrzeug-Tauchtiefe	: 5 m bis 500 m in 5 m Schritten
Wassertiefe	: ca. 3400 m
Jahreszeit	: Sommer
Bodenmodell	: HFBL-Modell
Bodentyp	: 1
Oberflächenmodell	: Modifiziertes Eckart-Modell
Windgeschwindigkeit	: 15 kn
Frequenzbereiche	: 900 Hz – 1100 Hz in 10 Hz Schritten 2700 Hz – 3300 Hz in 30 Hz Schritten 8100 Hz – 9900 Hz in 90 Hz Schritten
Dargestellte Frequenz	: 1 kHz

Analog zu dem vorhergehenden Abschnitt, sind die ${}_{TL}TES_{TL}$ -Berechnungsergebnisse für 1 kHz des Ionischen Meeres in Abbildung 6.8 gezeigt und die Differenzen in Abbildung 6.9. Die Mittelwerte der Pegeldifferenzen aller drei Frequenzbänder finden sich in Tabelle 3.

Tabelle 3: Differenz der gemittelten ${}_{TL}TES_{TL}$ -Pegelwerte für die Ionisches-Meer-Berechnung.

Mittenfrequenz	Klassischer beschichteter Entwurf – klassischer unbeschichteter Entwurf	Stealth-Entwurf – klassischer unbeschichteter Entwurf	Stealth-Entwurf – klassischer beschichteter Entwurf
1 kHz	-1.7 dB	-11.4 dB	-9.7 dB
3 kHz	-1.5 dB	-16.8 dB	-15.3 dB
9 kHz	-3.3 dB	-27.3 dB	-24.0 dB

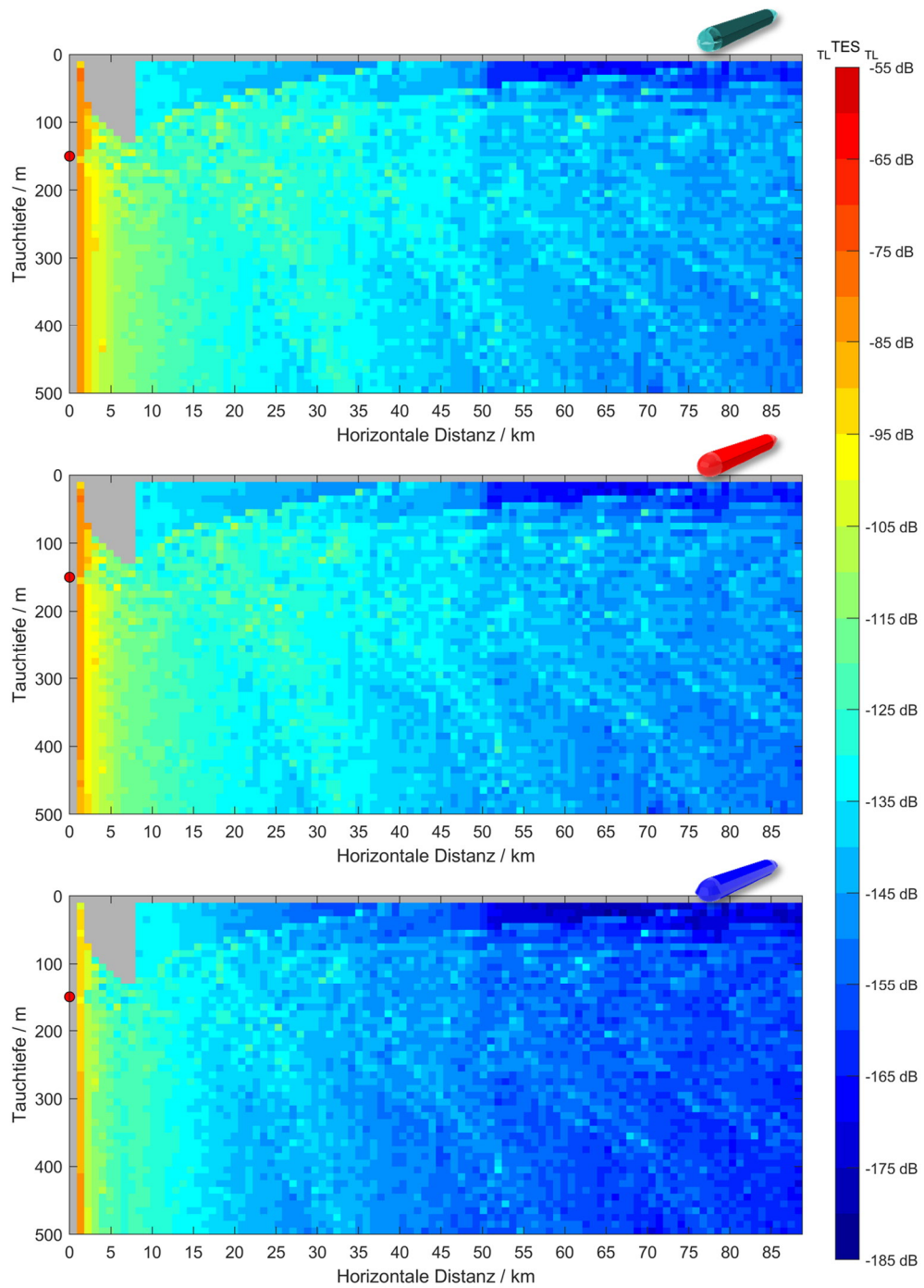


Abbildung 6.8: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung ($_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 1 kHz im Ionischen Meer. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

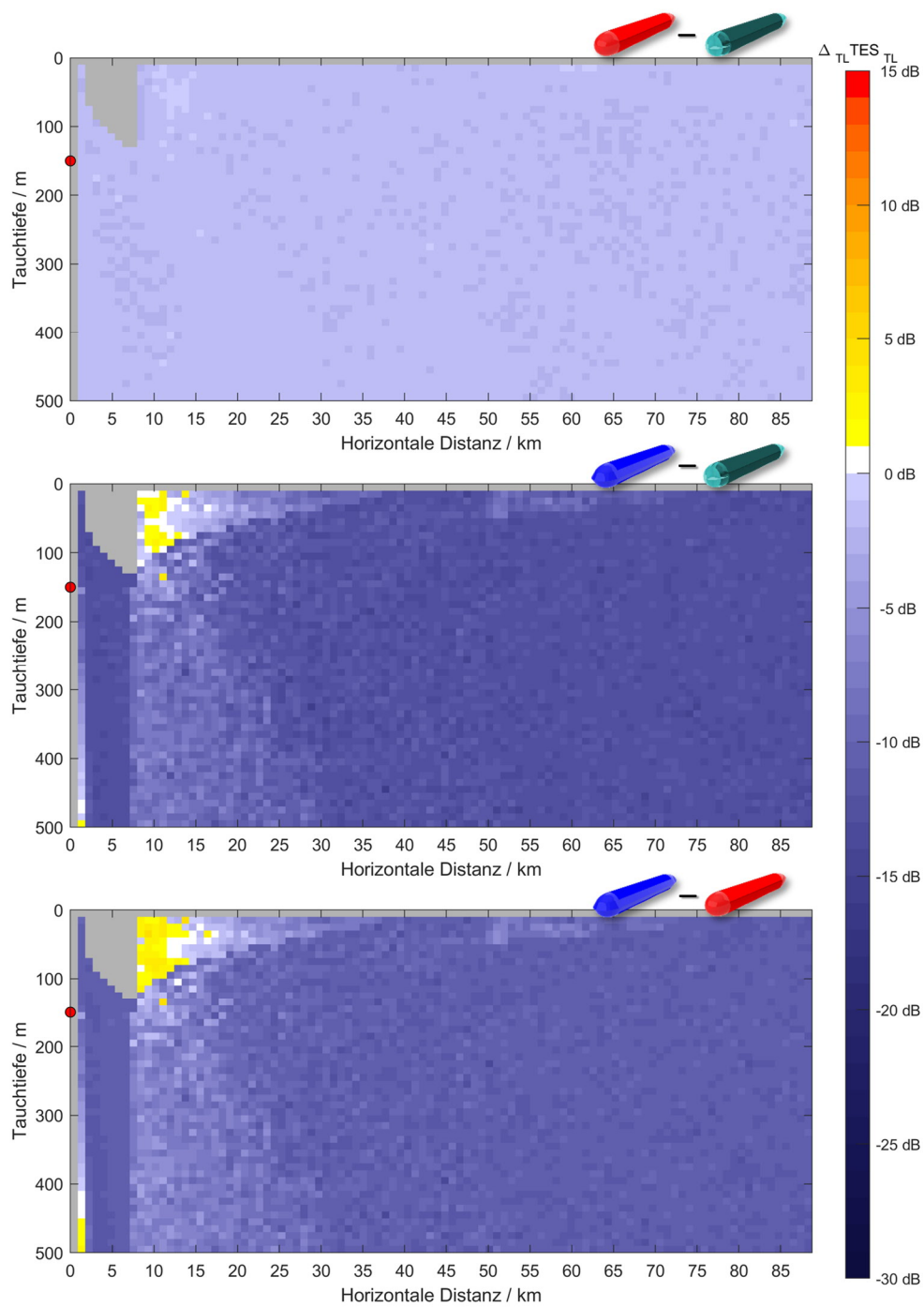


Abbildung 6.9: $_{TL}TES_{TL}$ -Differenz zwischen den Entwürfen für 1 kHz im Ionischen Meer. Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf. Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.

6.3. Vergleich und Interpretation der $_{TL}TES_{TL}$ -Pegel

Die Seegebiete Barentssee und das Ionische Meer wurden stellvertretend für die europaumgebenden Gewässer ausgewählt. Die Barentssee hat eine Wassertiefe von etwa 200 m und kann stellvertretend für den Kontinentalschelf dienen. Das Ionische Meer hat eine große Wassertiefe und einen stark ausgeprägten Schallkanal, dessen Schallkanalachse in relativ geringer Tiefe liegt. Das ist weltweit zunächst kein typisches Phänomen, in Europas Seegebieten jedoch schon. Der Ausstrom des warmen, salzreichen Mittelmeerwassers durch die Straße von Gibraltar führt zu einer Wassermassenschicht, die sich in ca. 1000 m Tiefe mit der Küste zur rechten Seite ausbreitet – also entlang Europas Kontinentalschelfkante. Dieses vergleichsweise warme Wasser in 1000 m Tiefe führt dazu, dass sich zwei Schallkanäle bilden, einer in Oberflächennähe und einer in großer Tiefe (vgl. Abbildung 6.4 Biskaya und Rockall-Trog). Das Ionische Meer kann somit stellvertretend für die tieferen Gebiete um Europa herum gewertet werden.

Die gekoppelten Berechnungen von Schallausbreitung und Schallstreuung zeigen, dass der Stealth-Entwurf bis auf wenige lokale Ausnahmen signifikant besser ist als die beiden klassischen Entwürfe. Die Pegelunterschiede sind dabei weitestgehend unabhängig von der räumlichen Position des Fahrzeugs. Blickt man zurück auf die Abbildung 6.5, so wird deutlich, dass hier Berechnungen zu einem Aspektwinkel verglichen werden, bei dem die Geometrien innerhalb des Bedrohungssektors ein recht konstantes Zielmaß aufweisen. Unterschiede sind dann zu erwarten, wenn Schallpfade so eintreffen, dass diese Homogenität nicht mehr gegeben ist.

Um Schallpfade zuzulassen, die auch Bodenreflexionen enthalten, wurde für die Schallausbreitungsrechnung ein vertikaler Winkelbereich von $\pm 45^\circ$ verwendet. Dieser vertikale Winkelbereich ist viel größer als ihn Sonaranlagen üblicherweise aufweisen, denn eine Sonaranlage mit einem derart hohen vertikalen Auffassungsvermögen wird häufig durch Nachhallstörungen limitiert sein. Trotz der Berücksichtigung der Bodenreflexionen zeigen die hier durchgeführten Berechnungen nur wenige lokale Ausnahmen, in denen der Stealth-Entwurf höhere $_{TL}TES_{TL}$ -Pegel liefert als die beiden klassischen Entwürfe. Das ist

- i) ein sehr begrenzter Bereich seitlich unterhalb vom Sonar, wenn der Schall auf direktem Wege senkrecht auf die angestellte Seitenplatte trifft und
- ii) Bereiche der nahen Schattenzonen, in die der Schall nur über die Bodenreflexion gelangt.

Nur in diesen lokalen Ausnahmen zeigt der Stealth-Entwurf höhere Pegel als die beiden klassischen Entwürfe. Der Pegelunterschied für 1 kHz liegt dabei bei etwa 3 dB – das ist ein relativ geringer Pegelzuwachs, verglichen mit der flächendeckenden Pegelminderung von etwa 12 dB.

7. Zusammenfassung

Diese Arbeit untersucht die Hypothese, ob eine Stealth-Form im Unterwasserbereich dazu dienen kann, eine Detektionswahrscheinlichkeit mittels Aktivsonar zu verringern. Während der Auseinandersetzung mit dieser Form erreichten mich viele zweifelnde Fragen und Aussagen, die meistens einen sehr pauschalisierenden Charakter hatten. Da sich in der Literatur bisher keine belastbaren Arbeiten zu einer Sonar-Stealth-Form finden, ist die Skepsis, die ihr gegenüber herrscht, wenig verwunderlich. Für mich war dies Motivation genug, die akustische Eignung der Sonar-Stealth-Form als eine alternative Form im Unterwasserschiffbau wissenschaftlich zu überprüfen.

Um die Frage der Wirksamkeit einer Sonar-Stealth-Form zu beantworten, müssen mehrere hydroakustischen Disziplinen betrachtet werden. Das sind i) das Sonar-System, ii) die Schallausbreitung im Wasser und iii) die Schallstreuung am Unterwasserfahrzeug. Für die weitere Eignung der Form in See kommen noch Fragestellungen hinzu, die in dieser Arbeit nicht behandelt wurden. Diese betreffen die Hydrodynamik und strategische bzw. taktische Aspekte.

In dieser Arbeit wurde die Arbeitsweise eines Sonar-Systems nur als Hintergrundwissen verwendet. Der Öffnungswinkel der Sendeantenne wurde übertrieben hoch gewählt, damit Meeresbodenreflexionen mit in die Berechnung einfließen konnten, um so eine Art *Worst-Case-Szenario* für die Sonar-Stealth-Form abzubilden.

Die Schallausbreitung im Wasser ist im Allgemeinen gut verstanden. Sie wurde in der vorliegenden Arbeit dennoch intensiv beschrieben, da sich daraus ein zentraler Schlüssel für die Sonar-Stealth-Form ergibt. Die weltweite Analyse der Grenzwinkel führt dazu, dass ein akustischer Schallausbreitungssektor von $\pm 22^\circ$ zur Horizontalen definiert werden kann. Das bedeutet einerseits, dass ein Sonarsignal aus weiter Ferne nur innerhalb dieses Schallausbreitungssektors auf das Unterwasserfahrzeug treffen kann. Andererseits ist eine Ausbreitung des reflektierten Signals über weite Distanzen nur möglich, wenn das einfallende Sonarsignal zurück in den Schallausbreitungssektor reflektiert wird. Es ist leicht vorstellbar, dass dies durch eine geeignete Sonar-Stealth-Form möglich ist. Dazu benötigt es lediglich einer Außenhaut aus stark angestellten Platten, die groß genug sind (gegenüber der Wellenlänge), um den Schall aus dem Schallausbreitungssektor heraus zu reflektieren.

Zur Beurteilung der akustischen Rückstreuung kommt erschwerend hinzu, dass es lange an geeigneten Berechnungsmethoden mangelte. Die akustische Streuung von großen Objekten im Unterwasserbereich mit schiffbaulichen Strukturen in hinterfluteten Bereichen konnte nicht effizient berechnet werden. Häufig wurde der Kirchhoff-Ansatz erster Ordnung verwendet. Dieser Ansatz kann keinerlei Reflexion berücksichtigen, weder zwischen verschiedenen Objekten noch innerhalb eines Objektes [78]. Mit der Formulierung des Kirchhoff-Ansatzes zweiter Ordnung [76] [77] konnte zwar eine Reflexion berücksichtigt werden, jedoch auch nur eine Reflexion. Weiterhin kann dieser Ansatz keine Semitransparenz berücksichtigen. Eine Kombination aus Raytracing und dem Kirchhoff-Helmholtz-

Ansatz erster Ordnung wurde erarbeitet, um eine beliebige Anzahl an Reflexionen/Transmissionen mit realistischen Reflexions- und Transmissionskoeffizienten zuzulassen. Diese neue Berechnungsmethode wurde mithilfe von analytischen Berechnungen, anderen numerischen Berechnungsmethoden und Messungen validiert. Sie wurde von weiteren europäischen Gruppen übernommen [85], die zum Teil noch deutlich intensivere Validierungsberechnungen durchführten.

Unter anderem verdeutlichte diese Berechnungsmethode die Notwendigkeit der Verwendung von akustisch hochdämmenden Materialien, um die Reflexionen aus den hinterfluteten Bereichen zu verringern. Alleine die Vermessung eines solchen Materials in dem für Unterwasserfahrzeuge benötigten Druck- und Temperaturbereich ist sehr aufwendig und keine Standardprozedur. Dennoch ist es für diese Arbeit nur von Bedeutung, dass so ein Material existiert und dessen akustisches Verhalten bei der Berechnung der Schallstreuung berücksichtigt werden kann. Zu diesem Zweck wurde ein Parameterfit an das erweiterte Havriliak-Negami-Material-Modell verwendet. Die Parameter wurden so gewählt, dass die temperatur-, frequenz- und druckabhängigen Messergebnisse (Transmissionsverlust) aus einem Pulsrohr möglichst gut wiedergegeben werden.

Mit dem Vorhandensein des Schalldämmmaterials lässt sich eine wirksame Sonar-Stealth-Form durch die bereits erwähnten großen angestellten Platten erreichen. Die minimale Neigung der Platten ergibt sich aus dem Schallausbreitungssektor und der Streucharakteristik der Platten. Je stärker eine Platte geneigt ist, desto geringer ist die Schallstreuung in den Schallausbreitungssektor. Rückblickend fällt auf, dass die frühen Sonar-Stealth-Formen durchaus Neigungswinkel hatten, die gut geeignet sind (z. B. [2, p. 443] und [1], Abbildung 1.1), aber in der neueren Zeit Sonar-Stealth-Formen gezeigt werden, die aufgrund einer Seitenneigung von 20° [4] (Abbildung 1.2) nur in Seegebieten mit einem engen Schallausbreitungssektor funktionieren oder bei einer Seitenneigung von weniger als 10° [81] wohl kaum funktionieren.

In dieser Arbeit wurde eine klassische rotationssymmetrische Außenhaut eines fiktiven Unterwasserfahrzeugs mit geneigten Seitenwänden versehen, um so eine Sonar-Stealth-Form zu erhalten. Die Neigung der Seitenwände beträgt 32° . Eine Vielzahl von Zielmaßvergleichen wurde berechnet, um schrittweise zu überprüfen, inwieweit die Sonar-Stealth-Form die akustische Streuung verringern kann. Alle Berechnungsergebnisse zeigen, dass die hier gewählte Sonar-Stealth-Form das Zielmaß gegenüber der klassischen Variante signifikant verringern kann. Das gilt sowohl monostatisch wie auch bi-/multistatisch. Das liegt daran, dass die meiste Schallintensität aus dem Schallausbreitungssektor reflektiert wird.

Insbesondere die Modifikation der Buggeometrie zu einer Stealth-Form hat eine Reduktion des Zielmaßes über weite horizontale Winkelbereiche zur Folge. Mit so einer lokalen Modifikation können monostatische wie auch bi-/multistatische Winkelkombinationen im vorderen Bereich des Fahrzeugs positiv beeinflusst werden.

Die Modifikation der parallelen Mittelschiffsektion zur Stealth-Form hat Einfluss auf eine relativ geringe Anzahl an Winkelkombinationen. Aber es sind gerade die größten Zielmaßpegelwerte, auf die diese Modifikation einen Einfluss hat. Es sind ebendiese großen Pegelwerte, die durch die bi-/multistatische Sonarortung gesucht werden [109] [110] [111]. Die Sonar-Stealth-Form reduziert sehr effektiv diese hohen Pegelwerte.

Aufgrund des spitz zulaufenden Hecks kann die Sonar-Stealth-Form im achterlichen Heckbereich nicht mehr so wirken wie vorgesehen. Die Seitenwände haben dort nicht mehr die erforderliche Ausdehnung. So ist vermutlich für den Heckbereich ein Übergang von der Stealth-Form der Mittelschiffsektion zur rotationssymmetrischen Form am hinteren Lot ein – aus Zielmaßsicht – akzeptabler Kompromiss.

Die Sonargleichung, die zu Detektionsprognosen verwendet wird, sieht für das Zielmaß einen Einzahlenwert vor. Dieser Umstand missachtet die Streucharakteristik von Unterwasserobjekten. Die Schallausbreitung im Wasser ist im Allgemeinen durch Mehrwegeausbreitung geprägt. Aufgrund der unterschiedlichen Pfade, die der Schall nimmt, trifft er bei einem getauchten Objekt unter mehreren Winkeln ein. Schall, der aus dem einen Pfad kommt, kann in einen anderen Pfad reflektiert werden. Um dieses Phänomen zu berücksichtigen, wurde eine Kopplung zwischen der Schallausbreitung und Schallstreuung erarbeitet. Zur Anwendung kommt diese in der Berechnung der Sonargleichungsterme von Ausbreitungsverlust und Zielmaß. Diese Terme wurden zusammenfassend ${}_{TL}TES_{TL}$ genannt.

Die Berechnung der ${}_{TL}TES_{TL}$ -Pegel für unterschiedliche europäische Seegebiete zeigt die Wirksamkeit der Sonar-Stealth-Form unter Berücksichtigung der Schallausbreitung. Bei dieser Berechnung sind auch Bodenreflexionen berücksichtigt, obwohl sie zur Bestimmung des Schallausbreitungssektors ausgeklammert wurden. Es zeigt sich, dass trotz Bodenreflexionen die Sonar-Stealth-Form in den allermeisten Fällen signifikant geringere ${}_{TL}TES_{TL}$ -Pegel aufweist als die klassische Form. Vermutlich ist das darauf zurückzuführen, dass die zylindrische Form von jedem einzelnen Pfad in alle anderen vorhandenen Pfade reflektiert. So entsteht eine Menge an Reflexionsbeiträgen, die in Summe vermutlich höher sind als die Summe einiger hoher Beiträge von den Seitenwänden der Sonar-Stealth-Form.

Die ${}_{TL}TES_{TL}$ -Berechnungen zeigen zwei Unterwassergebiete, bei denen sich die Sonar-Stealth-Form nachteilig auf die Detektion auswirkt:

- i) Direkt in der Nähe des Sonars, wenn der Schall senkrecht auf die Seitenwände trifft. In diesem nahen Bereich ist die Mehrwegeausbreitung noch nicht ausgeprägt.
- ii) In Gebieten, in die der Schall ausschließlich über eine Bodenreflexion gelangen kann (Schattenzonen). Hier sind es auch diejenigen Bereiche, in denen der Schall senkrecht auf die Seitenwände trifft, die höhere Pegel aufweisen als die klassische Form.

In beiden Fällen ist es aber mitnichten so, dass die Stealth-Form sehr viel höhere Pegelwerte liefert. Der Unterschied bei 1 kHz liegt eher im Bereich von 3 dB. Da es sich hierbei entweder um sehr nahe und sehr begrenzte Gebiete handelt oder um Gebiete, in denen die Schallintensität des Sonars per se schon sehr gering ist (Schattenzonen), wirken die 3 dB als ein kleiner Wermutstropfen gegenüber den weiträumigen Vorteilen von 12 dB in den übrigen Gebieten.

Abschließend lässt sich sagen, dass die 32°-Sonar-Stealth-Form sehr gut geeignet ist, die Detektionswahrscheinlichkeit durch Aktivsonare zu verringern und zwar sowohl für monostatische wie auch für bi-/multistatische Sonarkonstellationen.

Literaturverzeichnis

- [1] S. L. G. Knox, „Submarine construction“. United States Patent US1500997A, 8 7 1924.
- [2] E. Rössler, Geschichte des deutschen U-Bootbaus I/ II, Bernard U. Graefe Verlag, 1996.
- [3] B. R. Rich und L. Janos, Skunk Works: A Personal Memoir of My Years of Lockheed, Little, Brown, 1996.
- [4] BMT Defence Services Ltd, „Vidar®-7,“ 2013.
- [5] R. J. Urick, Principles of Underwater Sound, Peninsula Publishing, 1983.
- [6] R. P. Hodges, Underwater Acoustics: Analysis, Design and Performance of Sonar, Wiley, 2011.
- [7] W. Munk, P. Worcester und C. Wunsch, Ocean Acoustic Tomography, Cambridge University Press, 1995.
- [8] B. D. Dushaw, P. F. Worcester, B. D. Cornuelle und B. M. Howe, „On equations for the speed of sound in seawater,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 93, pp. 255-275, 1993.
- [9] V. A. Del Grosso, „New equation for the speed of sound in natural waters (with comparisons to other equations),“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 56, pp. 1084-1091, 1974.
- [10] C. Chen und F. J. Millero, „Speed of sound in seawater at high pressures,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 62, pp. 1129-1135, 1977.
- [11] N. P. Fofonoff, R. C. Millard und UNESCO, Algorithms for computation of fundamental properties of seawater, Unesco, 1983.
- [12] K. V. Mackenzie, „Nine-term equation for sound speed in the oceans,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 70, pp. 807-812, 1981.
- [13] L. D. Talley, Descriptive Physical Oceanography: An Introduction, Elsevier Science, 2011.
- [14] J. Holte, „Argo Mixed Layers,“ 2017. [Online]. Available: <http://mixedlayer.ucsd.edu/>.
- [15] W. H. Munk, W. C. O'Reilly und J. L. Reid, „Australia-Bermuda Sound Transmission Experiment (1960) Revisited,“ *Journal of Physical Oceanography*, Bd. 18, pp. 1876-1898, 1988.
- [16] W. S. Burdic, Underwater Acoustic System Analysis, Peninsula Publishing, 2002.
- [17] H. Medwin und C. S. Clay, Fundamentals of Acoustical Oceanography, Elsevier Science, 1997.
- [18] P. F. W. Bruce D. Cornuelle, „Ocean acoustic tomography: Integral data and ocean models,“ in *Inverse Problems in Underwater Acoustics*, M. I. Taroudakis und G. Makrakis, Hrsg., Springer New York, 2013.
- [19] C.-F. Huang, „Acoustic Wave Scattering from Rough Sea Surface and Seabed,“ 1998.
- [20] C. Eckart, „The Scattering of Sound from the Sea Surface,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 25, pp. 566-570, 1953.

- [21] M. Siderius und M. B. Porter, „Modeling broadband ocean acoustic transmissions with time-varying sea surfaces,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 124, pp. 137-150, 2008.
- [22] H. W. Marsh und M. Schulkin, „Report on the Status of Project AMOS (Acoustic, Meteorological, and Oceanographic Survey) (1 January 1953 - 31 December 1954),“ 1955.
- [23] H. Weinberg, „Navy Interim Surface Ship Model (NISSM) II,“ 1973.
- [24] M. Schulkin, „Surface-Coupled Losses in Surface Sound Channels,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 44, pp. 1152-1154, 1968.
- [25] W. F. Baker, „New formula for calculating acoustic propagation loss in a surface duct in the sea,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 57, pp. 1198-1200, 1975.
- [26] D. McCammon, „Users Guide to BellhopDRDC_V4,“ 2010.
- [27] H. W. Marsh, „Exact Solution of Wave Scattering by Irregular Surfaces,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 33, pp. 330-333, 1961.
- [28] H. W. Marsh, M. Schulkin und S. G. Kneale, „Scattering of Underwater Sound by the Sea Surface,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 33, pp. 334-340, 1961.
- [29] J. Pierson und W. Marks, „The power spectrum analysis of ocean wave records,“ *Transactions of the American Geophysical Union*, Bd. 33, pp. 834-844, 12 1952.
- [30] E. Y. T. Kuo, „Sea surface scattering and propagation loss: review, update, and new predictions,“ *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, Bd. 13, pp. 229-234, 10 1988.
- [31] M. P. Ajaikumar, „Studies on Sound Propagation Modelling in Coastal Seas - A Ray Theoretical Approach,“ 1992.
- [32] E. I. Thorsos, „The validity of the Kirchhoff approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 83, pp. 78-92, 1988.
- [33] O. Estorff, *Boundary elements in acoustics: advances and applications*, WIT, 2000.
- [34] E. I. Thorsos und D. R. Jackson, „The validity of the perturbation approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 86, pp. 261-277, 1989.
- [35] S. L. Broschat und E. I. Thorsos, „An investigation of the small slope approximation for scattering from rough surfaces. Part II. Numerical studies,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 101, pp. 2615-2625, 1997.
- [36] A. P. Rosenberg, „A new rough surface parabolic equation program for computing low-frequency acoustic forward scattering from the ocean surface,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 105, pp. 144-153, 1999.
- [37] M. J. Isakson und N. P. Chotiros, „Finite element modeling of reverberation and transmission loss in shallow water waveguides with rough boundaries,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 129, pp. 1273-1279, 2011.
- [38] K. L. Williams, E. I. Thorsos und W. T. Elam, „Examination of coherent surface reflection coefficient (CSRC) approximations in shallow water propagation,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 116, pp. 1975-1984, 2004.
- [39] G. V. Norton und J. C. Novarini, „On the relative role of sea-surface roughness and bubble plumes in shallow-water propagation in the low-kilohertz region,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 110, pp. 2946-2955, 2001.

- [40] J. Senne, A. Song, M. Badiy and K. B. Smith, „Parabolic equation modeling of high frequency acoustic transmission with an evolving sea surface,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 132, pp. 1311-1318, 2012.
- [41] R. J. Urick und R. M. Hoover, „Backscattering of Sound from the Sea Surface: Its Measurement, Causes, and Application to the Prediction of Reverberation Levels,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 28, pp. 1038-1042, 1956.
- [42] M. A. Ainslie, „Effect of wind-generated bubbles on fixed range acoustic attenuation in shallow water at 1–4kHz,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 118, pp. 3513-3523, 2005.
- [43] M. J. Isakson, N. P. Chotiros, R. Abraham Yarbrough und J. N. Piper, „Quantifying the effects of roughness scattering on reflection loss measurements,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 132, pp. 3687-3697, 2012.
- [44] M. O'Donnell, E. T. Jaynes und J. G. Miller, „Kramers–Kronig relationship between ultrasonic attenuation and phase velocity,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 69, pp. 696-701, 1981.
- [45] L. M. Brekhovskikh und O. Godin, *Acoustics of Layered Media I: Plane and Quasi-Plane Waves*, Springer Berlin Heidelberg, 1998.
- [46] F. B. Jensen, W. A. Kuperman, M. B. Porter und H. Schmidt, *Computational Ocean Acoustics*, Springer New York, 2011.
- [47] D. R. Jackson, R. I. Odom, M. L. Boyd und A. N. Ivakin, „A geoacoustic bottom interaction model (GABIM),“ *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, Bd. 35, pp. 603-617, 7 2010.
- [48] H. Schmidt, „OASES, User Guide and Reference Manual, Version 3.1,“ 2004.
- [49] M. A. Biot, „Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. II. Higher Frequency Range,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 28, pp. 179-191, 1956.
- [50] K. L. Williams, „An effective density fluid model for acoustic propagation in sediments derived from Biot theory,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 110, pp. 2276-2281, 2001.
- [51] N. P. Chotiros, *Acoustics of the Seabed as a Poroelastic Medium*, Springer International Publishing, 2017.
- [52] A. L. Bonomo, N. P. Chotiros und M. J. Isakson, „On the validity of the effective density fluid model as an approximation of a poroelastic sediment layer,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 138, pp. 748-757, 2015.
- [53] APL-UW, „APL-UW High-Frequency Ocean Environmental Acoustic Models Handbook,“ 1994.
- [54] R. P. Goddard, „Low Frequency Sonar Signal Simulation,“ 2010.
- [55] M. J. B. M.W. Lawrence und S. Prenc, „Acoustic Propagation by Bottom Bounce Mode to the North East of Australia (U),“ 1995.
- [56] H. W. Marsh, T. G. Bell und C. W. Horton, „Reflection and Scattering the Sound by the Sea Bottom,“ 1965.
- [57] R. E. Francois und G. R. Garrison, „Sound absorption based on ocean measurements: Part I: Pure water and magnesium sulfate contributions,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 72, pp. 896-907, 1982.

- [58] R. E. Francois und G. R. Garrison, „Sound absorption based on ocean measurements. Part II: Boric acid contribution and equation for total absorption,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 72, pp. 1879-1890, 1982.
- [59] G. M. Wenz, „Acoustic Ambient Noise in the Ocean: Spectra and Sources,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 34, pp. 1936-1956, 1962.
- [60] U. Verfuß, M. Andersson, T. Folegot, J. Laanearu, R. Matuschek, J. Pajala, P. Sigray, J. Tegowski und J. Tougaard, „BIAS Standards for noise measurements. Background information, Guidelines and Quality Assurance. Amended version.,“ 2015.
- [61] WMO, „Manual on Codes, No. 306, part A, Alphanumeric codes (Section E),“ 2018.
- [62] NATO, „ANEP-II , Standardized Wave and Wind Environments for NATO Operational Areas,“ 1983.
- [63] E. Skarsoulis, „Shipping Noise Prediction in the Eastern Mediterranean Sea,“ 2015. [Online]. Available: <http://www.iacm.forth.gr/shipnoise/>.
- [64] J. B. Keller und J. S. Papadakis, *Wave Propagation and Underwater Acoustics*, Springer-Verlag, 1977.
- [65] H. Medwin, *Sounds in the Sea: From Ocean Acoustics to Acoustical Oceanography*, Cambridge University Press, 2018.
- [66] D. Ross, *Mechanics of Underwater Noise*, Elsevier Science, 2013.
- [67] J. Hovem, *Marine Acoustics*, Peninsula Publishing, 2010.
- [68] H. Cox, „Approximate ray angle diagram,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 61, pp. 353-359, 1977.
- [69] S. M. Flatté, „Angle-depth diagram for use in underwater acoustics,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 60, pp. 1020-1023, 1976.
- [70] N. O. D. C. (U.S.), O. C. Laboratory, T. P. Boyer, J. I. Antonov, O. K. Baranova, H. E. Garcia, D. R. Johnson, A. V. Mishonov, T. D. O'Brien, I. Seidov, I. (. Smolyar, M. M. Zweng, C. R. Paver, R. A. Locarnini, J. R. Reagan, C. (. Forgy, A. Grodsky and S. Levitus, *World ocean database 2013*, 2013.
- [71] C. Amante und B. W. Eakins, „ETOPO1 1 Arc-Minute Global Relief Model: procedures, data sources and analysis,“ 3 2009.
- [72] M. Ochmann, A. Homm, S. Makarov und S. Semenov, „An iterative GMRES-based boundary element solver for acoustic scattering,“ *Engineering Analysis with Boundary Elements*, Bd. 27, pp. 717-725, 7 2003.
- [73] M. H. Davis, „Target Strength Estimation using Finite Element Analysis,“ 2001.
- [74] A. Homm und H.-G. Schneider, „Application of BE and coupled FE/BE methods in underwater acoustics,“ O. Estorff, Hrsg., WIT, 2000, pp. 411-441.
- [75] M. Ochmann, B. Nolte, R. Burgschweiger und I. Schäfer, „High frequency approximations for treating acoustic radiation or scattering problems with the boundary element method,“ Bd. 4, pp. 3548-3555, 1 2007.
- [76] B. Nolte, I. Schäfer, J. Ehrlich, M. Ochmann, R. Burgschweiger und S. Marburg, „Numerical methods for wave scattering phenomena by means of different boundary integral formulations,“ *Journal of Computational Acoustics* , Bd. 15, 12 2007.
- [77] H. G. Schneider, R. Berg, L. Gilroy, I. Karasalo, I. MacGillivray, M. T. Morshuizen und A. Volker, „Acoustic scattering by a submarine: Results from a benchmark target strength simulation workshop,“ 1 2003.
- [78] L. Maxit, G. Oudot und C. Audoly, „Target strength modelling of submarines,“ 2004.

- [79] B. N. Ivor Nissen, „Schall und Schwingungen Wellen und Turbulenz in sensibler Umgebung,“ in *Postproceedings der DWT-Tagung*, Kiel, 2012.
- [80] T. Avsic und C. Wilkens, „Entwicklungen zur Zielmaßreduzierung bei HDW,“ in *DWT-Tagung Schall und Schwingungen Wellen und Turbulenz in sensibler Umgebung*, Kiel, 2012.
- [81] B. Nolte, L. Gilroy, C. DeJong und I. Schäfer, „BeTSSi II,“ in *Benchmark Target Strength Simulation*, Kiel, 2014.
- [82] I. Schäfer, R. Burgschweiger und B. Nolte, „BEAM, Teil I: Mathematisch-physikalische Grundlagen eines strahlenbasierten Löser zur approximativen Ermittlung der Schallrückstreuung dünnwandiger Objekte,“ 2014.
- [83] R. Burgschweiger, I. Schäfer, M. Ochmann und B. Nolte, „BEAM, Teil II: Implementierung und Ergebnisse,“ 2014.
- [84] R. Burgschweiger, I. Schäfer, M. Ochmann und B. Nolte, „Results of the ray-tracing based solver BEAM for the approximate determination of acoustic backscattering from thin-walled objects,“ 2014.
- [85] M. Nijhof, L. Gilroy und J. Ehrlich, „BeTSSi IIB,“ in *Benchmark on Target Strength Simulation*, Den Haag, 2016.
- [86] I. Schäfer, R. Burgschweiger und J. Ehrlich, „Konferenzbeitrag zu BeTSSi IIB,“ in *Benchmark on Target Strength Simulation*, 2016.
- [87] Wikipedia, *Raytracing --- Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*, 2019.
- [88] I. Schäfer, „Streuung am Parallelogramm,“ 2015.
- [89] R. Ansorge und H. J. Oberle, *Mathematik für Ingenieure: Band 1: Lineare Algebra und analytische Geometrie, Differential- und Integralrechnung einer Variablen*, Wiley, 1994.
- [90] D. L. Folds und C. D. Loggins, „Transmission and reflection of ultrasonic waves in layered media,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 62, pp. 1102-1109, 1977.
- [91] J. W. Young und J. C. Bertrand, „Multiple scattering by two cylinders,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 58, pp. 1190-1195, 1975.
- [92] G. A. Lindqvist, „computer aided design of Radar Cross Section,“ 2020. [Online]. Available: <https://www.cadrcs.com/en/start.html>.
- [93] R. Burgschweiger, A. Stoltenberg, I. Schäfer und M. Ochmann, „The Abused Can - A comparison of the results from numerical simulations and measurements of scattered sound pressure field on a “special” object within the higher frequency range,“ 2017.
- [94] T. Avsic, A. Mues, C. Abegg und S. Gahler, „Entwicklung akustisch wirksamer Beschichtungsmaterialien für U-Boote,“ 2008.
- [95] H. Warlimont und W. Martienssen, *Springer Handbook of Materials Data*, Springer International Publishing, 2018.
- [96] K. S. Cole und R. H. Cole, „Dispersion and Absorption in Dielectrics I. Alternating Current Characteristics,“ *The Journal of Chemical Physics*, Bd. 9, pp. 341-351, 1941.
- [97] R. L. Willis, L. Wu und Y. H. Berthelot, „Determination of the complex Young and shear dynamic moduli of viscoelastic materials,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 109, pp. 611-621, 2001.
- [98] W. *Elastic modulus --- Wikipedia, The Free Encyclopedia*, 2019.

- [99] S. Havriliak und S. Negami, „A complex plane analysis of α -dispersions in some polymer systems,“ *Journal of Polymer Science Part C: Polymer Symposia*, Bd. 14, pp. 99-117, 1966.
- [100] B. Hartmann, G. F. Lee und J. D. Lee, „Loss factor height and width limits for polymer relaxations,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 95, pp. 226-233, 1994.
- [101] W. M. Madigosky, G. F. Lee und J. M. Niemiec, „A method for modeling polymer viscoelastic data and the temperature shift function,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 119, pp. 3760-3765, 2006.
- [102] M. L. Williams, R. F. Landel und J. D. Ferry, „The Temperature Dependence of Relaxation Mechanisms in Amorphous Polymers and Other Glass-forming Liquids,“ *Journal of the American Chemical Society*, Bd. 77, pp. 3701-3707, 1955.
- [103] Matlab, „fminsearch Algorithm,“ 2018. [Online]. Available: <https://de.mathworks.com/help/matlab/math/optimizing-nonlinear-functions.html#bsgpq6p-11>.
- [104] J. C. Lagarias, J. A. Reeds, M. H. Wright und P. E. Wright, „Convergence Properties of the Nelder-Mead Simplex Method in Low Dimensions,“ *SIAM Journal of Optimization*, Bd. 9, pp. 112-147, 1998.
- [105] F. Mann, „Messbrief - Measurement chart WTD 71 - 540 - 0006/2008,“ 2008.
- [106] Y. Miyamoto, W. A. Kaysser, B. H. Rabin, A. Kawasaki und R. G. Ford, *Functionally Graded Materials: Design, Processing and Applications*, Springer US, 2013.
- [107] S. Heitkam, W. Drenckhan, T. Titscher, D. Weaire, D. C. Kreuter, D. Hajnal, F. Piechon und J. Fröhlich, „Elastic properties of solid material with various arrangements of spherical voids,“ *European Journal of Mechanics Solids*, Bd. 59, pp. 252-264, 9 2016.
- [108] M. Fewell und S. Ozols, „Simple Detection-Performance Analysis of Multistatic Sonar for Anti-Submarine Warfare,“ 2011.
- [109] V. Anmarkrud und K.-T. Hjelmervik, „Modelling multistatic sonar performance,“ in *Proceedings of the 37th Scandinavian Symposium on Physical Acoustics*, 2014.
- [110] D. Grimmer, „Multistatic target tracking using specular cue initiation and directed data retrieval,“ in *2008 11th International Conference on Information Fusion*, 2008.
- [111] R. Goldhahn, P. Braca, K. Lepage, P. Willett, S. Marano und V. Matta, „Environmentally sensitive particle filter tracking in multistatic AUV networks with port-starboard ambiguity,“ in *ICASSP, IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing*, 2014.
- [112] U. Send, „Peak tracking by simultaneous inversion: Toward a one-step acoustic tomography analysis,“ *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, Bd. 13, pp. 1116-1122, 10 1996.
- [113] E. K. Skarsoulis, G. A. Athanassoulis und U. Send, „Ocean acoustic tomography based on peak arrivals,“ *The Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 100, pp. 797-813, 1996.
- [114] D. Menemenlis, T. Webb, C. Wunsch, U. Send und C. Hill, „Basin-scale ocean circulation from combined altimetric, tomographic and model data,“ *Nature*, Bd. 385, pp. 618-621, 2 1997.
- [115] D. Kindler, U. Send und E. K. Skarsoulis, „Relative-time inversions in the Labrador Sea acoustic tomography experiment,“ *Acustica*, Bd. 87, pp. 738-747, 11 2001.

- [116] E. K. Skarsoulis, U. Send, G. Piperakis und P. Testor, „Acoustic thermometry of the western Mediterranean basin,“ *Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 116, pp. 790-798, 8 2004.
- [117] NASA, *Visible Earth, Blue Marble , A catalog of NASA images and animations of our home planet*, 2019.
- [118] NOAA, *Global Self-consistent Hierarchical High-resolution Shorelines, version 2.0*, 2009.
- [119] N. R. Council, *Ocean Noise and Marine Mammals*, National Academies Press, 2003.
- [120] T. Avsic, „Technical Specification - Acoustic Coating SKT-Flex,“ thyssenkrupp Marine Systems, Kiel, 2020.

Anhang

Anhang A Vollständiger Satz der $_{TL}TES_{TL}$ -Berechnungen

a. Barentssee

Sonar-Position	: 74.5°N, 23.5°E
Sonar-Tiefe	: 80 m
Sonar-Öffnungswinkel	: -45° – +45°
Fahrzeug-Position	: 74.5°N, 23.505°E bis 24.000°E in 0.005° Schritten
Fahrzeug-Tauchtiefe	: 5 m bis 200 m in 5 m Schritten
Wassertiefe	: ca. 200 m
Jahreszeit	: Sommer
Bodenmodell	: HFBL-Modell
Bodentyp	: 1
Oberflächenmodell	: Modifiziertes Eckart-Modell
Windgeschwindigkeit	: 15 kn
Frequenzbereiche	: 900 Hz – 1100 Hz in 10 Hz Schritten 2700 Hz – 3300 Hz in 30 Hz Schritten 8100 Hz – 9900 Hz in 90 Hz Schritten

Tabelle 4: Differenz der gemittelten $_{TL}TES_{TL}$ -Pegelwerte für die Barentssee-Berechnung.

Mittenfrequenz	Klassischer beschichteter Entwurf – klassischer unbeschichteter Entwurf	Stealth-Entwurf – klassischer unbeschichteter Entwurf	Stealth-Entwurf – klassischer beschichteter Entwurf
1 kHz	-1.8 dB	-12.0 dB	-10.3 dB
3 kHz	-1.7 dB	-17.5 dB	-15.8 dB
9 kHz	-3.5 dB	-29.2 dB	-25.7 dB

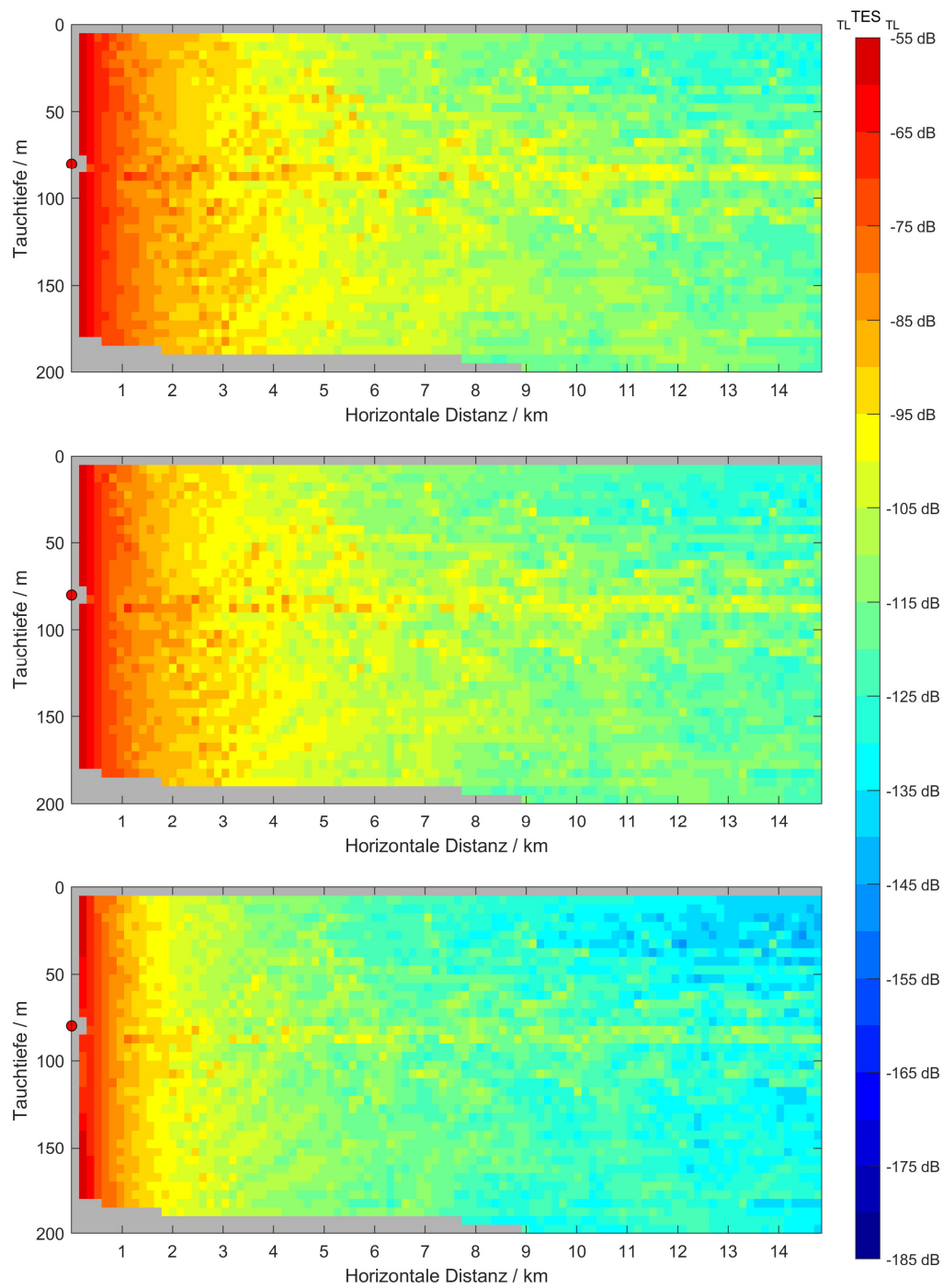


Abbildung A.1: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung (${}_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 1 kHz in der Barentssee. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

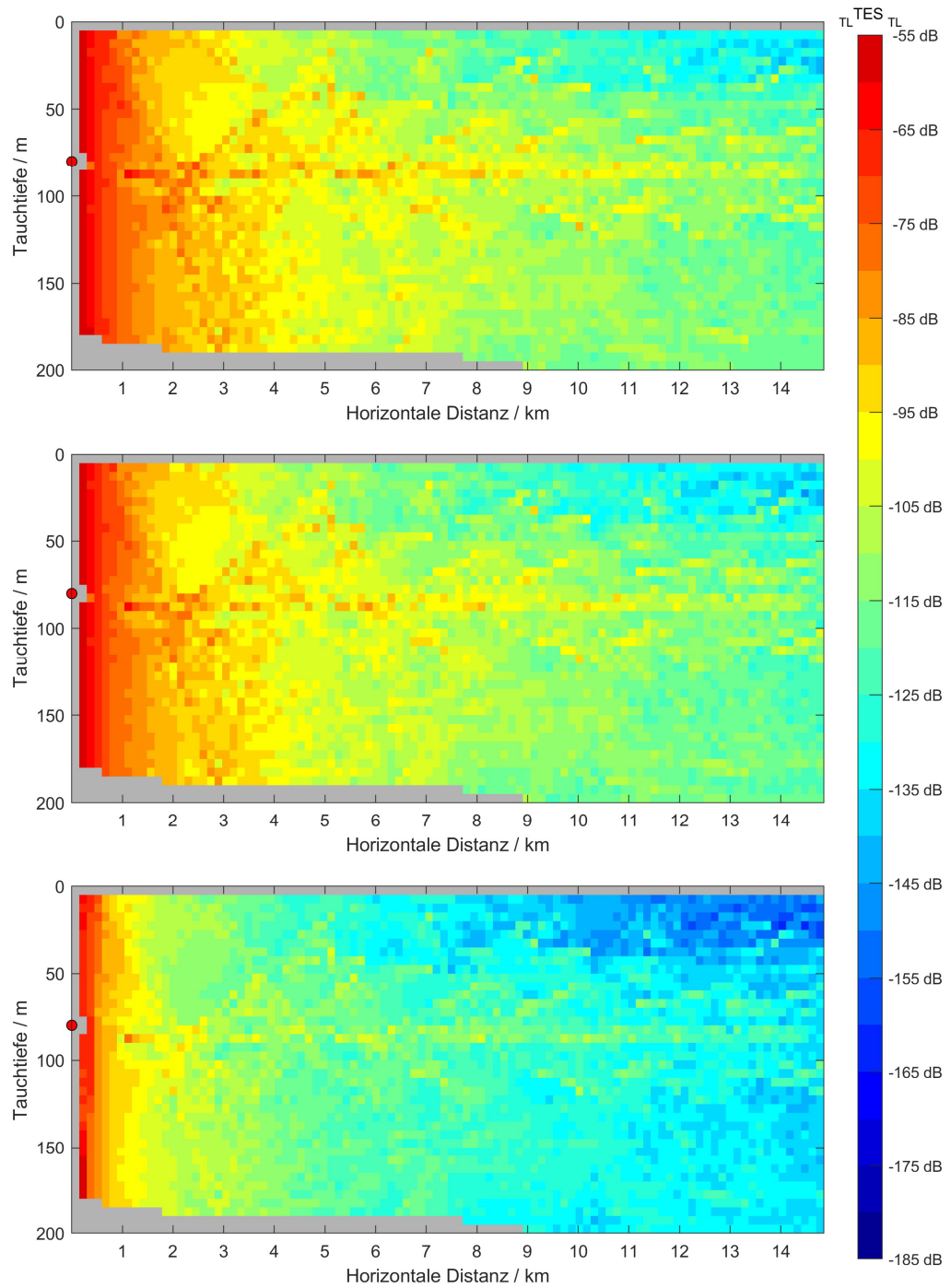


Abbildung A.2: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung (${}_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 3 kHz in der Barentssee. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

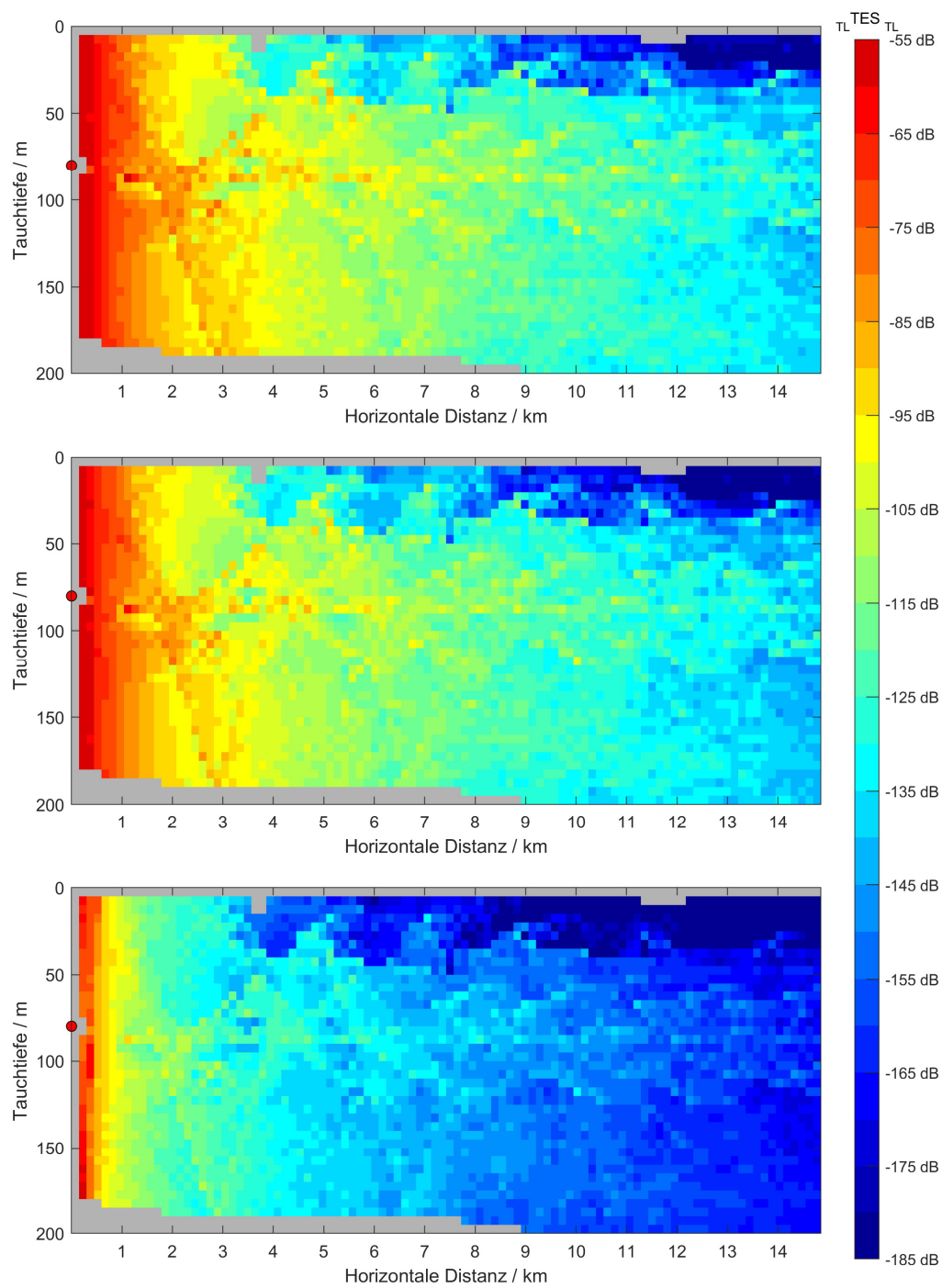


Abbildung A.3: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung (${}_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 9 kHz in der Barentssee. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

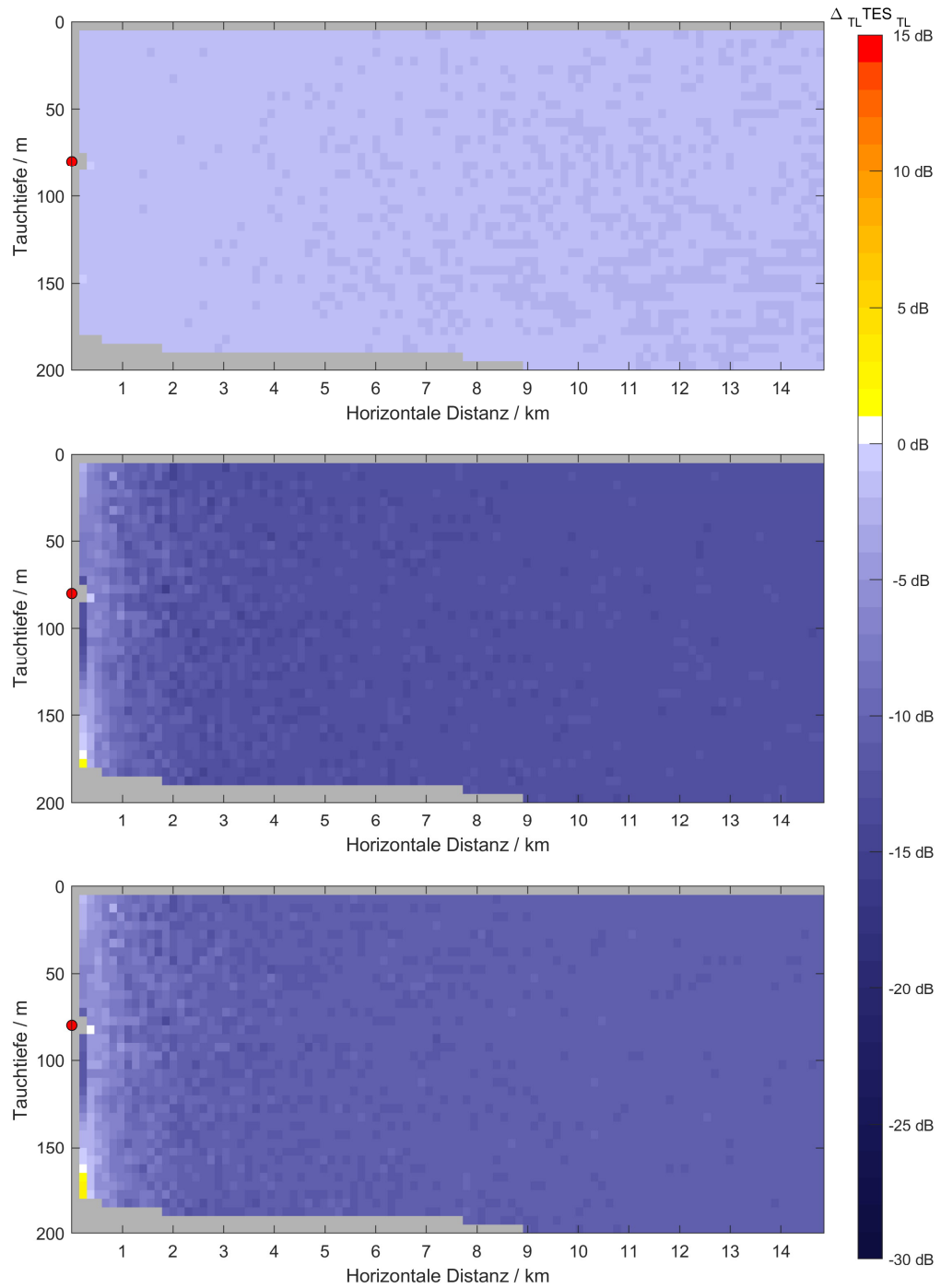


Abbildung A.4: $_{TL} TES_{TL}$ -Differenz zwischen den Entwürfen für 1 kHz in der Barentssee. Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf. Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.

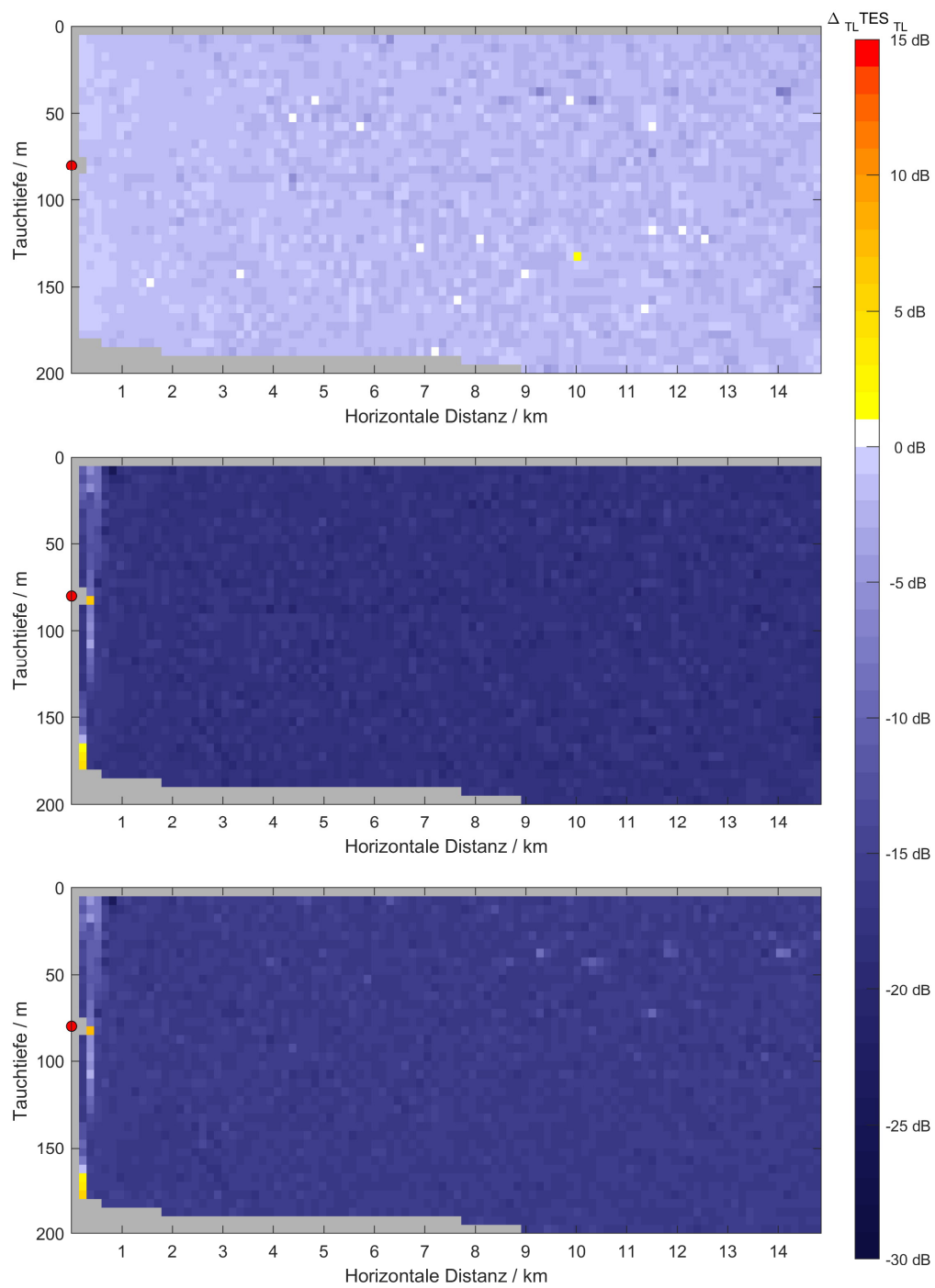


Abbildung A.5: $\Delta_{TL} TES_{TL}$ -Differenz für zwischen den Entwürfen 3 kHz in der Barentssee. Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf. Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.

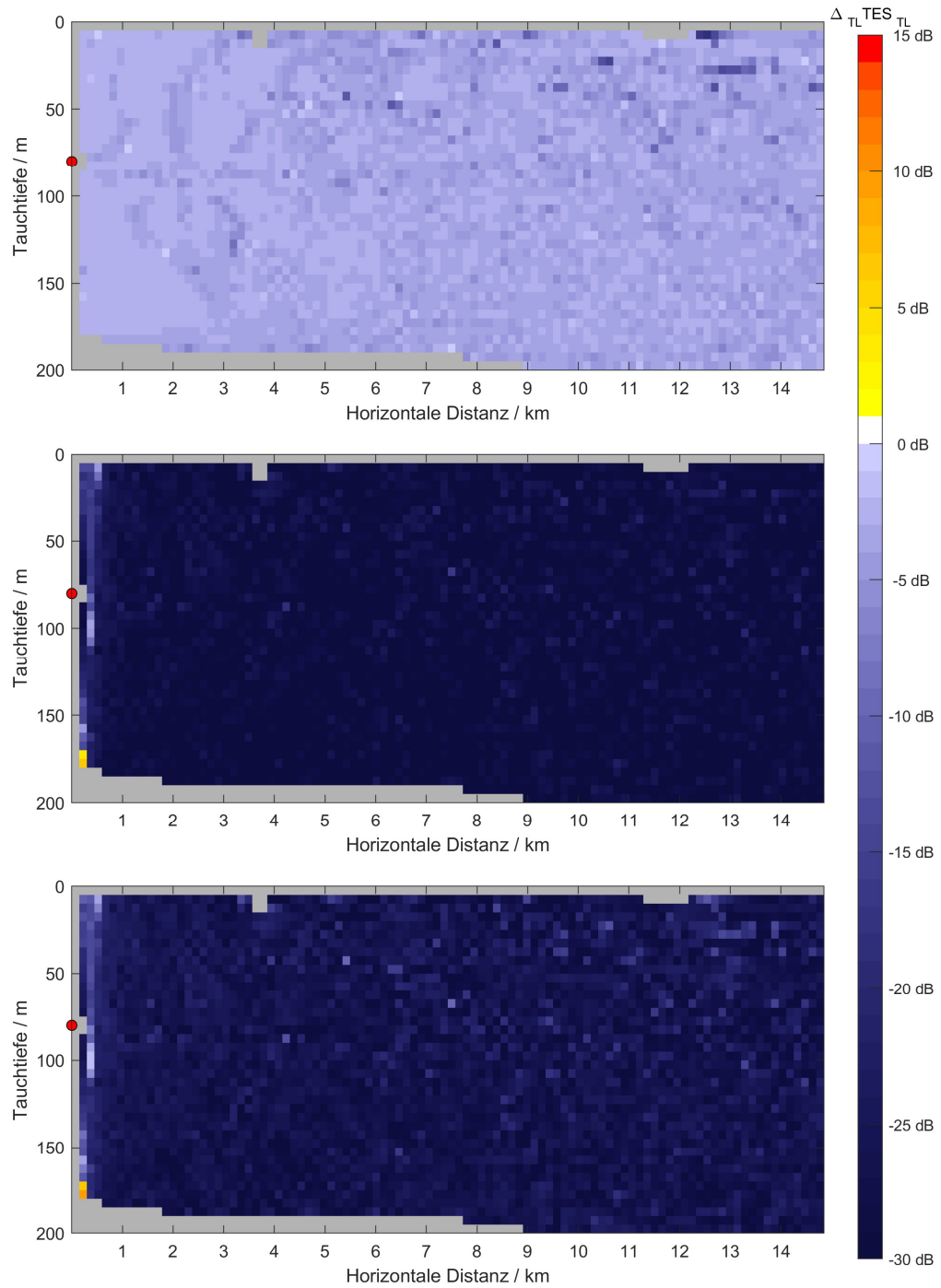


Abbildung A.6: $_{TL} TES_{TL}$ -Differenz zwischen den Entwürfen für 9 kHz in der Barentssee. Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf. Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.

b. Norwegische See

Sonar-Position	: 64.0°N, 4.0°E
Sonar-Tiefe	: 40 m
Sonar-Öffnungswinkel	: -45° – +45°
Fahrzeug-Position	: 64.0°N, 4.01°E bis 5.00°W in 0.01° Schritten
Fahrzeug-Tauchtiefe	: 10 m bis 500 m in 10 m Schritten
Wassertiefe	: ca. 1400 m
Jahreszeit	: Winter
Bodenmodell	: HFBL-Modell
Bodentyp	: 1
Oberflächenmodell	: Modifiziertes Eckart-Modell
Windgeschwindigkeit	: 15 kn
Frequenzbereiche	: 900 Hz – 1100 Hz in 10 Hz Schritten 2700 Hz – 3300 Hz in 30 Hz Schritten 8100 Hz – 9900 Hz in 90 Hz Schritten

Tabelle 5: Differenz der gemittelten $_{TL}TES_{TL}$ -Pegelwerte für die Norwegische See-Berechnung.

Mittenfrequenz	Klassischer beschichteter Entwurf – klassischer unbeschichteter Entwurf	Stealth-Entwurf – klassischer unbeschichteter Entwurf	Stealth-Entwurf – klassischer beschichteter Entwurf
1 kHz	-1.7 dB	-11.7 dB	-10.1 dB
3 kHz	-1.5 dB	-16.7 dB	-15.2 dB
9 kHz	-3.0 dB	-26.3 dB	-23.2 dB

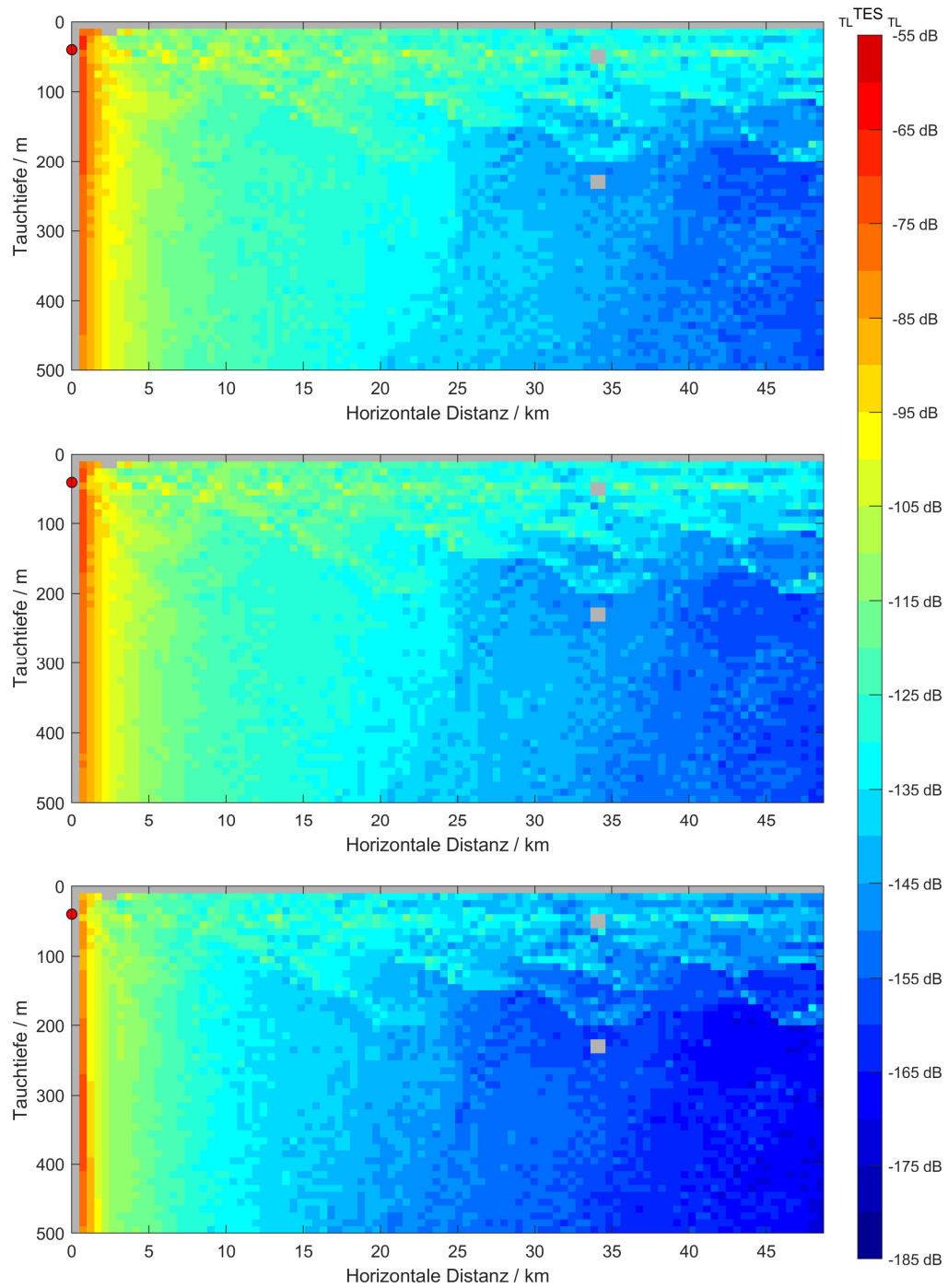


Abbildung A.7: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung (${}_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 1 kHz in der Norwegischen See. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

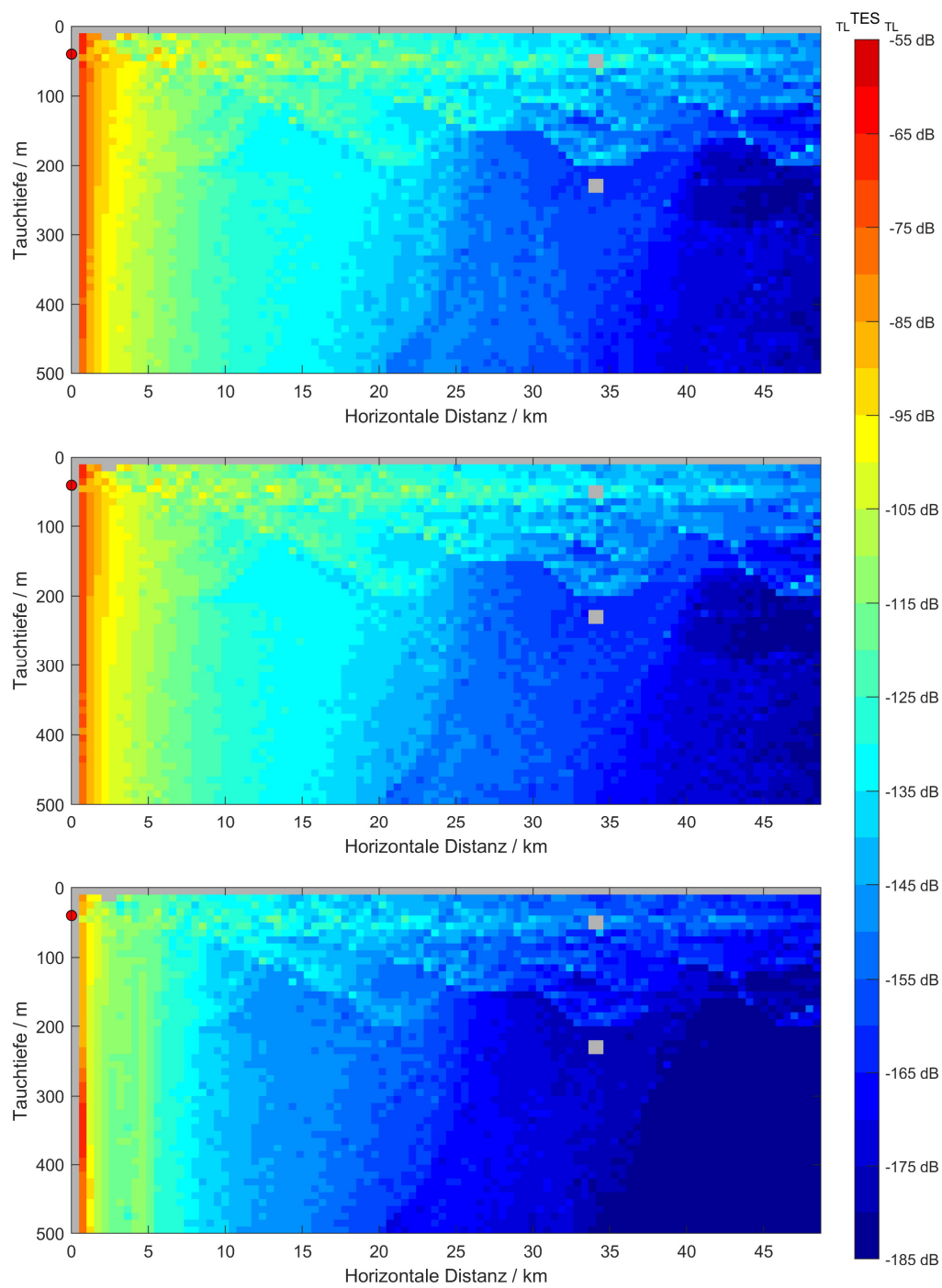


Abbildung A.8: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung (${}_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 3 kHz in der Norwegischen See. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

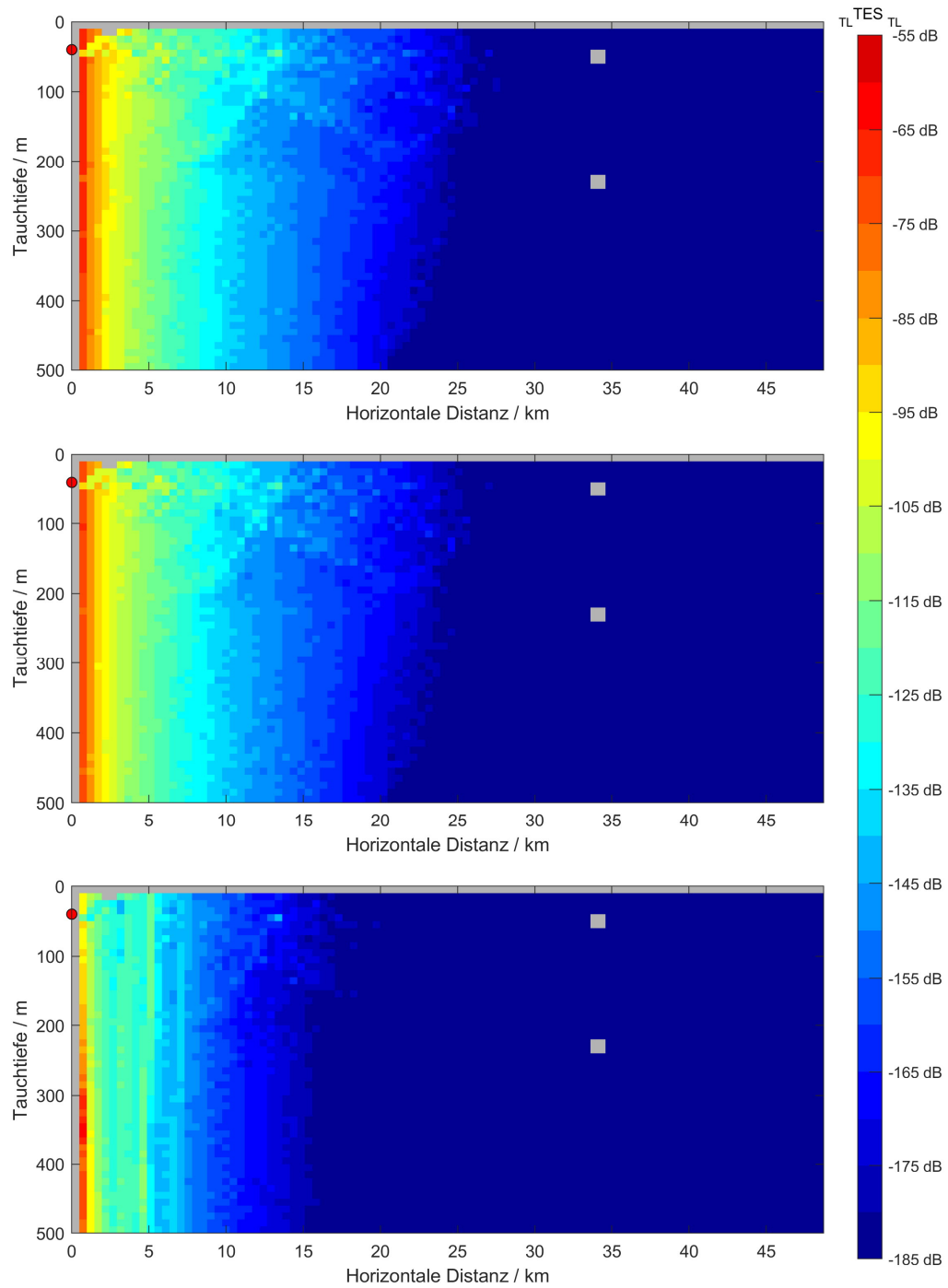


Abbildung A.9: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung (${}_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 9 kHz in der Norwegischen See. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

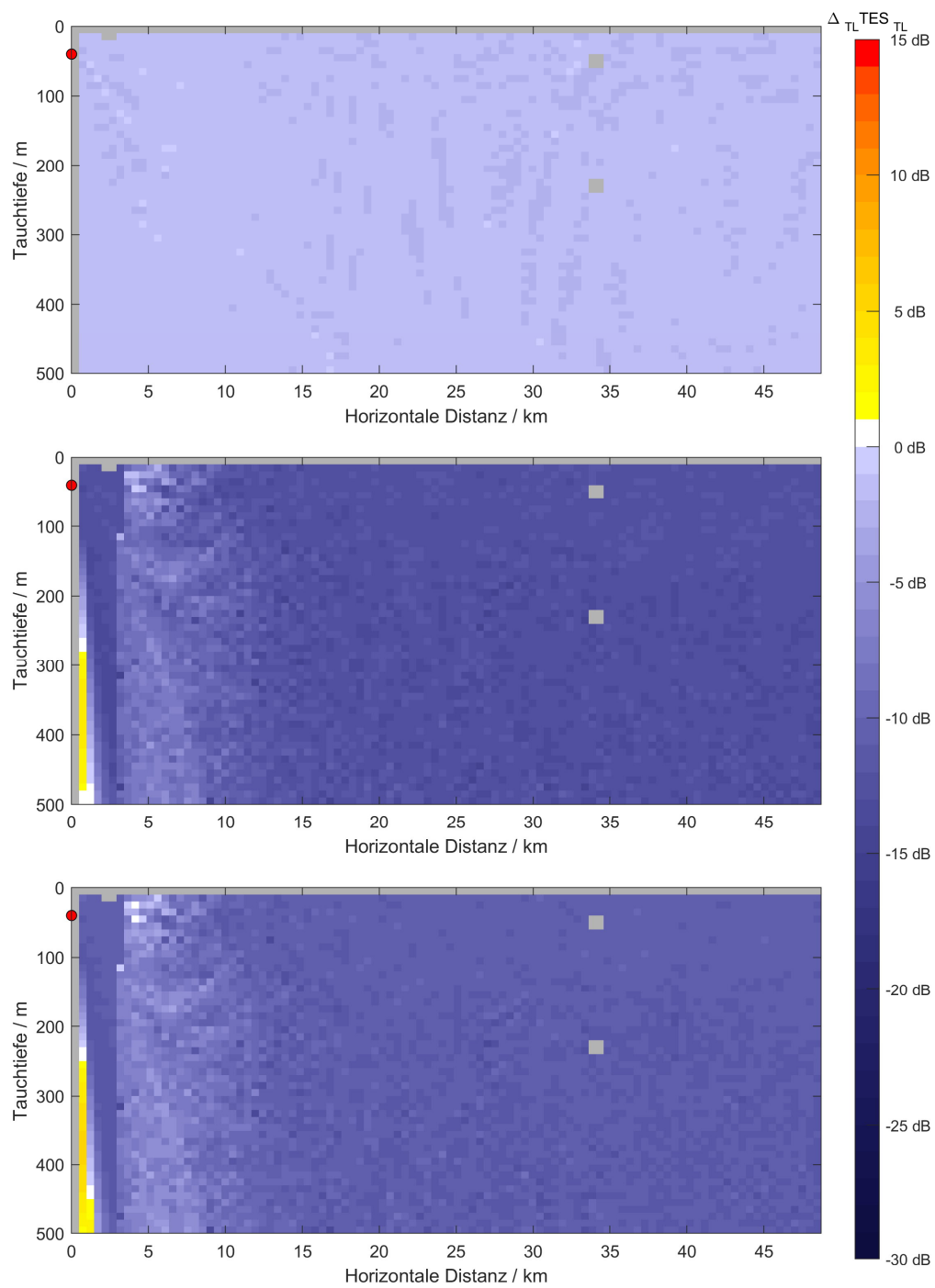


Abbildung A.10: $_{TL}TES_{TL}$ -Differenz zwischen den Entwürfen für 1 kHz in der Norwegischen See. Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf. Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.

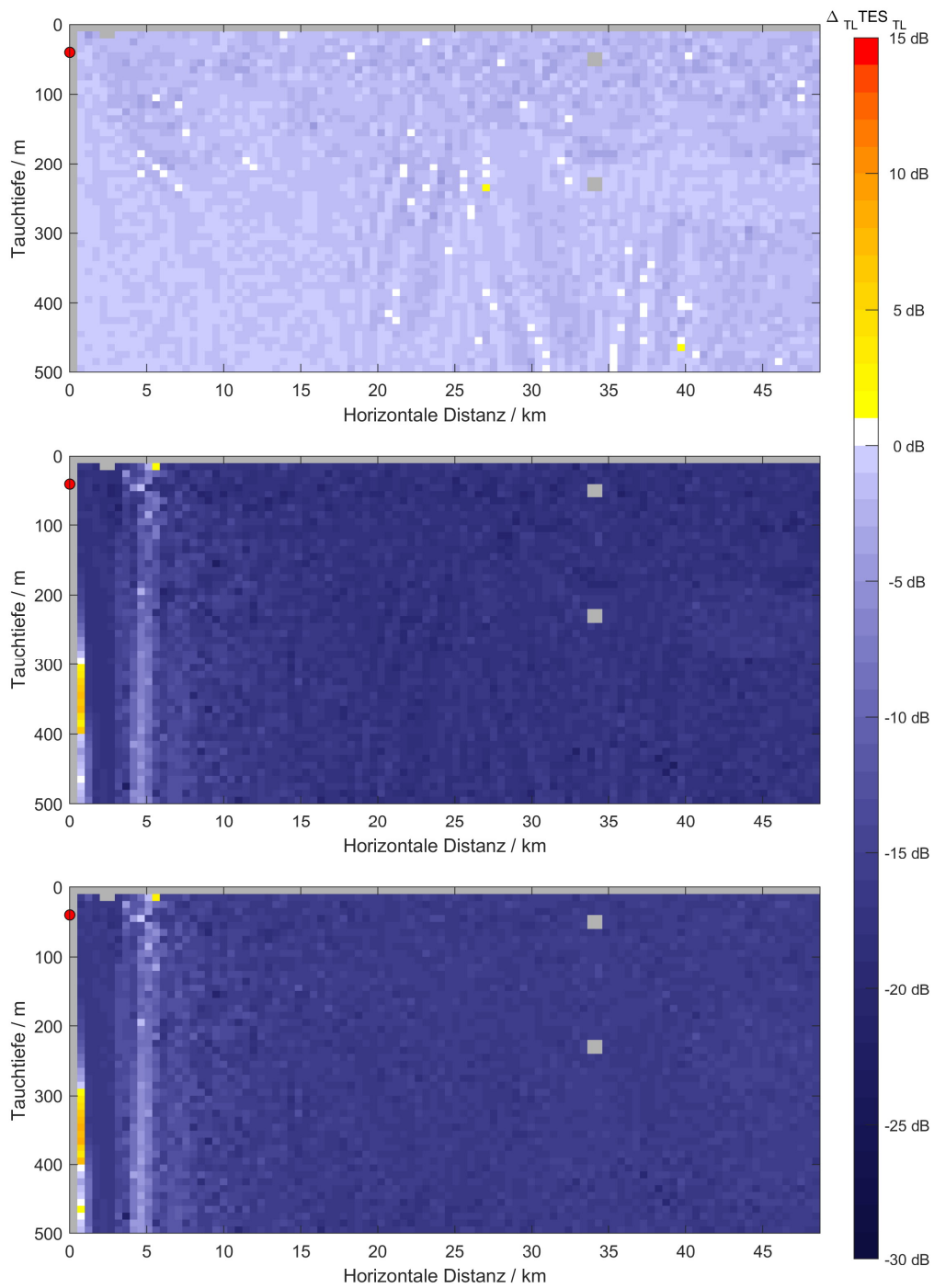


Abbildung A.11: $_{TL}TES_{TL}$ -Differenz zwischen den Entwürfen für 3 kHz in der Norwegischen See. Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf. Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.

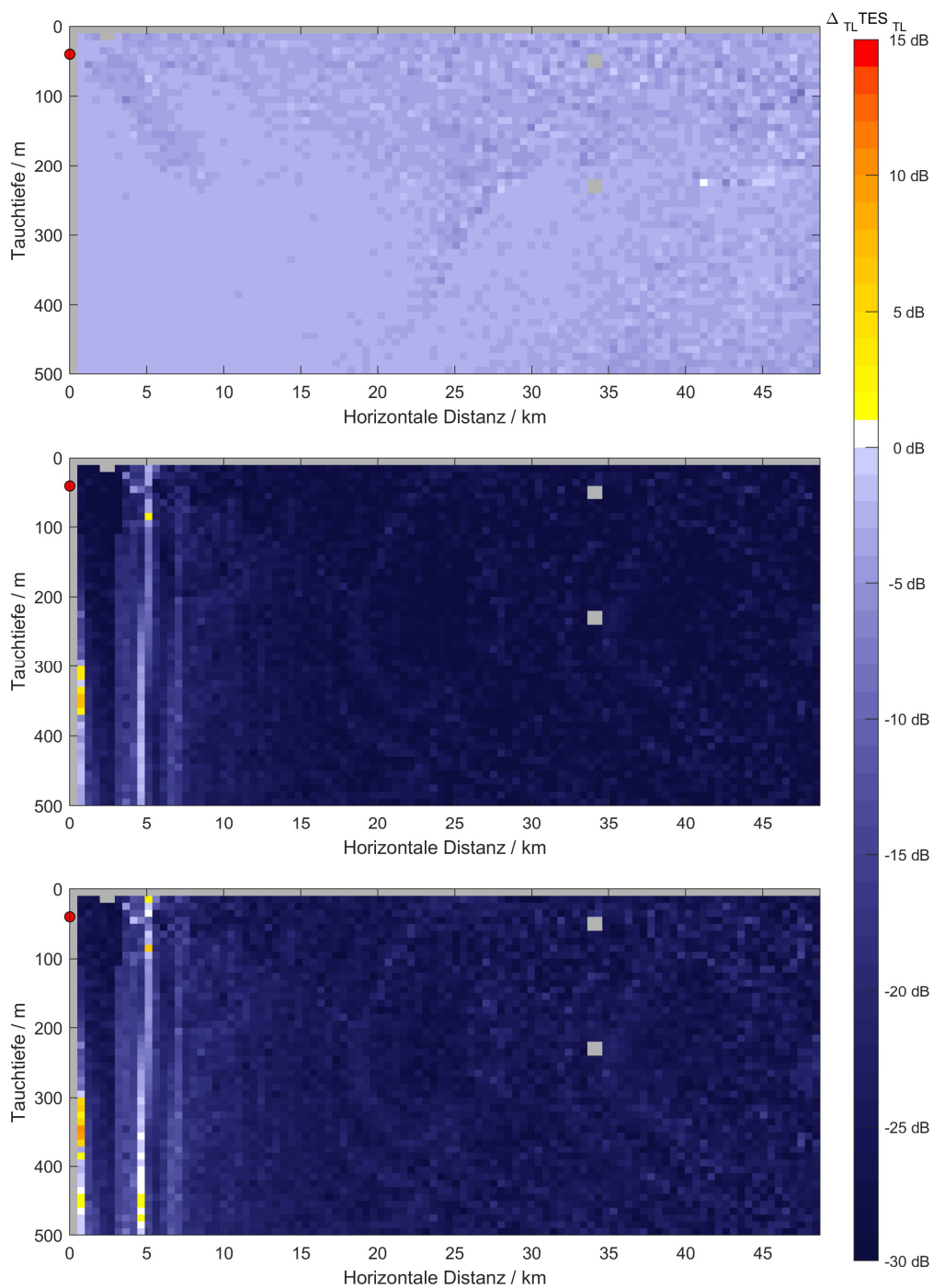


Abbildung A.12: $_{TL}TES_{TL}$ -Differenz zwischen den Entwürfen für 9 kHz in der Norwegischen See. Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf. Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.

c. Rockall-Trog

Sonar-Position	: 55.5°N, 12.5°W
Sonar-Tiefe	: 100 m
Sonar-Öffnungswinkel	: -45° – +45°
Fahrzeug-Position	: 55.5°N, 12.49°W bis 11.50°W in 0.01° Schritten
Fahrzeug-Tauchtiefe	: 10 m bis 500 m in 10 m Schritten
Wassertiefe	: ca. 2800 m
Jahreszeit	: Sommer
Bodenmodell	: HFBL-Modell
Bodentyp	: 1
Oberflächenmodell	: Modifiziertes Eckart-Modell
Windgeschwindigkeit	: 15 kn
Frequenzbereiche	: 900 Hz – 1100 Hz in 10 Hz Schritten 2700 Hz – 3300 Hz in 30 Hz Schritten 8100 Hz – 9900 Hz in 90 Hz Schritten

Tabelle 6: Differenz der gemittelten $_{TL}TES_{TL}$ -Pegelwerte für die Rockall-Trog-Berechnung.

Mittenfrequenz	Klassischer beschichteter Entwurf – klassischer unbeschichteter Entwurf	Stealth-Entwurf – klassischer unbeschichteter Entwurf	Stealth-Entwurf – klassischer beschichteter Entwurf
1 kHz	-1.7 dB	-11.0 dB	-9.3 dB
3 kHz	-1.5 dB	-15.9 dB	-14.5 dB
9 kHz	-3.2 dB	-25.7 dB	-22.5 dB

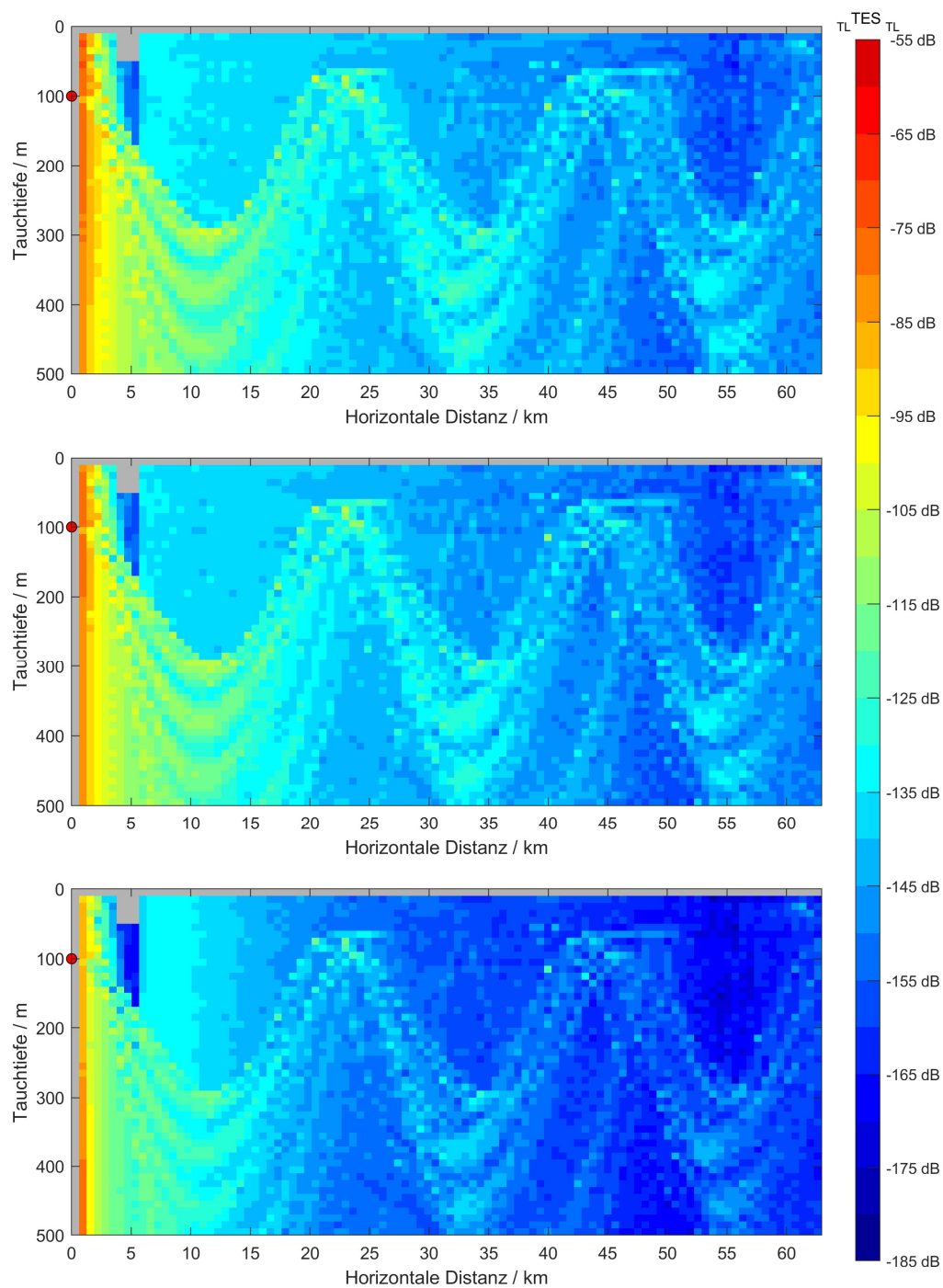


Abbildung A.13: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung (${}_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 1 kHz in dem Seegebiet Rockall-Trog. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

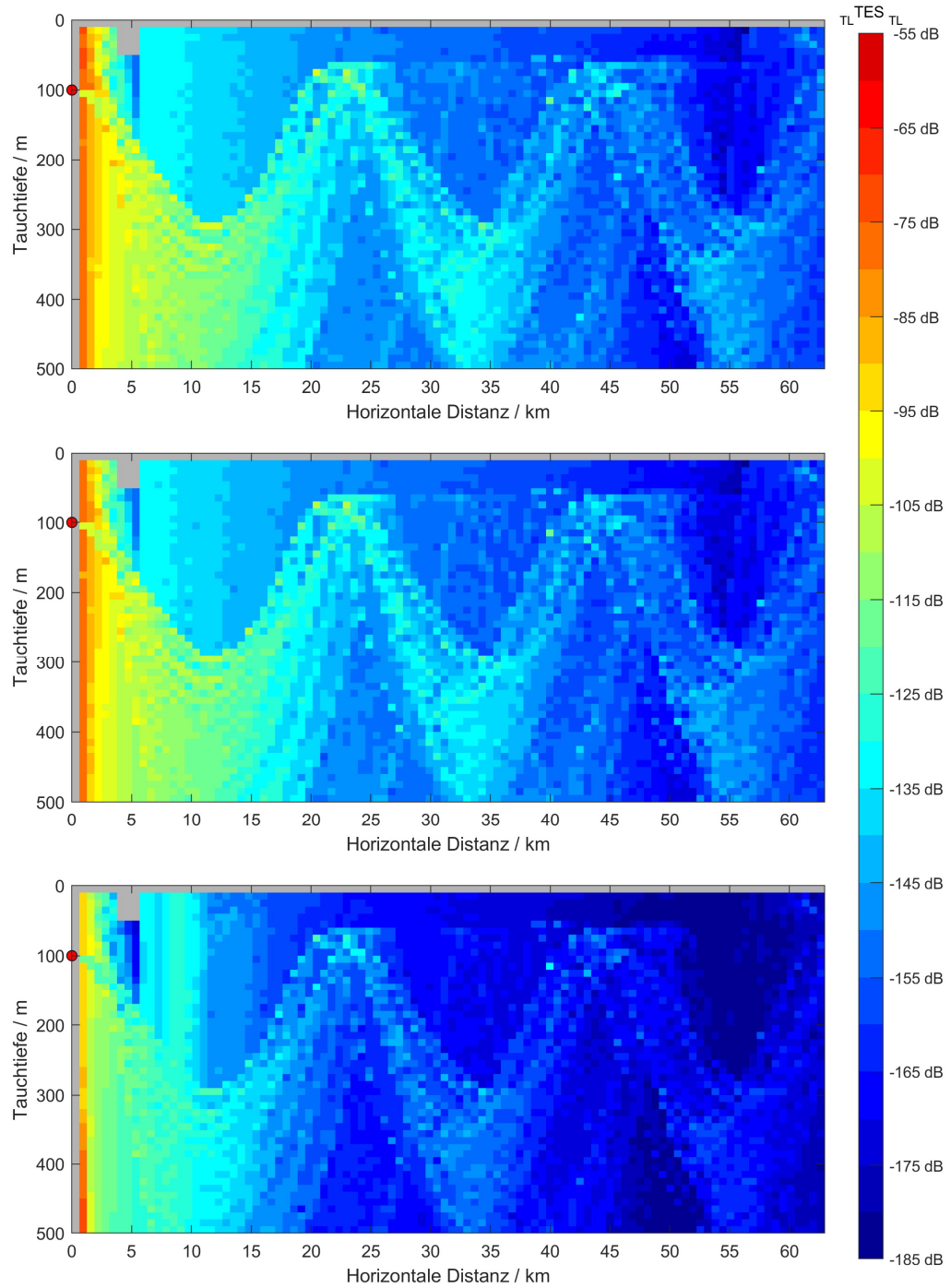


Abbildung A.14: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung (${}_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 3 kHz in dem Seegebiet Rockall-Trog. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

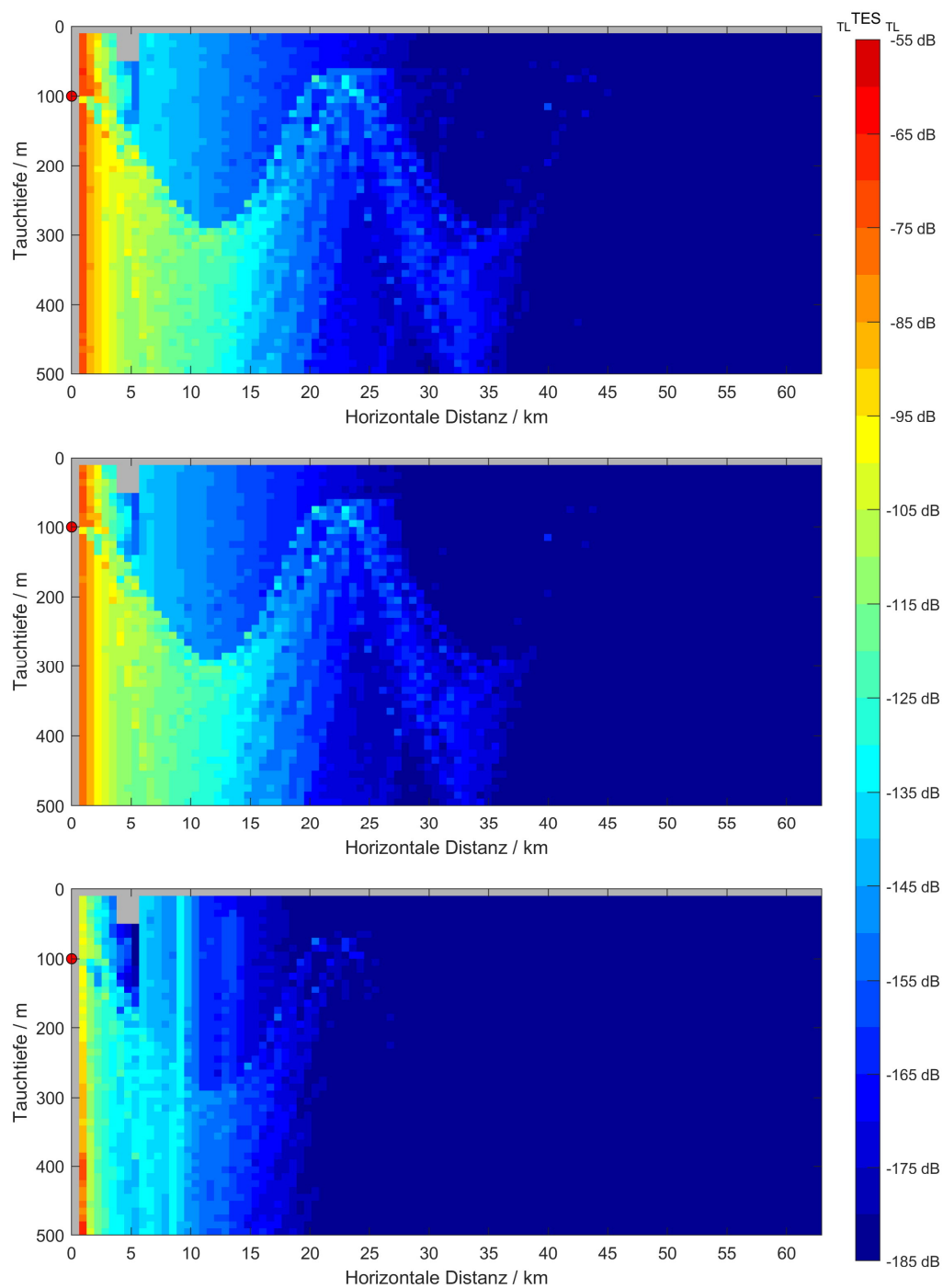


Abbildung A.15: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung (${}_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 9 kHz in dem Seegebiet Rockall-Trog. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

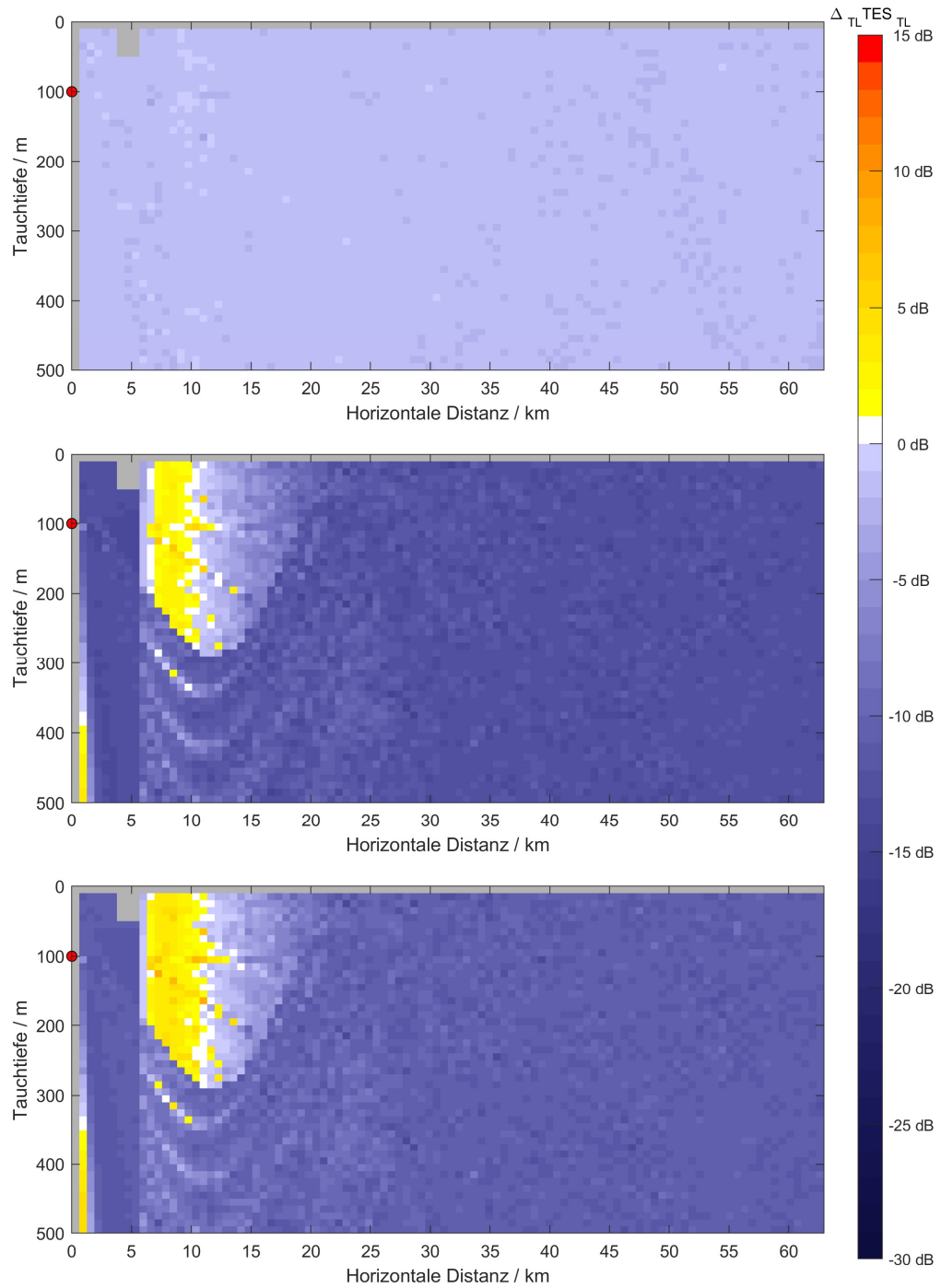


Abbildung A.16: $_{TL}TES_{TL}$ -Differenz zwischen den Entwürfen für 1 kHz in dem Seegebiet Rockall-Trog.
 Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf.
 Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.

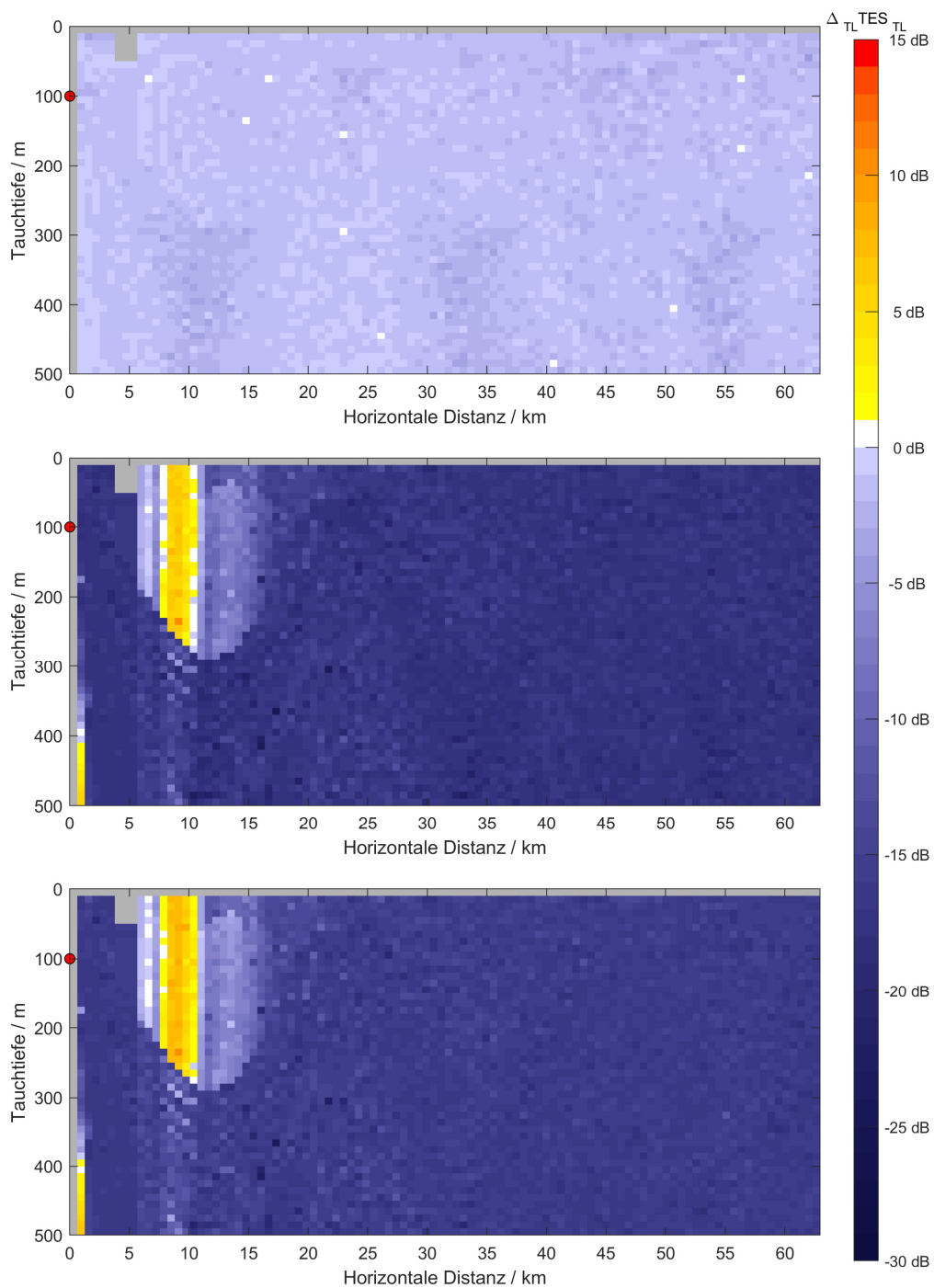


Abbildung A.17: $\Delta_{TL} TES_{TL}$ -Differenz zwischen den Entwürfen für 3 kHz in dem Seegebiet Rockall-Trog.
 Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf.
 Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.

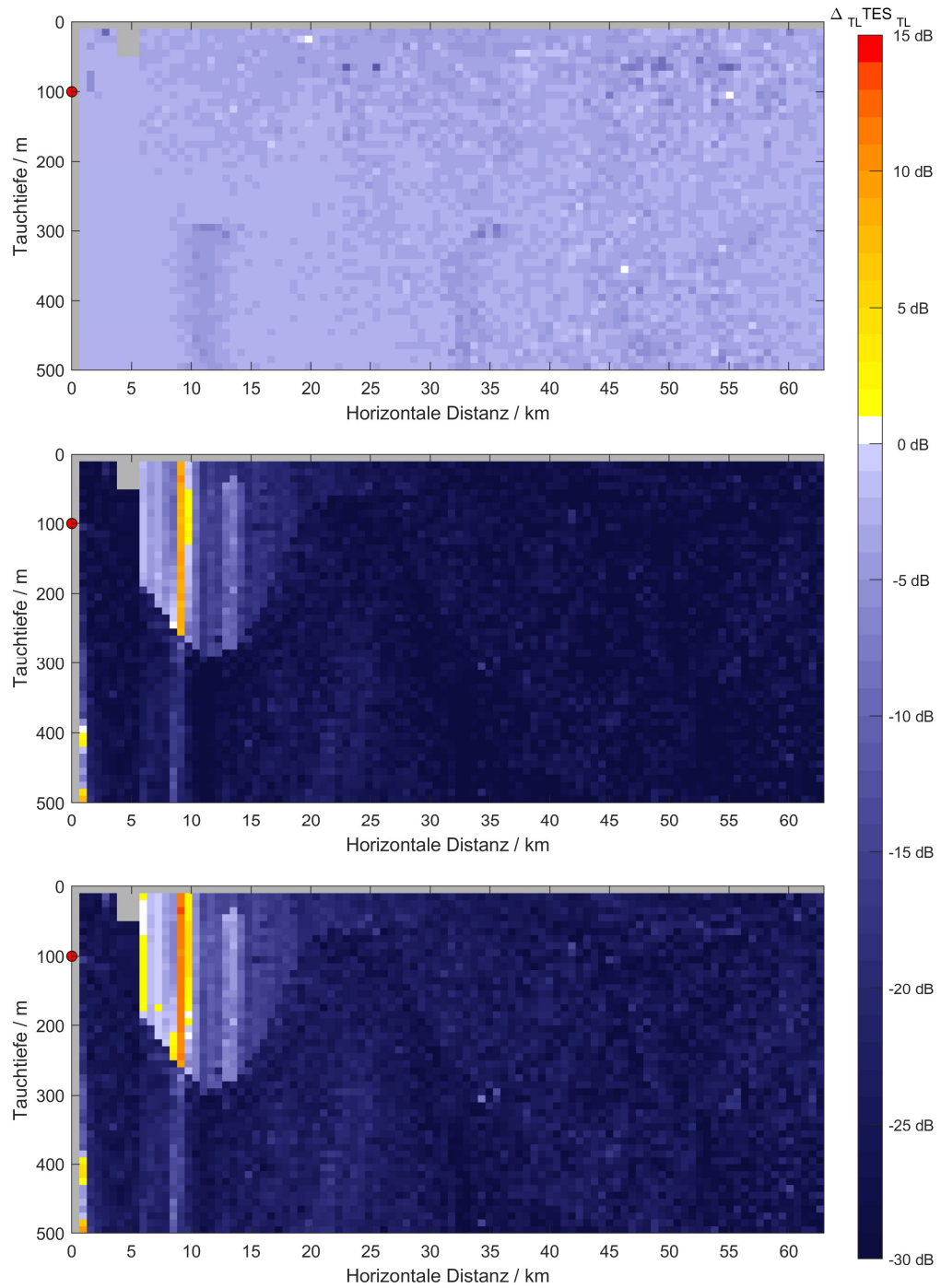


Abbildung A.18: $_{TL}TES_{TL}$ -Differenz zwischen den Entwürfen für 9 kHz in dem Seegebiet Rockall-Trog. Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf. Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.

d. Biskaya

Sonar-Position	: 45.5°N, 5.5°W
Sonar-Tiefe	: 100 m
Sonar-Öffnungswinkel	: -45° – +45°
Fahrzeug-Position	: 45.5°N, 5.49°W bis 4.50°W in 0.01° Schritten
Fahrzeug-Tauchtiefe	: 10 m bis 500 m in 10 m Schritten
Wassertiefe	: ca. 4300 m
Jahreszeit	: Sommer
Bodenmodell	: HFBL-Modell
Bodentyp	: 1
Oberflächenmodell	: Modifiziertes Eckart-Modell
Windgeschwindigkeit	: 15 kn
Frequenzbereiche	: 900 Hz – 1100 Hz in 10 Hz Schritten 2700 Hz – 3300 Hz in 30 Hz Schritten 8100 Hz – 9900 Hz in 90 Hz Schritten

Tabelle 7: Differenz der gemittelten $_{TL}TES_{TL}$ -Pegelwerte für die Biskaya-Berechnung.

Mittenfrequenz	Klassischer beschichteter Entwurf – klassischer unbeschichteter Entwurf	Stealth-Entwurf – klassischer unbeschichteter Entwurf	Stealth-Entwurf – klassischer beschichteter Entwurf
1 kHz	-1.7 dB	-11.2 dB	-9.5 dB
3 kHz	-1.6 dB	-16.4 dB	-14.8 dB
9 kHz	-3.3 dB	-26.2 dB	-23.0 dB

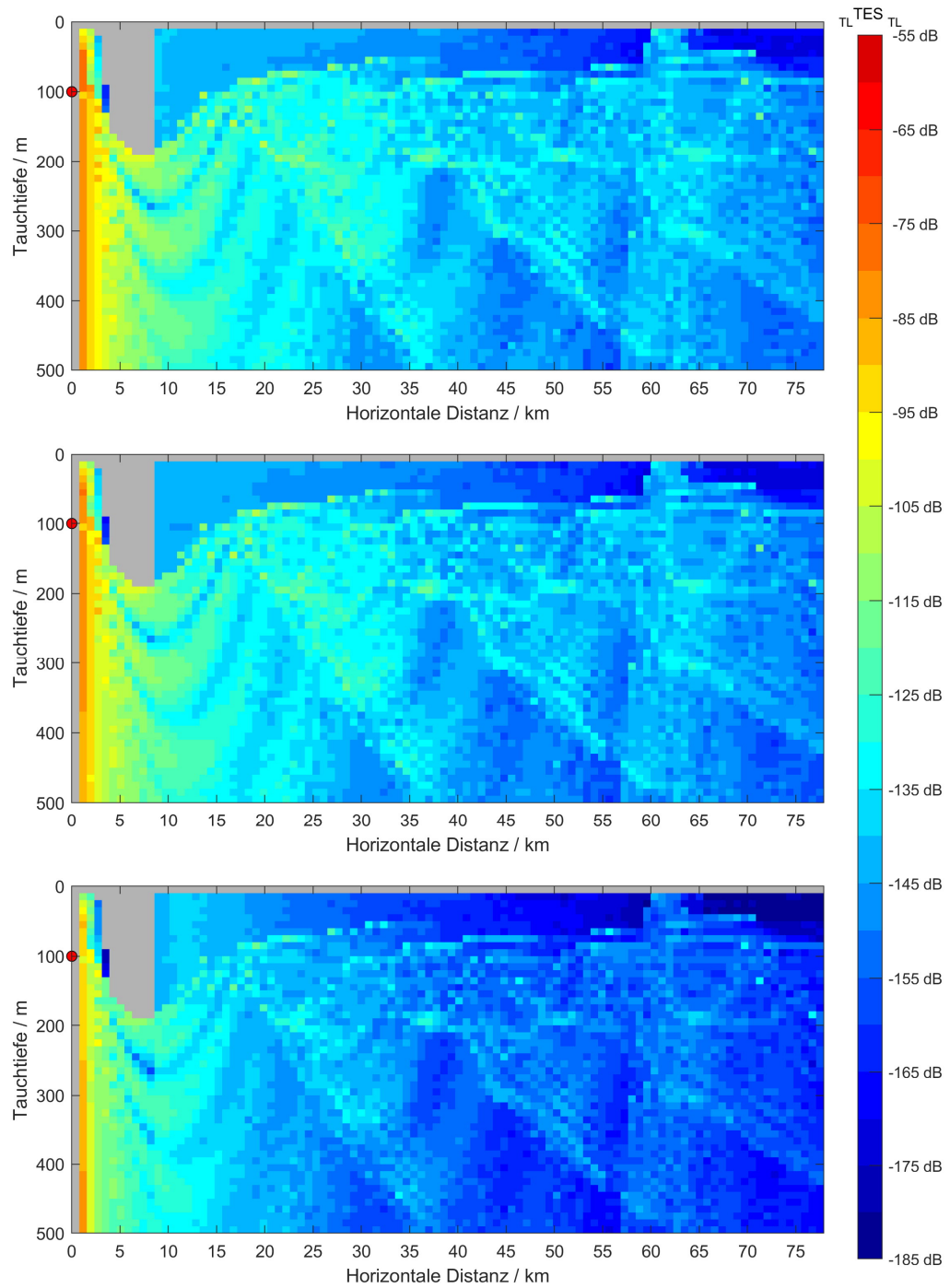


Abbildung A.19: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung (${}_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 1 kHz in der Biskaya. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

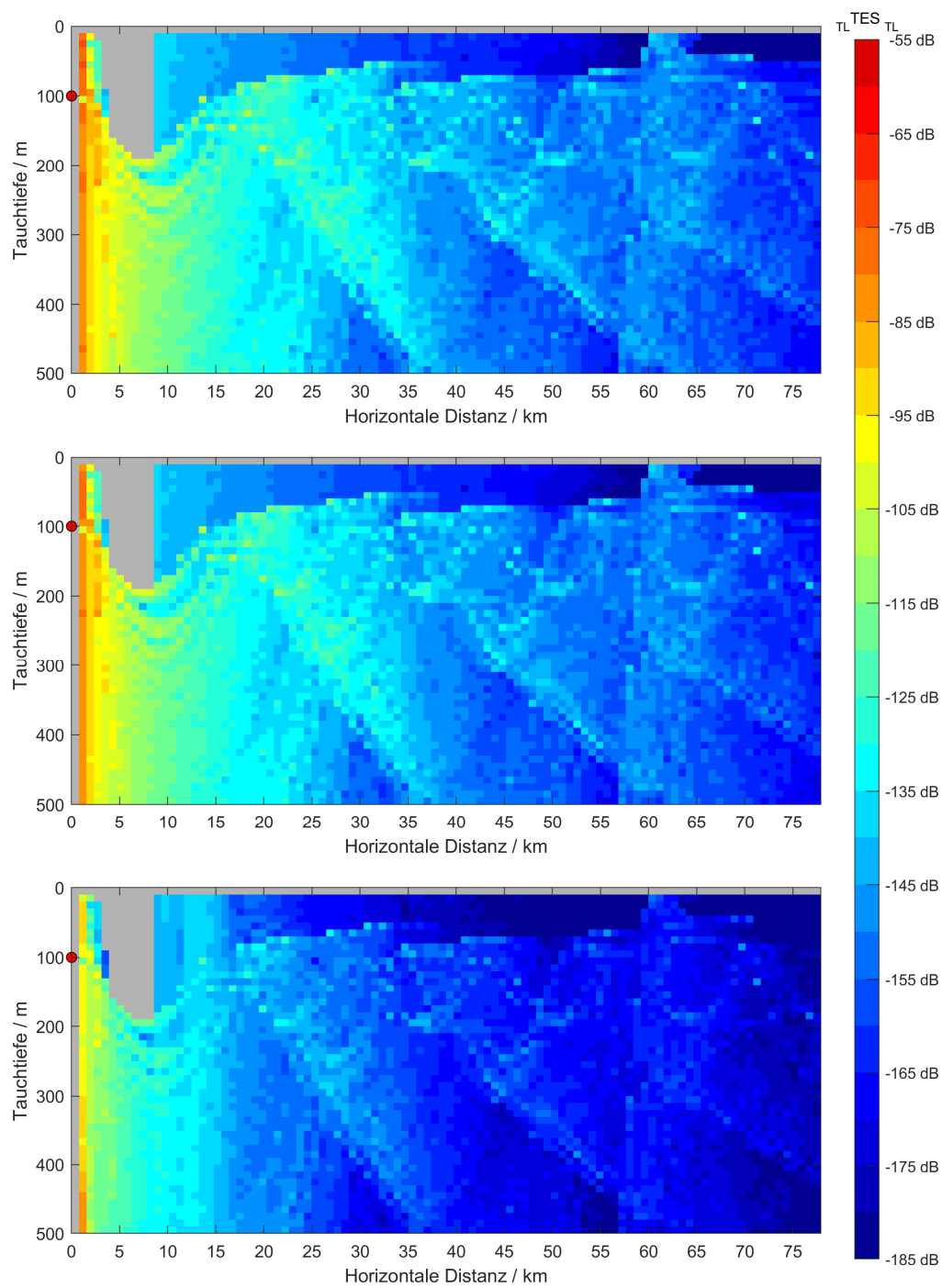


Abbildung A.20: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung (${}_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 3 kHz in der Biskaya. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

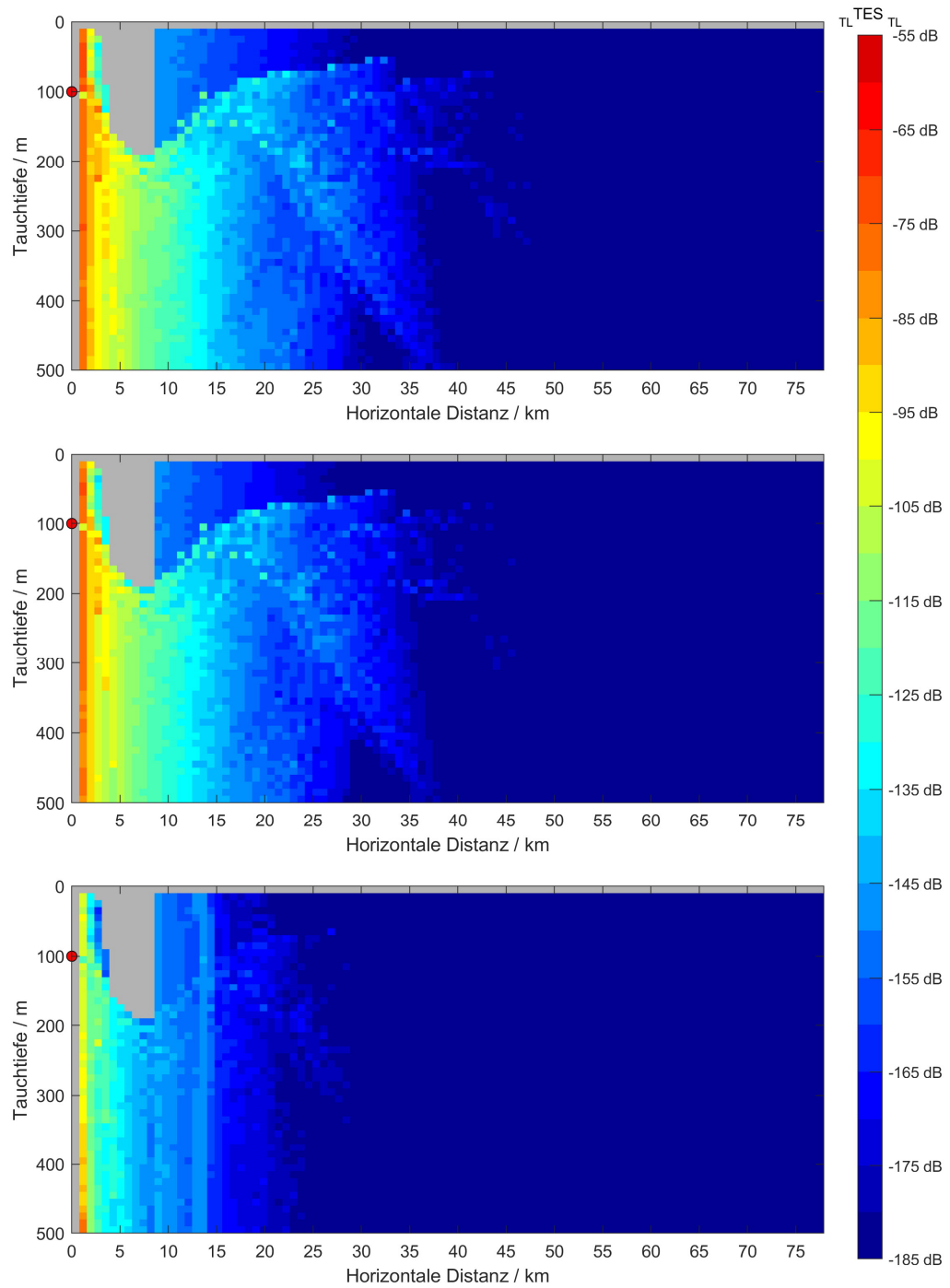


Abbildung A.21: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung (${}_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 9 kHz in der Biskaya. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

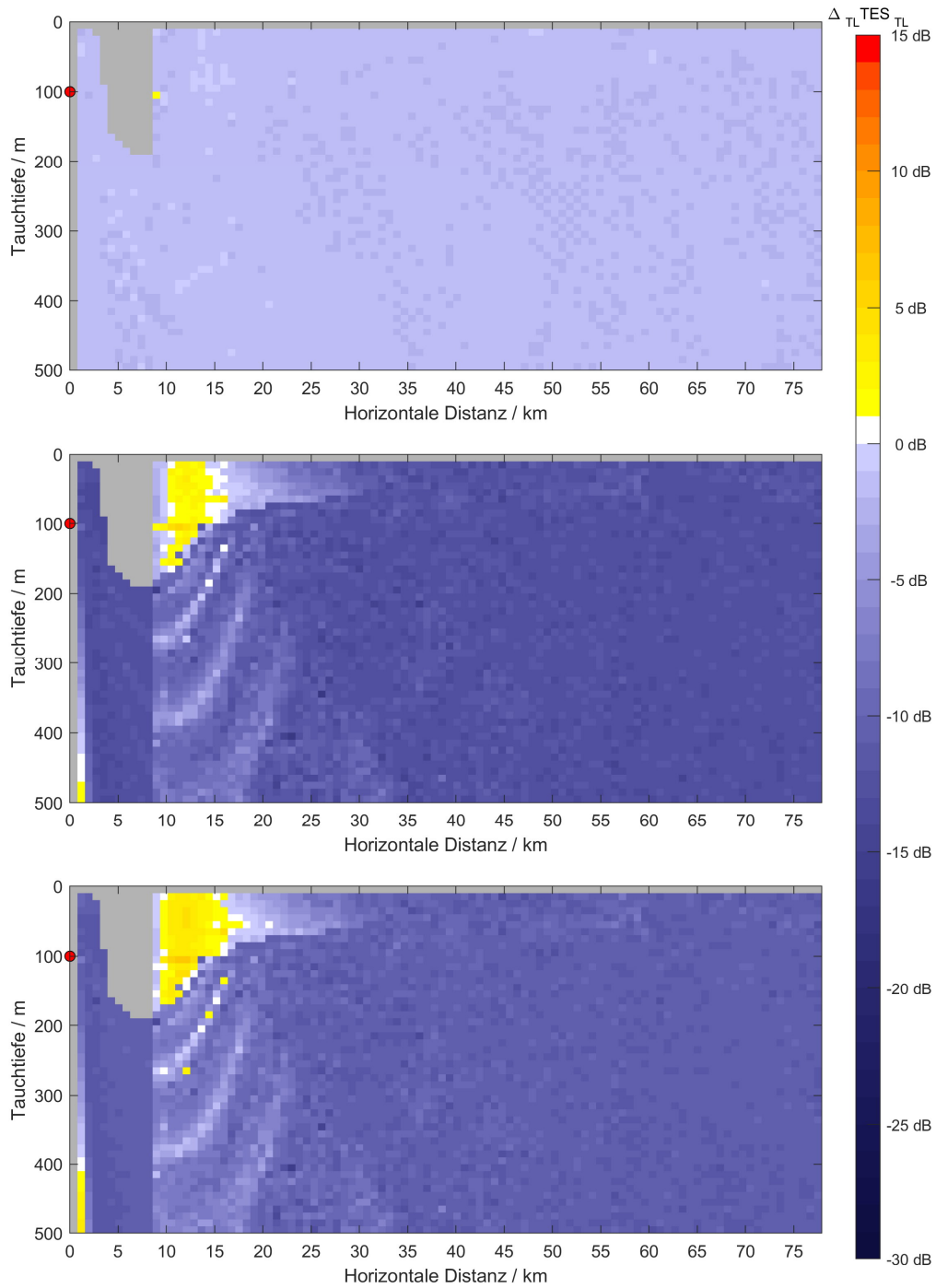


Abbildung A.22: $_{TL}TES_{TL}$ -Differenz zwischen den Entwürfen für 1 kHz in der Biskaya. Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf. Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.

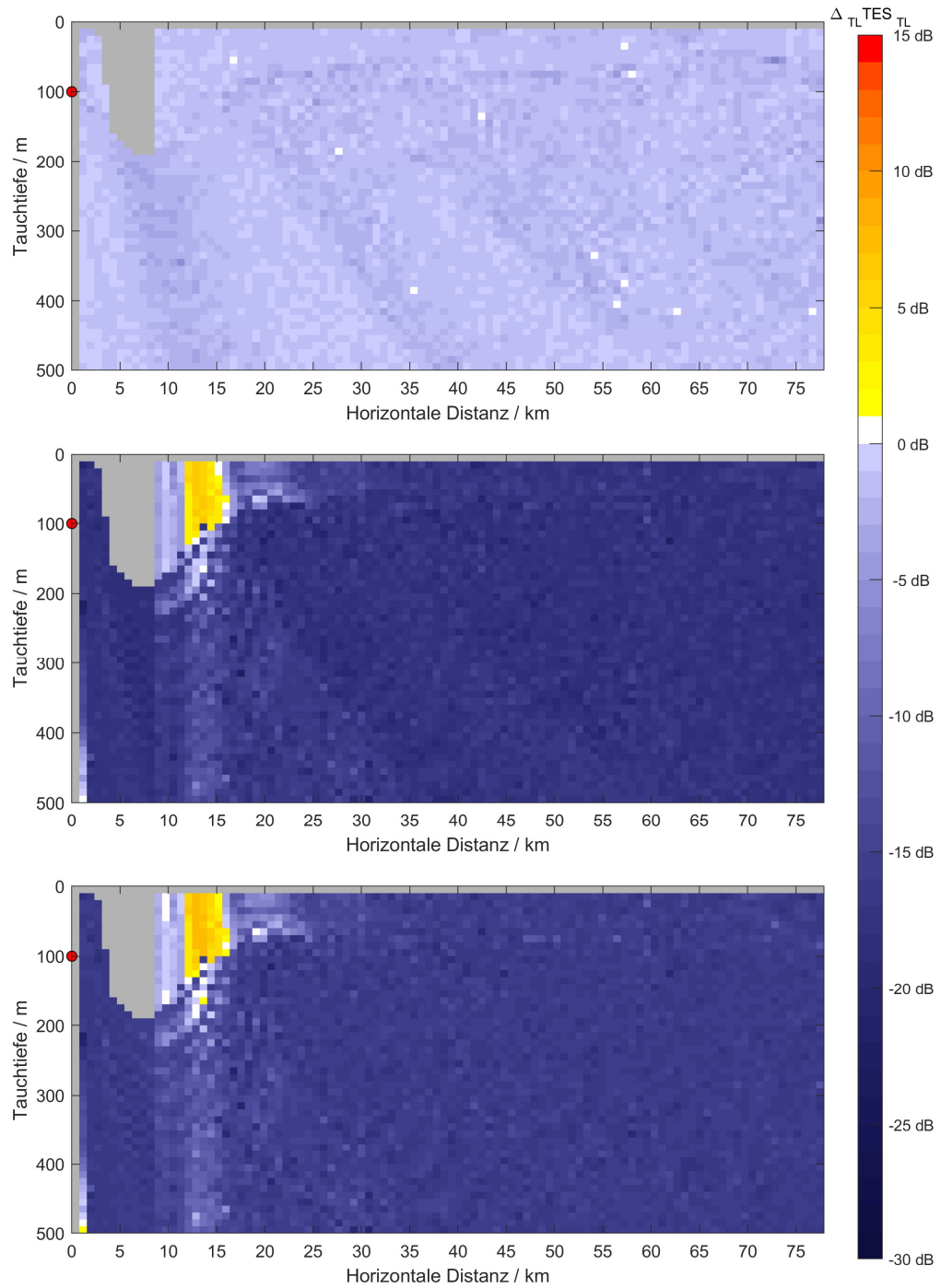


Abbildung A.23: $\Delta_{TL} TES_{TL}$ -Differenz zwischen den Entwürfen für 3 kHz in der Biskaya. Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf. Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.

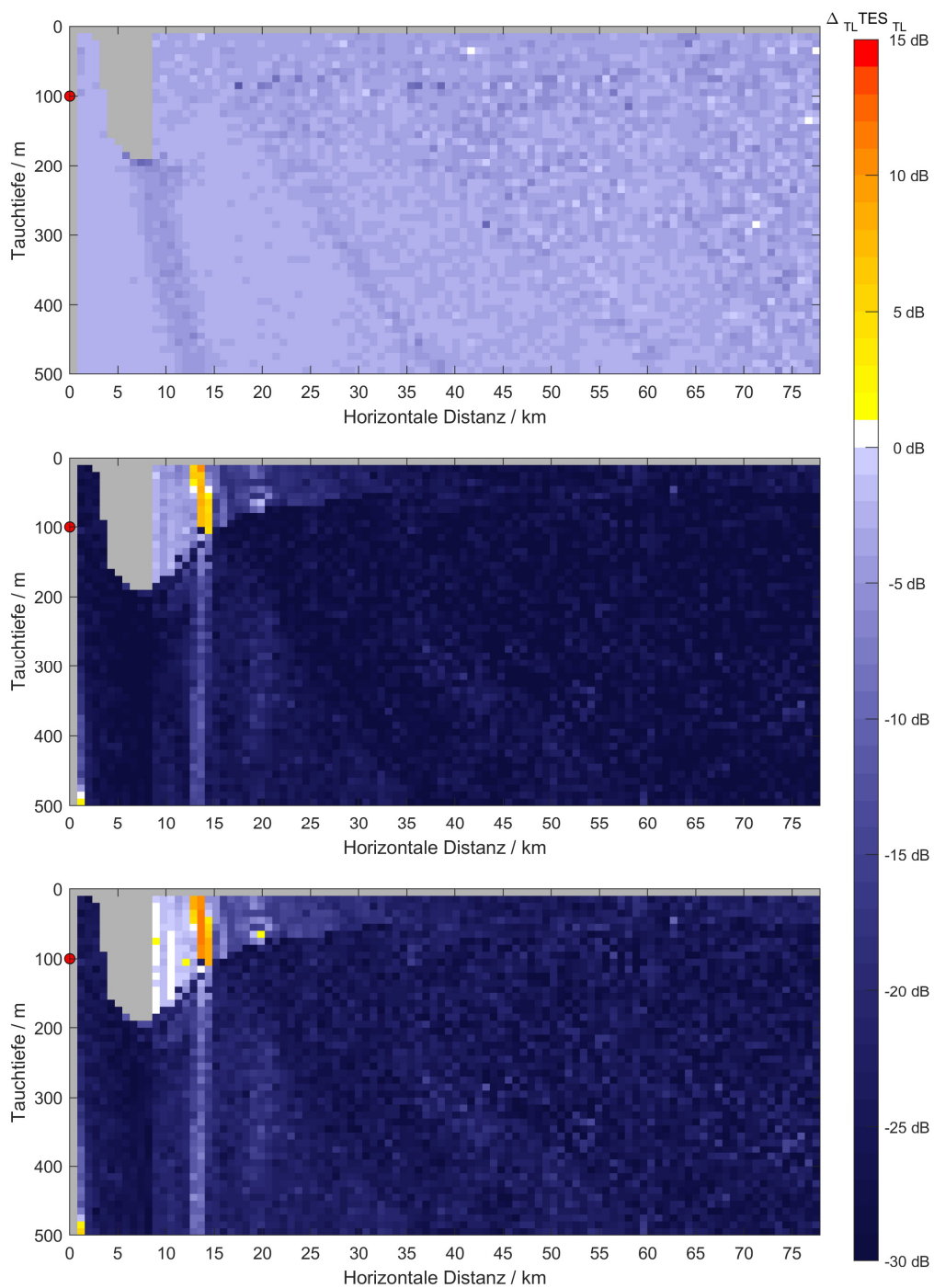


Abbildung A.24: $_{TL}TES_{TL}$ -Differenz zwischen den Entwürfen für 9 kHz in der Biskaya. Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf. Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.

e. Ionisches Meer

Sonar-Position	: 37.0°N, 17.0°E
Sonar-Tiefe	: 150 m
Sonar-Öffnungswinkel	: -45° – +45°
Fahrzeug-Position	: 37.0°N, 17.01°E bis 18.00°E in 0.01° Schritten
Fahrzeug-Tauchtiefe	: 5 m bis 500 m in 5 m Schritten
Wassertiefe	: ca. 3400 m
Jahreszeit	: Sommer
Bodenmodell	: HFBL-Modell
Bodentyp	: 1
Oberflächenmodell	: Modifiziertes Eckart-Modell
Windgeschwindigkeit	: 15 kn
Frequenzbereiche	: 900 Hz – 1100 Hz in 10 Hz Schritten 2700 Hz – 3300 Hz in 30 Hz Schritten 8100 Hz – 9900 Hz in 90 Hz Schritten

Tabelle 8: Differenz der gemittelten ${}_{TL}TES_{TL}$ -Pegelwerte für die Ionisches-Meer-Berechnung.

Mittenfrequenz	Klassischer beschichteter Entwurf – klassischer unbeschichteter Entwurf	Stealth-Entwurf – klassischer unbeschichteter Entwurf	Stealth-Entwurf – klassischer beschichteter Entwurf
1 kHz	-1.7 dB	-11.4 dB	-9.7 dB
3 kHz	-1.5 dB	-16.8 dB	-15.3 dB
9 kHz	-3.3 dB	-27.3 dB	-24.0 dB

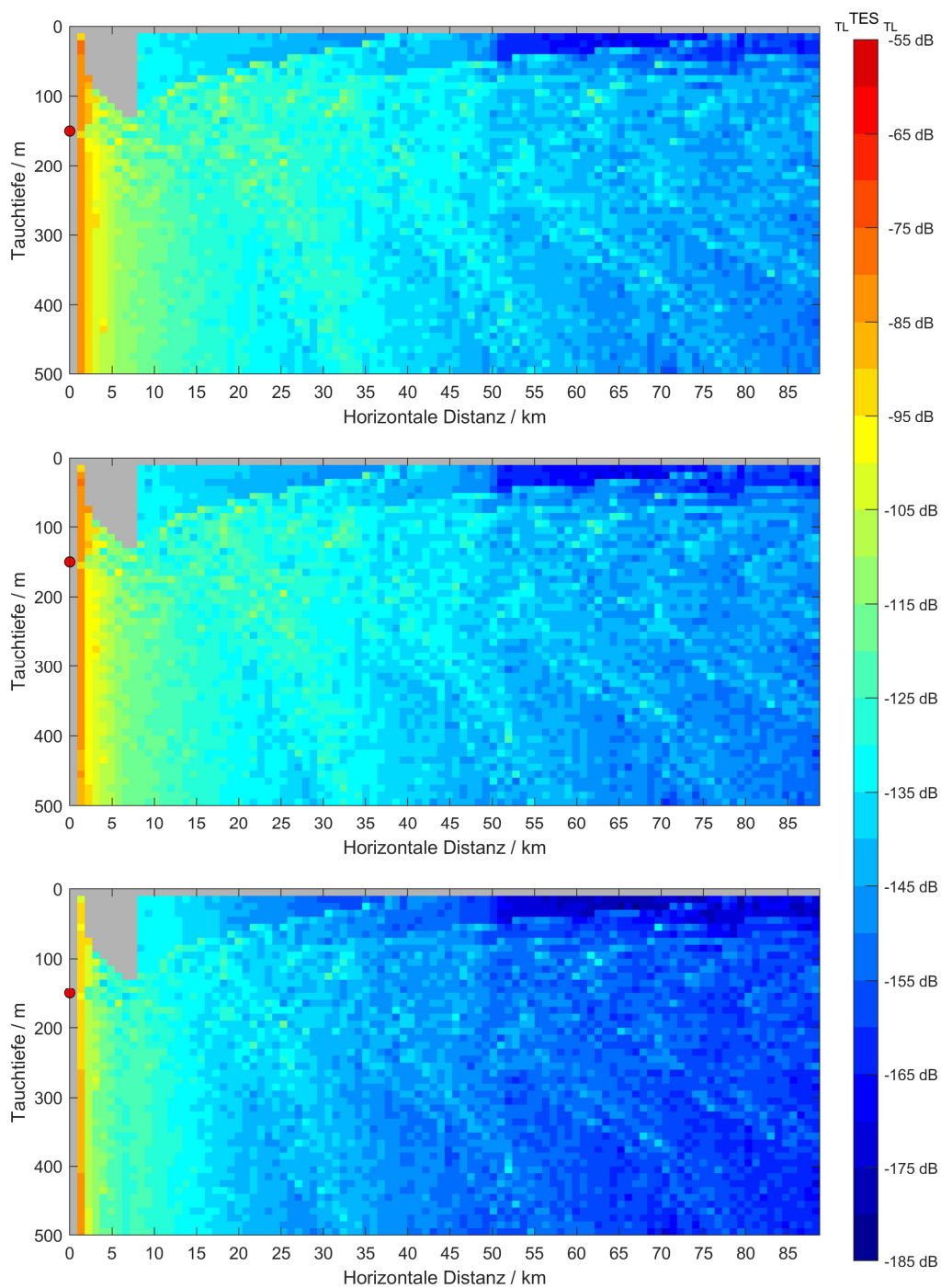


Abbildung A.25: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung (${}_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 1 kHz im Ionischen Meer. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

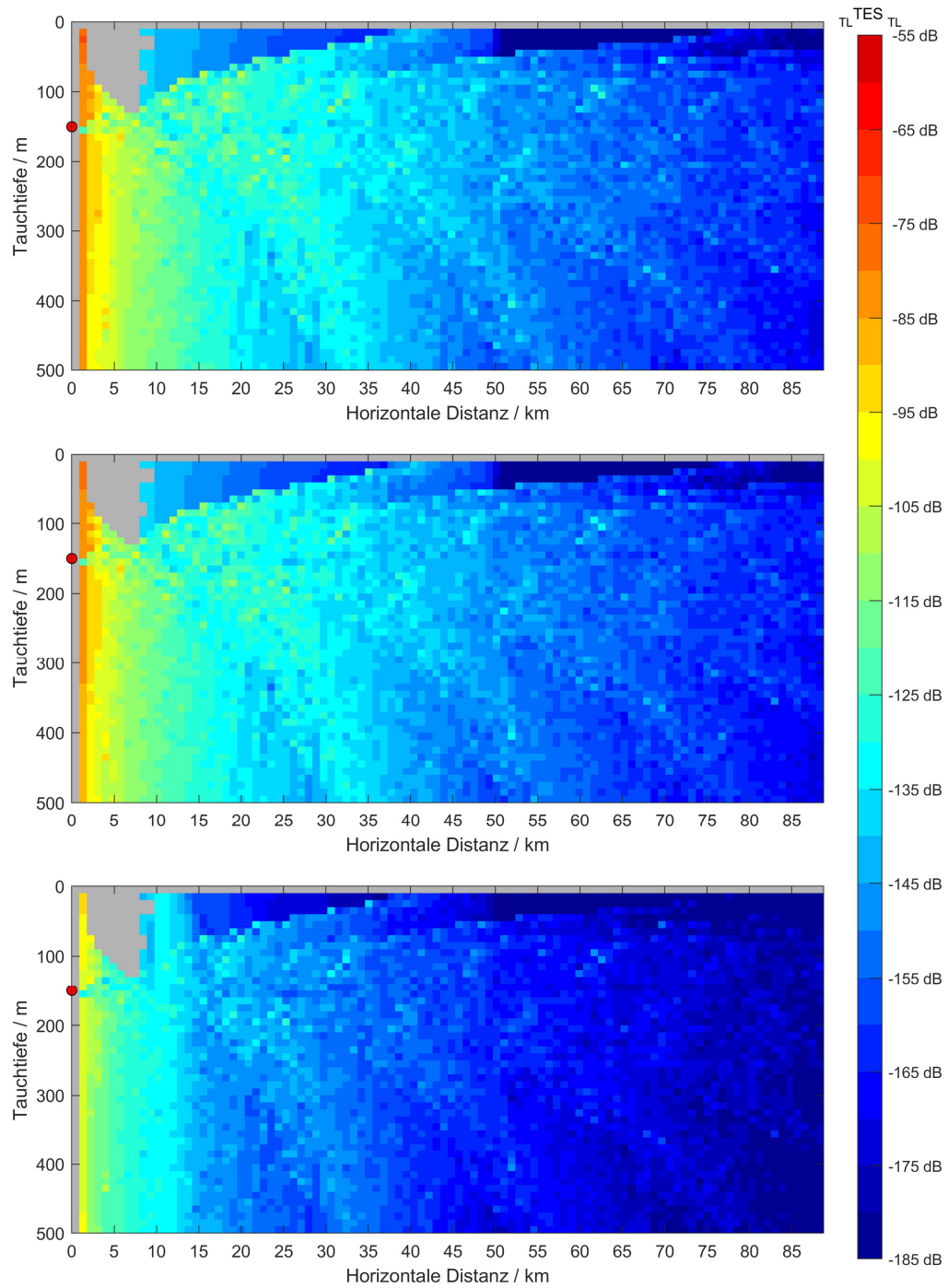


Abbildung A.26: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung (${}_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 3 kHz im Ionischen Meer. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

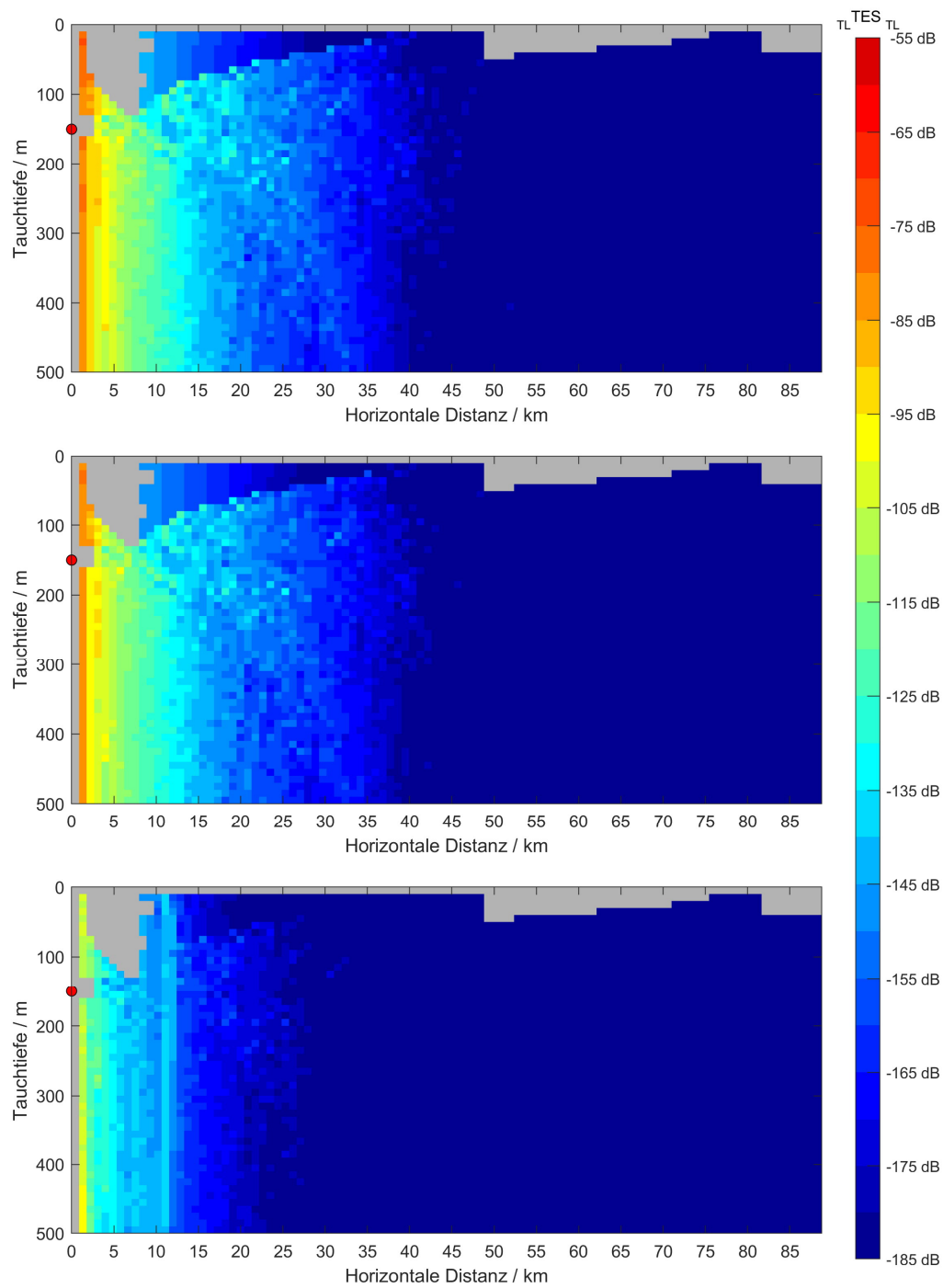


Abbildung A.27: Schallausbreitung gekoppelt mit Schallstreuung (${}_{TL}TES_{TL}$) für die Mittenfrequenz von 9 kHz im Ionischen Meer. Oben: Klassischer Entwurf. Mitte: Klassischer Entwurf beschichtet. Unten: Stealth-Entwurf.

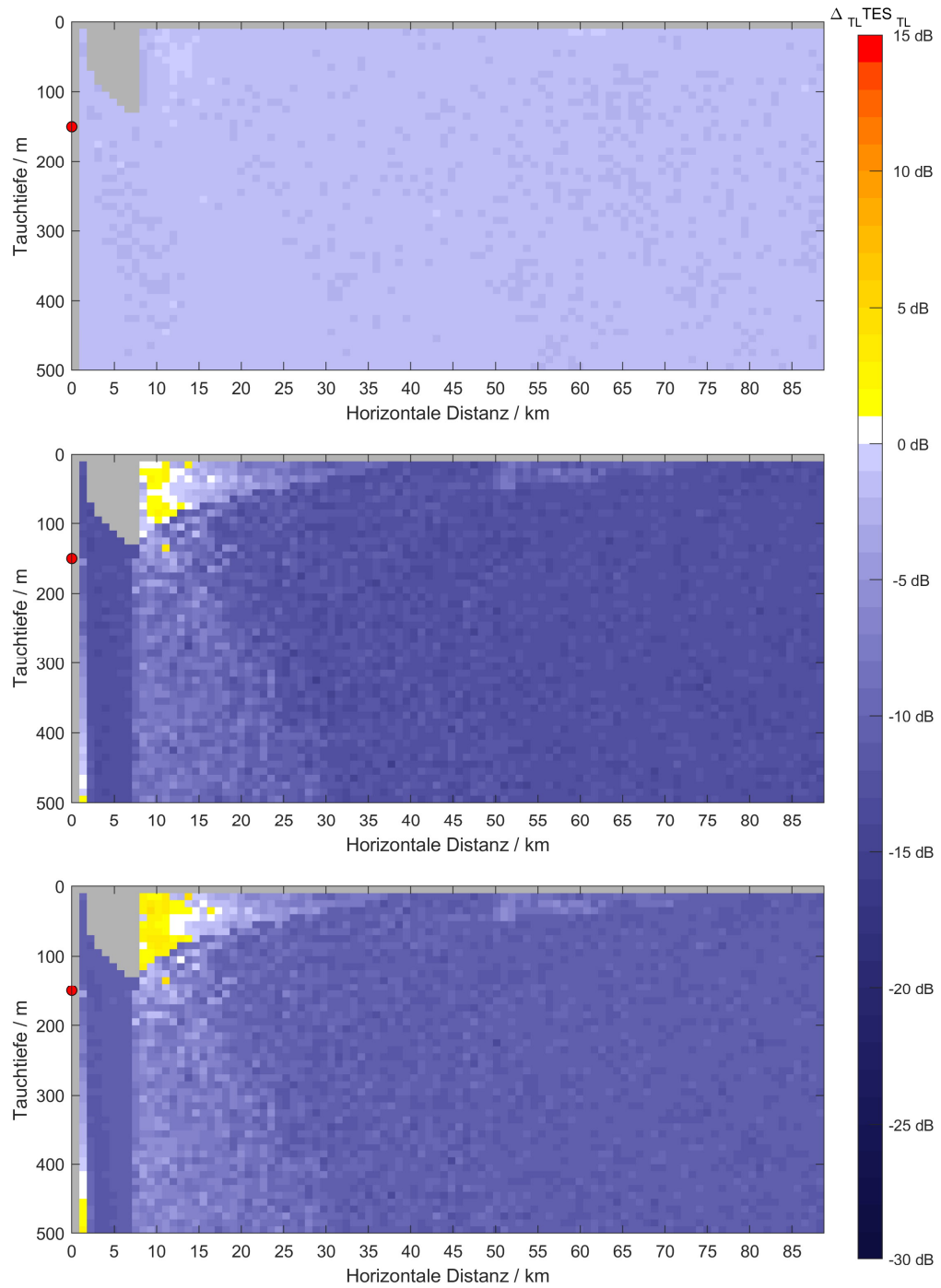


Abbildung A.28: $_{TL}TES_{TL}$ -Differenz zwischen den Entwürfen für 1 kHz im Ionischen Meer. Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf. Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.

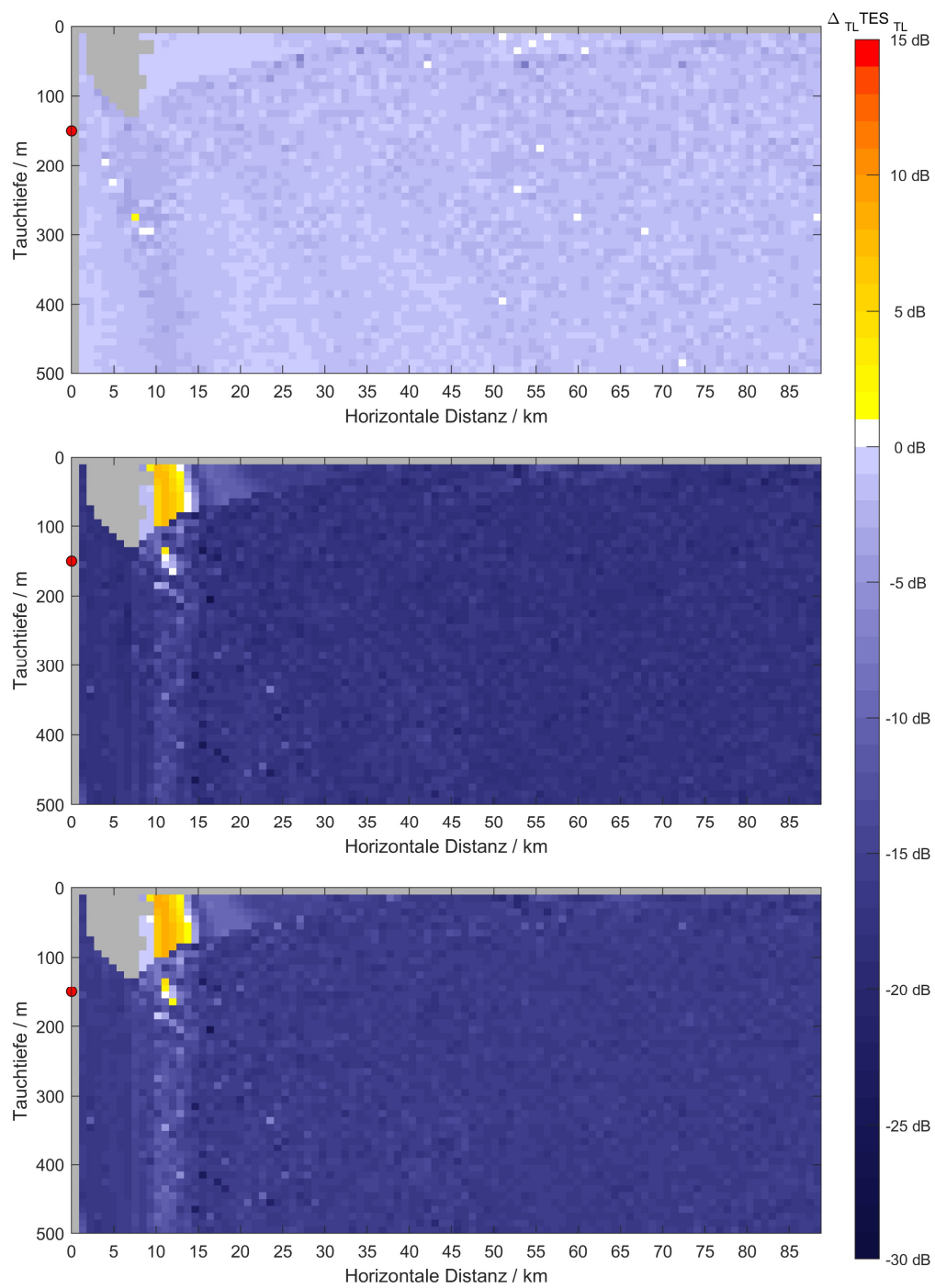


Abbildung A.29: $_{TL}TES_{TL}$ -Differenz zwischen den Entwürfen für 3 kHz im Ionischen Meer. Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf. Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.

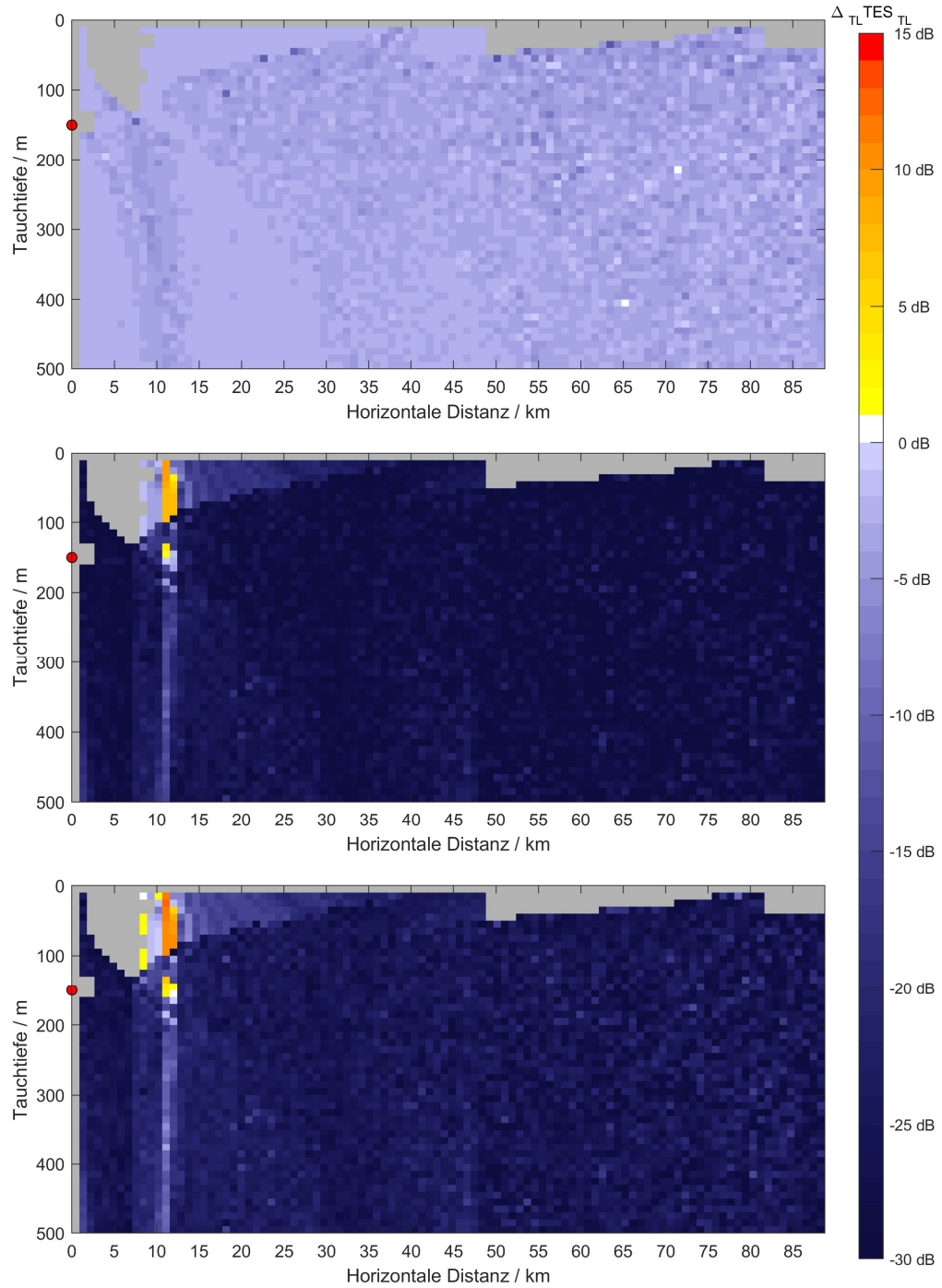


Abbildung A.30: $_{TL}TES_{TL}$ -Differenz zwischen den Entwürfen für 9 kHz im Ionischen Meer. Oben: Klassischer Entwurf beschichtet - klassischer Entwurf. Mitte: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf. Unten: Stealth-Entwurf - klassischer Entwurf beschichtet.