



## DISSERTATION

# Primärstandard-Dosimetrie hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der  
technischen Wissenschaften unter der Leitung von

**Univ.Doz. Dipl.-Ing. Dr.techn. Franz Josef Maringer**  
und  
**O.Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Hannes Aiginger**

**E141**  
**Atominstitut der Österreichischen Universitäten**

in Zusammenarbeit mit dem Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen (BEV) und  
gefördert durch den Physikalisch-technischen Prüfdienst (PTP) des BEV

eingereicht an der Technischen Universität Wien  
Fakultät für Physik

von

**Dipl.-Ing. Andreas Baumgartner**  
Matrikelnummer: 0025191  
Weidengasse 11, 2472 Prellenkirchen

*Meiner Familie gewidmet*

# Danksagung

Bei Herrn Univ.Doz. Dipl.-Ing. Dr. Franz Josef Maringer möchte ich mich für die Bereitstellung des Themas, seine fachliche Betreuung und die freundschaftliche Zusammenarbeit bedanken. Darüber hinaus bedanke ich mich dafür, dass er meine fachliche, berufliche und persönliche Weiterentwicklung fortwährend gefördert hat. Bei Herrn Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr. Hannes Aiginger möchte ich mich für das Begutachten der Dissertation bedanken.

Die Durchführung des Hochenergie-Kalorimetrie Projektes wurde gefördert vom Physikalisch-technischen Prüfdienst (PTP) des Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen (BEV). Ich möchte mich daher in erster Linie beim Leiter des PTP, Herrn Mag. Robert Edelmaier für die Förderung der Dissertation und die Möglichkeit, die Arbeit in Kooperation mit dem PTP durchführen zu können, bedanken.

Weiters möchte ich Herrn Dr. Arnold Leitner und Frau Dipl.-Ing. Petra Jachs vom BEV für die Schaffung, der zur Durchführung der Dissertation erforderlichen Rahmenbedingungen, danken.

Darüber hinaus bedanke ich mich, dass ich im Rahmen der Kooperation zwischen dem BEV und der Universität für Bodenkultur Wien (BOKU), ausreichend Dienstzeiten für die Durchführung dieser Dissertation innerhalb meiner wissenschaftlichen Anstellung im LLC-Labor Arsenal der BOKU aufwenden konnte.

Bei den Kollegen des Dosimetrielabors, Herrn Ing. Martin Bauer, Herrn Dipl.-Ing. Frantisek Gabris, Herrn Dipl.-Ing. Andreas Steuerer und Herrn Ing. Wilhelm Tiefenböck möchte ich mich für das angenehme Arbeitsklima, die gute Zusammenarbeit und ihre zahlreichen Hilfestellungen bedanken.

Darüber hinaus bin ich Herrn Dipl.-Ing. Andreas Steuerer für seinen Einsatz und seine Unterstützung, insbesondere bei der EURAMET Vergleichsmessung, zu großem Dank verpflichtet. Durch seine stetige Unterstützung, und weit über „normale“ Dienstzeiten hinausgehende Mitarbeit, konnten einige Messvorhaben auch an Wochenenden umgesetzt werden. Weiters haben zahlreiche Diskussionen und Gespräche wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Bei Herrn Dr. Josef Witzani möchte ich mich für seine beratende Teilnahme an der Dissertation und seine ausgeprägte Diskussions- und Hilfsbereitschaft bedanken.

Mein Dank gilt auch den Kollegen der Eichstelle der Seibersdorf Laboratories, bei ihnen möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit bedanken. Insbesondere bei Herrn Dr. Christian Hranitzky und Herrn Dr. Hannes Stadtmann für ihre Unterstützung bei der Publikation bezüglich der „<sup>60</sup>Co-Spektren“.

Für die Möglichkeit der Zusammenarbeit und Kooperation mit dem Krankenhaus Wiener Neustadt bedanke ich mich bei Frau Prim. Univ.Doz. Dr. Brigitte Pakisch, sowie bei Herrn Dipl.-Ing. Michael Vejda, insbesondere für seine Unterstützung bei den Messungen an den Linearbeschleunigern.

Für die ausgezeichnete Zusammenarbeit im Rahmen der EURAMET TC-IR Projektes 1021 möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Hans-Michael Kramer und bei Herrn Dr. Ralf-Peter Kapsch von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB), sowie bei Herrn Dr. Gerhard Stucki vom Bundesamt für Metrologie (METAS) bedanken.

Bei der Fa. Varian Medical Systems möchte ich mich für die zur Verfügungstellung der Linearbeschleuniger-Spezifikationen und technischen Zeichnungen bedanken. Weiters bei Herrn Werner Janke von der Fa. Provotec für die Bereitstellung der technischen Zeichnungen der  $^{60}\text{Co}$  Teletherapieanlage.

Bei meinen Kolleginnen und Kollegen des LLC-Labors/Prüflabors der Universität für Bodenkultur Wien möchte ich mich für ihre moralische Unterstützung und die Gespräche bedanken.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner Familie. Ohne die bedingungslose Unterstützung und den Rückhalt den mir meine Familie gegeben hat, wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Herzlich bedanken möchte ich mich bei meinen Eltern, die mich immerwährend bei meinem Studium unterstützt und an mich geglaubt haben. Bei meiner Schwester Christine bedanke ich mich für ihre Unterstützung und die Aufmunterungen. Von ganzem Herzen danke ich schließlich meiner Frau Yasmin und meinem Sohn Sebastian für ihre Geduld, die Motivation, die Rücksichtnahme sowie für ihr Verständnis, das sie für meine Arbeit aufgebracht haben.

# Kurzfassung

Das österreichische Primärnormal zur Darstellung der Einheit der Wasser-Energiedosis (Gray) ist ein Graphit-Kalorimeter. Es wurde vom Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen (BEV), dem nationalen Metrologieinstitut (NMI) in Österreich, in Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum Seibersdorf entwickelt und ist seit 1983 in Verwendung. Die Darstellung der Einheit der Wasser-Energiedosis beruht auf Messungen der Graphit-Energiedosis. Diese kann mit dem Graphit-Kalorimeter durch ein quasi-adiabatisches und durch ein quasi-isothermes Verfahren bestimmt werden. Die Konversion der Graphit-Energiedosis in Wasser-Energiedosis erfolgt mittels zwei Methoden, die auf dem *photon-fluence scaling theorem* beruhen. Eine Methode ist ein rechnerisches Verfahren, die andere ein experimentelles Verfahren, bei der zur Dosiskonversion ein Transferdetektor (Graphit-Hohlraum-Ionisationskammer) verwendet wird.

Das ursprüngliche Anwendungsgebiet des Graphit-Kalorimeter-Primärnormals war die Energiedosisbestimmung im  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlungsfeld. Der Fortschritt innerhalb der letzten Jahre auf dem Gebiet der Strahlentherapie stellt allerdings auch hohe Ansprüche an die Dosimetrie von Strahlungsfeldern, welche durch medizinische Beschleuniger erzeugt werden. Um den Anforderungen gerecht zu werden, wurde der Anwendungs- bzw. Energiebereich des Graphit-Kalorimeter-Primärnormals erweitert, um dadurch eine direkt-rückführbare Primärstandard-Dosimetrie hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlungsfelder bereitstellen zu können. Die Durchführung des Hochenergie-Kalorimetrie-Projektes wurde gefördert vom Physikalisch-technischen Prüfdienst des BEV.

Für die Darstellung der Einheit der Wasser-Energiedosis für hochenergetische Photonen- und Elektronenstrahlung ist eine Reihe von strahlungsqualitätsspezifischen Korrektions- und Konversionsfaktoren für das Graphit-Kalorimeter erforderlich. Diese wurden durch Monte Carlo Simulationen mit dem *code* PENELOPE-2006, sowie durch Messungen mit dem Graphit-Kalorimeter und verschiedenen Ionisationskammern ermittelt.

Zu Beginn wurden Messungen und Simulationen für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung durchgeführt, um eine fundierte Basis für die Energiebereichserweiterung zu schaffen. Basierend auf den Berechnungen der Korrektionsfaktoren und der durchgeführten Modernisierung des Graphit-Kalorimeter-Primärnormals nahm das BEV an der Vergleichsmessung des *Bureau International des Poids et Mesures* (BIPM) für Wasser-Energiedosis-Primärnormale teil. Als zweiter Schritt wurden Messungen im Krankenhaus Wiener Neustadt in hochenergetischen Photonenstrahlungsfeldern durchgeführt. Dabei wurden Beschleuniger der Fa. Varian verwendet (Type: 2100C und 2300C/D). Um strahlungsqualitätsspezifische Korrekturen zu erhalten ist es notwendig, die Spektren der Bestrahlungsanlagen zu berücksichtigen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Photonen-Fluenzspektrum der  $^{60}\text{Co}$  Teletherapieanlage, und die Spektren von Varian Beschleunigern bestimmt und verifiziert. Durch die Simulationen der Energiespektren der verwendeten Bestrahlungsanlagen wurden realistische Eingangsparameter für die Graphit-Kalorimeter-spezifischen Simulationen erhalten. Dadurch wird gewährleistet, dass durch die Simulationsergebnisse

anwendungsspezifische Korrekturfaktoren bereitgestellt werden und dadurch der Einsatz des Graphit-Kalorimeters an hochenergetischen Beschleuniger-Strahlungsfeldern für medizinische Anwendungen ermöglicht wird. Für hochenergetische Elektronenstrahlung wurden Konzepte zur Durchführung von Primärstandard-Dosimetrie mit dem Graphit-Kalorimeter erarbeitet. Für die praktische Umsetzung sind allerdings noch Adaptierungen des Graphitphantoms an die messtechnischen Anforderungen dieser Strahlungsfelder notwendig.

Die Gesamtverifizierung von allen implementierten strahlungsqualitätsspezifischen Korrektur- und Konversionsfaktoren für hochenergetische Photonenstrahlung wurde im Rahmen des Projektes 1021 der *European Association of National Metrology Institutes* (EURAMET) durchgeführt. Im Zuge dieses Projektes wurden Primärnormale zur Darstellung der Einheit der Wasser-Energiedosis für hochenergetische Photonenstrahlung und  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung verglichen und bewertet. An dieser Vergleichsmessung nahmen das Bundesamt für Metrologie (METAS - das NMI der Schweiz), die Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB - das NMI von Deutschland) und das BEV als führende Institution teil. Die dafür erforderlichen Messungen und die Durchführung der Kalibrierarbeiten an den Vergleichs-Ionisationskammern erfolgte in den Strahlungsfeldern der PTB und des METAS.

Aufgrund der durchgeführten Arbeiten wurden die methodischen Grundlagen für die Primärstandard-Dosimetrie hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung mit dem BEV Graphit-Kalorimeter geschaffen. Dies ermöglicht eine metrologisch direkt-rückführbare Dosimetrie dieser Strahlungsfelder und die Durchführung von Kalibrierungen von Messgeräten zur Bestimmung der Wasser-Energiedosis.

# Abstract

The Austrian absorbed dose to water primary standard is a graphite-calorimeter. It was developed by the Federal Office of Metrology and Surveying (BEV - Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen) in cooperation with the Research Centers Seibersdorf. The BEV is the National Metrology Institute (NMI) of Austria. The graphite-calorimeter is a Domen-type calorimeter and is in operation since 1983. The realization of the unit of absorbed dose to water is based upon absorbed dose to graphite measurements. The graphite calorimeter is designed for quasi-adiabatic and quasi-isothermal mode of operation. The absorbed dose conversion is done by two methods based on the photon-fluence scaling theorem. These methods are: conversion by calculation and conversion with an ionisation chamber.

The graphite-calorimeter was originally designated for determination of absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams. The progress in radiation therapy within the recent years required the extension of the graphite-calorimeter application range to enable primary standard dosimetry of high-energy photon and electron beams. The accomplishment of the BEV high-energy calorimetry project was promoted by the Physico-technical Testing Service (PTP), which is an entity of the BEV.

To enable the graphite calorimeter for primary standard dosimetry of high-energy photon and electron beams a set of beam quality dependent conversion and correction factors was required. Additionally the graphite calorimeter, the graphite phantom and all corresponding components had to be adapted to the measurement requirements for high-energy photon beams. This was done within a refurbishment and modernization process intended to ensure the quality and reliability of the primary standard and to maintain the primary standard at an international level. The correction and conversion factors were obtained via Monte Carlo simulations with PENELOPE code, measurements - with the graphite calorimeter and ionization chambers - and with the use of published factors.

First of all measurements and simulation studies for the estimation of correction factors were carried out for  $^{60}\text{Co}$  gamma rays to achieve a well founded basis. This led to the re-evaluation of the BEV absorbed dose rate to water reference value for  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams. To validate those results the BEV participated the international key comparison for absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  gamma radiation at the *Bureau International des Poids et Mesures* (BIPM). Subsequently measurements and Monte Carlo studies for selected high-energy photon beam qualities were performed.

To achieve beam quality specific correction factors it was necessary to consider the radiation field characteristics of irradiation facilities used for measurements. This included the Monte Carlo modelling of the BEV  $^{60}\text{Co}$  teletherapy unit and of Varian Linac treatment heads. Thereby photon energy spectra were determined. These spectra constitute the basis of beam models used for the graphite calorimeter specific Monte Carlo simulations to obtain the required application specific correction factors. For high-energy electron beams the developed concepts for the realization of primary standard dosimetry are shown. Nevertheless the practical implementation requires adaptations of the graphite phantom.

A confirmation of the energy range and application enhancement of the graphite calorimeter and thus of the implemented correction and conversion factors is done in the framework of the project 1021 of the *European Association of National Metrology Institutes* (EURAMET). This project is intended for the direct comparison of primary standards for absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  and high-energy photon beams. The participating NMI's are: BEV, the Federal Office of Metrology (METAS - the NMI of Switzerland) and the Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB - the NMI of Germany). For the comparison exercise the BEV transported the graphite calorimeter primary standard system to METAS and PTB for operation in the accelerator radiation fields.

The advance of the graphite calorimeter provides the methodical fundamentals to enable the BEV for the accomplishment of primary standard dosimetry of high-energy photon and electron beams.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>EINLEITUNG.....</b>	<b>1</b>
1.1	MOTIVATION .....	2
1.2	ZIELE UND AUFGABENSTELLUNG.....	3
1.3	AUFBAU DER ARBEIT.....	3
<b>2</b>	<b>PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN DER DOSIMETRIE.....</b>	<b>6</b>
2.1	STRAHLUNGSFELDER IONISIERENDER STRAHLUNG .....	6
2.1.1	Strahlungsarten.....	7
2.1.2	Strahlungsquellen und Strahleneinrichtungen.....	7
2.1.3	Strahlungsfeldgrößen.....	9
2.2	WECHSELWIRKUNGSPROZESSE IONISIERENDER STRAHLUNG MIT MATERIE .....	11
2.2.1	Photonenstrahlung.....	11
2.2.2	Elektronenstrahlung.....	15
2.3	DOSISGRÖßEN FÜR IONISIERENDE STRAHLUNG.....	19
2.3.1	Physikalisch definierte Dosisgrößen .....	19
2.3.2	Strahlenschutz-Limitgrößen.....	21
2.3.3	Strahlenschutz-Messgrößen .....	22
2.4	METHODEN DER DOSIMETRIE.....	22
2.4.1	Theoretische Dosisermittlung .....	22
2.4.2	Dosimeter und Phantome .....	24
2.4.3	Sondenmethode .....	25
2.4.4	Dosisverteilungen.....	27
<b>3</b>	<b>EXPERIMENTELLE UND MESSTECHNISCHE METHODEN.....</b>	<b>31</b>
3.1	PRIMÄRMETHODEN DER ENERGIEDOSISBESTIMMUNG.....	31
3.1.1	Kalorimeter.....	31
3.1.2	Ionisationskammern .....	32
3.1.3	Fricke Dosimeter.....	33
3.2	BEV PRIMÄRSTANDARD GRAPHIT-KALORIMETER.....	33
3.2.1	Aufbau und Beschreibung der Komponenten.....	33
3.2.2	Elektrische Kalibrierung.....	38
3.2.3	Methoden zur Bestimmung der Graphit-Energiedosis .....	41
3.2.4	Methoden zur Konversion von Graphit-Energiedosis in Wasser-Energiedosis.....	42
3.2.5	Messaufbau .....	45
3.3	IONISATIONSKAMMERDOSIMETRIE.....	47
3.3.1	Photonendosimetrie .....	48
3.3.2	Elektronendosimetrie .....	49
3.4	KALIBRIERUNG VON IONISATIONSKAMMERN .....	50
3.5	MONTE CARLO SIMULATIONEN.....	52
3.5.1	Überblick und grundlegende Konzepte .....	52
3.5.2	Monte Carlo code PENELOPE .....	53
<b>4</b>	<b>STRAHLUNGSQUALITÄTSSPEZIFISCHE KORREKTIONS- UND DOSISKONVERSIONSFAKTOREN.....</b>	<b>56</b>
4.1	ÜBERBLICK.....	56

4.2	METHODEN DER BESTIMMUNG .....	56
4.3	GRAPHIT-KALORIMETER KORREKTIONSFAKTOREN.....	57
4.3.1	Spalteffekt-Korrektion .....	57
4.3.2	Scaling-Korrektion.....	57
4.3.3	Korrektion für den Unterschied in der Luftschwächung .....	58
4.3.4	Korrektion für die effektive Messtiefe im Graphitphantom .....	59
4.3.5	Korrektion für die Strahlinhomogenität.....	59
4.3.6	Korrektion für Bremsstrahlungsemission und Paarbildung .....	59
4.4	IONISATIONSKAMMER KORREKTIONSFAKTOREN.....	60
4.4.1	Replacement-Korrektion .....	60
4.4.2	Korrektion für die Abweichungen von den idealen Bragg-Gray Bedingungen .....	60
4.4.3	Korrektion für die effektive Messtiefe im Graphitphantom .....	61
4.5	PHYSIKALISCHE KONSTANTEN ZUR DOSISKONVERSION .....	61
<b>5</b>	<b>REALISIERUNG DER ENERGIEBEREICHSERWEITERUNG.....</b>	<b>62</b>
5.1	SPEKTRALE CHARAKTERISIERUNG DER BESTRAHLUNGSANLAGEN .....	62
5.2	BESTIMMUNG DER STRAHLUNGSQUALITÄTSSPEZIFISCHEN KORREKTIONSFAKTOREN UND DOSISKONVERSIONSFAKTOREN .....	63
5.3	MESSUNGEN .....	64
5.4	VERIFIKATION .....	64
<b>6</b>	<b>ERGEBNISSE.....</b>	<b>65</b>
6.1	PHOTONEN-FLUENZSPEKTREN .....	65
6.1.1	Originalbeitrag in Fachzeitschrift über die Bestimmung des Photonen- Fluenzspektrums der <sup>60</sup> Co-Teletherapieanlage.....	65
6.1.2	Originalbeitrag in Fachzeitschrift über die Bestimmung der Photonen- Fluenzspektren von Linearbeschleunigern.....	79
6.2	KORREKTIONSFAKTOREN UND DOSISKONVERSIONSFAKTOREN.....	92
6.2.1	Originalbeitrag in Fachzeitschrift über die Bestimmung von Korrektionsfaktoren für <sup>60</sup> Co-Gammastrahlung .....	92
6.2.2	Originalbeitrag in Fachzeitschrift über die Bestimmung von Korrektions- und Dosiskonversionsfaktoren für hochenergetische Photonenstrahlung .....	107
6.3	ENERGIEDOSISMESSUNGEN.....	121
6.3.1	Messungen im Dosimetrielabor.....	121
6.3.2	Messungen im Landeskrankenhaus Wiener Neustadt.....	123
6.4	VERGLEICHSMESSUNGEN.....	126
6.4.1	Originalbeitrag in Fachzeitschrift über die Ergebnisse der BIPM Vergleichsmessung für Energiedosis Primärnormale.....	126
6.4.2	EURAMET Kalorimeter Vergleichsmessung.....	144
6.5	KONZEPTE ZUR PRIMÄRSTANDARD-DOSIMETRIE HOCHENERGETISCHER ELEKTRONENSTRAHLUNG MIT DEM GRAPHIT-KALORIMETER.....	150
6.5.1	Messmethodik.....	150
6.5.2	Korrektionsfaktoren.....	151
6.5.3	Dosiskonversionsverfahren.....	152
<b>7</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE UND DISKUSSION.....</b>	<b>154</b>
7.1	WIEDERINBETRIEBNAHME UND MODERNISIERUNG DES GRAPHIT-KALORIMETER MESSSYSTEM.....	154
7.2	<sup>60</sup> Co-GAMMASTRAHLUNG.....	155
7.3	HOCHENERGETISCHE PHOTONENSTRAHLUNG .....	156
7.4	HOCHENERGETISCHE ELEKTRONENSTRAHLUNG .....	160

<b>8</b>	<b>SCHLUSSFOLGERUNGEN UND AUSBLICK</b> .....	<b>161</b>
<b>9</b>	<b>LITERATURVERZEICHNIS</b> .....	<b>162</b>
<b>10</b>	<b>ABBILDUNGSVERZEICHNIS</b> .....	<b>171</b>
<b>11</b>	<b>TABELLENVERZEICHNIS</b> .....	<b>174</b>
<b>12</b>	<b>ANHANG - BEITRÄGE ZU WISSENSCHAFTLICHEN TAGUNGEN</b> .....	<b>175</b>
	12.1 WORKSHOP ON "ABSORBED DOSE AND AIR KERMA PRIMARY STANDARDS", PARIS 2007 .....	175
	12.2 IRPA 12 - 12 <sup>TH</sup> INTERNATIONAL CONGRESS OF THE INTERNATIONAL RADIATION PROTECTION ASSOCIATION, BUENOS AIRES 2008 .....	181
	12.3 GEMEINSAME TAGUNG DES ÖVS U. FS: LEBEN MIT STRAHLUNG – VON DEN GRUNDLAGEN ZUR PRAXIS, ALPBACH 2009 .....	189
	12.4 IRPA 2010 - THIRD EUROPEAN CONGRESS OF THE INTERNATIONAL RADIATION PROTECTION ASSOCIATION, HELSINKI 2010 .....	196
	12.5 INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON STANDARDS, APPLICATIONS AND QUALITY ASSURANCE IN MEDICAL RADIATION DOSIMETRY, VIENNA 2010 .....	198
	<b>LEBENS LAUF</b> .....	<b>202</b>

# 1 Einleitung

Die vorliegende Dissertation beschreibt die methodische Energie- bzw. Anwendungsbereichserweiterung des österreichischen Primärnormals für Wasser-Energiedosis in Bezug auf dessen Einsatz in hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung. Bei dem Energiedosis-Primärnormal handelt es sich um ein Graphit-Kalorimeter, bereitgestellt durch das Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen (BEV, <http://www.bev.gv.at/>).

Das BEV ist das nationale Metrologieinstitut (NMI) von Österreich (z.B. Deutschland: Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), Schweiz: Bundesamt für Metrologie (METAS)). Das BEV ist für die Bereitstellung der nationalen Normale zur Darstellung der Maßeinheiten verantwortlich. Im Rahmen von internationalen Vergleichsmessungen wird die Gleichwertigkeit der Primärnormale sichergestellt. An der Spitze der weltweiten Metrologie steht das Internationale Büro für Maß und Gewicht (*Bureau International des Poids et Mesures*, BIPM <http://www.bipm.org/>). Das BIPM ist die operative Einrichtung der Meterkonvention (CM). Das BIPM handelt im Auftrag der Generalkonferenz für Maß und Gewicht (CGPM) und wird unterstützt vom Internationalen Komitee für Maß und Gewicht (CIPM). Dessen Aufgabe besteht darin, einheitliche Messverfahren und ihre Rückführbarkeit (*traceability*) auf das Internationale Einheitensystem (SI-System; *Système International d'Unités*) sicherzustellen, siehe [26].

Durch den Physikalisch-technischen Prüfdienstes (PTP, <http://www.metrologie.at/>) des BEV werden die auf nationale Normale rückführbaren Maßeinheiten in Form von Kalibrierungen und Prüfungen an Messstellen/Anwender von Messgeräten weitergegeben. In Österreich besteht weiters die Möglichkeit die Rückführbarkeit durch Kalibrierungen einer akkreditierten Kalibrierstelle des Österreichischen Kalibrierdienstes (ÖKD) herzustellen. In der Abbildung 1 ist die metrologische Rückführbarkeit ausgehend vom Internationalen Büro für Maß und Gewicht schematisch dargestellt.

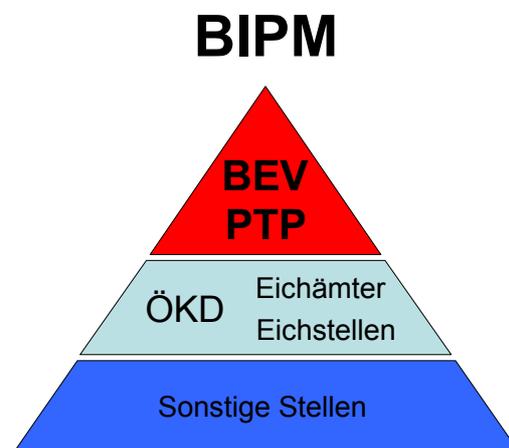


Abbildung 1: Metrologische Rückführbarkeit in Österreich

Der Begriff metrologische Rückführbarkeit ist gemäß dem internationalen Wörterbuch der Metrologie [49] wie folgt definiert: „Eigenschaft eines Messergebnisses, wobei das Ergebnis durch eine dokumentierte, ununterbrochene Kette von Kalibrierungen, von denen jede zur Messunsicherheiten beiträgt, auf eine Referenz bezogen werden kann.“ Durch diese Kette an Vergleichsmessungen entsteht eine Kalibrierhierarchie. Innerhalb eines Staates bilden die nationalen Normale die Spitze der Hierarchie. Nationale Normale können Primär- oder Sekundärnormale sein. Primärnormale sind Messgeräte/Prüfmittel mit der geringsten Messunsicherheit, welche sich mit jedem Kalibrierschritt erhöht. Die rechtliche Umsetzung wird in Österreich durch das Maß- und Eichgesetz (MEG) geregelt, siehe [17].

## 1.1 Motivation

Das Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen verwendet zur Darstellung der Maßeinheit der Wasser-Energiedosis ein Graphit-Kalorimeter. Der ursprüngliche Einsatz- bzw. Anwendungsbereich des Graphit-Kalorimeters war die Energiedosisbestimmung im  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlungsfeld als metrologische Grundlage für die Eichung und Kalibrierung von Therapiedosimetern.

In den letzten Jahren hat allerdings der Einsatz von Teilchenbeschleunigern für medizinische Anwendungen, aufgrund der günstigeren Dosisverteilung im Gewebe, große Bedeutung gewonnen. Meist kommen dabei Linearbeschleuniger für die Strahlentherapie mit hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung zum Einsatz.

In Österreich gibt es eine Vielzahl von Krankenanstalten mit radioonkologischen Abteilungen, in welchen jeweils zumindest ein Linearbeschleuniger betrieben wird. Im Zuge dieser Entwicklung wurde die Tumorthherapie mit  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung zurückgedrängt und wird in Österreich nicht mehr angewendet. Diese Weiterentwicklung in der Strahlentherapie stellt auch große Ansprüche an die Dosimetrie dieser Strahlungsfelder. Um den Anforderungen gerecht zu werden, war es erforderlich, den Energie- bzw. Anwendungsbereich des Graphit-Kalorimeter-Primärnormals zu erweitern, um eine metrologisch direkt rückführbare Dosimetrie hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlungsfelder durchführen zu können. Dadurch können Messungen an medizinischen Beschleunigern realisiert und Kalibrierungen von Ionisationskammer Dosimetersystemen durchgeführt werden.

Im weiteren Sinne sind die Ergebnisse dieser Arbeit auch für den Strahlenschutz von Patienten bei der Strahlentherapie von Bedeutung. Denn mitentscheidend für den Erfolg einer Tumorthherapie ist die genaue Kenntnis der zu applizierenden Dosis. Eine zu geringe Dosis, die nur ein unzureichendes Therapieergebnis erzielt, ist ebenso problematisch wie der Fall einer zu hohen Dosis, die eventuell gesundes Körpergewebe schädigt.

## 1.2 Ziele und Aufgabenstellung

Die zu erreichenden Ziele und damit verbundenen Aufgaben dieser Arbeit wurden wie folgt definiert:

- Umfassende Literaturrecherche zur Erhebung des aktuellen Standes des Wissens und der Technik der Graphit-Kalorimetrie, sowie die Einarbeitung in die Physik der Wechselwirkung und Dosimetrie hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung
- Kontaktaufnahme mit Fachexperten anderer NMI's im Rahmen von EURAMET, die ebenfalls Primärnormale für hochenergetische Photonen- und Elektronenstrahlung betrieben
- Wiederinbetriebnahme und Modernisierung des Graphit-Kalorimeter-Primärnormal-Messsystems
- Entwicklung eines geeigneten Mess- und Auswerteprogramms
- Messungen im  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlungsfeld der Teletherapieanlage des BEV
- Vergleichsmessungen mit Ionisationskammern bei  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung
- Methodische Erweiterung des Energiebereichs des Graphit-Kalorimeters
- Bestimmung der strahlungsqualitätsspezifischen Korrektionsfaktoren für das Graphit-Kalorimeter und die zugehörigen Ionisationskammern; erfordert die spektrale Charakterisierung der verwendeten Bestrahlungsanlagen
- Bestimmung der strahlungsqualitätsspezifischen Konversionsfaktoren zur Umrechnung der Messgröße Graphit-Energiedosis auf Wasser-Energiedosis
- Entwicklung von Transportkonzepten für die Mobilität des Graphit-Kalorimeters zur Durchführung von Vergleichsmessungen und Kalibrierungen an Beschleunigern
- Erprobung des Graphit-Kalorimeters bei Messungen an medizinischen Beschleunigern
- Gesamtverifikation der Ergebnisse in Form von internationalen Vergleichsmessungen
- Publikationen in Fachzeitschriften sowie Präsentation der Ergebnisse im Rahmen von wissenschaftlichen Tagungen

## 1.3 Aufbau der Arbeit

Im ersten Kapitel der vorliegenden Arbeit werden die Ausgangssituation und Motivation, die Problemstellung sowie die zu erreichenden Ziele beschrieben.

In Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen der Dosimetrie beschrieben. Dies beinhaltet die Charakterisierung der Strahlungsarten und Quellen ionisierender Strahlung sowie die angewendeten Größen zur Beschreibung von Strahlungsfeldern. Darüber hinaus werden die grundlegenden Eigenschaften und Wechselwirkungsprozesse ionisierender Strahlung mit Materie, die angewendeten

Messmethoden sowie die Dosisgrößen zur Quantifizierung der Wirkung von ionisierender Strahlung beschrieben.

Kapitel 3 beinhaltet, ausgehend von der grundsätzlichen Beschreibung von Energiedosis-Primärmessverfahren, die Darstellung der im Rahmen dieser Arbeit angewendeten Messverfahren und experimentellen Methoden. Weiters ist eine detaillierte Erklärung des Graphit-Kalorimeter-Primärnormal und der zugehörigen Komponenten des Messsystems enthalten. Schließlich enthält das Kapitel die angewendeten Verfahren zur Ionisationskammerdosimetrie, die Durchführung von Kalibrierungen sowie die Charakterisierung des verwendeten Monte Carlo *code*.

In Kapitel 4 werden die für das Graphit-Kalorimeter und die Ionisationskammern des Primärnormal-Messsystems erforderlichen, von der Strahlungsqualität abhängigen Korrekturfaktoren beschrieben.

Kapitel 5 beschreibt die durchgeführten Maßnahmen zur Umsetzung der methodischen Energie- und Anwendungsbereichserweiterung des Graphit-Kalorimeter-Primärnormalmesssystems. Das erfolgt ausgehend von der Wiederinbetriebnahme und Modernisierung des Graphit-Kalorimeters, über die spektrale Charakterisierung der Bestrahlungsanlagen als Grundlage für die Berechnung von strahlungsqualitätsspezifischen Korrekturfaktoren, die Bestimmung der erforderlichen Korrektur- und Dosiskonversionsfaktoren, die Anwendung der Ergebnisse im Rahmen von Messungen bis hin zur Verifikation der durchgeführten Arbeiten im Rahmen von internationalen Vergleichsmessungen.

In Kapitel 6 sind die Ergebnisse der durchgeführten Arbeiten wiedergegeben. Diese werden großteils in Form von Publikationen in Fachzeitschriften präsentiert. Somit werden die erbrachten Leistungen und erzielten Ergebnisse in einer vollständigen, aber kompakten Form präsentiert und spezifisch diskutiert. Teilweise wurden die Beiträge bereits publiziert. Die übrigen haben einen ersten *review* Prozess bereits absolviert und sind größtenteils bereits überarbeitet. Die folgenden Originalbeiträge wurden erstellt:

Baumgartner A., Hranitzky C., Stadtmann H., Maringer F.J.

*Determination of photon fluence spectra from a  $^{60}\text{Co}$  therapy unit based on PENELOPE and MCNP simulations.*

Radiation Measurements

Baumgartner A., Steurer A., Maringer F.J.

*Simulation of photon energy spectra from Varian 2100C and 2300C/D Linacs: simplified estimates with PENELOPE Monte Carlo models.*

Applied Radiation and Isotopes

Baumgartner A., Steurer A., Tiefenböck W., Gabris F., Maringer F.J.

*Correction factors of an absorbed dose primary standard graphite calorimeter in  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams.*

Radiation Protection Dosimetry

Baumgartner A., Steurer A., Maringer F.J.

*Energy range and application enhancement of the BEV absorbed dose graphite calorimeter: Primary standard dosimetry of high-energy photon beams.*

Metrologia

Kessler C., Allisy-Roberts P.J., Steurer A., Baumgartner A., Tiefenboeck W., Gabris F.  
*Comparison of the standards for absorbed dose to water of the BEV and the BIPM for  $^{60}\text{Co}$  gamma radiation.*

Metrologia

Kapitel 7 gibt einen zusammenfassenden Überblick über die wesentlichsten Inhalte und Ergebnisse dieser Arbeit.

Die Schlussfolgerungen, die aus den durchgeführten Arbeiten gezogen werden können, und ein Ausblick sind im Kapitel 8 wiedergegeben.

In Abschnitt 9 ist die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Literatur alphabetisch geordnet aufgelistet.

Abschnitt 10 gibt einen Überblick über die vorkommenden Abbildungen.

In Abschnitt 11 sind die verwendeten Tabellen der Arbeit dargestellt.

Im Anhang dieser Arbeit, sind die Beiträge zu wissenschaftlichen Tagungen untergebracht. Diese sind:

Baumgartner A., Witzani J., Steurer A., Leitner A., Maringer F.J.

*Energy Range and Application Enhancement of the BEV Graphite Calorimeter: First Assignments and Preliminary Results.*

Absorbed Dose and Air Kerma Primary Standards Workshop, Paris 2007.

Baumgartner A., Steurer A., Maringer F.J.

*Advance of the Austrian Absorbed Dose to Water Primary Standardisation System.*

IRPA 12, 12th International Congress of the International Radiation Protection Association, Buenos Aires 2008.

Baumgartner A., Steurer A., Maringer F.J.

*Die Weiterentwicklung des Graphit-Kalorimeter Primärnormals.*

Gemeinsame Tagung des Österreichischen Verbandes für Strahlenschutz ÖVS und des Deutsch/Schweizerischen Fachverbandes für Strahlenschutz – FS, 21. bis 25. September 2009, Alpbach Tirol. © by TÜV Media GmbH, TÜV Rheinland Group, Köln 2009.

Baumgartner A., Steurer A., Tiefenböck W., Gabris F., Maringer F.J.

*Radiation protection in radiotherapy: primary standard dosimetry of high-energy photon beams in Austria.*

IRPA 2010 - Third European Congress of the International Radiation Protection Association, Helsinki 2010

Steurer A., Baumgartner A., Kapsch R.-P, Stucki G.

*Results of the direct comparison of primary standards for absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  and high-energy photon beams (EURAMET TC-IR Project 1021)*

International Symposium on Standards, Applications and Quality Assurance in Medical Radiation Dosimetry, IAEA Vienna 2010.

## 2 Physikalische Grundlagen der Dosimetrie

In diesem Kapitel wird die Wirkungskette ionisierender Strahlung beschrieben. Dies beinhaltet die Charakterisierung der Strahlungsarten und Quellen ionisierender Strahlung sowie die angewendeten Größen zur Beschreibung von Strahlungsfeldern. Weiters erfolgt die Beschreibung der grundlegenden Eigenschaften und Wechselwirkungsprozesse ionisierender Strahlung mit Materie, darüber hinaus die Beschreibung der angewendeten Messmethoden zur quantitativen Erfassung, sowie die Beschreibung der Dosisgrößen zur Quantifizierung der Wirkung von ionisierender Strahlung.

Als Dosimetrie wird die messtechnische Erfassung der Wechselwirkungsprozesse ionisierender Strahlung mit Materie bezeichnet. Dies erfordert die Verwendung geeigneter Verfahren zur Bestimmung der Dosis durch ionisierende Strahlung. In Abhängigkeit des Anwendungsgebietes (z.B. medizinische Anwendungen, technische Anwendungen, Strahlenschutz) ist es erforderlich, unterschiedliche Dosisgrößen zu definieren. Die Beschreibung der unterschiedlichen Dosisgrößen erfolgt im Kapitel 2.3 dieser Arbeit. Die Entdeckung und medizinische Nutzung der Röntgenstrahlen erforderte unmittelbar danach auch die quantitative Erfassung der Strahlenwirkung. Zu Beginn standen medizinisch-empirische Dosisgrößen die in den fünfziger Jahren sukzessive durch physikalisch begründete Dosisgrößen, ersetzt wurden. Die Entwicklung und die Empfehlung von Definitionen für Messgrößen, Maßeinheiten und Normalmessenrichtungen für ionisierende Strahlung erfolgt durch die *International Commission on Radiation Units and Measurements* (ICRU, <http://www.icru.org/>). Die Entwicklung der Dosisgrößen ging einher mit der Entwicklung von Messmethoden und Messeinrichtungen für ionisierende Strahlung.

### 2.1 Strahlungsfelder ionisierender Strahlung

Grundsätzlich kann zwischen ionisierender und nicht ionisierender Strahlung unterschieden werden. Die Abgrenzung zwischen den Strahlungsarten ist gemäß Strahlenschutzgesetz, siehe [72] bzw. EU-Richtlinie 96/26/EURATOM [35] durch die folgende Definition gegeben: „Ionisierende Strahlung ist der Transfer von Energie in Form von Teilchen oder elektromagnetischen Wellen mit einer Wellenlänge von 100 Nanometer oder weniger oder einer Frequenz von  $3 \times 10^{15}$  Hertz oder mehr, die direkt oder indirekt Ionen erzeugen können.“ Die EU-Richtlinie 96/26/EURATOM beruht auf Empfehlungen der *International Commission on Radiological Protection* (ICRP, <http://www.icrp.org/>)

Ionisierende Strahlung ist daher durch die Eigenschaft charakterisiert, dass sie ein oder mehrere Elektronen von Atomen, Molekülen oder gebundenen Zuständen ablösen kann, siehe z. B. [84].

Ein Strahlungsfeld ionisierender Strahlung ist jener Raumbereich im Vakuum oder in einem Material, der von Teilchen, die zu ionisieren vermögen, durchsetzt wird. Es wird darauf hingewiesen, dass die Photonenstrahlung in den nachfolgenden Betrachtungen nicht als elektromagnetische Transversalwelle sondern als Teilchen (Photon) beschrieben wird.

### 2.1.1 Strahlungsarten

Es existiert eine Vielzahl von Strahlungsarten, welche die grundlegende Eigenschaft besitzen, direkt oder indirekt die von ihnen durchstrahlte Materie zu ionisieren. Im Folgenden werden nur die für strahlenphysikalische Anwendungen in der Medizin und die in der Dosimetrie ionisierender Strahlung relevantesten Strahlungsarten überblicksmäßig angeführt. Eine mögliche grundlegende Einteilung der Strahlungsarten beruht auf der Unterscheidung zwischen direkt und indirekt ionisierender Strahlung. Direkt ionisierende Strahlung besteht aus geladenen Teilchen die beim Durchgang durch Materie durch Stöße Ionisationsprozesse auslösen können. Im Fall der Wechselwirkung von indirekt ionisierender Strahlung, die sich aus ungeladenen Teilchen zusammensetzt, z. B. Photonen und Neutronen, werden geladene Teilchen erzeugt, die direkt durch Stöße ionisieren können. Zur Gruppe der direkt ionisierenden Strahlung gehören z. B. Elektronen, Myonen, Protonen,  $\pi^+$ -Mesonen, Mehrnukleonensysteme wie Deuteronen, Alphateilchen, Kohlenstoffionen u.v.m. und deren Antiteilchen.

### 2.1.2 Strahlungsquellen und Strahleneinrichtungen

Ionisierende Strahlung kann einerseits durch radioaktive Umwandlungen von instabilen Atomkernen entstehen als auch technisch durch Strahleneinrichtungen erzeugt werden. Zu den radioaktiven Umwandlungen zählen der Alphazerfall, die Betaumwandlung, die Gammaumwandlung, der Elektroneneinfang, die innere Konversion, Kernspaltung sowie die Emission von geladenen oder ungeladenen Teilchen bzw. Clustern von Teilchen aus dem Atomkern. Zu den Strahleneinrichtungen zählen z. B. Röntgenstrahlungsquellen und Teilchenbeschleuniger. Strahleneinrichtungen und radioaktive Strahlenquellen werden für die Kalibrierung von Therapiedosimeter, Strahlenschutzdosimeter, Diagnostikdosimeter und Dosimeter zur Konstanzprüfung verwendet. Für die Darstellung der Einheit der Wasser-Energiedosis werden Teletherapie Gammastrahlungsquellen und Teilchenbeschleuniger (Elektronen, Ionen) benötigt. Die folgenden Betrachtungen beziehen sich daher auf diese Anlagen.

#### **$^{60}\text{Co}$ Teletherapieanlage**

Der Strahlerkopf einer Strahleneinrichtung für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung enthält die Quellenkapsel, die das aktive Material (in Form von Pellets) beinhaltet. Die Aktivitäten zum jeweiligen Referenzzeitpunkt der eingesetzten Quellenkapseln liegen typischerweise im Bereich von 185 - 370 TBq [4]. Wenn die Anlage nicht in Betrieb ist, wird die Strahlung durch Materialien wie Wolfram, angereichertem Uran und Blei abgeschirmt. Im „eingeschalteten“ Zustand wird die Quellenkapsel durch Drehverschlüsse Abbildung 2 Bild (a) oder Schiebeverschlüsse Abbildung 2 Bild (b) positioniert, sodass die Abschirmung entfernt ist. In Abbildung 2 sind diese

Ausführungen von  $^{60}\text{Co}$  Teletherapieanlagen schematisch dargestellt. Das Strahlungsfeld wird durch Kollimatoren begrenzt und die gewünschte Feldgröße damit eingestellt.

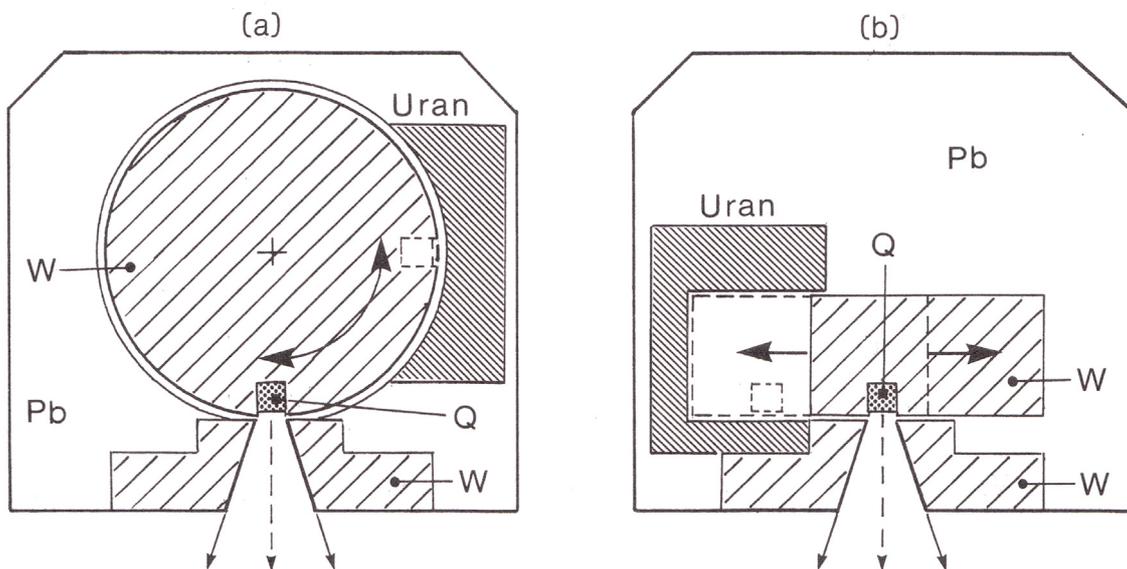


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Bauarten von  $^{60}\text{Co}$  Strahleneinrichtungen für die Teletherapie, Bild übernommen von [58]

### Elektronenbeschleuniger

Im Rahmen dieser Arbeit wurden überwiegend Linearbeschleuniger (*Linac's*) verwendet. Diese Beschleuniger werden für die Erzeugung von Elektronenstrahlung - für strahlentherapeutische Anwendungen - im Energiebereich von 2 - 30 MeV bzw. von Photonenstrahlung mit Grenzenergien von 4 - 50 MeV verwendet.

In der Abbildung 3 ist ein Elektronenlinearbeschleuniger der Fa. Varian und dessen Funktionsprinzip schematisch dargestellt. Im Fall von Hochfrequenz-Elektronenlinearbeschleunigern werden die Elektronen in geraden Röhren beschleunigt und sie werden im Impulsbetrieb verwendet. Das erforderliche elektrische Feld hat eine Frequenz von ca. 3 GHz, siehe [58] und [84].

Die Elektronen werden typischerweise in thermischen Elektronenquellen oder in nicht geheizten Gitterkathoden (z. B. Flächenkathoden mit Bariumsulfatbeschichtung zur Verringerung der Austrittsarbeit der Elektronen) erzeugt. Die Elektronen werden durch Anlegen einer Spannungsdifferenz zwischen Anode und Kathode aus dieser extrahiert und mittels eines Wehneltzylinders komprimiert. Danach werden sie in das Beschleunigungsrohr eingespeist und durch das hochfrequente elektrische Feld (erzeugt in Magnetrons oder Klystrons) entsprechend dem Wanderwellenprinzip oder dem Stehwellenprinzip beschleunigt, siehe [4], [51] und [58].

Der erzeugte Elektronenstrahl wird durch Magnete umgelenkt und im Elektronenbetrieb durch Verwendung von Streufolien, Kollimatoren und Tubusse aufgeweitet, homogenisiert und damit die gewünschte Feldgröße erzeugt. Im Strahlengang ist im Elektronen- und im Photonenbetrieb eine Monitorisationskammer eingebaut. Im Photonenbetrieb wird durch Wechselwirkung der

beschleunigten Elektronen mit dem *Target* Bremsstrahlung erzeugt, deren Intensität entlang der Zentralachse am höchsten ist. Daher wird die Bremsstrahlung durch Ausgleichkörper, so genannte *flattening filter*, homogenisiert und auch aufgehärtet. Durch die Homogenisierung werden isotrope symmetrische Dosisquerprofile erzeugt. Durch Kollimatoren (z.B. Lamellenkollimatoren: *multileaf collimator* MLC) am Ende des Beschleunigerkopfes wird die Strahlung begrenzt und die gewünschte Feldgröße bzw. Feldform erzeugt.



Abbildung 3: Schematische Darstellung der Komponenten im Strahlengang eines Linearbeschleunigers, Bild übernommen von Varian Medical Systems, Quelle: [http://www.varian.com/us/oncology/radiation\\_oncology/clinac/](http://www.varian.com/us/oncology/radiation_oncology/clinac/)

Im Rahmen der EURAMET-Kalorimeter-Vergleichsmessung (siehe Kapitel 6.4.2) wurden auch Energiedosismessungen im Strahlungsfeld eines Mikrotrons durchgeführt. Im Gegensatz zum Linearbeschleuniger werden bei einem Mikrotron die Elektronen in homogenen zeitlich konstanten Magnetfeldern auf Kreisbahnen gelenkt. Die Bahnradien erhöhen sich mit steigender Energie, siehe [4], [58] und [84]. Die Beschleunigung erfolgt durch einen Hohlraumresonator (ca. 3 GHz Hochfrequenz) der bei jedem Umlauf der Elektronen durchsetzt wird.

### 2.1.3 Strahlungsfeldgrößen

Eine Strahlungsfeldgröße ist gemäß [50], [56], [58] und [84] als differenzierbare nicht-stochastische Punktgröße definiert. Zur Beschreibung und Charakterisierung

eines Strahlungsfeldes werden in Abhängigkeit von der Anwendung verschiedene Strahlungsfeldgrößen verwendet.

Diese Größen können als mehrfach differenzierte Teilchenzahl oder mehrfach differenzierte Strahlungsenergie (Summe aller Energien der emittierten, übertragenen oder empfangenen ionisierenden Teilchen) definiert werden. Eine vollständige Beschreibung eines Strahlungsfeldes ist durch die Anzahl der Teilchen, deren räumlicher und zeitlicher Verteilung und ihrer Energie- und Richtungsverteilung möglich.

In der Tabelle 1 und Tabelle 2 ist eine Auswahl der skalaren Strahlungsfeldgrößen und deren mathematische Beschreibung aufgelistet, beruhend auf [50], [56], [58] und [84]. Dabei bezeichnet  $N$  die Teilchenzahl,  $t$  die Zeit,  $E$  die Teilchenenergie,  $\vec{\Omega}$  den Raumwinkelvektor,  $\vec{r}$  den Radiusvektor,  $dA_{\perp}$  die Querschnittsfläche einer differentiellen Kugel um den betrachteten Punkt und  $W$  die Strahlungsenergie.

Tabelle 1: Übersicht über die auf Teilchenzahlen bezogen skalaren Strahlungsfeldgrößen

Bezeichnung	mathematische Beschreibung	Einheit
spektrale, raumwinkelbezogene Teilchenflussdichte	$\varphi_{E,\Omega}(t, E, \vec{\Omega}, \vec{r}) = \frac{d^4 N}{dt \cdot dE \cdot d\Omega \cdot dA_{\perp}}$	$s^{-1} \cdot J^{-1} \cdot sr^{-1} \cdot m^{-2}$
spektrale Teilchenflussdichte	$\varphi_E(t, E, \vec{r}) = \int_{\Omega} \varphi_{E,\Omega} \cdot d\Omega = \frac{d^3 N}{dt \cdot dE \cdot dA_{\perp}}$	$s^{-1} \cdot J^{-1} \cdot m^{-2}$
spektrale, raumwinkelbezogene Teilchenfluenz	$\Phi_{E,\Omega}(E, \vec{\Omega}, \vec{r}) = \int_{t_1}^{t_2} \varphi_{E,\Omega} \cdot dt = \frac{d^3 N}{dE \cdot d\Omega \cdot dA_{\perp}}$	$J^{-1} \cdot sr^{-1} \cdot m^{-2}$
spektrale Teilchenfluenz	$\Phi_E(E, \vec{r}) = \int_{t_1}^{t_2} \varphi_E \cdot dt = \int_{\Omega} \Phi_{E,\Omega} \cdot d\Omega = \frac{d^2 N}{dE \cdot dA_{\perp}}$	$J^{-1} \cdot m^{-2}$
raumwinkelbezogene Teilchenflussdichte	$\varphi_{\Omega}(t, \vec{\Omega}, \vec{r}) = \int_0^{\infty} \varphi_{E,\Omega} \cdot dE = \frac{d^3 N}{dt \cdot d\Omega \cdot dA_{\perp}}$	$s^{-1} \cdot sr^{-1} \cdot m^{-2}$
Teilchenflussdichte	$\varphi(t, \vec{r}) = \int_0^{\infty} \varphi_E \cdot dE = \int_{\Omega} \varphi_{\Omega} \cdot d\Omega = \frac{d^2 N}{dt \cdot dA_{\perp}}$	$s^{-1} \cdot m^{-2}$
Teilchenfluenz	$\Phi(\vec{r}) = \int_0^{\infty} \Phi_E \cdot dE = \int_{t_1}^{t_2} \varphi \cdot dt = \frac{dN}{dA_{\perp}}$	$m^{-2}$
Teilchenfluss	$\dot{N}(t) = \frac{dN}{dt}$	$s^{-1}$
Teilchenzahl	$N$	1

Tabelle 2: Übersicht über die auf Summen von Teilchenenergien bezogenen skalaren Strahlungsfeldgrößen (ohne raumwinkelbezogene Feldgrößen)

Bezeichnung	mathematische Beschreibung	Einheit
spektrale Energieflussdichte	$\psi_E(t, E, \vec{r}) = \frac{d^3W}{dt \cdot dE \cdot dA_{\perp}}$	$s^{-1} \cdot m^{-2}$
spektrale Energiefluenz	$\Psi_E(E, \vec{r}) = \int_{t_1}^{t_2} \psi_E \cdot dt = \frac{d^2W}{dE \cdot dA_{\perp}}$	$m^{-2}$
Energieflussdichte	$\psi(t, r) = \int_0^{\infty} \psi_E \cdot dE = \frac{d^2W}{dt \cdot dA_{\perp}}$	$J \cdot s^{-1} \cdot m^{-2}$
Energiefluenz	$\Psi(\vec{r}) = \int_0^{\infty} \Psi_E \cdot dE = \int_{t_1}^{t_2} \psi \cdot dt = \frac{dW}{dA_{\perp}}$	$J \cdot m^{-2}$
Energiefluss	$\dot{W}(t) = \frac{dW}{dt}$	$s^{-1}$
Strahlungsenergie	$W$	J

Zur Beschreibung der Richtung des Strahlungstransportes werden vektorielle Strahlungsfeldgrößen benötigt. Um aus raumwinkelbezogenen skalaren Feldgrößen die vektoriellen Größen zu erhalten, müssen diese mit dem Raumwinkel-Einheitsvektor multipliziert werden.

## 2.2 Wechselwirkungsprozesse ionisierender Strahlung mit Materie

Die für diese Arbeit relevantesten Strahlungsarten sind die Photonen- und Elektronenstrahlung. Daher wird im speziellen nur auf diese Arten der ionisierenden Strahlung und deren wesentlichste Wechselwirkungen mit Materie eingegangen.

### 2.2.1 Photonenstrahlung

Photonen können in Abhängigkeit von ihrer Energie mit der Atomhülle oder dem Atomkern in Wechselwirkung treten. Mit der Atomhülle können sie durch kohärente Streuung (Thomson-Streuung bzw. Rayleigh-Streuung), dem Photoeffekt und durch inkohärente Streuung (Compton-Streuung) wechselwirken. Die Wechselwirkung mit dem Coulombfeld des Atomkerns und dem von Hüllenelektronen erfolgt durch Paarbildung bzw. Triplettbildung. Die Wechselwirkung mit Nukleonen des Atomkerns erfolgt durch den Kernphotoeffekt.

Im Fall der kohärenten Streuung wird das Photon ohne Energieverlust, und ohne Anregung oder Ionisation der Materie, aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt. Durch diese Wechselwirkung wird die Strahlung durch eine Aufweitung,

nicht aber durch Energieübertragung oder Energieabsorption geschwächt, siehe z. B. [57] und [84].

Bei der Wechselwirkung in Form des Photoeffekts wird ein gebundenes Hüllenelektron durch das Photon aus einer der Schalen gestoßen, siehe z. B. [57] und [84]. Das Elektron erhält dabei die Energie des Photons abzüglich der Bindungsenergie des herausgelösten Elektrons. Dadurch befindet sich das Atom in einem angeregten Zustand. Im Anschluss an die Emission des Photoelektrons erfolgt der Übergang des Atoms in den Grundzustand durch Emission von charakteristischer Röntgenstrahlung oder durch Emission von Augerelektronen.

Bei der Compton-Streuung wird das einfallende Photon am quasifreien Hüllenelektron ( $E_b \ll E_{kin}$ ) des Atoms unter Abgabe von Energie gestreut. Die Energieverteilung der Comptonelektronen ist kontinuierlich mit einer definierten Obergrenze, der sogenannten Comptonkante, siehe z. B. [57] und [84]. Diese wird durch die Verteilung der Anfangsenergien der Compton-Rückstoßelektronen bestimmt. Für Photonenenergien im Bereich von 0,5 - 3 MeV, besitzen sie eine um 0,17 - 0,24 MeV kleinere kinetische Anfangsenergie als die einfallende Strahlung, siehe [84].

Durch die Wechselwirkung des einfallenden Photons mit dem Coulombfeld des Atomkerns kann für Photonenenergien  $> 2m_e c^2$  (1,022 MeV) ein Elektron-Positron-Paar gebildet werden, siehe z. B. [57] und [84]. Diese Teilchen erhalten die aufgeteilte kinetische Energie, die der Energie des einfallenden Photons abzüglich der doppelten Ruhenergie des Elektrons entspricht. Nach Abgabe der kinetischen Energie rekombiniert das Positron mit einem freien Elektron unter Aussendung von Annihilationsstrahlung in Form von zwei Photonen mit der Energie von 511 keV.

Für Photonenenergien  $> 4m_e c^2$  (2,044 MeV) kann die Paarerzeugung auch im elektrischen Feld eines Hüllenelektrons stattfinden. In diesem Fall erhält zusätzlich zum gebildeten Elektron-Positron-Paar das Hüllenelektron einen Impuls und man spricht daher von Triplettbildung, siehe [57] und [84].

Photonen können ihre Energie auch auf den Atomkern oder einzelne Nukleonen des Kerns übertragen. Für Energien der Photonen größer als die Separationsenergie der Nukleonen im betrachteten Atomkern können diese - aber auch Kernfragmente - herausgeschlagen werden, siehe [84]. Der dadurch gebildete Atomkern ist zumeist radioaktiv und unterliegt daher Umwandlungsprozessen.

### Wechselwirkungskoeffizienten

Die Wechselwirkung der Photonen erfolgt in verschiedenen Stufen, siehe [56], [84]. Beim Durchgang durch Materie wird die primäre Photonstrahlung geschwächt, in weitere Folge wird ihre Energie auf geladene Sekundärteilchen übertragen. Diese Sekundärteilchen übertragen ihre kinetische Energie durch Ionisation und Anregung auf die Materie.

Die unterschiedlichen Stufen werden durch folgende Wechselwirkungskoeffizienten beschrieben: Schwächungskoeffizient, Energieumwandlungskoeffizient und Energieabsorptionskoeffizient (bzw. bezogen auf die Dichte: Massen-Schwächungskoeffizient, Massen-Energieumwandlungskoeffizient und Massen-Energieabsorptionskoeffizient). Gleichung 1 zeigt in Anlehnung an [84] das Schwächungsgesetz in differentieller Form für das Durchqueren eines unendlich schmalen parallelen Photonenbündels einer Materieschicht der Dicke  $z$ , und in integraler Form für monoenergetische Photonenstrahlung der Energie  $E_\gamma$ . Dabei

bezeichnet  $\psi_E(E, z)$  die spektrale Energieflussdichteverteilung,  $\psi(E_1, z)$  die Energieflussdichte und  $\mu$  den linearen Schwächungskoeffizient bzw.  $\mu/\rho$  den Massen-Schwächungskoeffizient.

$$d\psi_E = -\psi_E \cdot \mu \cdot dz \quad \text{bzw.} \quad \psi(E_1, z) = \psi(E_1, 0) \cdot e^{-\mu \cdot z} \quad (1)$$

Der Gesamtschwächungskoeffizient kann in die Teil-Schwächungskoeffizienten für den Photoeffekt  $\tau$ , die Streuung  $\sigma_{\text{ges}}$  und die Paarbildung  $\kappa$  aufgespalten werden.  $\sigma_{\text{ges}}$  setzt sich zusammen aus den Koeffizienten für kohärente Streuung  $\sigma_{\text{coh}}$  und für inkohärente Streuung  $\sigma$ . Der Wechselwirkungskoeffizient für die Paarbildung im Feld eines Hüllenelektrons wird mit  $\kappa_{\text{tripl}}$  angegeben. In der Abbildung 4 sind die Schwächungskoeffizienten für Photonenstrahlung in Uran (ausgewählt wegen der hohen Ordnungszahl, zur ausgeprägten Darstellung aller Wechselwirkungseffekte) im Energiebereich von 1 keV bis 100 GeV graphisch dargestellt. Die Werte der Koeffizienten stammen von der *XCOM* Wirkungsquerschnittsdatenbank für Photonenstrahlung, siehe [15].

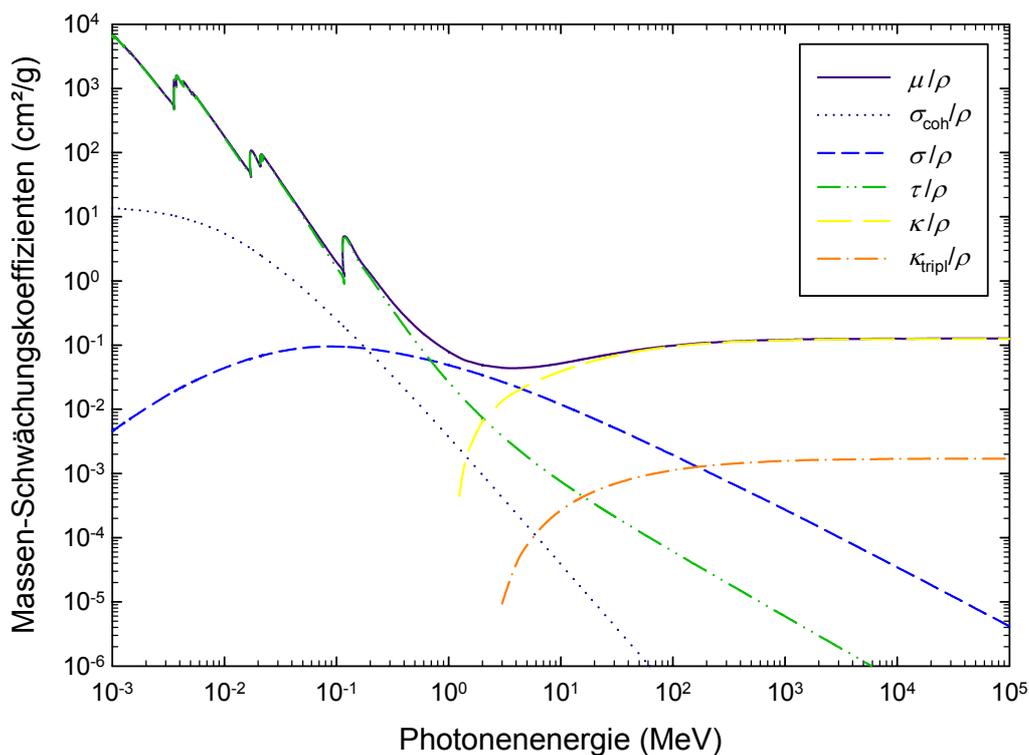


Abbildung 4: Gesamt- und Teil-Massen-Schwächungskoeffizienten für Photonen in Uran (Zahlenwerte gemäß [15])

Der Energieumwandlungskoeffizient  $\mu_{\text{tr}}$  beschreibt laut [50], [56] [58] und [84] die Umwandlung der auf eine Materieschicht  $dz$  eingestrahelten Photonenenergie  $W = N \cdot h\nu$  in kinetische Energie  $dW_{\text{kin}}$  der Sekundärelektronen. Dabei ist  $dW_{\text{kin}} = dN \cdot \bar{E}_{\text{tr}}$  die Summe der Anfangswerte der kinetischen Energien aller geladenen Teilchen, die in der betrachteten Schicht von den Photonen erzeugt werden. Die Zahl der Wechselwirkungen  $dN$  von  $N$  Photonen in der Schicht ist

gegeben durch  $dN = \mu \cdot N \cdot dz$ . Mit diesen Größen wird  $\mu_{tr}$  entsprechend der Gleichung (2) definiert, siehe [50], [56] und [84].

$$\text{aus } dW_{kin} = W \cdot \mu_{tr} \cdot dz \text{ folgt } \mu_{tr} = \mu \cdot (\bar{E}_{tr} / h\nu) \quad (2)$$

Der Energieabsorptionskoeffizient  $\mu_{en}$  berücksichtigt, dass ein Anteil  $g_m$  von  $\bar{E}_{tr}$  in Bremsstrahlung umgesetzt und erst in größerer Entfernung absorbiert wird. Die absorbierte Energie  $\bar{E}_{en}$  und  $\mu_{en}$  sind laut [50], [56], [58] und [84] entsprechend der folgenden Gleichung definiert.

$$\mu_{en} = \mu \cdot (\bar{E}_{en} / h\nu) = \mu_{tr} \cdot (1 - g_m) \quad \text{mit} \quad \bar{E}_{en} = \bar{E}_{tr} \cdot (1 - g_m) \quad (3)$$

Die Koeffizienten  $\mu_{tr}$  und  $\mu_{en}$  werden analog zum Schwächungskoeffizient aus der Summe Teilkoeffizienten für die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse gebildet. In der Abbildung 5 ist der direkte Vergleich von Massen-Schwächungskoeffizient und Massen-Energieabsorptionskoeffizient für Photonenstrahlung im Energiebereich von 1 keV - 20 MeV graphisch dargestellt. Die Werte der Wechselwirkungskoeffizienten wurden aus der Literatur übernommen, siehe [41].

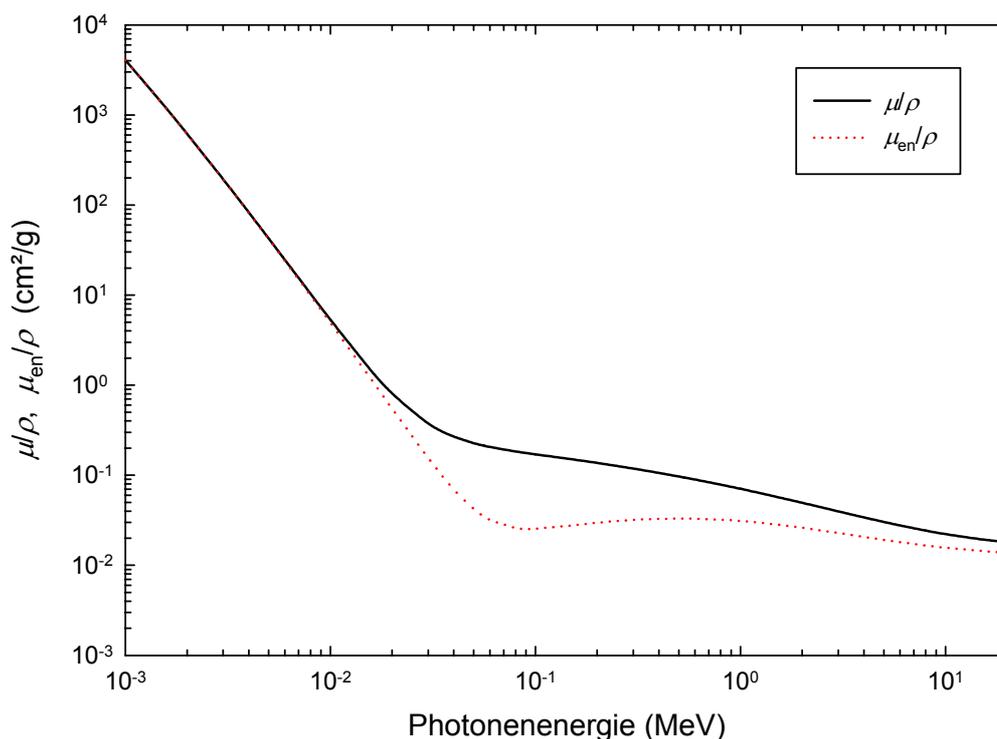
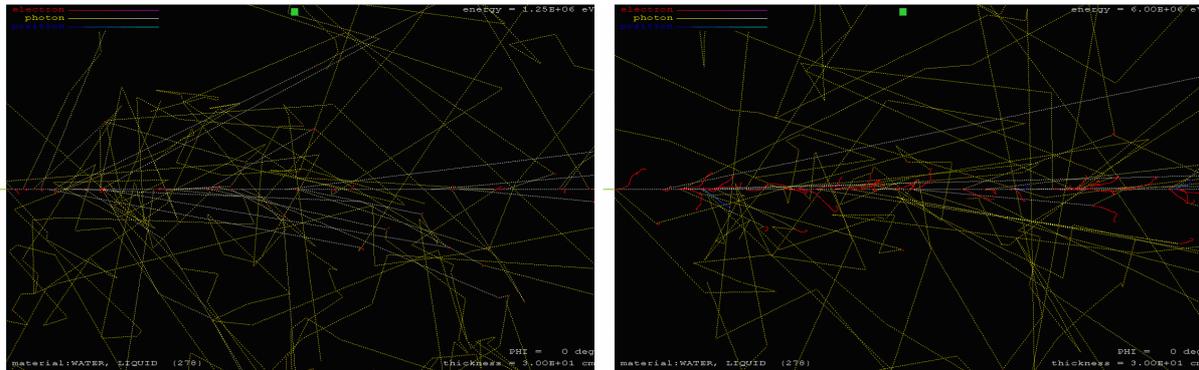


Abbildung 5: Vergleich der Wechselwirkungskoeffizienten für Schwächung und Energieabsorption für Photonen in Wasser (Zahlenwerte gemäß [41])

In Abbildung 6 ist beispielhaft für die Wechselwirkung von Photonen mit Materie die Monte Carlo Simulation des Strahlungstransportes eines Strahlenbündels von 50 Photonen mit Anfangsenergien von 1,25 MeV und 6 MeV graphisch aufbereitet. Die Wechselwirkungsprozesse/Teilchenbahnen wurden bis zu der Energieschwelle von

1 keV mit dem PENELOPE-2006 Unterprogramm *shower* simuliert. Dieses Programm ist für die graphische Darstellung des Strahlungstransportes in Materialscheiben konzipiert.



**Abbildung 6: Monte Carlo Simulation des Strahlungstransportes eines Strahlenbündels von 50 Photonen mit der Anfangsenergie von 1,25 MeV (linkes Bild) und 6 MeV (rechtes Bild) in 30 cm Wasser**

## 2.2.2 Elektronenstrahlung

Die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie kann durch elastische Streuung mit dem Coulombfeld der Atomhülle, durch inelastische Stöße mit Elektronen der Atomhülle, durch Erzeugung von Bremsstrahlung im Feld des Atomkerns und der Hüllenelektronen, durch elastische Streuung im Coulombfeld des Atomkerns und durch inelastische Wechselwirkung mit dem Atomkern erfolgen, siehe z. B. [56], [57], und [84].

Die elastische Streuung der Elektronen mit dem Coulombfeld des Atomkerns erfolgt in Abhängigkeit von der bestrahlten Schichtdicke durch Einzelstreuung, Mehrfachstreuung, Vielfachstreuung und durch vollständige Diffusion, siehe z. B. [84]. Inelastische Stöße mit Hüllenelektronen können in Form von Ionisations- und Anregungsprozessen, Erzeugung von  $\delta$ -Elektronen (Sekundärteilchen die ausreichend Energie besitzen, um ihrerseits ionisieren zu können) und durch Erzeugung von Čerenkov-Strahlung erfolgen, siehe [56], [57] und [84]. Die Erzeugung von Bremsstrahlung wird verursacht durch die elektromagnetische Wechselwirkung mit Hüllenelektronen oder dem Atomkern. Dabei werden durch kurzzeitige Radialbeschleunigungen die Elektronen abgelenkt. Dies führt zur Emission von Photonen. Dadurch wird die kinetische Energie der Elektronen reduziert. Die inelastische Wechselwirkung mit Atomkernen kann zu deren Anregung und anschließender Emission von Gammastrahlung führen [84].

Die Art der auftretenden Wechselwirkung wird im Fall von Elektronen und allgemein für geladene Teilchen durch deren kinetische Energie, die physikalischen Eigenschaften des Absorbers und durch den Stoßparameter  $s$  [56], [57] siehe Abbildung 7 bestimmt.

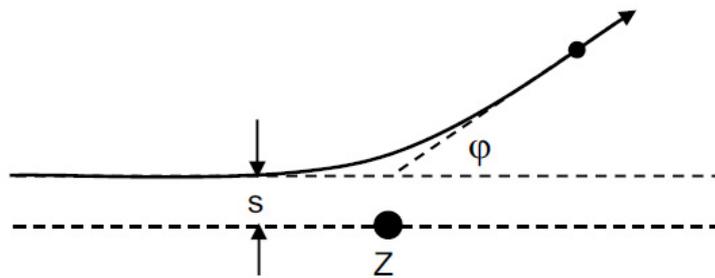


Abbildung 7: Schematische Darstellung des Stoßparameters bei der Wechselwirkung von Elektronen mit Materie, [56]

Für Stoßparameter  $s \gg r_A$  (Atomradius) erfolgt die Wechselwirkung mit der Atomhülle durch elastische Streuung und Ionisations- und Anregungsprozesse. Mit abnehmendem Stoßparameter und für Werte von  $s \approx r_A$  steigt die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von  $\delta$ -Elektronen. Für  $s \ll r_A$  können die Elektronen mit dem Coulombfeld der Atomkerne in Wechselwirkung treten.

### Bremsvermögen

Zur Beschreibung des Energieverlustes  $dE$  der Elektronen entlang ihrer Bahn in Materie - beschrieben durch das Wegelement  $dx$  - wird der Begriff des Bremsvermögens  $S$  bzw. des Massenbremsvermögens  $S/\rho$  verwendet. Die wesentlichsten Beiträge zum Energieverlust werden durch inelastische Stöße mit Hüllenelektronen und durch die Erzeugung von Bremsstrahlung geliefert [84]. Daher wird das Bremsvermögen durch die Summe von Stoßbremsvermögen  $S^{\text{col}}$  und Strahlungsbremsvermögen  $S^{\text{rad}}$  beschrieben, siehe Gleichung 4.

$$S = \left( \frac{dE}{dx} \right) = S^{\text{col}} + S^{\text{rad}} \quad \text{bzw.} \quad \frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \cdot \left( \frac{dE}{dx} \right) = \frac{S^{\text{col}}}{\rho} + \frac{S^{\text{rad}}}{\rho} \quad (4)$$

Die Bahnlänge von Elektronen in Materie kann durch Integration über das reziproke Bremsvermögen erhalten werden. Die Bahnlänge beschreibt dabei die gesamte Wegstrecke der Elektronen inklusive aller Krümmungen. Diese Werte sind in Form von Tabellen verfügbar in z. B. [28] und [45] oder können mithilfe von [87] berechnet werden. Weiters existiert eine Vielzahl von empirischen Formeln zur Abschätzung der Reichweite (mittlere-, extrapolierte-, maximale Reichweite) von Elektronen unterschiedlicher Energien in verschiedenen Materialien, siehe z. B. [50], [56] und [84].

### Stoßbremsvermögen

In Gleichung 5 ist die Bethe-Bloch Formel (siehe [45] und [84]) für Elektronen angeführt. Durch sie kann das Massen-Stoßbremsvermögen  $S^{\text{col}}/\rho$  eines Materials in Abhängigkeit von der kinetischen Energie  $E$  der Elektronen beschrieben werden.

$$\frac{S^{\text{col}}}{\rho} = \frac{1}{\rho} \cdot \left( \frac{dE}{dx} \right)^{\text{col}} = \frac{a}{\beta^2} \cdot \frac{Z}{A_r \cdot m_u} \cdot \left[ \ln \left( \frac{E}{I} \right)^2 + \ln \left( 1 + \frac{\tau}{2} \right) + F(E) - \delta \right] \quad (5)$$

mit

$$a = 2 \cdot \Pi \cdot r_e^2 \cdot m_e \cdot c^2, \quad \tau = \frac{E}{m_e \cdot c^2}, \quad F(E) = (1 - \beta^2) \cdot \left[ 1 + \frac{\tau^2}{8} - (2\tau + 1) \cdot \ln 2 \right] \quad (6)$$

Dabei bezeichnet  $Z$  die Ordnungszahl,  $A_r$  die relative Atommasse,  $m_u$  die atomare Masseneinheit,  $I$  die mittlere Anregungsenergie der Atome,  $r_e$  den klassischen Elektronenradius,  $m_e \cdot c^2$  die Ruheenergie des Elektrons,  $\beta = v/c$  das Verhältnis der Elektronengeschwindigkeit zur Vakuumlichtgeschwindigkeit und  $\delta$  die Dichteeffekt-Korrektion.

Für Elektronenenergien oberhalb von etwa 1 MeV wird ein Anstieg des Massenstoßbremsvermögens mit zunehmender Energie beobachtet, siehe Abbildung 8. Ursache für diese Erhöhung ist die Lorentz-Verbreiterung des elektrischen Feldes des Elektrons (senkrecht zu dessen Flugrichtung), dadurch wird die Ionisierung von Atomen auch in größeren Entfernungen möglich, siehe [57] und [84]. Das Ausmaß des Anstiegs des Massen-Stoßbremsvermögens ist von der Massendichte des Absorbermaterials abhängig und wird durch die Dichteeffekt-Korrektion  $\delta$  berücksichtigt.  $\delta$  berücksichtigt die Polarisation des Mediums. Die Höhe der Polarisation hängt von der Ladungsdichte und somit auch von der Massendichte des Absorbers ab. In Feststoffen und Flüssigkeiten ist daher mit einer höheren Polarisation zu rechnen. Durch die Polarisation des Mediums wird das senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Elektrons relativistisch gedehnte elektrische Feld abgeschwächt und somit die lokale Wechselwirkungswahrscheinlichkeit reduziert. Dominiert durch die  $Z/A$ -Abhängigkeit des Massen-Stoßbremsvermögens ist für leichte Medien das Massen-Stoßbremsvermögens stets größer als für schwere. In Abbildung 8 ist die Energieabhängigkeit des Massenbremsvermögens, des Massen-Stoßbremsvermögens und des Massen-Strahlungsbremsvermögens graphisch aufbereitet. Die dargestellten Werte sind jene, die vom Monte Carlo code PENELOPE-2006 [87] verwendet werden, und sind konsistent mit den empfohlenen Daten der *International Commission on Radiation Units and Measurements* (ICRU), siehe [45].

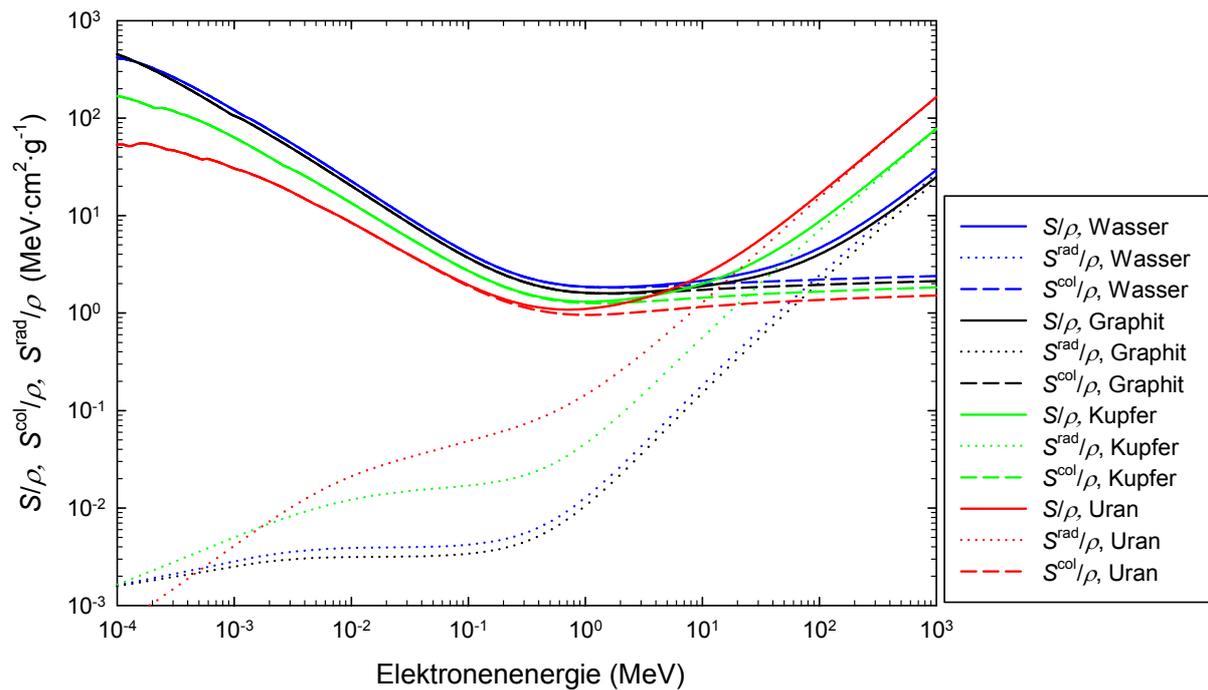


Abbildung 8: Massenbremsvermögen, Massen-Stoßbremsvermögen und Massen-Strahlungsbremsvermögen für Elektronen in Wasser (blaue Kurve), Graphit (schwarze Kurve), Kupfer (grüne Kurve) und Uran (rote Kurve), Zahlenwerte berechnet mit PENELOPE [87]

Eine aus dem Stoßbremsvermögen abgeleitete Größe ist das beschränkte Stoßbremsvermögen oder lineare Energieübertragungsvermögen (LET)  $S_{\Delta}^{\text{col}} = L_{\Delta}$ . Dabei werden Stoßprozesse mit einem Energieverlust kleiner als  $\Delta$  betrachtet (dabei gilt: für  $\Delta \rightarrow \infty$  folgt  $S_{\infty}^{\text{col}} = L_{\infty} = S^{\text{col}}$ ).

### Strahlungsbremsvermögen

Gleichung 7 beschreibt das Massen-Strahlungsbremsvermögen  $S^{\text{rad}}/\rho$  eines Materials in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Elektronen. Bei der angeführten Gleichung handelt es sich um eine Näherungsformel entsprechend [45] und [84].

$$\frac{S^{\text{rad}}}{\rho} = \frac{1}{\rho} \cdot \left( \frac{dE}{dx} \right)^{\text{rad}} \approx b \cdot \frac{(\tau+1) \cdot Z^2}{A_r \cdot m_u} \cdot \Phi_{\text{rad},n} \cdot \left( 1 + \frac{d}{Z} \right) \quad (7)$$

mit

$$b = \frac{4 \cdot r_e^2 \cdot m_e \cdot c^2}{137}, \quad d = \frac{\Phi_{\text{rad},e}}{\Phi_{\text{rad},n}} \quad (8)$$

Die Energieabhängigkeit des Massen-Strahlungsbremsvermögen ist in Abbildung 8 grafisch dargestellt und ist im wesentlichen von den Wirkungsquerschnitten für die Energieverluste durch Strahlung am Kern  $\Phi_{\text{rad},n}$  und an Elektronen  $\Phi_{\text{rad},e}$  abhängig. Die Schnittpunkte der Kurven für das Massen-Stoßbremsvermögen und das Massen-Strahlungsbremsvermögen (siehe Abbildung 8) werden als kritische Energien

bezeichnet, siehe [57] und [84]. Für schwere Absorber ist das Massen-Strahlungsbremsvermögen aufgrund der  $Z^2/A$ -Abhängigkeit höher als für leichte.

Abbildung 9 zeigt - beispielhaft für die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie - die Monte Carlo Simulation des Strahlungstransportes eines Strahlenbündels von 50 Elektronen mit Anfangsenergien von 10 MeV und 20 MeV. Die Simulationen wurden mit dem PENELOPE-2006 Unterprogramm *shower* bis zu der Energieschwelle von 1 keV durchgeführt.

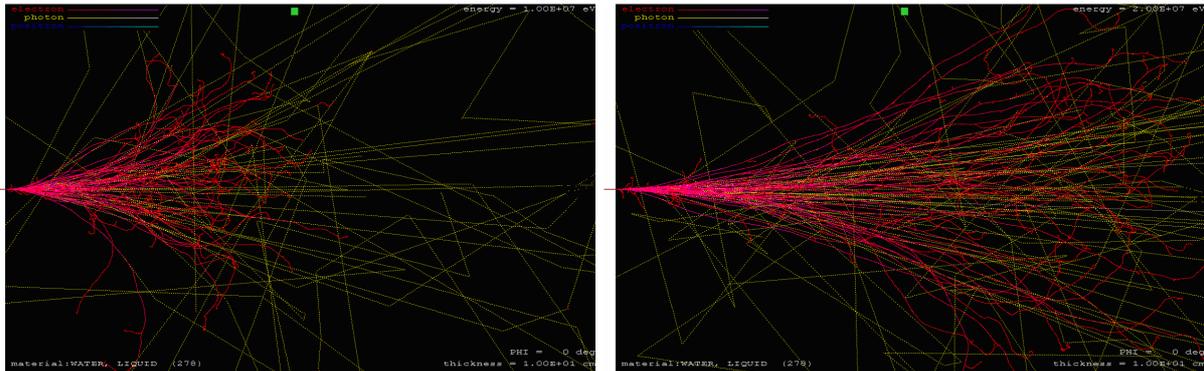


Abbildung 9: Monte Carlo Simulation des Strahlungstransportes eines Strahlenbündels von 50 Elektronen mit der Anfangsenergie von 10 MeV (linkes Bild) und 20 MeV (rechtes Bild) in 10 cm Wasser

## 2.3 Dosisgrößen für ionisierende Strahlung

Bei den Dosisgrößen für ionisierende Strahlung kann zwischen physikalisch definierten und im Bezug auf die biologische Wirkung definierter Dosisgrößen (Dosisgrößen für den Strahlenschutz) unterschieden werden. Letztere setzen aber immer physikalische Dosisgrößen als Grundlage für die Quantifizierung der Wirkung ionisierender Strahlung auf den menschlichen Körper voraus. Die Strahlenschutz-Limitgrößen (Organdosis und Effektive Dosis) sind grundsätzlich nicht direkt messbar, und erfordern daher zusätzlich die Einführung von Dosis-Messgrößen. Diese sind gemäß [44] und [57] die sogenannten Äquivalentdosen.

### 2.3.1 Physikalisch definierte Dosisgrößen

Die physikalisch definierten Dosisgrößen sind auf einen Aufpunkt bezogene, ortsabhängige stetige und differenzierbare Punktgrößen, siehe [84]. Die Angabe der Dosisgröße erfolgt im Bezug auf das Material des betrachteten Massen- bzw. Volumenelementes und falls erforderlich, bezogen auf die Zeit, als Dosisleistung. Im Rahmen einer messtechnischen Bestimmung ist zu beachten, dass das betrachtete Volumenelement nicht zu klein gewählt wird um sicherzustellen, dass die übertragene Energie keinen stochastischen Schwankungen unterworfen ist, [84].

Bei indirekt ionisierender Strahlung erfolgt die Energieübertragung in zwei Stufen, nämlich als erste Stufe die Erzeugung von geladenen Teilchen wie Sekundärelektronen aufgrund der Wechselwirkung mit dem Atom, und als zweite

Stufe die Übertragung der Energie der geladenen Teilchen längs ihres Weges auf das Material.

### Kerma

Die erste Stufe der Wechselwirkung von indirekt ionisierender Strahlung mit Materie wird durch die Dosisgröße Kerma  $K$  (*kinetic energy released per unit mass*) entsprechend Gleichung (9) beschrieben, siehe z.B. [43], [56] und [84]. Die Einheit der Kerma ist das Gray (Gy);  $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$ .

$$K = \frac{dE_{\text{tr}}}{dm} = \frac{dE_{\text{tr}}}{\rho \cdot dV} \quad (9)$$

Dabei beschreibt  $dE_{\text{tr}}$  die Summe der Anfangswerte der kinetischen Energien aller geladenen Teilchen die von indirekt ionisierender Strahlung aus dem Masselement  $dm$  - gegeben durch das im Volumenelement  $dV$  enthaltene Material der Dichte  $\rho$  - freigesetzt werden.

Die Kerma kann laut [84] als Summe von Stoßkerma  $K^{\text{col}}$  und Strahlungskerma  $K^{\text{rad}}$  dargestellt werden. Durch  $K^{\text{col}}$  wird jener Anteil der Kerma beschrieben, der im gleichen Material von Sekundärelektronen durch Ionisation und Anregung umgesetzt wird.  $K^{\text{rad}}$  beschreibt den Anteil der Energie an  $K$ , der durch die Erzeugung von Bremsstrahlung, Vernichtungsstrahlung oder Fluoreszenzstrahlung wieder in Energie von Photonen umgewandelt wird. Das Verhältnis von  $K^{\text{rad}}/K$  wird mit  $g_m$  bezeichnet (siehe Kapitel 2.2.1 Gleichung (3)).

### Energiedosis

Die Energiedosis wird durch Verwendung des Begriffs der lokal übertragenen Energie gemäß [43], [56] und [84] und Gleichung (10) wie folgt definiert: Die in einem Material durch ionisierende Strahlung auf ein Masselement  $dm$  - gegeben durch das im Volumenelement  $dV$  enthaltene Material der Dichte  $\rho$  - übertragene mittlere Energie  $d\bar{\varepsilon}$  wird als Energiedosis  $D$  bezeichnet; Einheit: Gy.

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} = \frac{d\bar{\varepsilon}}{\rho \cdot dV} \quad (10)$$

Die lokal übertragene Energie  $\varepsilon$  beinhaltet gemäß [84] die gesamte in das betrachtete Volumen eintretende Strahlungsenergie (ohne Ruheenergien) abzüglich der aus dem Volumen austretenden Strahlungsenergie (ohne Ruheenergien) sowie die Summe aller Änderungen der Ruheenergien der Kerne und Elementarteilchen als Folge der Wechselwirkungsprozesse im betrachteten Volumen. Dabei handelt es sich um eine stochastische Größe, deren Erwartungswert die übertragene mittlere Energie  $d\bar{\varepsilon}$  eine nicht stochastische Größe darstellt.

### Ionendosis

Als Ionendosis wird der in Luft durch ionisierende Strahlung erzeugte Betrag der elektrischen Ladung  $dQ$  der Ionen eines Vorzeichens in einem Volumenelement  $dV$  bezeichnet, siehe Gleichung (11) sowie [43], [56] und [84]. Weiters bezeichnet  $dm_a$  die Masse und  $\rho$  die Dichte der Luft. Die Einheit der Ionendosis ist C/kg.

$$J = \frac{dQ}{dm_a} = \frac{dQ}{\rho \cdot dV} \quad (11)$$

Eine spezielle Ionendosisgröße ist die Standard-Ionendosis (die bei Sekundärelektronengleichgewicht erzeugte Ionendosis), welche insbesondere im deutschsprachigen Raum sehr verbreitet war, gegenwärtlich jedoch immer weniger gebräuchlich ist.

### 2.3.2 Strahlenschutz-Limitgrößen

Im Strahlenschutz werden gemäß dem ICRP-Konzept (siehe [47]), die Organdosis und die Effektive Dosis zur Quantifizierung von Wirkung und Risiko ionisierender Strahlung verwendet. Dosisgrenzwerte und Richtwerte, die sich auf diese Größen beziehen, sind in [72], [73] und [94] verfügbar.

#### Organdosis

Als Organdosis wird das Produkt aus der über ein Organ gemittelten Energiedosis  $D_T$ , und dem Strahlungswichtungsfaktor  $w_R$  bezeichnet, siehe [57] und Gleichung (12). Der Strahlungswichtungsfaktor berücksichtigt die biologische Wirksamkeit der Strahlung auf das betrachtete Organ im Hinblick auf Strahlenart und Strahlenenergie. Für Photonen und Elektronen wird er mit  $w_R = 1$  festgelegt. Für die anderen Strahlenarten wird  $w_R$  relativ dazu entsprechend deren biologischer Wirksamkeit festgelegt, siehe [57] und [94]. Für ein gemischtes Strahlungsfeld sind die jeweiligen Strahlungswichtungsfaktoren zu berücksichtigen und über deren Einzelbeiträge zu summieren.

$$H_T = w_R \cdot D_T \quad (12)$$

#### Effektive Dosis

Die effektive Dosis ist gemäß [57] und [94] definiert als die Summe der Produkte aus den Organdosen  $H_T$  und den Gewebe-Wichtungsfaktoren  $w_T$  in den relevanten Organen des menschlichen Körpers, siehe Gleichung (13). Die Einheit der effektiven Dosis ist das Sievert (Sv).

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T = \sum_T w_T \cdot \left( \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \right) \quad (13)$$

Die effektive Dosis ist ein Maß für Strahlenrisiko ionisierender Strahlung. Der Gewebe-Wichtungsfaktor ist ein Wichtungsfaktor entsprechend den relativen Beiträgen der einzelnen Gewebe und Organe zu den stochastischen Strahlenwirkungen, siehe [57] und [94]. Dabei gilt  $\sum_T w_T = 1$ . Die Werte für  $w_T$

wurden aus epidemiologischen Studien abgeleitet und berücksichtigen die unterschiedliche Strahlungsempfindlichkeit der Organe und Gewebe.

### 2.3.3 Strahlenschutz-Messgrößen

Gemäß dem ICRU-Konzept (siehe [44]) wird als Strahlenschutz-Messgröße die Äquivalentdosis  $H$  festgelegt. Sie ist das Produkt aus Energiedosis  $D$  für ICRU-Weichteilgewebe und dem Qualitätsfaktor  $Q$  an einem Punkt im Strahlungsfeld, siehe [57] und Gleichung (14). Die Einheit der Äquivalentdosis ist das Sievert (Sv). Der Qualitätsfaktor bewertet die biologische Wirksamkeit der Strahlung auf Basis des unbeschränkten linearen Energieübertragungsvermögens.

$$H = Q \cdot D \quad (14)$$

Je nach Definition und Zweck werden unterschiedliche Äquivalentdosen verwendet, namentlich die Ortsdosis in Form der Umgebungs- und Richtungs-Äquivalentdosis –  $H^*(10)$  und  $H'(0,07, \vec{Q})$  – sowie die Personendosen für durchdringende Strahlung  $H_p(10)$  und für Strahlung geringer Eindringtiefe  $H_p(0,07)$ .

Eine ältere Dosismessgröße ist die lange im deutschsprachigen Raum verwendete Photonen-Äquivalentdosis  $H_x$ , welche jedoch auf der Standard-Ionendosis beruht und wie diese immer weniger gebräuchlich wird.

## 2.4 Methoden der Dosimetrie

### 2.4.1 Theoretische Dosisermittlung

Bei Photonenstrahlung erfolgt die Energieübertragung auf das bestrahlte Material in zwei Stufen, siehe [84] sowie Kapitel 2.2.1 und 2.3.1. Als Dosisgröße für die Beschreibung der ersten Wechselwirkungsstufe wird die Kerma, für die zweite Stufe wird die Energiedosis verwendet.

#### Beziehungen zwischen den Dosisgrößen

Die Kerma  $K_m$  im betrachteten Material  $m$  setzt sich zusammen aus Stoßkerma und Strahlungskerma, siehe untenstehende Gleichung und Kapitel 2.3.1.

$$K_m = K_m^{\text{col}} + K_m^{\text{rad}} \quad (15)$$

Der Zusammenhang zwischen den Dosisgrößen der ersten und zweiten Wechselwirkungsstufe wird gemäß folgender Gleichung durch den Energietransportfaktor  $\beta_m$  beschreiben.

$$D_m = \beta_m \cdot K_m^{\text{col}} = \beta_m \cdot (1 - g_m) \cdot K_m \quad (16)$$

Im Fall von Sekundärelektronengleichgewicht (siehe untenstehende Definition) ist die Energiedosis gleich der Stoßkerma.

#### Ableitung der Dosisgrößen aus den Strahlungsfeldgrößen

Die Kerma kann aus dem Produkt der mittleren übertragenen Energie  $\bar{E}_{tr}$ , der Photonenfluenz  $\Phi(E_1)$  von monoenergetischen Photonen der Energie  $E_1$  (bzw. der

Photonen-Energiefluenz  $\Psi(E_1)$ , und Gleichung (2)) und durch Verwendung der Massen-Schwächungskoeffizienten des betrachteten Materials gemäß folgender Gleichungen berechnet werden, siehe [84].

$$K_m = \Phi(E_1) \cdot \bar{E}_{tr} \cdot \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_m \quad \text{bzw.} \quad K_m = \Psi(E_1) \cdot \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_m \quad (17)$$

Bei realistischen Strahlungsfeldbedingungen ist jedoch die spektrale Verteilung der Energiefluenz zu berücksichtigen. Dies erfordert die Berechnung der Kerma gemäß der folgenden Gleichung, siehe [84].

$$K_m = \int_0^{E_{\max}} \Psi_E(E) \cdot \left( \frac{\mu_{tr}(E)}{\rho} \right)_m \cdot dE \quad (18)$$

Die Energiedosis im betrachteten Material kann gemäß [75], entsprechend der folgenden Gleichung berechnet werden.

$$D_m = \int_0^{E_{\max}} \Psi_E(E) \cdot \left( \frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right)_m \cdot \beta_m(E) \cdot dE \quad (19)$$

Bei Verwendung von Verhältnissen aus Energiedosen (siehe Kapitel 3.2.4 - Dosiskonversionsmethoden) sind daher, über die spektrale Verteilung gemittelte, Massen-Energieabsorptionskoeffizienten ( $\overline{\mu_{en}}/\rho$ ) zu verwenden.

Für eine Elektronenfluenz monoenergetischer Elektronen der Energie  $E_1$ , bzw. im Fall eines Elektronenspektrums, wird die Energiedosis gemäß folgender Gleichungen, (siehe [84]) durch Verwendung der Massen-Stoßbremsvermögen  $S^{col}/\rho$  berechnet:

$$D_m = \Phi(E_1) \cdot \left( \frac{S^{col}(E_1)}{\rho} \right)_m \quad \text{bzw.} \quad D_m = \int_0^{E_{\max}} \Phi_E(E) \cdot \left( \frac{S^{col}(E)}{\rho} \right)_m \cdot dE \quad (20)$$

### Sekundärteilchengleichgewicht

Für Photonen- und Elektronenstrahlung ist der Begriff Sekundärteilchengleichgewicht, bzw. Gleichgewicht geladener Teilchen, gleichbedeutend mit Sekundärelektronengleichgewicht, siehe [84]. Dieses ist gemäß [58] und [84] für einen Punkt innerhalb eines Materials gegeben, wenn die in ein kleines Volumenelement hineintransportierte Energie (diese setzt sich zusammen, aus der mittels Photonen und durch Sekundärteilchen aus dem Umgebungsmaterial, auf Sekundärteilchen im betrachteten Volumen übertragenen Energie) gleich der aus dem Volumenelement von Sekundärteilchen heraustransportierten (sofern diese nicht in Bremsstrahlung umgewandelt wird) und darin verbleibenden Energie ist.

## 2.4.2 Dosimeter und Phantome

Im Folgenden werden Messmethoden und Materialien angeführt und beschrieben, die in der Strahlentherapie, Diagnostik und für Strahlenschutz Zwecke angewendet werden. Die Klassifizierung und Beschreibung der Messverfahren erfolgt in Anlehnung an [84][58] und [84], über die für die Dosimetrie herangezogenen Wechselwirkungseffekte der ionisierenden Strahlung. Die möglichen Messverfahren sind entsprechend [58] und [84] in der aufgelistet. Die detaillierte Beschreibung der Messverfahren erfolgt ausschließlich für jene, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden. Diese Verfahren werden typischerweise in der klinischen Dosimetrie (Dosimetrie im Kontext der medizinischen Nutzung ionisierender Strahlung) eingesetzt.

**Tabelle 3: Messverfahren/Methoden zur Dosimetrie ionisierender Strahlung**

<b>Strahlungseffekt</b>	<b>Messgröße/Nachweisgröße</b>	<b>Strahlungsdetektor</b>
Wärme	Temperaturdifferenz	Kalorimeter
Ionisation in Gasen oder Flüssigkeiten	elektrische Ladung	Ionisationskammer, Proportionalzählrohr, Auslösezählrohr
Ionisation in Festkörpern		Halbleiterdetektor, Leitfähigkeitsdetektor
Szintillation, Lumineszenz	Lichtemission	Szintillationsdetektor, Speicherfolien, Thermolumineszenzdetektor, Phosphahtgläser, organische Verbindungen
Chemische Reaktion	Verfärbungen, Änderungen der Oxidationstufe, chemische Radikale	Verfärbungsdosimeter, Eisensulfatdosimeter, Alanindosimeter
Sonstige Effekte: Photographische Wirkung	Schwärzung,	Filmemulsionen
Exoelektronenemission biologische Effekte	Oberflächenladungsemission, zelluläre Veränderungen	kristalline Substanzen Ringchromosomenzählung
Sammlung der Ladungen eines Strahlenbündels	gesammelte primäre elektrische Ladung	Faradaybecher
Spannungs- / Stromimpulse durch Induktion	elektrische Impulse / Ströme	Induktionsmonitore

In der klinischen Dosimetrie bzw. in der Strahlentherapie wird Wasser als Referenz-Phantoms substanz eingesetzt. Gebräuchlich sind aber auch gewebeäquivalente

Phantome, wie z. B. Ganzkörper oder Teilkörperphantome, oder Acrylglasphantome siehe [58] und [84].

### 2.4.3 Sondenmethode

Als Sondenmethode wird die Bestimmung der Energiedosis durch einen in das Material eingebrachten Detektor bezeichnet. Bei dem Detektor/Messsonde handelt es sich im Allgemeinen um Ionisationskammern, die somit im Material gasgefüllte Hohlräume darstellen.

#### Gleichgewichtssonden für Photonenstrahlung

Die Bezeichnung Gleichgewichtsonde ist gemäß [84] zutreffend, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt sind. Das Wandmaterial der Sonde muss etwa die gleiche effektive Ordnungszahl wie das Detektormaterial aufweisen. Die Wandstärke muss ausreichend groß sein, dass Elektronen aus dem Umgebungsmaterial den Hohlraum nicht erreichen können. Durch die Sonde werden daher nur Photonen detektiert. Die Dicke der Sonde muss klein genug ausgeführt sein, dass die Photonenstrahlung nicht wesentlich durch sie geschwächt wird. Durch diese Limitierungen ist der Anwendungsbereich dieser Photonensonden auf den Energiebereich bis zu einer Obergrenze von ca. 3 MeV beschränkt. Bei Sekundärelektronengleichgewicht kann für eine ideale Gleichgewichtsonde die Dosis im Umgebungsmaterial  $D_m$  durch die Energiedosis im Luftvolumen  $D_a$  und dem Verhältnis der Massen-Energieabsorptionskoeffizienten ermittelt werden, siehe [84] und Gleichung (21).

$$D_m = \frac{(\mu_{en}/\rho)_m}{(\mu_{en}/\rho)_a} \cdot D_a \quad (21)$$

#### Bragg-Gray-Sonden für Photonen- und Elektronenstrahlung

Ein Detektor bestehend aus einem luftgefüllten Hohlraum, umgeben von einer Wand aus umgebungsäquivalentem Material, kann als Bragg-Gray-Sonde bezeichnet werden, wenn folgende Bedingungen (Bragg-Gray-Bedingungen) erfüllt sind, siehe [84]. Das Detektorvolumen muss klein genug sein, dass die Flussdichte und die Energie- und Winkelverteilung der Elektronen (Primärelektronen oder Sekundärelektronen, ohne  $\delta$ -Elektronen) unverändert bleibt. Die durch Photonen im Detektor ausgelösten Sekundärteilchen liefern einen verschwindend kleinen Beitrag zur gesamten auf das Detektormaterial übertragenen Energie. Die Sonde wirkt daher als ein für Photonenstrahlung unempfindlicher Detektor für Elektronen, siehe [58] und [84]. Eine weitere Bedingung ist die Ortsunabhängigkeit der spektralen Flussdichteverteilung aller Elektronen im Detektorvolumen. Erfüllt werden die Bedingungen, indem einerseits die Abmessung des Detektors, im Bezug auf die mittlere Reichweite der Elektronen im Detektorvolumen klein ausgeführt wird, andererseits indem die innere Wand des Detektors mit Graphit beschichtet wird. Dadurch wird gewährleistet, dass ein hinreichendes Gleichgewicht der  $\delta$ -Elektronen niedriger Energie gegeben ist, siehe [84]. Diese  $\delta$ -Elektronen verursachen einen Randeffect, wenn sich Wandmaterial und Detektormaterial unterscheiden. Unter Annahme der Bragg-Gray-Bedingungen kann die Energiedosis im Medium  $D_m$  aus der

Energiedosis im Detektorvolumen  $D_a$  entsprechend der folgenden Gleichung bestimmt werden.

$$D_m = D_a \cdot \frac{(\bar{S}/\rho)_m}{(\bar{S}/\rho)_a} = D_a \cdot \frac{\int_0^{E_{\max}} \Phi_{E,m} (S^{\text{col}}/\rho)_m \cdot dE}{\int_0^{E_{\max}} \Phi_{E,m} (S^{\text{col}}/\rho)_a \cdot dE} \quad (22)$$

$\bar{S}/\rho$  beschreibt in Bragg-Gray-Näherung das über die spektrale Elektronenfluenz  $\Phi_{E,m}$  der Primärelektronen oder Sekundärelektronen (ohne  $\delta$ -Elektronen) gemittelte Massen-Stoßbremsvermögen. Die Bezeichnung für das Verhältnis der Bremsvermögen in Bragg-Gray-Näherung lautet:  $S_{m,a}^{\text{BG}} = D_m/D_a$ .

In der Abbildung 10 sind die Anwendungsbereiche und mögliche Abmessungen für Gleichgewichtskammern und Bragg-Gray-Kammern dargestellt. Die Abbildung stammt aus [84]. Die Abmessungen sind bezüglich Photonenstrahlung in Form von Halbwertsschichtdicken  $(\rho/\mu) \cdot \ln 2$  und für Elektronenstrahlung durch massenbezogene Reichweiten  $\rho \cdot R$  in Luft dargestellt. Kurve 1 beschreibt die Halbwertsschichtdicke der Primärphotonen, Kurve 2 die mittlere Halbwertsschichtdicke der gestreuten Photonen, Kurve 3 die maximale Reichweite der Sekundärelektronen resultierend aus Photo- Compton- und Paarbildungseffekt in den jeweiligen Bereichen (strichlierte Linie: Photoeffekt), Kurve 4 die mittlere Reichweite der Sekundärelektronen aus den drei Effekten und Kurve 5 die Schichtdicke zur Erzeugung von  $\delta$ -Teilchengleichgewicht.

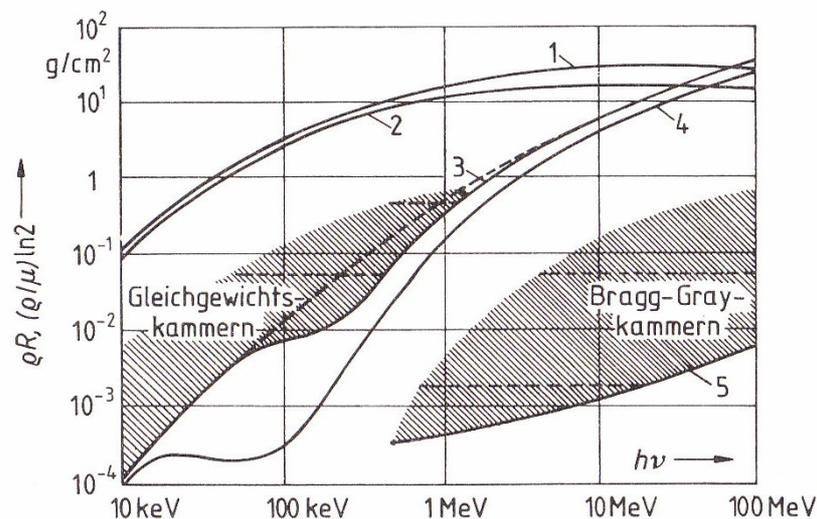


Abbildung 10: Anwendungsbereiche und mögliche Abmessungen von Gleichgewichtskammern und Bragg-Gray-Kammern, [84]

### Spencer und Attix Hohlraumtheorie

Durch die Spencer und Attix Hohlraumtheorie werden  $\delta$ -Elektronen berücksichtigt. Daher wird in Gleichung (22) anstelle des unbeschränkten Massen-

Stoßbremsvermögen das mit typischerweise  $\Delta = 10$  keV beschränkte Massen-Stoßbremsvermögen verwendet. Die spektrale Fluenz im Umgebungsmaterial und Hohlraum beinhaltet daher - im Gegensatz zur Bragg-Gray-Näherung - alle Elektronen der Energie  $> \Delta$ .

### Fanosches Theorem

Das Fanosche Theorem besagt gemäß [84], dass wenn ein Medium von Primärstrahlung räumlich konstanter Flussdichte durchsetzt wird, die Flussdichte der Sekundärteilchen, unabhängig von der Dichte und räumlichen Dichteschwankungen ortsunabhängig ist. Voraussetzung ist allerdings Sekundärelektronengleichgewicht und, dass sowohl die Energieübertragungen von Primär auf Sekundärstrahlung, als auch die der Sekundärstrahlung auf das Medium proportional zur Dichte sind, siehe [84].

### 2.4.4 Dosisverteilungen

Die räumliche Verteilung der Energiedosis im bestrahlten Material kann durch relative Tiefendosiskurven, relative Dosisquerprofile und durch Isodosenkurven beschrieben werden. Die relativen Tiefendosiskurven werden typischerweise auf die Tiefe des Dosismaximums oder auf die Referenztiefe zur Bestimmung der Wasser-Energiedosis normiert. In der Abbildung 11 sind die im Rahmen der Arbeiten im Landesklinikum Wiener Neustadt im  $40\text{ cm} \times 40\text{ cm} \times 40\text{ cm}$  Wasserphantom gemessenen relativen Tiefendosiskurven für 4 MV, 6 MV, 10 MV und 15 MV Photonenstrahlung ersichtlich. Die Messwerte sind auf das Tiefendosismaximum normiert. Die Feldgröße betrug  $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$  bei einem konstanten Fokus-Phantomoberflächen-Abstand von 100 cm.

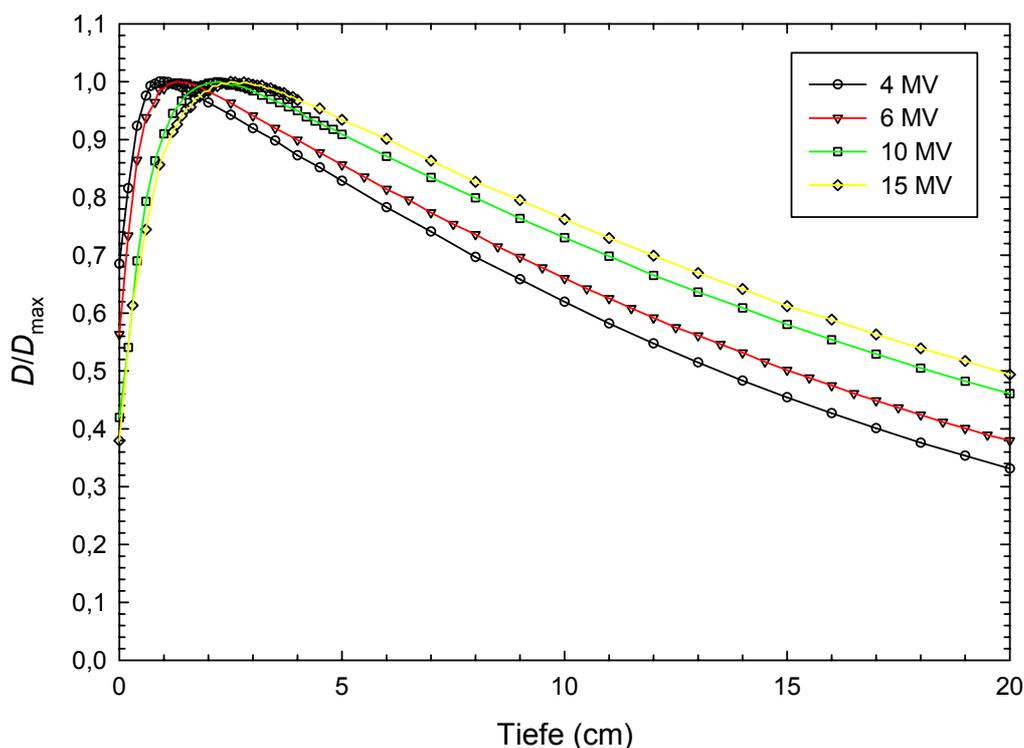


Abbildung 11: Tiefendosiskurven in Wasser für 4 MV, 6 MV, 10 MV und 15 MV Photonenstrahlung

Die zu der in Abbildung 11 dargestellten 4 MV Tiefendosiskurve gehörenden relative Dosisquerprofile in einer Tiefe von 10 cm im Wasserphantom für Feldgrößen von 10 cm × 10 cm und 30 cm × 30 cm bei 100 cm Fokus-Phantomoberflächen-Abstand sind in der Abbildung 12 dargestellt. Die Messwerte sind auf das Dosismaximum im Profil bezogen.

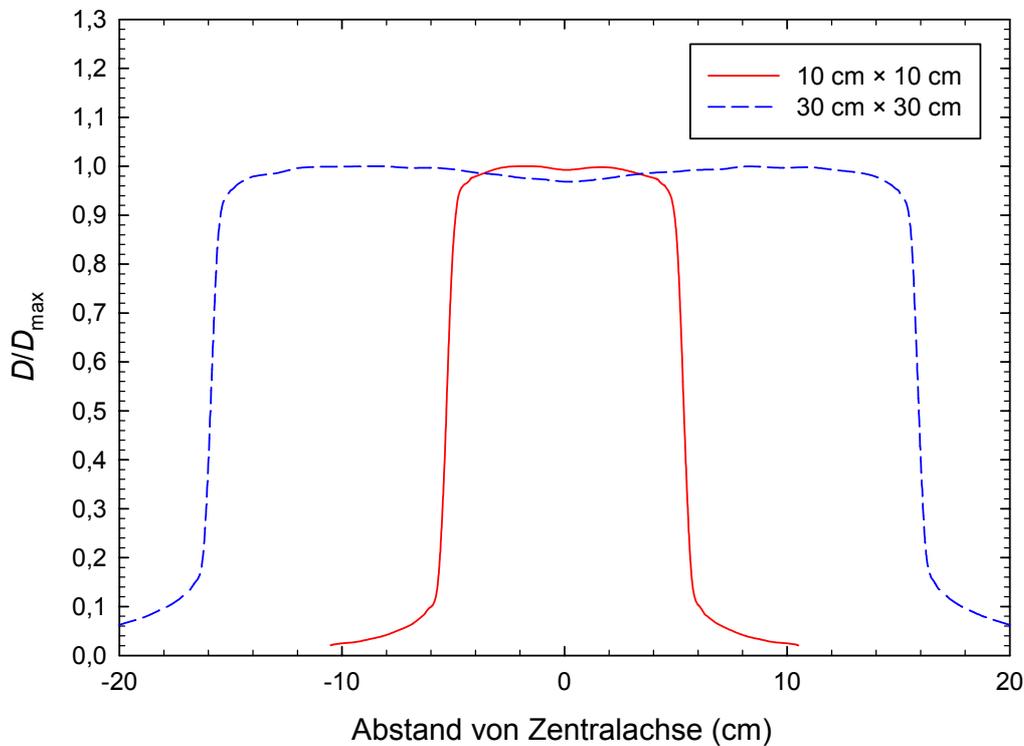


Abbildung 12: Relative Dosisquerprofile für 4 MV Photonenstrahlung in 10 cm Wasser

Der Einbruch des Dosisquerprofils auf der Zentralachse wird durch den im Strahlengang des Linearbeschleunigers angebrachten *flattening filter* verursacht. Dieser Effekt wird als *horn* bzw. *central depression effect* bezeichnet, siehe [30], [37] und [74]. Bedingt durch die geometrische Form des *flattening filters* wird die Primärstrahlung mit zunehmendem Winkel bzw. Querabstand von der Zentralachse weniger geschwächt. Daraus resultieren Aufhärtung der Strahlung entlang der Zentralachse und ein Fluenzanstieg mit zunehmendem Winkel der Primärstrahlung zur Zentralachse. Der Effekt erhöht sich zunehmender Feldgröße und nimmt aber aufgrund der Schwächung mit zunehmender Tiefe im Phantom ab.

In der Abbildung 13 sind die unter Verwendung des Monte Carlo *code* PENELOPE-2006 [87] berechneten relativen Tiefendosiskurven für monoenergetische 6 MeV, 10 MeV, 15 MeV und 22 MeV Elektronen dargestellt. Die Wechselwirkungen von Elektronen in den betrachteten Materialien wurden bis zum unteren Limit von 50 keV, Photonen-Wechselwirkungen bis zur unteren Energiegrenze von 1 keV simuliert. Die Tiefendosiskurven wurden in Wasser und Graphit berechnet, siehe Kapitel 6.5.2. Die Messwerte sind auf das Tiefendosismaximum normiert. Die

Feldgröße entspricht  $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$  bei einem konstanten Fokus-Phantomoberflächen-Abstand von  $100\text{ cm}$ .

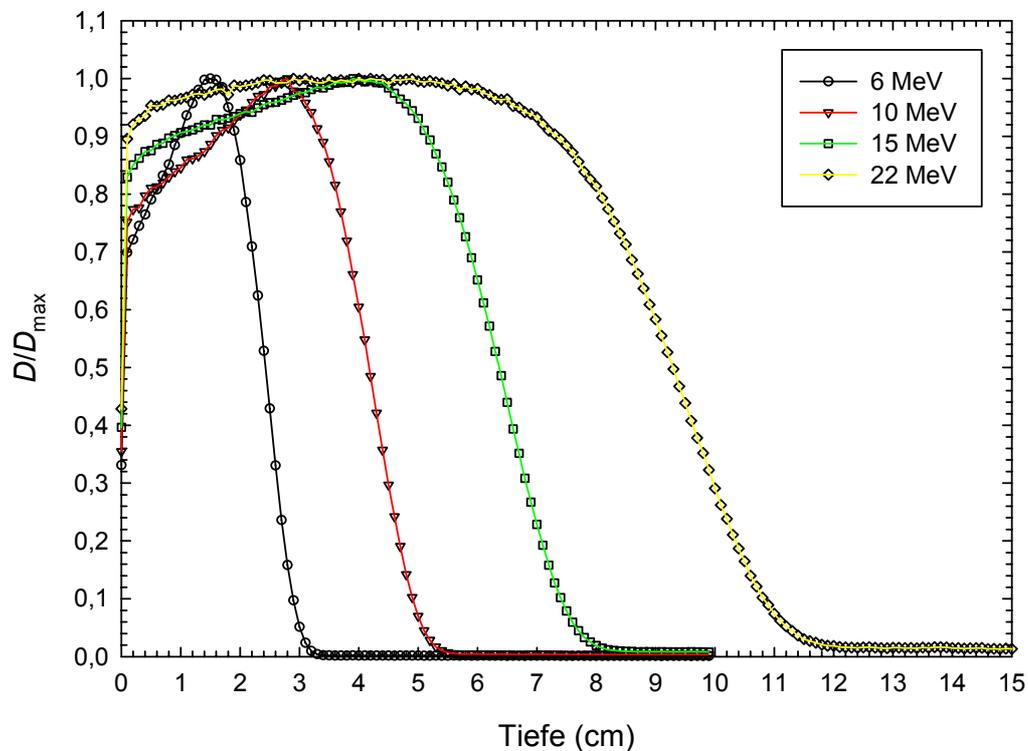


Abbildung 13: Tiefendosiskurven in Wasser, berechnet für 6 MeV, 10 MeV, 15 MeV und 22 MeV Elektronen

In Abbildung 14 ist die Dosisverteilung im Wasserphantom durch Verwendung von Isodosenkurven dargestellt (Grafik übernommen aus [58]). Die Kurven wurden berechnet für 12 MeV Photonenstrahlung. Die in der Teilabbildung (b) eingelagerte Inhomogenität hat die Dichte  $1,5\text{ g/cm}^3$  entsprechend der Knochendichte. In Teilabbildung (c) wurde ein Keilfilter verwendet, welches einen  $30^\circ$  Isodosenwinkel in  $10\text{ cm}$  Tiefe verursacht. Die Isodosen betragen, von innen nach außen, in  $10\%$  Schritten von  $90\%$  bis  $30\%$  der maximalen Dosis am Zentralstrahl.

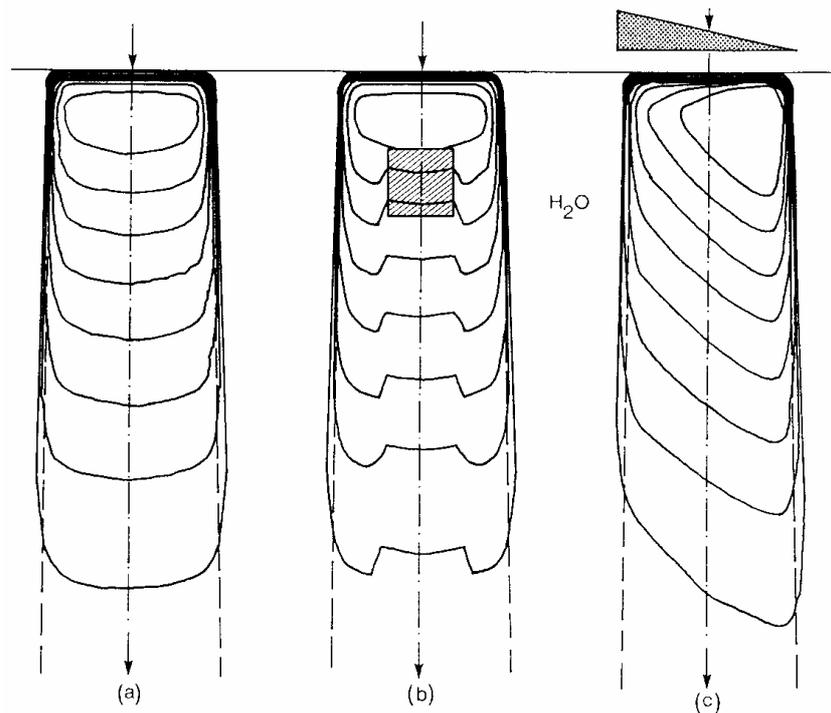


Abbildung 14 :Isodosenkurven für 12 MeV Photonenstrahlung in (a) Wasser, (b) Wasser mit eingelagerter Inhomogenität und (c) in Wasser bei Verwendung eines Keilfilters, [58]

Im Rahmen der Strahlentherapie erfolgt die Optimierung der Dosisverteilung durch geeignete Maßnahmen im Zuge der Bestrahlungsplanung. Durch Verwendung von Feldausgleichsfiltern, Filterkeilen, durch das Kollimatorsystem oder durch individuell geformte Kollimatorblenden können die Dosisverteilung und Feldgröße angepasst werden, siehe [4] und [51].

## 3 Experimentelle und messtechnische Methoden

Dieses Kapitel beinhaltet die Beschreibung der im Rahmen dieser Arbeit angewendeten Messverfahren und experimentellen Methoden. Ausgehend von der grundsätzlichen Beschreibung von Primärmessverfahren zur Bestimmung der Energiedosis erfolgt eine detaillierte Erklärung des Graphit-Kalorimeter-Primärnormals und der zugehörigen Komponenten des Messsystems. Weiters werden die angewendeten Verfahren zur Ionisationskammerdosimetrie, die Durchführung von Kalibrierungen sowie der zur Berechnung von Korrekturfaktoren angewendete Monte Carlo *code* beschrieben.

### 3.1 Primärmethoden der Energiedosisbestimmung

Entsprechend dem internationalen Wörterbuch für Metrologie [49] ist ein Primärmessverfahren definiert als: „Referenzmessverfahren, das verwendet wird, um ein Messergebnis zu erhalten, ohne dass ein Bezug zu einem Normal für eine Größe gleicher Art besteht.“ Im Folgenden werden die am häufigsten von Metrologieinstituten für die Darstellung der Einheit der Wasser-Energiedosis eingesetzten Primärmethoden beschrieben.

#### 3.1.1 Kalorimeter

Mittels Kalorimetern wird die Erwärmung eines Materials hervorgerufen durch die durch ionisierende Strahlung auf das Material der Masse  $dm$  übertragene mittlere Energie  $d\bar{\varepsilon}$  detektiert. In Gleichung (23) sind die grundlegenden Zusammenhänge für das Messverfahren der Energiedosis  $D$  [Gy] in einem bestimmten Material  $m$  dargestellt, siehe [42] und [43]. Die Energie die in Wärme umgesetzt wird ist mit  $dE_h$  und alle anderen Energiebeiträge sind mit  $dE_s$  (kalorischer Defekt bzw. *heat defect*) bezeichnet. Des Weiteren bezeichnet  $c_p$  [ $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ] die spezifische Wärmekapazität des Materials bei konstantem Druck und  $\Delta T$  [K] die Temperaturdifferenz.

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} = \frac{dE_h + dE_s}{dm} \quad \text{mit} \quad \frac{dE_h}{dm} = c_p \cdot \Delta T \quad (23)$$

Als Absorbermaterialien für Kalorimeter zur Dosisbestimmung in Photonen und Elektronenstrahlung werden typischerweise Wasser und Graphit verwendet. Das Ansprechvermögen, definiert als Temperaturanstieg pro Energiedosis, dieser und weiterer Stoffe ist in Tabelle 4 aufgelistet.

Tabelle 4: Dosis-Ansprechvermögen verschiedener Materialien bei einer Umgebungstemperatur von ca. 20°C, Daten übernommen von [42]

Material	Ansprechvermögen $\Delta T / D$ (mK·Gy <sup>-1</sup> )
Graphit	1,4
Aluminium	1,1
Kupfer	2,6
Gold	7,7
Wasser	0,24
Eis (-2°C)	0,48

### Graphit-Kalorimeter

In einem Graphit-Kalorimeter wird in einem thermisch isolierten Absorber der durch die ionisierende Strahlung verursachte Temperaturanstieg gemessen. Graphit hat gegenüber anderen Festkörpermateriale bei der Dosimetrie von Photonen und Elektronen den Vorteil, dass die Ordnungszahl der effektiven Ordnungszahl von Gewebe, Wasser und Luft ähnelt (siehe [84]), einer hohen Wärmeleitfähigkeit, und dass der kalorische Defekt für Graphit bei den betrachteten Temperaturen vernachlässigt werden kann (siehe [42], [84] und [90]). Die im Absorbermaterial ermittelte Graphit-Energiedosis erfordert allerdings eine Umrechnung auf Wasser-Energiedosis. Ein allgemeiner Überblick über Graphit-Kalorimetrie der von den Metrologieinstituten eingesetzten Methoden ist in [42], [61] und [90] beschrieben. Eine detaillierte Beschreibung des BEV Graphit-Kalorimeters und der angewandten Messmethoden erfolgt im Kapitel 3.2.

### Wasser-Kalorimeter

Mittels dieser Art von Kalorimeter kann die Wasser-Energiedosis direkt gemessen werden (siehe z. B. [55], [67]). Die Temperaturmessung erfolgt mit Thermistoren, die in einem mit speziell aufbereitetem Wasser gefüllten Glaszylinder angebracht sind. Der Zylinder wird in der den Referenzbedingungen entsprechenden Tiefe im Wasserphantom positioniert. Bei dem Wasser im Zylinder handelt es sich um hochreines destilliertes Wasser, das zusätzlich mit Wasserstoff oder Stickstoff gesättigt sein kann, siehe [55]. Der kalorische Defekt des Wassers muss bei den Messungen berücksichtigt werden. Häufig werden Wasser-Kalorimeter zur Minimierung von konvektiven Strömungen bei einer durch Temperaturstabilisierungsmaßnahmen möglichst konstant gehaltenen Wassertemperatur von 4°C betrieben.

### 3.1.2 Ionisationskammern

Die Bestimmung der Wasser-Energiedosis  $D_w$  mittels Ionisationskammern kann direkt in einem Wasserphantom erfolgen, siehe [20] und [90]. Realisiert wird die Energiedosisbestimmung unter Verwendung des in Gleichung (24) dargestellten Prinzips. Als Messgeräte können Graphit-Hohlraumionisationskammern zum Einsatz kommen.

$$D_w = \left( \frac{W}{e} \right)_{\text{air}} \cdot \frac{Q}{m_{\text{air}}} \cdot s_{\text{g,air}} \cdot \prod_i k_i \quad (24)$$

Dabei bezeichnet  $W$  die zur Bildung eines Ionenpaares erforderliche mittlere Energie,  $e$  die Elementarladung,  $Q$  die durch ionisierende Strahlung gebildete Ladung,  $m_{\text{air}}$  die Masse der Luft im Hohlraum,  $s_{\text{g,air}}$  das Verhältnis der Stoßbremsvermögen vom Wandmaterial (Graphit) zum Material im Hohlraum (Luft) und  $\prod k_i$  bezeichnet das Produkt der erforderlichen Korrekturfaktoren.

Das BIPM verwendet diese Methode zur Darstellung der Einheit der Wasser-Energiedosis für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung als Grundlage für die Durchführung von internationalen Vergleichsmessungen, siehe [2] und [20].

### 3.1.3 Fricke Dosimeter

Die Fricke-Dosimetrie ist ein Verfahren der chemischen Dosimetrie. Das Grundprinzip ist, dass durch ionisierende Strahlung die in einer wässrigen Lösung vorliegenden Metallionen in eine andere Oxidationsstufe überführt werden, siehe [42], [84] und [90]. Im Fall der Fricke Dosimeter werden Eisensulfatlösungen verwendet. Dabei wird die Konzentrationsänderung von  $\text{Fe}^{3+}$  Ionen in der Lösung bestimmt. Diese Änderung ist proportional zur Energiedosis. Durch die ionisierende Strahlung werden die  $\text{Fe}^{2+}$  Ionen in  $\text{Fe}^{3+}$  Ionen umgewandelt. Die Ionen zeigen in Abhängigkeit von ihrer chemische Wertigkeit charakteristische Lichtabsorptionen, sodass die Messung der Konzentration der  $\text{Fe}^{3+}$  Ionen mittels Spektralphotometer erfolgen kann.

## 3.2 BEV Primärstandard Graphit-Kalorimeter

Das österreichische Primärnormal für Wasser-Energiedosis ist ein transportables Graphit-Kalorimeter. Es wurde vom Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen in Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum Seibersdorf speziell für den Einsatz in strahlentherapeutischen Strahlungsfeldern entwickelt und ist seit 1983 in Verwendung. Bei dem Graphit-Kalorimeter handelt es sich um ein sogenanntes *Domen-type* Kalorimeter, zumal das Design und die Bauweise von Herrn Domen etabliert wurden [33]. Das ursprüngliche Anwendungsgebiet des Graphit-Kalorimeters war die Bestimmung der Energiedosis im  $^{60}\text{Co}$  Strahlungsfeld. Die Darstellung der Einheit der Wasser-Energiedosis beruht auf Messungen der Graphit-Energiedosis. Diese Messwerte werden durch experimentelle und rechnerische Verfahren auf Werte in Einheiten der Wasser-Energiedosis umgerechnet.

### 3.2.1 Aufbau und Beschreibung der Komponenten

Das Graphit-Kalorimeter ist in der Abbildung 15 abgebildet, die einzelnen Komponenten sind in der in Abbildung 16 abgebildeten Querschnittszeichnung dargestellt.

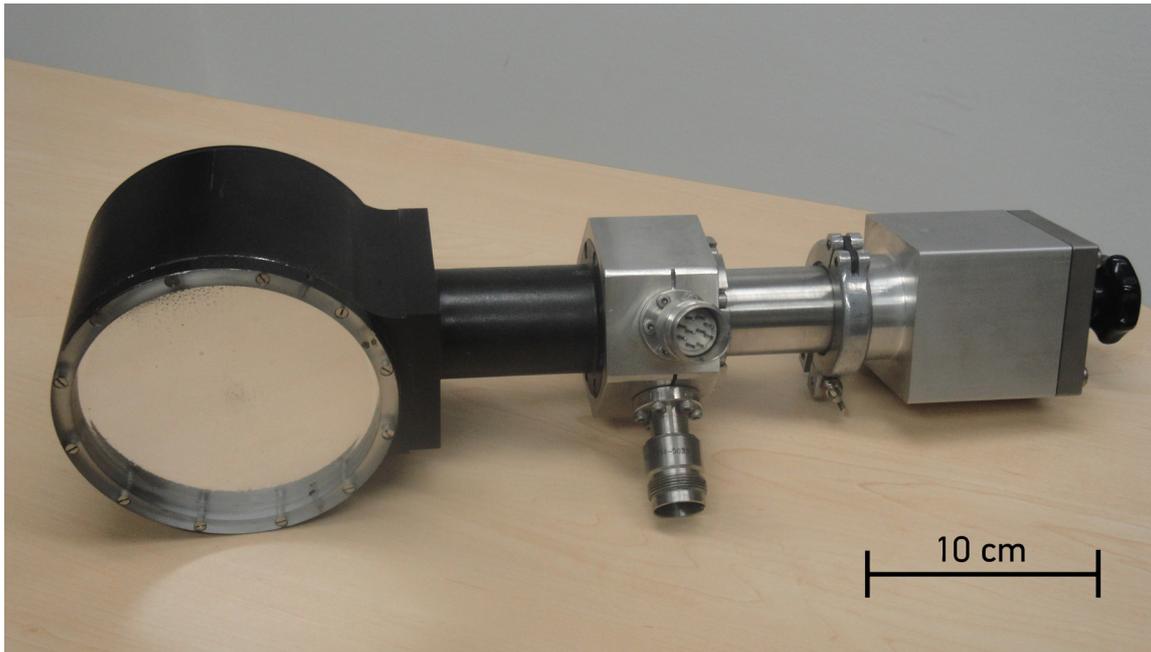


Abbildung 15: Das Graphit-Kalorimeter

Die einzelnen Graphit Komponenten sind in eine Plexiglas Vakuum Kammer eingebettet. Diese ist an Frontseite durch eine 0,13 mm starke Mylar Folie bedeckt. Weiters ist die Kammer über einen Vakuum-Flansch mit dem Turbomolekularpumpstand verbunden. Dieser erzeugt zur thermischen Isolierung der unterschiedlichen Bestandteile zueinander ein Vakuum in der Größenordnung von  $2 \times 10^{-5}$  hPa.

Das *medium* ist ein thermisch regelbarer Graphit-Zylinder. Mit diesem wird der Temperatur-Arbeitspunkt des Graphit-Kalorimeters bei ca. 27 °C stabilisiert. Die Temperaturstabilisierung ist gesteuert über den in die Auswerteinheit integrierten Temperaturregler, der auch die erforderlichen Heizspannungen für die verschiedenen Kalorimeter-Körper liefert.

Das *shield* ist in das *medium* integriert und gegenüber diesem durch Vakuumspalte sowie eine 10  $\mu$ m Mylar Beschichtung thermisch isoliert. Es agiert hierbei als thermischer Buffer zwischen dem *medium* und den weiter innen liegenden Kalorimeter-Körpern.

Durch das *jacket* werden die auftretenden Temperaturdriften noch weiter reduziert und es ist ebenfalls durch Vakuumspalte und Beschichtungen thermisch isoliert. Es hat die Form eines Hohlzylinders und beinhaltet das *core*.

Das *core* ist jener Bestandteil des Graphit-Kalorimeters, an dem der durch die Strahlung resultierende Temperaturanstieg zur Bestimmung der Energiedosis messtechnisch erfasst wird. Es ist ebenfalls durch Vakuumspalte thermisch isoliert. Auf die Beschichtung wurde verzichtet um dessen Reinheit zu gewährleisten.

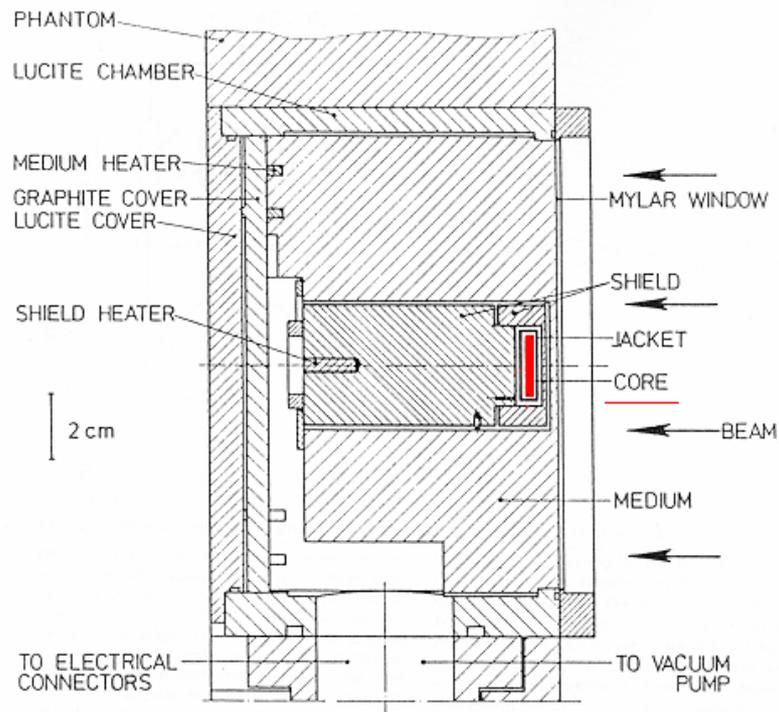


Abbildung 16: Querschnittszeichnung des Graphit-Kalorimeters

Das Graphit-Kalorimeter wird zur Durchführung der Messungen in das Graphitphantom eingebracht. Dieses ist zylinderförmig und besteht im Wesentlichen aus Graphitplatten, die durch einen Holzrahmen gehalten werden. Abbildung 17 zeigt das in das Graphitphantom eingebrachte Graphit-Kalorimeter vor der Montage der Phantom Frontplatten. Die Graphitplatten des Phantoms sind in verschiedenen Dicken verfügbar. Deren Dichten wurden durch Wägung und Bestimmung der Abmessungen sowie durch radiometrische Methoden ermittelt. Dadurch können die für die Messungen erforderlichen Referenziefen realisiert werden. Die Abmessungen und mittleren Dichten der Graphitplatten sind in der Tabelle 5 angegeben.

Tabelle 5: Aufbau der Bestandteile des Graphit-Phantoms

Bestandteil	Durchmesser (mm)	Dicke (mm)	Dichte (g/cm <sup>3</sup> )
Frontplatte1		10,0	1,731
Frontplatte 2		20,0	1,763
Frontplatte 3		10,0	1,722
Frontplatte 4	300,0	15,2	1,734
Rückstreuplatte klein		40,0	1,785
Rückstreuplatte groß		80,0	1,785
Phantomkörper		100	1,785
I-Kammer Einsatz	15,2	100	1,785

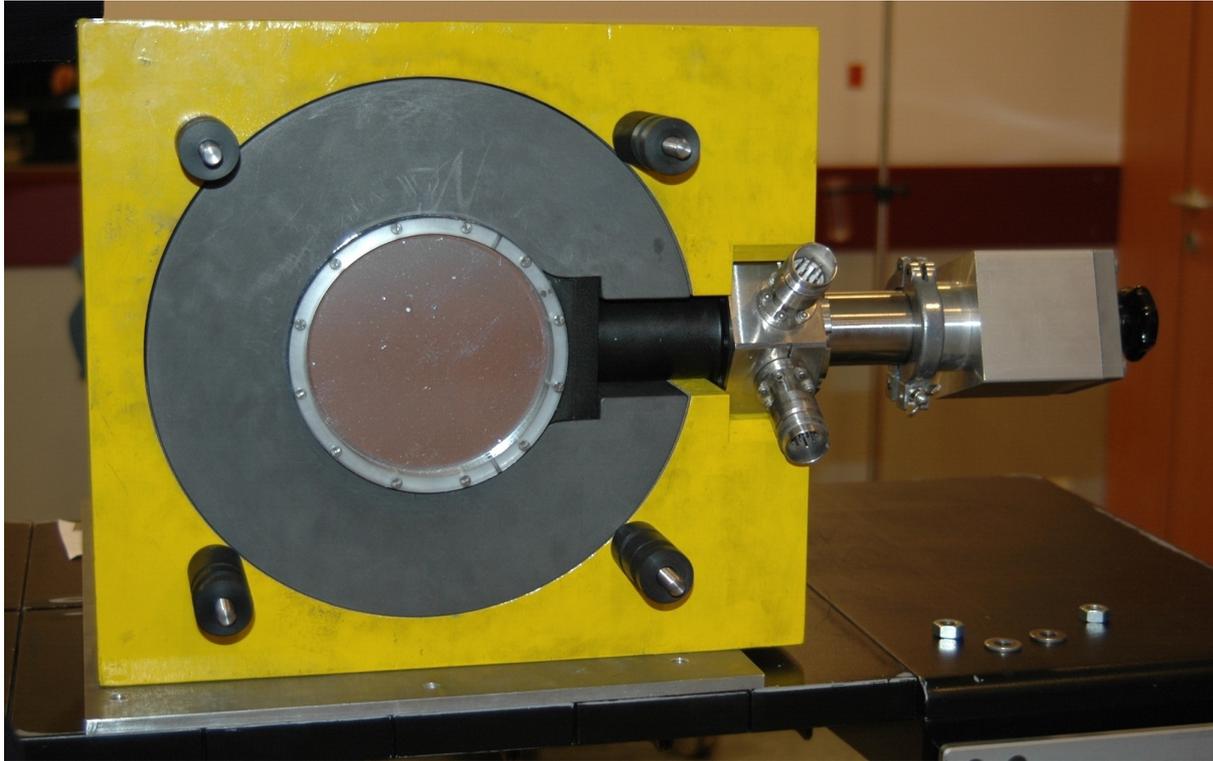


Abbildung 17: Graphit-Kalorimeter eingebaut in das Graphitphantom

Die Temperaturen der verschiedenen Graphit-Kalorimeter Komponenten werden über Mikro-Thermistoren gemessen. Diese haben einen Durchmesser von 0,3 mm und deren nomineller Widerstand beträgt 10 k $\Omega$  bei 25  $^{\circ}$ C. Die Thermistoren sind in Arme einer Wheatstone Wechselstrombrücke geschaltet, siehe Abbildung 18. Die Brücke kann mit den Thermistoren (Bezeichnungen: M, S, J, C<sub>2</sub>, C<sub>1</sub>) über deren Balance Widerstände (Bezeichnungen: R<sub>M</sub>, R<sub>S</sub>, R<sub>J</sub>, R<sub>C1</sub>, R<sub>C2</sub>) abgeglichen werden. Der erste Arm der Brücke besteht aus zwei nicht regelbaren 10 k $\Omega$  Widerständen und dient als Referenz.

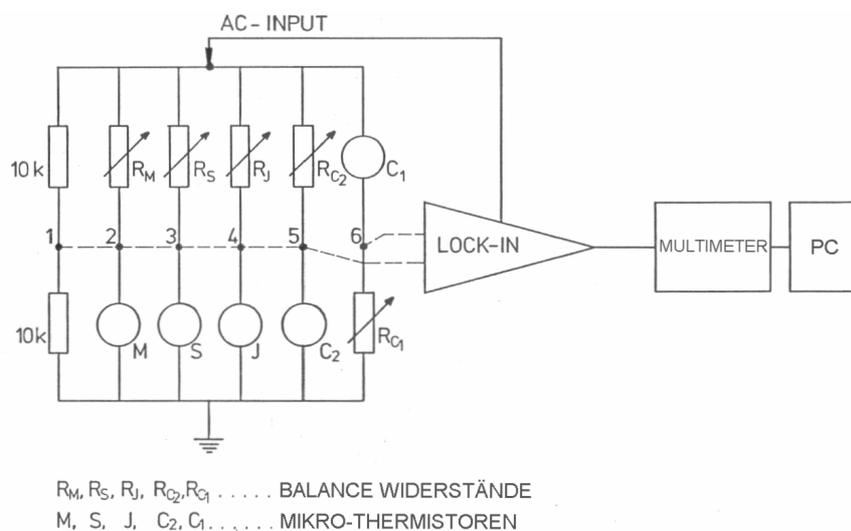


Abbildung 18: Wechselstrombrückenschaltung der Graphit-Kalorimeter Thermistoren

Durch den *Lock-in* Verstärker kann zwischen den einzelnen Messpunkten der Brücke umgeschaltet werden. Die dabei über ein Multimeter ausgelesenen Spannungen werden dann am PC durch das für das Graphit-Kalorimeter im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und validierte Mess- und Auswertprogramm dargestellt und weiterverarbeitet.

Dieses in LabVIEW® (*Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench von National Instruments*) erstellte Programm ermöglicht die grafische Darstellung und Analyse der durch die Wechselstrom-Brückenschaltung gemessenen Spannungen in "Echtzeit". Diese Spannungen bzw. die Änderungen entsprechen den Temperaturen bzw. Temperaturdriften der einzelnen Thermistoren im Graphit-Kalorimeter. Bei den Dosismessungen oder elektrischen Kalibrierungen erfolgt eine automatisierte Auswertung dieser Driften durch Extrapolationen. Dabei wird die Spannungsdifferenz  $\Delta U$  bzw.  $\Delta T$  Temperaturdifferenz zwischen der Drift vor und nach der Bestrahlung bestimmt. Diese Differenz zusammen mit der Widerstandsänderung der Brücken-Balancewiderstände ist direkt proportional zur Temperaturänderung bzw. zur Dosis. Die angewendeten Regressionskonstanten für Vordrift und Nachdrift  $c_{v,i}$  und  $c_{n,i}$  und die Werte für die Bestrahlungszeit  $t_b$  und Vordriftzeit  $t_v$  werden zur Berechnung der Spannungsdifferenz vom Mess- und Auswertprogramm bereitgestellt. Zusätzlich wird im Fall von quasi-isothermen Messungen oder elektrischen Kalibrierungen auch die angewendete Heizleistung durch das Programm bestimmt. Die automatisierten Driftextrapolationen erfolgen durch nicht-lineare Regressionen der Driften, oder falls erforderlich bzw. gewünscht durch lineare Regressionsmodelle. Das für die Driftkorrektur Verwendung findende nicht-lineare Extrapolationsmodell ist in der folgenden Gleichung angegeben.

$$\Delta U \propto \Delta T = \left( c_{n,1} + c_{n,2} \cdot e^{c_{n,3} \cdot \left(-\frac{1}{2} \cdot t_b\right)} \right) - \left( c_{v,1} + c_{v,2} \cdot e^{c_{v,3} \cdot \left(t_v + \frac{1}{2} \cdot t_b\right)} \right) \quad (25)$$

In Abbildung 19 ist beispielhaft das Ergebnis einer Extrapolation der Driften, grafisch dargestellt. Zusätzlich zu der erforderlichen Bestimmung der Spannungsdifferenz  $\Delta U$  ist zur Veranschaulichung der Präzisionsanforderungen eine zusätzliche Achse für die Temperaturdifferenz  $\Delta T$  angegeben (abgeschätzt aus einer spezifischen Wärmekapazität von Graphit mit 709 J/(kg K)). Vom LabVIEW® basierten Mess- und Auswertprogramm werden die ausgelesene Spannungswerte in einer Datei gespeichert. Die ausgegebenen Spannungsdifferenzen können daher unter Verwendung der angewendeten Regressionsparameter und Gleichung (25) nachgerechnet werden.

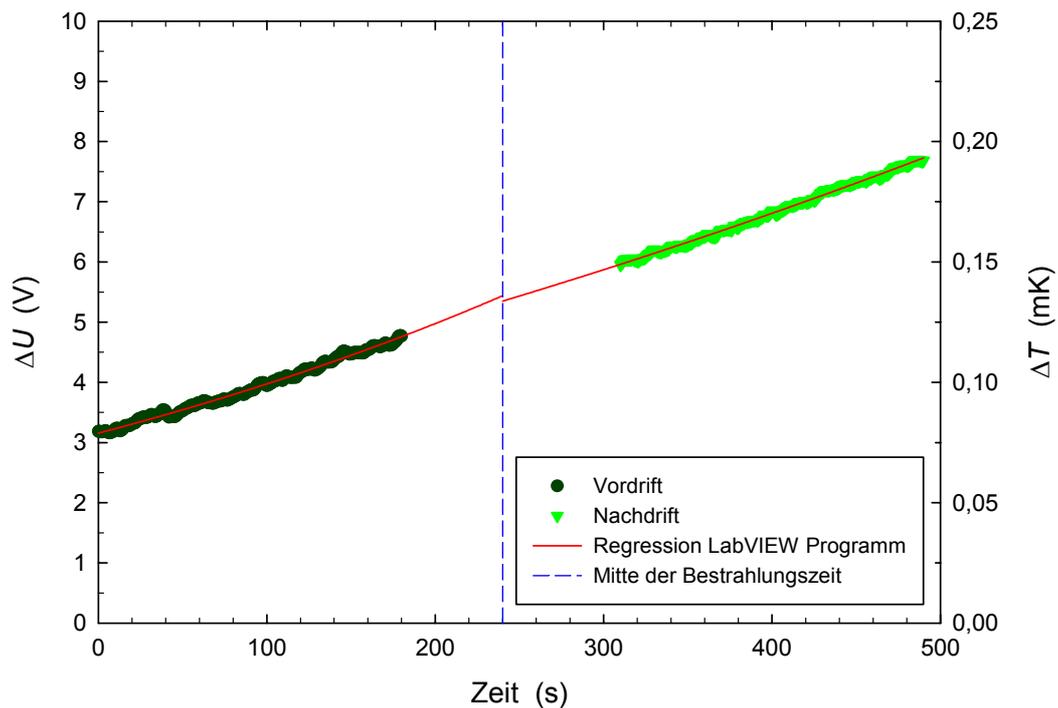


Abbildung 19: Nicht lineare Drift-Extrapolation, berechnet durch das Graphit-Kalorimeter Mess- und Auswertprogramm

Die erforderlichen Bestrahlungszeiten hängen im Wesentlichen von der Höhe der Dosisleistung ab. Je höher die Dosisleistung umso kleiner ist die empirische Standardabweichung der Einzelmessungen und desto kürzer kann die Bestrahlungszeit gewählt werden. Für die  $^{60}\text{Co}$  Teletherapieanlage im Dosimetrielabor des BEV haben sich Bestrahlungszeiten von 120 s als optimal herausgestellt. Vor Verwendung des neuen Messprogramms wurden Zeiten von 240 s verwendet. Trotz der kurzen Bestrahlungszeit hatte sich durch das verminderte Rauschen die empirische Standardabweichung der Einzelmessungen nicht verschlechtert. Dabei wurden Dosisleistungen zum Messzeitpunkt unter Referenzbedingungen von ca. 8,60 mGy/s Graphit-Energiedosisleistung bzw. 3,86 mGy/s Wasser-Energiedosisleistung ermittelt; entsprechend einer Energiedosis von etwa 1,03 Gy in Graphit bzw. 0,46 Gy in Wasser. Die empirische Standardabweichung der Einzelmessungen betrug ca. 0,1 %. Für hochenergetische Photonen können Standardabweichungen der gleichen Größenordnung bereits mit Bestrahlungszeiten von 40 s erreicht werden.

### 3.2.2 Elektrische Kalibrierung

Um Dosismessungen mit dem Graphit-Kalorimeter durchführen zu können, muss dessen Ansprechvermögen in Relation zur auf das Graphit-Kalorimeter *core* übertragenen Energie gesetzt werden, siehe [102]. Des weitern muss die Spannungsanzeige des Auswertprogramms kalibriert werden. Aus der durch Strahlung bzw. im Fall der Kalibrierung elektrisch erzeugten Wärme im Graphit-Kalorimeter resultiert ein Temperaturanstieg. Durch diese Temperaturerhöhung wird

eine Widerstandsänderung der Mikro-Thermistoren verursacht. Diese Änderung wird verstärkt und über das an den Ausgang des Lock-in Verstärkers angeschlossene Multimeter ausgelesen und durch das Auswerteprogramm abgebildet. Um nun die Spannungsänderung in Relation zur Widerstandsänderung bringen zu können, wird eine Kalibrierung der Auswerteprogramm-Anzeige durchgeführt. Der Ausgabebereich des Verstärkers ist begrenzt mit  $\pm 10$  V. Daher erzeugt man eine Widerstandsänderung an der Messbrücke, die Idealerweise diesen Wert aufweist. Dadurch erhält man den *Chart*-Kalibrierfaktor  $k_2$  [%/V] der die Anzeige mit der Widerstandsänderung verknüpft. Die elektrische Kalibrierung des Graphit-Kalorimeters erfolgt durch Zufuhr einer genau definierten elektrisch erzeugten Wärmemenge.

Es stehen zwei Methoden/Verfahren für die elektrische Kalibrierung zur Verfügung: die Wärmeverlust-kompensierte (*heatloss-compensated*) oder die quasi-adiabatische Kalibrierung. Bei Verwendung der Wärmeverlust-kompensierten Methode zur Kalibrierung wird nur im Kalorimeter-*core* Wärme produziert und somit das Kalorimeteransprechvermögen im C1+J Modus der Brückenschaltung ausgewertet. Im Anschluss an die Kalibrierung muss das thermische Gleichgewicht wieder hergestellt werden. Bei Durchführung einer quasi-adiabatischen Kalibrierung wird in allen Kalorimeter-Körpern gleichzeitig dieselbe Menge an elektrisch erzeugter Wärmeenergie pro Masse eingebracht. Das *core* und das *jacket* des Graphit-Kalorimeters haben die gleiche Wärmekapazität, folglich wird die gleiche elektrische Energie benötigt. Um die korrekte Heizleistung für das *shield* und die erforderliche Anpassung der *medium* Temperatur zu bestimmen, müssen im *shield*- bzw. *medium*-Modus des Graphit-Kalorimeters Kalibriererien durchgeführt werden. Die Heizleistungen werden durch die angewendeten Heizspannungen bestimmt.

Der quasi-adiabatische Graphit-Kalorimeter Kalibrierfaktor  $k_1$  [mJ/%] bezeichnet den Quotienten aus elektrischer Energie  $E_c$  [mJ] und der Gesamt-Widerstandsänderung der Balancewiderstände  $(\Delta R/R)_{\text{ges}}$  [%] und berechnet sich unter Berücksichtigung des elektrischen Netzwerkes entsprechend der Gleichungen (26) und (27).

$$k_1 = \frac{E_c}{\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\text{ges}}} \quad (26)$$

unter Verwendung von

$$E_c = \frac{U_c \cdot (U_0 - U_c)}{R_{\text{ref}}} \cdot t \cdot k_{\text{Draht}} = P_0 \cdot t \cdot k_{\text{Draht}} \quad (27)$$

Die eingebrachte elektrische Energie berechnet sich aus dem Produkt der elektrischen Heizleistung  $P_0$  [W] und der Zeit  $t$  [s], während der die elektrische Heizung eingeschaltet ist.  $P_0$  ist gegeben durch die Spannung an den *core* Thermistoren  $U_c$  [V], der Gesamtspannung  $U_0$  [V] und des Wertes des Referenzwiderstandes  $R_{\text{ref}}$  (aktueller Wert: 10000,59  $\Omega$ ). Weiters ist bei der elektrischen Kalibrierung ein Korrektionsfaktor für die elektrischen Verluste  $k_{\text{Draht}}$  in den Drähten und Zuleitungen zu berücksichtigen, siehe [83].

Der Graphit-Kalorimeter Kalibrierfaktor weist eine Temperaturabhängigkeit auf, die bei den Messungen berücksichtigt wird, indem eine vom Temperatur-Arbeitspunkt abhängige Korrektur mittels einer linearen Regression erfolgt. Dadurch wird die Möglichkeit geschaffen, eine Vielzahl von quasi-adiabatischen Messungen durchzuführen. Diese Messmethodik wird vor allem dann eingesetzt, wenn die Dosisleistung nicht bekannt ist und daher quasi-isotherme Messungen, die die Voreinstellung eines Temperaturgleichgewichts erfordern, nicht möglich sind.

Der elektrische Kalibrierfaktor des Graphit-Kalorimeters (Kalorimeterkonstante), der im Wesentlichen durch das Ansprechvermögen der Thermistoren bestimmt wird, wurde unter Verwendung der beschriebenen Gleichungen in Verbindung mit dem Graphit-Kalorimeter Mess- und Auswertprogramm für dessen gesamten Temperatur-Arbeitsbereich bestimmt, siehe Abbildung 20. Um das zu erreichen, wurden insgesamt 110 elektrische Kalibrierungen durchgeführt. Im Vergleich mit den Messwerten von 1983 konnte eine geringe Reduzierung des Graphit-Kalorimeter-Ansprechvermögens festgestellt werden, vermutlich begründet durch Alterungsprozesse der Thermistoren. Aus dieser Differenz im Ansprechvermögen kann abgeleitet werden, dass eine Neubestimmung der Kalibrierfaktoren für den gesamten Temperatur-Arbeitsbereich in einem Intervall von etwa 5 Jahren sinnvoll ist.

Die Kenntnis der Temperaturabhängigkeit des Kalibrierfaktors ermöglicht, während der Messungen eine dynamische Berücksichtigung der Variabilität des Kalorimeter-Kalibrierfaktors.

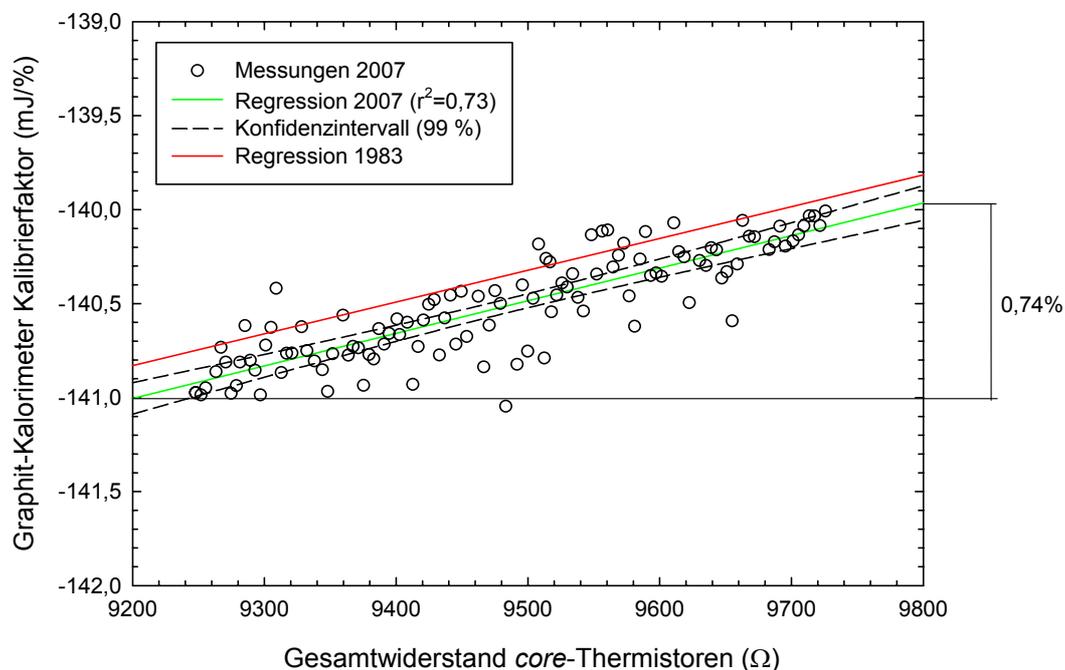


Abbildung 20: Elektrischer Kalibrierfaktor des Graphit-Kalorimeters für den gesamten Temperatur-Arbeitsbereich

### 3.2.3 Methoden zur Bestimmung der Graphit-Energiedosis

Mit dem Graphit-Kalorimeter des BEV kann durch ein quasi-adiabatisches Verfahren und durch ein quasi-isothermes Verfahren die Graphit-Energiedosis bestimmt werden. Für die elektrische Kalibrierung steht zusätzlich das Wärmeverlust-kompensierte (*heatloss-compensated*) Verfahren zur Verfügung. Aufgrund der auftretenden Dosisleistungsschwankungen an Beschleunigern wird die Graphit-Energiedosis durch das quasi-adiabatische Verfahren ermittelt.

#### Quasi-adiabatisches Verfahren

Im Fall von quasi-adiabatischen Messungen wird die durch die Strahlung erzeugte Temperaturänderung im thermisch isolierten Kalorimeter-*core* bestimmt. Diese ist direkt proportional zur Graphit-Energiedosis. Die Bestimmung der Graphit-Energiedosis bei quasi-adiabatischen Messungen erfolgt anhand von Gleichung (28).

$$D_{g,adiabat.} = c_p \cdot \Delta T_c = \frac{1}{m_c} \cdot \left( \frac{\Delta R}{R} + k_2 \cdot \Delta U \right) \cdot k_1 \cdot k_{gap} \cdot k_{gc} \cdot k_{T1/2} \cdot k_{stab} \quad (28)$$

mit

$$K_{ad} = \left( \frac{\Delta R}{R} + k_2 \cdot \Delta U \right) \quad (29)$$

folgt

$$D_{g,adiabat.} = \frac{1}{m_c} \cdot K_{ad} \cdot k_1 \cdot k_{gap} \cdot k_{gc} \cdot k_{T1/2} \cdot k_{stab} \quad (30)$$

Die Graphit-Energiedosis  $D_g$  [Gy] ist proportional zur Widerstandsänderung der Thermistoren  $\Delta R/R$  [%] im Graphit-Kalorimeter-*core* mit der Masse  $m_c$  (1,5436 g). Die Spannungsdifferenz  $\Delta U$  [V] in Kombination mit dem Kalibrierfaktor der Anzeige  $k_2$  [%/V] korrigiert die auftretenden Temperaturdriften. Der Proportionalitätsfaktor  $k_1$  [mJ/%] (Kalorimeterkonstante) der das Ansprechvermögen des Graphit-Kalorimeters definiert, wird durch Zuführen von elektrisch erzeugter Wärmeenergie in getrennten Kalibriermessungen ermittelt (siehe Kapitel 3.2.2). Die erforderlichen Korrekturfaktoren sind  $k_{gap}$  zur Berücksichtigung des Spalteffektes,  $k_{gc}$  für die effektive Messtiefe im Graphitphantom,  $k_{T1/2}$  zur Berücksichtigung der  $^{60}\text{Co}$  Halbwertszeit (1925,21 d, siehe [14]) und  $k_{stab}$  zur Berücksichtigung der Langzeitstabilität der Dosisleistung.

Für die Messungen in Strahlungsfeldern hochenergetischer Photonen ist die Gleichung (31) anzuwenden unter Verwendung eines Korrekturfaktors zur Berücksichtigung der Strahlinhomogenität  $k_{bu}$ .

$$D_{g,adiabat.} = \frac{1}{m_c} \cdot K_{ad} \cdot k_1 \cdot k_{gap} \cdot k_{gc} \cdot k_{bu} \quad (31)$$

#### Quasi-isothermes Verfahren

Die quasi-isotherme Betriebsweise erfordert ein Temperaturgleichgewicht zwischen den einzelnen Graphit-Kalorimeterkörpern während den Messungen. Dieses Gleichgewicht wird durch ein kontinuierliches Zuführen von elektrischer Energie - vor und nach der Bestrahlung - erzeugt. Die Bestimmung der Graphit-Energiedosis

bei quasi-isothermen Messungen erfolgt entsprechend der Gleichung (32). Das angewendete Prinzip ist, dass die elektrische Leistung  $P_0$  so gewählt wird, dass sie idealerweise der zu erwartenden Strahlungsleistung entspricht, sodass durch ein Ausschalten der elektrischen Heizung und ein gleichzeitiges Einschalten der Strahlung das Temperaturgleichgewicht nicht gestört wird. In diesem Fall erfolgt die Dosisbestimmung durch die Messung der Heizleistung, weiters der Zeit, während der die elektrische Heizung ausgeschaltet ist  $t_{h,off}$  (idealerweise entspricht  $t_{h,off}$  der Bestrahlungszeit) und durch die Bestimmung einer Korrektur für die auftretenden Driften.

$$D_{g,isothem} = \frac{1}{m_c} \cdot \left[ \left( \frac{\Delta R}{R} + k_2 \cdot \Delta U \right) \cdot k_1 + P_0 \cdot t_{h,off} \right] k_{gap} \cdot k_{gc} \cdot k_{T1/2} \cdot k_{stab} \quad (32)$$

mit

$$K_e = 1 + k_1 \cdot \left( \frac{\Delta R}{R} + k_2 \cdot \Delta U \right) \cdot [P_0 \cdot t_{h,off}]^{-1} \quad (33)$$

folgt

$$D_{g,isothem} = \frac{1}{m_c} \cdot K_e \cdot P_0 \cdot t_{h,off} \cdot k_{gap} \cdot k_{gc} \cdot k_{T1/2} \cdot k_{stab} \quad (34)$$

Die erforderliche elektrische Leistung und die zur messtechnischen Umsetzung angewendeten Heizspannungen zur Einstellung eines thermischen Gleichgewichtes, zur Durchführung von quasi-isothermen Energiedosismessungen, berechnen sich in Abhängigkeit von der Graphit-Energiedosisleistung. Die verwendeten Zahlenwertgleichungen sind: für die Gesamtspannung  $U_0 = 0,248 \cdot (D_g/t)^{1/2}$  und die Heizspannung im *shield* beträgt  $U_s = 1,34 \cdot U_c$  begründet durch das Verhältnis der Energiedosis im *shield* zu Energiedosis im *core* von  $D_s/D_c \approx 0,8$ .

Für die Messungen an Beschleunigern wird aufgrund der auftretenden Dosisleistungsschwankungen die quasi-isotherme Methode nicht angewendet.

Die resultierende Graphit-Energiedosisleistung  $\dot{D}_g$  wird durch den Quotienten aus Graphit-Energiedosis  $D_g$  und Bestrahlungszeit  $t$  gebildet.

Der *heat defect* von Graphit für die betrachteten Temperaturen wurde in Anlehnung an [42], [43] und [90] vernachlässigt.

### 3.2.4 Methoden zur Konversion von Graphit-Energiedosis in Wasser-Energiedosis

Die Konversion von Graphit-Energiedosis auf Wasser-Energiedosis erfolgt anhand von zwei Methoden (Methode 1 – rechnerisch, Methode 2 – experimentell) die auf dem *photon-fluence scaling theorem* [82] beruhen. Dieses besagt, dass in zwei unterschiedliche Materialien, die der gleichen Photonenstrahlung ausgesetzt sind, die Photonen an den jeweiligen Messpunkten das gleiche Energiespektrum und die gleiche Winkelverteilung aufweisen, wenn alle Abmessungen im umgekehrten Verhältnis der Elektronendichten der beiden Materialien skaliert sind und als Wechselwirkungsprozess ausschließlich Compton-Streuung auftritt. Beide

Konversionsmethoden gelten gleichwertig für die Umrechnung von Graphit-Energiedosisleistung in Wasser-Energiedosisleistung.

### Method 1 – rechnerisch

Die Energiedosis durch Photonenstrahlung in einem Medium im Quasigleichgewichtsgebiet der Sekundärelektronen ist gegeben durch Gleichung (35), siehe Kapitel 2.4.1. Das Verhältnis der Energiedosis für die Materialien Wasser und Graphit in Gleichung (36).

$$D_m = \Psi_m \cdot \left( \overline{\mu_{en}} / \rho \right)_m \cdot \beta_m \quad (35)$$

$$D_w = D_g \cdot \left( \frac{\Psi_w}{\Psi_g} \right) \cdot \left( \frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{w,g} \cdot \beta_{w,g} \quad (36)$$

Nach Anwendung des *photon-fluence scaling theorems* [82] ist das Verhältnis der Photonen-Energiefluenz in Wasser und Graphit  $\Psi_w / \Psi_g$  an den Messorten der beiden Materialien gleich dem umgekehrten Verhältnis des Quadrates der Abstände  $(R_g / R_w)^2$ .

Um die Wasser-Energiedosis  $D_w$  unter Standardbedingungen zu erhalten, wird mit dem Graphit-Kalorimeter die Graphit-Energiedosis in der skalierten Entfernung  $R_g$  bestimmt und anhand von Gleichung (37) unter Verwendung der Verhältnisse der gemittelten Massen-Energieabsorptionskoeffizienten  $(\overline{\mu_{en}} / \rho)_{w,g}$  und der Verhältnisse der Energietransportfaktoren  $\beta_{w,g}$  die Wasser-Energiedosis berechnet. Die erforderlichen Korrekturfaktoren sind Korrektur für die unterschiedliche Luftschwächung  $k_{\Delta air}$ , die Korrektur für die Abweichung der Graphit Phantom Abmessungen von den exakten *scaling* Erfordernissen  $k_{gs}$ , die Korrektur für die Messtiefen in den Phantomen  $k_{depth}$  und falls erforderlich eine Korrektur für das Frontfenster des Wasserphantoms  $k_{front}$ .

$$D_w = D_g \cdot \left( \frac{R_g}{R_w} \right)^2 \cdot \left( \frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{w,g} \cdot \beta_{w,g} \cdot k_{\Delta air} \cdot k_{gs} \cdot k_{depth} \cdot k_{front} \quad (37)$$

Für Energiedosismessungen in hochenergetischen Beschleunigerstrahlungsfeldern wird Gleichung (38) angewendet. Dabei sind zusätzlich Korrekturfaktoren für Wechselwirkungsprozesse, die nicht durch Compton-Streuung auftreten anzuwenden: Korrektur für Bremsstrahlungsemission  $k_{bs}$  und die Korrektur für das Auftreten von Paarbildung  $k_{pp}$ .

$$D_w = D_g \cdot \left( \frac{R_g}{R_w} \right)^2 \cdot \left( \frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{w,g} \cdot \beta_{w,g} \cdot k_{\Delta air} \cdot k_{gs} \cdot k_{depth} \cdot k_{front} \cdot k_{bs} \cdot k_{pp} \quad (38)$$

### Method 2 – experimentell

Im Rahmen dieser Methode wird die Energiedosisumkonversion experimentell durch Verwendung eines Transferdetektors (Graphit-Hohlraumionisationskammer) durchgeführt. Die praktische Ausführung erfordert Messungen im Graphitphantom

und im Wasserphantom. Bei den Messungen im Graphitphantom wird die Graphit-Hohlraumionisationskammer anstelle des Graphit-Kalorimeters in der entsprechend skalierten Entfernung zur Quelle positioniert. Weiters werden die Ladungen/Ionisationsströme im Wasserphantom unter Referenzbedingungen bestimmt und anhand von Gleichung (39) oder (40) die Umrechnung durchgeführt. Die Umrechnung erfolgt in Abhängigkeit von dem verwendeten Transferdetektor entweder über die Verhältnisse der Massen-Energieabsorptionskoeffizienten und Energietransportfaktoren (für dickwandige Ionisationskammern) oder über das Verhältnis der Massen-Stoßbremsvermögen von Wasser und Graphit (für dünnwandige Ionisationskammern).

Für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung wird für die experimentelle Dosiskonversion die dickwandige Ionisationskammer CC01-105 verwendet, siehe Abbildung 21. Diese Kammer wird zur Weitergabe der Einheit der Wasser-Energiedosis im Rahmen von Kalibrierungen verwendet. Kammern desselben Typs werden vom BEV als Primärnormale für die Darstellung der Einheit der Luftkerma in  $^{60}\text{Co}$  und  $^{137}\text{Cs}$  Gammastrahlung verwendet [101].

$$D_w = D_g \cdot \frac{Q_w}{Q_g} \cdot \left( \frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right)_{w,g} \cdot \frac{1}{k_{\text{gi}}} \cdot \beta_{w,g} \cdot \rho_{w,g} \cdot k_{\text{ps}} \cdot k_{\text{depth}} \cdot k_{\text{front}} \quad (\text{dickw. I-Kammer}) \quad (39)$$

Die im Graphit- und im Wasserphantom gemessenen Ladungen  $Q_w$  und  $Q_g$  sind bezüglich Luftdichte, Luftfeuchtigkeit und Sättigung zu korrigieren, siehe Kapitel 3.3. Für die Dosiskonversion bei Verwendung einer dickwandigen Kammer sind folgende Korrekturfaktoren erforderlich: Korrektur für die effektive Ionisationskammer Messtiefe im Graphitphantom  $k_{\text{gi}}$ , Korrektur für die Einbringung der Graphit-Hohlraumionisationskammer in das Wasserphantom (*replacement factor*)  $\rho_{w,g}$ , Korrekturfaktor hinsichtlich der 1,5 mm Polymethylmethacrylate (PMMA) Hülle  $k_{\text{ps}}$ , in welche die Ionisationskammer für Messungen im Wasserphantom eingebracht wird und  $k_{\text{depth}}$  als Korrektur für die I-Kammer Positionen in den Phantomen.

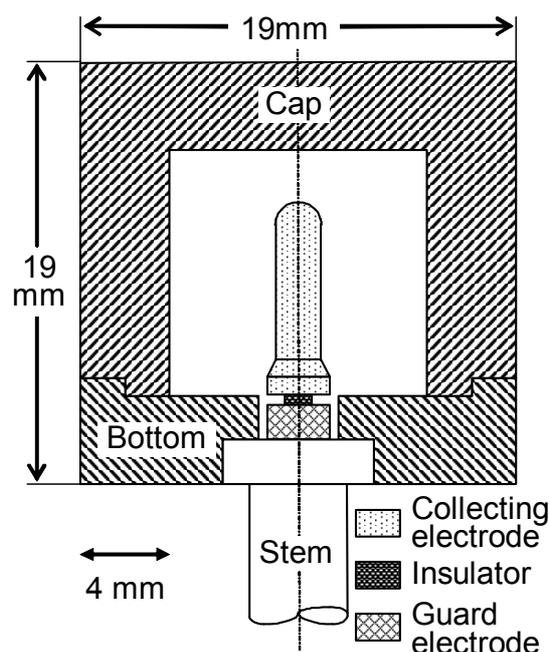


Abbildung 21: Querschnittszeichnung einer CC01 Graphit-Hohlraumionisationskammer, [101]

Für hochenergetische Photonenstrahlung wird Gleichung (40) zur experimentellen Dosiskonversion angewendet. Für die Messungen wird die dünnwandige Ionisationskammer PTW 30012 verwendet.

$$D_w = D_g \cdot \frac{Q_w \cdot s_{w,air} \cdot \rho_{Q,w}}{Q_g \cdot s_{g,air} \cdot \rho_{Q,g}} \cdot \frac{k_{depth}}{k_{gi}} \quad (\text{dünnw. I-Kammer}) \quad (40)$$

mit

$$\rho_{Q,w} = \rho_{wall,w} \cdot \rho_{cav,w} \cdot \rho_{dis,w} \cdot \rho_{cel,w} \quad \text{bzw.} \quad \rho_{Q,g} = \rho_{wall,g} \cdot \rho_{cav,g} \cdot \rho_{dis,g} \cdot \rho_{cel,g} \quad (41)$$

Die Konversion beruht im Wesentlichen auf dem Verhältnis der beschränkten Massen-Stoßbremsvermögen von Wasser zu Luft  $s_{w,air}$  und Graphit zu Luft  $s_{g,air}$ . Die Ionisationskammer Korrekturfaktoren zur Berücksichtigung der Abweichungen von den idealen Bragg-Gray Bedingungen für Messungen in Wasser  $\rho_{Q,w}$  bzw. in Graphit  $\rho_{Q,g}$  bei der Strahlungsqualität  $Q$  sind definiert als Produkt folgender Korrekturfaktoren: Kammerwand-Störungsfaktor  $\rho_{wall}$ , Fluenz-Störungsfaktor  $\rho_{cav}$ , Verdrängungs-Störungsfaktor  $\rho_{dis}$  und der Mittelelektroden-Störungsfaktor  $\rho_{cel}$ .

Der Kammerfaktor  $N_w$  der verwendeten Ionisationskammer für die Umrechnung der gemessenen Ladung in Wasser-Energiedosis (Einheit: Gy/C) wird entsprechend der Gleichung (42) berechnet. Er kann aber auch direkt aus den Messungen im Graphitphantom erhalten werden, siehe Gleichung (43) und (44).

mit

$$N_w = \frac{D_w}{Q_w} \quad \text{bzw.} \quad N_g = \frac{D_g}{Q_g} \cdot \frac{k_{depth}}{k_{gi}} \quad (42)$$

folgt

$$N_w = N_g \cdot \left( \frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{w,g} \cdot \beta_{w,g} \cdot \rho_{w,g} \cdot k_{ps} \cdot k_{front} \quad (\text{dickw. I-Kammer}) \quad (43)$$

bzw.

$$N_w = N_g \cdot \frac{s_{w,air} \cdot \rho_{Q,w}}{s_{g,air} \cdot \rho_{Q,g}} \quad (\text{dünnw. I-Kammer}) \quad (44)$$

### 3.2.5 Messaufbau

Für die Messungen mit dem Graphit-Kalorimeter im  $^{60}\text{Co}$  Strahlungsfeld werden alle Messabstände gemäß dem *photon-fluence scaling theorem* skaliert (siehe [59] und [82]), um eine Umrechnung auf Wasser-Energiedosis durchführen zu können. Der *Scaling-Faktor*  $SF$  der das Verhältnis der Abstände in Wasser  $L_w$  zu den skalierten Abständen in Graphit  $L_g$  bildet, wird entsprechend der Gleichung (45) berechnet und beinhaltet die in der Tabelle 6 angegebenen Graphitdichten  $\rho_g$  und eine Wasserdichte von  $\rho_w = 0,9982 \text{ g/cm}^3$ . In Gleichung (45) ist die Elektronendichte mit  $\varepsilon$ , die massenbezogene Elektronendichte mit  $\sigma$ , die Anzahl der Elektronen pro Atom oder Molekül mit  $n$  und die molare Masse mit  $M$  bezeichnet. In Tabelle 6 sind die Referenziefen in Wasser bzw. Graphit mit  $d_{ref}$ , die Graphittiefe des Graphit-Kalorimeters mit  $d_k$  bzw.  $d_l$  die Graphittiefe des Phantomkörpers zur Aufnahme der

Ionisationskammer, die tatsächlich realisierbare Graphittiefe ist mit  $d_g$  bezeichnet und die mittlere Dichte bis zum Messort ist mit  $\bar{\rho}$  bezeichnet.

$$SF = \frac{L_w}{L_g} = \frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_w} = \frac{\rho_g}{\rho_w} \cdot \frac{\sigma_g}{\sigma_w} = \frac{\rho_g}{\rho_w} \cdot \frac{n_g \cdot M_w}{n_w \cdot M_g} \quad (45)$$

Tabelle 6: Verwendete Graphittiefen für die Kalorimetermessungen

Verfahren	$d_{ref,w}$ (g/cm <sup>2</sup> )	$d_{ref,g}$ (g/cm <sup>2</sup> )	Graphit- platten Nr.	$d_k / d_l$ (g/cm <sup>2</sup> )	$d_g$ (g/cm <sup>2</sup> )	$\bar{\rho}$ (g/cm <sup>3</sup> )	SF
Graphit- Kalorimeter	5	5,556	3+4	0,880	5,238	1,734	1,563
	10	11,111	1+2+3+4		10,495	1,743	1,572
CC01-105	5	5,556	4	2,678	5,313	1,759	—*
	10	11,111	2+3+4		10,561	1,754	—*
PTW 30012	10	11,111	2+3+4		10,565	1,755	—*

\* Aus den vorliegenden Dichten würde sich für die Ionisationskammer Messungen ein anderer *Scaling*-Faktor ergeben. Bei den Messungen wird allerdings der gleiche Faktor wie für die Graphit-Kalorimeter Messungen verwendet.

Zur exakten Anwendung des *photon-fluence scaling theorem* ist es erforderlich die Lage des effektiven Quellenmittelpunktes zu kennen. Eine Bestimmung kann insbesondere für <sup>60</sup>Co-Gammastrahlung durch Ionisationskammermessungen frei in Luft erfolgen, [58]. Dabei werden entlang der Zentralstrahlachse Messungen in verschiedenen Abständen (bei unveränderter Kollimatoröffnung) durchgeführt und die Ergebnisse bis zur Entfernungsachse hin extrapoliert. Aus dem Schnittpunkt ergibt sich die virtuelle Verschiebung zum geometrischen Quellenmittelpunkt. Das Ergebnis für die Teletherapieanlage des BEV Dosimetrielabors ist in Tabelle 7 ersichtlich.

In der Tabelle 7 sind die für die Messungen in <sup>60</sup>Co-Gammastrahlung an der Teletherapieanlage im BEV Dosimetrielabors verwendeten Referenzabstände dargestellt. Die an Beschleunigern verwendeten Referenzabstände sind ebenfalls von der Lage des effektiven Quellenmittelpunktes abhängig welche ebenfalls individuell bestimmt werden muss. Dies ist jedoch in der Praxis sehr aufwändig, siehe [75] und [100].

Tabelle 7: Verwendete Messabstände für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung und Beispiele für anzuwendende Abstände in hochenergetischer Photonenstrahlung

Anlage	Nomineller Abstand zum Fokus $R_w$ (mm)	Abstand zum effektiven Quellenmittelpunkt $R_{w,\text{eff}}$ (mm)	Skalierter Abstand zum effektiven Quellenmittelpunkt $R_{g,\text{eff}}$ (mm)
$^{60}\text{Co}$			
Teletherapieanlage Dosimetrielabor	1000,00	981,33	627,85
Beschleuniger	1100,00	1100,00	699,75
	1000,00	1000,00	636,13

### 3.3 Ionisationskammerdosimetrie

In diesem Kapitel wird die Bestimmung der Wasser-Energiedosis (Wasser-Energiedosisleistung) in Wasser für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung, hochenergetische Photonen- und Elektronenstrahlung mit offenen luftgefüllten Ionisationskammern beschrieben. Zur Dosisbestimmung wird das Sondenverfahren angewendet, bei dem Photonstrahlung und Elektronenstrahlung, wie sie typischerweise in der Strahlentherapie verwendet wird, betrachtet wird. Für Anwendungen in der Praxis sind die Dosismessverfahren in Österreich durch die *ÖNORM S 5234-3:2009-11, Klinische Dosimetrie - Teil 3: Ionisationskammerdosimetrie in der Teletherapie* [78] und in Deutschland durch die *DIN 6800-2:2008-03, Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung - Teil 2: Dosimetrie hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung mit Ionisationskammern* [31] geregelt. Gemäß [78] ist die Wasser-Energiedosis  $D_w$  am Messort durch die Gleichung (46) gegeben.

$$D_w = (M - M_0) \cdot N_{D,w} \cdot \prod_{i=1}^n k_i \quad (46)$$

$M$  bezeichnet die Anzeige und  $M_0$  die Nullanzeige des Dosimeters,  $N_{D,w}$  den Kalibrierfaktor für die Wasser-Energiedosis bei  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung unter Referenzbedingungen und  $\prod k_i$  das Produkt der angewendeten Korrekturfaktoren. Der Verwendung findende Kalibrierfaktor muss auf ein Primärnormal eines nationalen Metrologieinstitutes rückführbar sein. Die folgenden Korrekturfaktoren berücksichtigen:  $k_\rho$  als Korrekturfaktor für die Luftdichte  $\rho$ ,  $k_h$  als Korrekturfaktor für die Luftfeuchtigkeit,  $k_s$  als Korrekturfaktor für die unvollständige Sättigung,  $k_{\text{Pol}}$  als Korrekturfaktor für die Polarität der Kammeranspannung,  $k_T$  als Korrekturfaktor für die Temperatur, (ausgenommen Effekte der Luftdichte),  $k_r$  als Korrekturfaktor für die unterschiedliche Positionierung von Kompaktkammern bei der Kalibrierung,  $k_Q$  und  $k_E$  als Korrekturfaktoren für die Strahlungsqualität der Photonen- bzw. Elektronenstrahlung in der Referenztiefe und  $k_{\text{NR}}$  als Korrekturfaktor für die spektrale Verteilung und Richtungsverteilung der Photonen und Elektronen bei

Messungen unter Nicht-Referenzbedingungen. Werte für  $k_Q$  und  $k_E$  sind in [5] und [78] in Tabellenform für verschiedene Kammertypen verfügbar.

### Referenzbedingungen zur Bestimmung der Wasser-Energiedosis

Für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung ist gemäß [5] und [78] die Messtiefe im Wasserphantom mit 5 cm und der Abstand von Fokus zum Messort mit 100 cm festgelegt. Die Feldgröße in 5 cm Tiefe beträgt 10 cm × 10 cm. Im Fall von hochenergetischer Photonenstrahlung beträgt die Messtiefe (siehe [5] und [78]) 10 cm, der Fokus-Phantomoberflächen-Abstand 100 cm und die Feldgröße 10 cm × 10 cm an der Phantomoberfläche. Bei Elektronenstrahlung erfolgt die Messung in der Tiefe des Dosismaximums oder in der entsprechend Gleichung (51) festgelegten Referenztiefe bei einem Fokus-Phantomoberflächen-Abstand von 100 cm und der Feldgröße von 20 cm × 20 cm an der Phantomoberfläche (siehe [5] und [78]).

Die Messungen sind auf eine Temperatur von 20°C, einen Druck von 1013,25 hPa und auf 50 % relative Luftfeuchtigkeit zu beziehen.

Die Anwendung der ÖNORM S 5234-3:2009-11 [78] erfordert die Positionierung der Ionisationskammer in der Art, dass der Bezugspunkt der Kammer um den halben Innenradius der äußeren Messelektrode tiefer liegt. Somit ist für den Verdrängungseffekt (*displacement*) keine Korrektur erforderlich.

### 3.3.1 Photonendosimetrie

Zur Dosisbestimmung werden laut [5], [8] und [78] Kompaktkammern empfohlen; Flachkammern für Messungen im Dosisaufbaubereich und in der Nähe von ebenen Grenzflächen.

#### Strahlungsqualität

Für Gammastrahlung reicht für die meisten Anwendungen die Angabe der in der Quelle enthaltenen Radionuklide. Das Energiespektrum wird aber durch die Geometrie und die Materialien der Bestrahlungsanlage beeinflusst und muss für detaillierte Betrachtungen berücksichtigt werden, siehe Kapitel 6.1.1.

Für hochenergetische Photonenstrahlung, erzeugt durch Teilchenbeschleuniger mit Erzeugungsspannungen von 1 - 50 MV, erfolgt die Kennzeichnung durch den Strahlungsqualitätsindex. Zur Beschreibung der Strahlungsqualität wird in dieser Arbeit der Strahlungsqualitätsindex  $TPR_{20,10}$  (*Tissue Phantom Ratio*) gemäß [5] verwendet, dieser ist gleichbedeutend mit dem Strahlungsqualitätsindex  $Q$  gemäß [78].  $TPR_{20,10}$  ist laut [5] das Verhältnis der in Tiefen von 20 cm und 10 cm im Wasserphantom gemessenen Energiedosis bei Einhaltung eines konstanten Fokus-Messort-Abstandes von 100 cm mit einer Feldgröße von 10 cm × 10 cm in der Detektorebene. Der Strahlungsqualitätsindex kann gemäß [5] und [78] unter Verwendung von Gleichung (47) aus einer Tiefendosiskurve berechnet werden.

$$TPR_{20,10} = 1,2661 \cdot \frac{M_{(20)}}{M_{(10)}} - 0,0595 \quad (47)$$

Die Messung der Tiefendosiskurve erfolgt bei einem konstanten Fokus-Phantomoberflächen-Abstand von 100 cm und einer Feldgröße von 10 cm × 10 cm

an der Phantomboberfläche.  $M_{(20)}$  und  $M_{(10)}$  sind die Anzeigen des Dosimeters in 20 cm und 10 cm Tiefe im Wasserphantom.

### Strahlungsqualitätsabhängige Korrektionsfaktoren

Die Änderung des Ansprechvermögens einer Ionisationskammer, bei deren Verwendung für Messungen in der Strahlungsqualität  $Q$  im Vergleich zu  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung, wird durch den Korrektionsfaktor  $k_Q$  berücksichtigt und ist gemäß [5] und [78] entsprechend Gleichung (48) definiert. Dabei ist allerdings zu beachten, dass Werte für  $k_Q$  aus IAEA TRS 398 [5] eine Korrektion für den Verdrängungseffekt beinhalten (Bezugspunkt für Messungen ist daher die Kammerachse).

$$k_Q = k'_Q \cdot k''_Q = \frac{(s_{w/a})_Q}{(s_{w/a})_{\text{Co}}} \cdot \frac{\rho_Q}{\rho_{\text{Co}}} \quad (48)$$

Der Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der Feldstörung (und damit der Abweichung von den idealen Bragg-Gray Bedingungen) bei der Strahlungsqualität  $Q$  und bei  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung - wird mit  $\rho_Q$  bzw.  $\rho_{\text{Co}}$  bezeichnet. Die Beschreibung der angewendeten Methoden zur Bestimmung der Korrektionsfaktoren erfolgt im Kapitel 5. Das Verhältnis der gemittelten Massen-Stoßbremsvermögen für Wasser und Luft - bei der Strahlungsqualität  $Q$  und bei  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung - wird mit  $(s_{w/a})_Q$  bzw.  $(s_{w/a})_{\text{Co}}$  bezeichnet.

### 3.3.2 Elektronendosimetrie

Für die Dosimetrie von Elektronenstrahlung werden laut [5], [8] und [78] Flachkammern empfohlen. Für Strahlungsqualitäten von  $R_{50} \geq 4 \text{ g/cm}^2$  wäre auch die Verwendung einer Kompaktkammern zulässig.

#### Strahlungsqualität

Zur Kennzeichnung der Strahlungsqualität von Elektronenstrahlung wird die Halbwertstiefe  $R_{50}$  der Wasser-Energiedosis verwendet (siehe [5] und [78]). Dieser Parameter bezeichnet jene Tiefe im Wasserphantom in der die Dosis 50 % der Maximaldosis beträgt. Weiters kann die mittlere Elektronenenergie an der Phantomboberfläche  $\bar{E}_0$  verwendet werden, diese kann gemäß [4][5] unter Verwendung der Zahlenwertgleichung  $\bar{E}_0 = 2,33 \cdot R_{50}$  abgeschätzt werden.

Die Bestimmung von  $R_{50}$  erfolgt durch Tiefendosismessungen bei einem konstanten Fokus-Phantomboberflächen-Abstand von 100 cm und einer Feldgröße von 20 cm  $\times$  20 cm an der Phantomboberfläche (siehe [5] und [78]). Für den Bereich  $R_{50} \leq 7 \text{ g/cm}^2$  kann eine Feldgröße von 20 cm  $\times$  20 cm verwendet werden. Die mittels Ionisationskammer ermittelte Halbwertstiefe der Tiefen-Ionendosis  $R_{50,\text{ion}}$  muss entsprechend [5] mit den Gleichungen (49) und (50) umgerechnet werden.

$$R_{50} = 1,029 \cdot R_{50,\text{ion}} - 0,06 \text{ g/cm}^2 \quad \text{für} \quad R_{50,\text{ion}} \leq 10 \text{ g/cm}^2 \quad (49)$$

$$R_{50} = 1,059 \cdot R_{50,\text{ion}} - 0,37 \text{ g/cm}^2 \quad \text{für} \quad R_{50,\text{ion}} > 10 \text{ g/cm}^2 \quad (50)$$

Die Referenztiefe  $z_{\text{ref}}$  [g/cm<sup>2</sup>] für die Dosismessung wird entsprechend untenstehender Gleichung aus  $R_{50}$  [g/cm<sup>2</sup>] festgelegt oder die Tiefe des Dosismaximums als Referenztiefe verwendet, siehe [78].

$$z_{\text{ref}} = 0,6 \cdot R_{50} - 0,1 \text{ g/cm}^2 \quad (51)$$

### Strahlungsqualitätsabhängige Korrektionsfaktoren

Durch den Korrektionsfaktor  $k_E$  wird die Änderung des Ansprechvermögens einer Ionisationskammer bei deren Verwendung für Messungen in der Strahlungsqualität  $Q$  im Vergleich zu <sup>60</sup>Co-Gammastrahlung berücksichtigt und ist gemäß [78] für Kompaktkammern entsprechend Gleichung (52) definiert, für Flachkammern durch Gleichung (53).

$$k_E = k'_E \cdot k''_E = [1,106 - 0,1312 \cdot (R_{50})^{0,214}] \cdot \left[ \frac{(\rho_{\text{wall}} \cdot \rho_{\text{cav}} \cdot \rho_{\text{cel}} \cdot \rho_{\Delta})_{R_{50}}}{(\rho_{\text{wall}} \cdot \rho_{\text{cav}} \cdot \rho_{\text{cel}} \cdot \rho_{\Delta})_{\text{Co}}} \right] \quad (52)$$

$$k_E = k'_E \cdot k''_E = [1,106 - 0,1312 \cdot (R_{50})^{0,214}] \cdot \left[ \frac{(\rho_{\text{wall}} \cdot \rho_{\Delta})_{R_{50}}}{(\rho_{\text{wall}} \cdot \rho_{\text{cav}} \cdot \rho_{\Delta})_{\text{Co}}} \right] \quad (53)$$

Dabei bezeichnet  $\rho_{\text{wall}}$  den Korrektionsfaktor für die Abweichung des Wandmaterials von Wasser,  $\rho_{\text{cav}}$  die Störung der Fluenzverteilung der Elektronen durch das Luftvolumen der Kammer,  $\rho_{\text{cel}}$  den Einfluss der Mittelelektrode und  $\rho_{\Delta}$  den Einfluss der Ionisationskammerbauart auf die Abschneideenergie  $\Delta$  des beschränkten Massen-Stoßbremsvermögens. In der Praxis werden für  $k''_E$  für Flachkammern experimentell ermittelte Werte verwendet, siehe [78].

## 3.4 Kalibrierung von Ionisationskammern

In Abhängigkeit vom Einsatz bzw. Anwendungsgebiet der Ionisationskammern erfolgt die Kalibrierung der Anzeige in unterschiedlichen Einheiten. Bei Strahlenschutzdosimeter (Orts- und Personendosimeter) erfolgt die Kalibrierung typischerweise in Einheiten der Messgrößen für Äquivalentdosis (siehe [77]), Diagnostikdosimeter und Dosimeter zur Konstanzprüfung werden bezüglich der Messgröße Luftkerma kalibriert. Bei Therapiedosimeter erfolgt die Kalibrierung für die Messgröße Luftkerma oder Wasser-Energiedosis. Therapiedosimeter zur Anzeige der Einheit der Wasser-Energiedosis werden in Österreich für alle Strahlungsqualitäten zur Zeit bei <sup>60</sup>Co-Gammastrahlung kalibriert. Die Dosimeter sind damit direkt auf den mit dem Graphit-Kalorimeter ermittelten Referenzwert der Wasser-Energiedosisleistung der <sup>60</sup>Co Bestrahlungsanlage des BEV rückführbar, siehe Kapitel 6.3.1. Die Kalibrierung kann durch den Physikalisch-technischen Prüfdienst des BEV oder durch eine akkreditierte Kalibrierstelle erfolgen.

In der Abbildung 22 sind die Messhierarchie und die zugehörigen Messunsicherheiten für Kalibrierungen in der Einheit der Wasser-Energiedosis in <sup>60</sup>Co-Gammastrahlung, durchgeführt vom BEV, dargestellt.

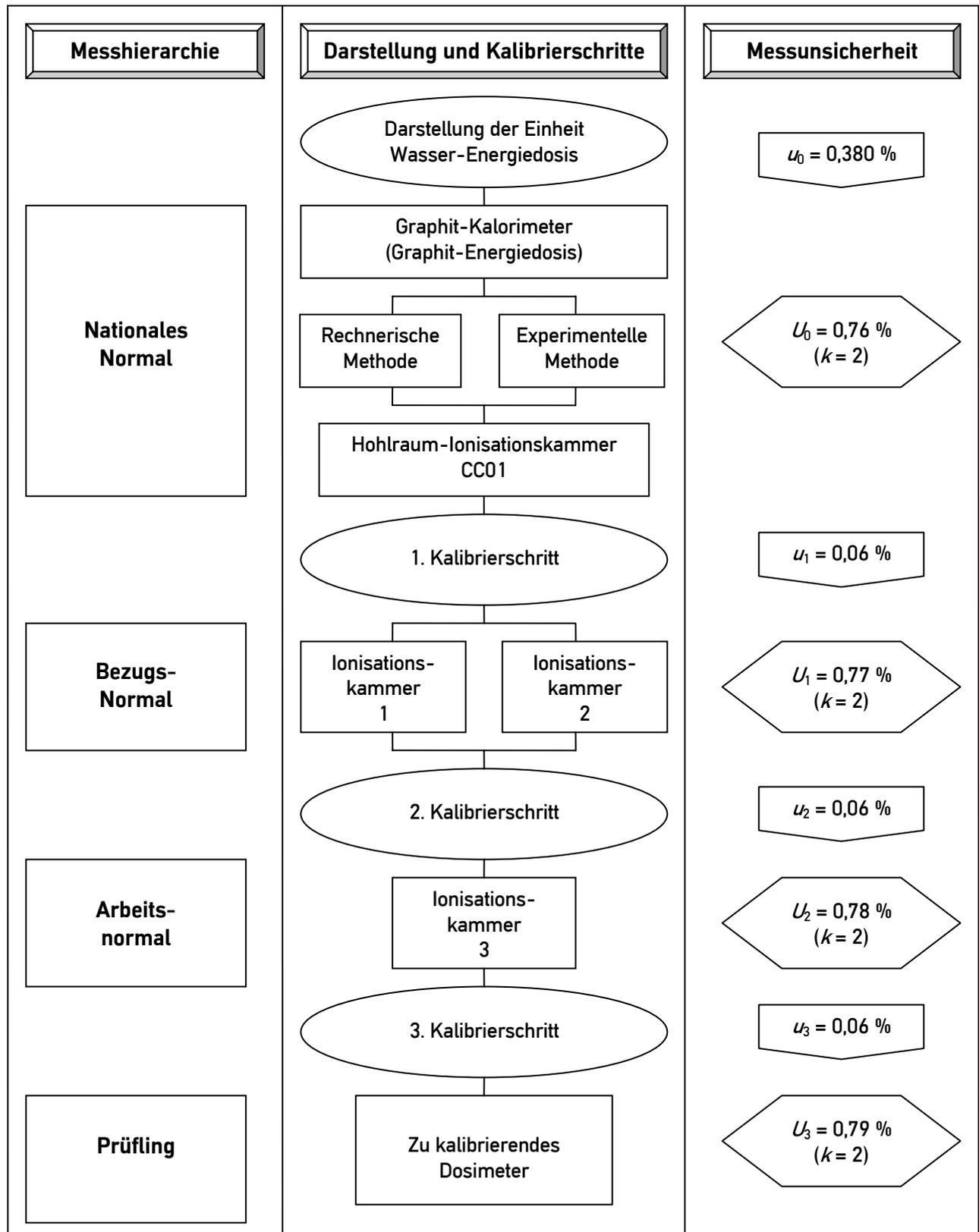


Abbildung 22: BEV Messhierarchie für eine Kalibrierung in der Einheit der Wasser-Energiedosis in  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung

Im Fall von eichpflichtigen Messgeräten wird im Rahmen der Eichung überprüft ob die Anzeige des Gerätes innerhalb eines definierten Bereiches den sogenannten

Eichfehlergrenzen liegt, siehe MEG [17]. Die Eichung kann durch das BEV oder eine akkreditierte Eichstelle erfolgen.

Für Photonen- und Elektronenstrahlungsqualitäten erzeugt von Beschleunigern erfolgt die Umrechnung der in  $^{60}\text{Co}$  kalibrierten Anzeige gemäß [78] durch die in den Gleichungen (48), (52) und (53) beschriebenen  $k_Q$  und  $k_E$  Faktoren.

Es besteht auch die Möglichkeit Ionisationskammern direkt in hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung zu kalibrieren. Die vorliegende Arbeit liefert die methodischen Grundlagen zur Durchführung einer direkt rückführbaren Dosimetrie dieser Strahlungsfelder, siehe Kapitel 6.2.2 und 6.5.

## 3.5 Monte Carlo Simulationen

### 3.5.1 Überblick und grundlegende Konzepte

Simulationsrechnungen, die auf Monte Carlo Methoden beruhen, verwenden numerisch generierte Zufallszahlen. Für die Erzeugung dieser Zufallszahlen steht eine Reihe von Algorithmen zur Verfügung. Die Qualität der Algorithmen kann an der erzeugten Verteilungsfunktion, der Periode und der Korrelation der Zufallszahlen gemessen werden. Im Idealfall sind die Zufallszahlen gleichförmig verteilt, haben eine große Periode und korrelieren nicht. Eine der einfachsten sind die multiplikativ kongruenten Generatoren [87]. Gleichung (54) zeigt ein Beispiel für einen Zufallszahlengenerator dieser Art der im Intervall (0,1) gleichmäßig verteilte Zufallszahlen  $\xi_n$  ausgehend von einer „Saat“  $R_0$  ( $< 2^{31}-1$ ) erzeugt.

$$R_n = 7^5 R_{n-1} \pmod{2^{31} - 1} \quad \xi_n = \frac{R_n}{2^{31} - 1} \quad (54)$$

Die so erzeugten Zahlen sollte man als Pseudozufallszahlen bezeichnen, da sie von einer deterministischen Algorithmus erzeugt wurde. Weiters sind die Zufallswerte periodisch mit einer Periode in der Größenordnung von  $10^9$ . Der in PENELOPE verwendete Zufallszahlengenerator produziert 32-Bit Gleitkommazahlen im offenen Intervall zwischen 0 und 1, basierend auf der *Fortran 77 Funktion RAND*, und hat eine Periode in der Größenordnung von  $10^{18}$ , siehe [87].

### Simulation des Strahlungstransportes

Im Rahmen von Monte Carlo Simulationen kann der Strahlungstransport in Materie gemäß [7], [86], und [87] durch eine zufällige Abfolge von Wegstrecken ohne Wechselwirkung, an deren Ende ein Wechselwirkungsprozess stattfindet, beschrieben werden. Bei diesen Wechselwirkungen können folgende Vorgänge stattfinden: Richtungsänderung, Energieverlust und die Erzeugung von Sekundärteilchen.

Die zur Beschreibung der Teilchentrajektorien in Materie erforderlichen Wechselwirkungsmodelle sind durch die differentiellen Wirkungsquerschnitte der betrachteten Wechselwirkungsprozesse gegeben. Diese Wirkungsquerschnitte bestimmen die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Zufallsvariablen zur Beschreibung der „Teilchenschicksale“. Diese beinhalten: die freien Wegstrecken

zwischen den Wechselwirkungen, die Art des Wechselwirkungsprozesses, den Energieverlust und den Streuwinkel sowie die Definition der Anfangszustände für erzeugte Sekundärteilchen. Durch die Generierung von Zufallsvariablen (Methoden siehe z. B. [7] und [87]) aus diesen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen, kann durch Berechnung einer großen Anzahl von „Teilchenschicksalen“ und anschließender Mittelung eine quantitative Aussage über den Strahlungstransport getroffen werden.

Durch die Monte Carlo Methode kann für ein betrachtetes Wechselwirkungswirkungsmodell dieselbe Information wie durch Lösung der Boltzmann-Transport-Gleichung erhalten werden (siehe [87]), wenngleich die Ergebnisse mit einer statistischen Unsicherheit behaftet sind. Diese kann durch eine Erhöhung der Anzahl der simulierten „Teilchenschicksale“ bzw. durch Anwendung von Varianz-Reduktions-Methoden verringert werden, siehe [87].

Ein Überblick über die angewendeten Monte Carlo Methoden in der medizinischen Strahlenphysik, beinhaltend die Nuklearmedizin, die diagnostische Radiologie, die externe und interne Strahlentherapie und den Strahlenschutz sowie im Bereich der Elektronenmikroskopie ist in [7] wiedergegeben. Ein Überblick über die angewendeten Methoden zur Modellierung des Strahlungstransportes im Rahmen der externen Strahlentherapie mit Photonenstrahlung wird in [98] beschrieben. Eine grundlegende Beschreibung der innerhalb von Monte Carlo Simulationen Anwendung findenden physikalischen Wechselwirkungsmodelle für den Strahlungstransport in Materie ist in [86] darstellt.

### 3.5.2 Monte Carlo code PENELOPE

Die methodische Energie- bzw. Anwendungsbereichserweiterung des Graphit-Kalimeters erfordert strahlungsqualitätsspezifische Korrekturfaktoren. Die benötigten Korrekturfaktoren sind einerseits direkt auf das Kalimeter bzw. auf dessen Geometrie bezogen, andererseits betreffen sie den Messaufbau. Zur Bestimmung dieser Faktoren, sowie zur Berechnung der Photonen-Fluenzspektren der verwendeten Bestrahlungsanlagen, wurden Simulationen mit dem Monte Carlo code PENELOPE-2006 (*PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons*) [87] durchgeführt.

PENELOPE-2006 ermöglicht die Berechnung des gekoppelten Transportes von Elektronen und Photonen in Materie. Der Bereich der möglichen Teilchen-Energien liegt zwischen einigen Hundert eV bis 1 GeV. Die berücksichtigten Photonen Wechselwirkungsprozesse sind: Rayleigh Streuung, Compton Streuung, Photoeffekt und Paarbildung. Zur Berechnung des Photonentransportes verknüpft PENELOPE differentielle analytische Wirkungsquerschnittsmodelle mit numerischen Datenbankwerten von Gesamtwirkungsquerschnitten, siehe [87]. Die von PENELOPE berücksichtigten Elektronen- und Positronen-Wechselwirkungen sind: elastische und inelastische Stöße, Emission von Bremsstrahlung und die Erzeugung von Annihilationsstrahlung.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Wechselwirkungsprozesse werden einerseits durch Kombination von analytischen Wirkungsquerschnittsfunktionen mit

numerischen Datenbankwerten erhalten, aber auch ausschließlich durch die Werte der analytischen Funktionen oder der tabellierten Werte festgelegt, siehe [87]. Die Gesamtwirkungsquerschnitte betreffend den Photoeffekt und Paarbildung stammen von der EPDL97 Datenbank [27] und dem XCOM Programm [16]. Die Wirkungsquerschnitte für die Emission von Bremsstrahlung und Strahlungsbremung von Elektronen von [89]. Für die kohärente und inkohärente Streuung von Photonen, inelastische Streuung von Elektronen und Positronen sowie die Erzeugung von Annihilationsstrahlung werden die atomaren Wirkungsquerschnitte durch analytische Modelle ermittelt. Die mit dem PENELOPE Modell für inelastische Stöße berechneten Bremsvermögen sind mit den Werten der ICRU 37 [45] in Übereinstimmung. Die elastische Streuung von Elektronen und Positronen basiert auf Wirkungsquerschnitten berechnet mit dem ELSEPA Programm [88].

Die Berechnung der Photonen Wechselwirkungen erfolgt durch Verwendung einer detaillierten (*interaction by interaction*) Methode. Im Gegensatz zu vielen anderen Monte Carlo *codes* erfolgt die Simulation von Elektronen und Positronen Transport durch Anwendung eines gemischten Verfahrens. Durch dieses Verfahren werden „harte“ Stöße mit einem Streuwinkel oder einem Energieverlust größer einem definiertem *cut-off* im Detail simuliert, und die verbleibenden „weichen“ Stöße werden durch auf Näherungen beruhende Streumodelle ermittelt. Die Genauigkeit bzw. Zuverlässigkeit, aber auch die Geschwindigkeit der Simulation kann daher durch die Wahl der Simulationsparameter bestimmt werden. Folgende Parameter können an die vorliegende Problemstellung angepasst werden: Absorptionsenergie  $E_{abs}$ , Elastische Streuparameter  $C_1$  und  $C_2$ , *cut-off* Energien  $W_{cc}$  und  $W_{cr}$  und die maximal erlaubte Schrittlänge  $s_{max}$ . Die Absorptionsenergie wird für jedes Material und alle Teilchen (Photonen, Elektronen und Positronen) gewählt. Sie beschreibt jene Energie bei deren Unterschreitung angenommen wird, dass das Teilchen im betreffenden Material absorbiert wird. Die elastischen Streuparameter haben geringen Einfluss auf die Ergebnisse der Simulation. Durch Veränderung dieser Parameter kann aber eine Erhöhung der Simulationsgeschwindigkeit erreicht werden. Dabei muss mittels Testsimulationen sichergestellt werden, dass die erhaltenen Resultate von der Parameterwahl unabhängig sind. Die maximal erlaubte Schrittlänge muss so gewählt sein, dass ihr Wert kleiner ist als ein Zehntel der Dicke des Körpers, in dem sich das Teilchen bewegt. Die *cut-off* Energien müssen für die betrachteten Wechselwirkungsprozesse (Energieverluste durch inelastische Stöße:  $W_{cc}$ , Energieverluste durch Emission von Bremsstrahlung:  $W_{cr}$ ) und alle Materialien gewählt werden. Sie geben an, bis zu welchem Energieverlust der Teilchen eine detaillierte Simulation der Teilchenbahn durchgeführt wird.

Die praktische Anwendung des in Form eines Fortran 77 Programms vorliegenden Teilchentransport-Algorithmus erfordert die geometrische Modellierung des experimentellen Aufbaus. Dafür bietet PENELOPE die Möglichkeit, die Unterprogramme *penslab* (Elektron-Photon Transport in scheibenförmigen Geometrien), *pen cyl* (Zylindergeometrien) und *pen main* (Beschreibung der Geometrie durch Quadriken) zu nutzen. Für die Materialien stellt PENELOPE eine Datenbank von insgesamt 280 chemischen Elementen und Verbundstoffen zur Verfügung, die nach der Erstellung eines *material data file*, den modellierten Strukturen zugeordnet werden können. Zur Darstellung und Überprüfung der Geometrie des Monte Carlo Experiments stehen je nach verwendetem

Unterprogramm zwei bzw. dreidimensionale Visualisierungsprogramme zur Verfügung (*GVIEW2D*, *GVIEWC* und *GWIEW3D*).

Um die Simulation zu steuern und an die vorliegend Problemstellung anpassen zu können, muss ein *input-file* erstellt werden, in dem neben der Geometrie auch die Art der Primärstrahlung und deren Energie bzw. spektrale Verteilung, die Materialien, die Simulationsparameter, Parameter für Varianz Reduktionsverfahren, Auswahl der Ergebnisaufzeichnung (z. B. Dosis und Dosisverteilungen, Spektren, *phase space files*), die Anzahl der insgesamt zu simulierenden Primärteilchen sowie die Simulationszeit festgelegt wird.

## 4 Strahlungsqualitätsspezifische Korrektions- und Dosiskonversionsfaktoren

In diesem Kapitel werden die für die Energiedosismessungen und im Rahmen der Dosiskonversion von Graphit-Energiedosis auf Wasser-Energiedosis erforderlichen strahlungsqualitätsspezifischen Korrektionsfaktoren beschrieben. Diese Korrekturen betreffen das Graphit-Kalorimeter und die Ionisationskammern des Primärnormal-Messsystems.

### 4.1 Überblick

Folgende Korrektionsfaktoren werden bei Messungen in  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung zur Bestimmung der Graphit-Energiedosis, sowie bei der Konversion in Wasser-Energiedosis berücksichtigt: Spalteffekt-Korrektur  $k_{\text{gap}}$ , Korrektur für die Abweichung der Graphit Phantom Abmessungen von den exakten *scaling* Erfordernissen  $k_{\text{gs}}$ , Korrektur für die Luftschwächung  $k_{\Delta\text{air}}$ , Korrektur für die effektive Messtiefe im Graphitphantom  $k_{\text{gc}}$  bzw.  $k_{\text{gi}}$  und die Korrekturen für das Einbringen der Graphit-Hohlraumionisationskammer in das Wasserphantom  $\rho_{\text{w.g}}$ . Für hochenergetische Photonenstrahlung sind diese Korrektionsfaktoren in Abhängigkeit von der Strahlungsqualität zu betrachten und zusätzlich noch die folgenden Effekte durch Korrekturen zu berücksichtigen: Korrektionsfaktor für die Strahlinhomogenität  $k_{\text{bu}}$ , Korrektionsfaktor für Bremsstrahlungsemission  $k_{\text{bs}}$ , und für das Auftreten von Paarbildung  $k_{\text{pp}}$  und der Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der Abweichungen von den idealen Bragg-Gray Bedingungen bei den Ionisationskammermessungen  $\rho_{\text{Q}}$ .

Neben den strahlungsqualitätsspezifischen Korrektionsfaktoren für das Graphit-Kalorimeter und die Ionisationskammern sind weitere von der Strahlungsqualität unabhängige Korrektionsfaktoren erforderlich; Beschreibung siehe Kapitel 3.3.

### 4.2 Methoden der Bestimmung

Grundsätzlich können die notwendigen Korrektionsfaktoren experimentell oder aber durch Monte Carlo Simulationen bestimmt werden. Bei den meisten Korrekturen für das Graphit-Kalorimeter ist eine experimentelle Bestimmung sehr schwierig bzw. nur eingeschränkt und mit sehr hohem messtechnischem Aufwand möglich. Grund dafür ist, dass die gesuchten Korrekturen in der Größenordnung von wenigen Zehntel Prozent liegen. Als Beispiel sei hier die experimentelle Bestimmung der Vakuumpalt-Korrektur für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung, durchgeführt durch das italienische Metrologieinstitut ENEA angeführt, siehe [39] und [40].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der überwiegende Teil der Korrektionsfaktoren durch Monte Carlo Simulationen ermittelt. Experimentell bestimmt werden können die Korrekturen für den effektiven Messort im Graphitphantom, sowie die Korrektur für das Einbringen der Graphit-Hohlraumionisationskammer in das Wasserphantom  $\rho_{w,g}$ , siehe [59].

## 4.3 Graphit-Kalorimeter Korrektionsfaktoren

### 4.3.1 Spalteffekt-Korrektion

Eine der wesentlichsten Korrekturen ist jene die den Einfluss der Spalte auf die Energiedosis im Graphit-Kalorimeter-*core* berücksichtigt, siehe [21], [76] und [90]. Diese Korrektur liefert den größten Beitrag von den durch Monte Carlo Simulationen bestimmten Korrektionsfaktoren zur Gesamtkorrektur. Die Korrektur  $k_{\text{gap}}$  berücksichtigt die Feldstörung, hervorgerufen durch die Vakuumspalte um den Graphit-Kalorimeter-*core* und die Vakuum- und Luftspalte um die weiteren Graphit-Kalorimeter Körper, siehe Abbildung 16.

Die Bestimmung des Einflusses der Vakuumspalte auf die Energiedosis im Graphit-Kalorimeter-*core* erfordert zwei Graphit-Kalorimetermodelle. Ein möglichst der Realität entsprechendes Modell, und ein idealisiertes Modell ohne Spalte. Für beide Modelle wird die Energiedosis im *core* berechnet, und das Verhältnis der Dosiswerte entspricht dem Korrektionsfaktor. Verwendet wurde das PENELOPE Unterprogramm *penmain*. Vorbereitende Simulationen wurden für monoenergetische Photonen mit einer Energie von 1,25 MeV, unter Variation der Feldgröße durchgeführt. Hierfür wurde das PENELOPE Unterprogramm *pencyl* verwendet. Im Rahmen dieser Simulationen konnte die Feldgrößenabhängigkeit des Korrektionsfaktors ermittelt werden. Die detaillierte Beschreibung der  $k_{\text{gap}}$  Bestimmung für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung sowie für hochenergetische Photonen- und Elektronenstrahlung ist in den Kapiteln 6.2 und 6.5 wiedergegeben.

### 4.3.2 Scaling-Korrektion

Der Korrektionsfaktor  $k_{\text{gs}}$  berücksichtigt die Abweichungen der Graphitphantom Abmessungen von den exakten *scaling* Erfordernissen. Die Konversion der Graphit-Energiedosis in Wasser-Energiedosis wird für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung und hochenergetische Photonen anhand von Umrechnungsverfahren, die auf dem *photon-fluence scaling theorem* [82] beruhen, durchgeführt. Diese Verfahren erfordern, dass der gesamte Messaufbau zur Bestimmung der Graphit-Energiedosis umgekehrt proportional zu den Elektronendichten von Graphit und Wasser skaliert erfolgen muss. Daher wäre anhand der vorliegenden Bedingungen (berücksichtigt durch den *Scaling*-Faktor) für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung, das exakt skalierte Graphitphantom ein Würfel mit einer Kantenlänge von 19,2 cm. Für hochenergetische Photonen, bedingt durch das größere Wasserphantom, und bedingt durch den unterschiedlichen *Scaling*-Faktor (siehe Tabelle 6) müsste das entsprechende Graphitphantom eine Kantenlänge von 25,4 cm aufweisen. Im Gegensatz dazu ist das Phantom, das für die Graphit-Kalorimetermessungen

verwendet wird, zylinderförmig mit einem Durchmesser von 30 cm. Diese Tatsache wird durch die *Scaling*-Korrektion berücksichtigt.

Zur Bestimmung der *Scaling*-Korrektion wurden Monte Carlo Simulationen mit dem PENELOPE Unterprogramm *penmain* durchgeführt. Für das Monte Carlo Experiment wurden zwei Geometrien modelliert: das exakt skalierte Würfelphantom und das real vorliegende Zylinderphantom. Innerhalb der Phantome befindet sich in der gleichen Graphittiefe das *core*, in dem die darin deponierte Energie ermittelt und verglichen wird.

### 4.3.3 Korrektionsfaktor für den Unterschied in der Luftschwächung

Die Korrektionsfaktor für den Unterschied in der Luftschwächung  $k_{\Delta\text{air}}$  wird für die Durchführung der Dosiskonversion entsprechend der rechnerischen Methode benötigt. Sie berücksichtigt, dass in der skalierten Entfernung, in der die Messungen mit dem Graphit-Kalorimeter durchgeführt werden, eine unterschiedliche Luftschwächung vorliegt, als in jener Entfernung, für die die Wasser-Energiedosis berechnet wird, auftritt.

Um  $k_{\Delta\text{air}}$  bestimmen zu können muss der mittlere Schwächungskoeffizient für das vorliegende Strahlungsfeld bestimmt werden. Dieser kann dann bestimmt werden wenn das energetische Spektrum bekannt ist. Die Bestimmung der Photonen-Fluenzspektren der Bestrahlungsanlagen ist in Kapitel 6.1 dokumentiert.

Zur Bestimmung von  $k_{\Delta\text{air}}$  wurde im Zuge der Berechnung der Photonen-Fluenzspektren der spektrale Photonen-Fluenz  $\Phi_E$  in einer Entfernung gemäß der Oberfläche des Wasserphantoms  $R_w$  und in der korrespondierenden skalierten Entfernung  $R_g$  entsprechend der Graphitphantom-Oberfläche bestimmt. Durch die Verwendung von Massen-Schwächungskoeffizienten  $\mu$  für Luft (der Dichte  $\rho_{\text{air}}$ ) aus der Literatur [41] und Gleichung (55) konnte ein für das jeweilige simulierte Spektrum ein über das Spektrum gemittelter Schwächungskoeffizient  $\bar{\mu}/\rho$  berechnet werden.

$$\frac{\bar{\mu}}{\rho} = \frac{\int_0^{E_{\max}} \Phi_E(E) \cdot \frac{\mu(E)}{\rho} \cdot dE}{\int_0^{E_{\max}} \Phi_E(E) \cdot dE} \quad (55)$$

Mit diesen, über die spektralen Verteilungen der Photonenenergien gemittelten Schwächungskoeffizienten erfolgt die Berechnung der Korrektionsfaktoren entsprechend Gleichung (56)

$$k_{\Delta\text{air}} = \frac{e^{-\frac{\bar{\mu}}{\rho} \cdot \rho_{\text{air}} \cdot R_w}}{e^{-\frac{\bar{\mu}}{\rho} \cdot \rho_{\text{air}} \cdot R_g}} \quad (56)$$

Durch Berechnung der mittleren Schwächungskoeffizienten in der skalierten und in der Referenzentfernung des Wasserphantoms konnte auch die Änderung des Spektrums mit der Entfernung berücksichtigt werden.

#### 4.3.4 Korrektur für die effektive Messtiefe im Graphitphantom

Entsprechend dem *photon-fluence scaling theorem* [82] würden sich eine erforderliche Graphittiefe von 5,556 g/cm<sup>2</sup> für <sup>60</sup>Co-Gammastrahlung und 11,111 g/cm<sup>2</sup> für hochenergetische Photonen ergeben. Mit den Graphitplatten aus denen das Graphitphantom aufgebaut ist, sind allerdings mit eingebautem Graphit-Kalorimeter nur 5,238 g/cm<sup>2</sup> bzw. 10,495 g/cm<sup>2</sup> realisierbar. Zur Berücksichtigung dieser tatsächlich vorliegenden effektiven Messtiefen im Graphitphantom wird die Korrekturen  $k_{gc}$  benötigt.

Ermittelt werden die Korrekturen, indem eine Tiefendosiskurve im Graphitphantom gemessen, und zur linearen Interpolation zwischen der Soll-Tiefe und den tatsächlich vorliegenden Messpunkten herangezogen wird. Diese Korrektur muss experimentell für jede Strahlungsqualität individuell bestimmt werden. Die Bestimmung der Korrektur für den effektiven Messort kann durch die Messungen mit dem Graphit-Kalorimeter oder mit einer Ionisationskammer erfolgen. Für <sup>60</sup>Co-Gammastrahlung wird die Hohlraumionisationskammer CC01-105 verwendet, für hochenergetische Photonenstrahlung typischerweise eine PTW 30012 Ionisationskammer. Die Messwerte können bei Verwendung dieser Kammern somit auch für die experimentelle Umrechnungsmethode von Graphit- auf Wasser-Energiedosis verwendet werden. Dieser Korrekturfaktor liefert insgesamt den größten Beitrag zu den für das Graphit-Kalorimeter Verwendung findenden Korrekturfaktoren.

#### 4.3.5 Korrektur für die Strahlhomogenität

Der Korrekturfaktor  $k_{bu}$  berücksichtigt Inhomogenitäten der Strahlung und damit Inhomogenitäten in den Dosisprofilen. Ermittelt wird dieser Korrekturfaktor individuell für jede betrachtete Strahlungsqualität durch Messung von Dosisquerprofilen in der Referenztiefe. Insbesondere in Strahlungsfeldern hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung ist eine Berücksichtigung erforderlich. Im <sup>60</sup>Co-Gammstrahlungsfeld der BEV Teletherapieanlage wurden radiale Strahlhomogenitäten kleiner als 0,1 % ermittelt, siehe [52].

#### 4.3.6 Korrektur für Bremsstrahlungsemission und Paarbildung

Das *photon-fluence scaling theorem* [82] setzt Compton-Streuung als Wechselwirkungsprozess voraus. Der insbesondere in hochenergetischer Photonenstrahlung auftretende Wechselwirkungsprozess der Paarbildung und die erhöhte Erzeugung von Bremsstrahlung sind durch Korrekturen zu berücksichtigen. Die Korrektur  $k_{bs}$  berücksichtigt die Emission von Bremsstrahlung und  $k_{pp}$  das Auftreten von Paarbildung. Auf Basis der Untersuchungen in [75] wurde für diese Korrekturfaktoren der Zahlenwert Eins angenommen und ihr Beitrag zur Gesamtunsicherheit im Unsicherheitsbudget berücksichtigt.

## 4.4 Ionisationskammer Korrektionsfaktoren

### 4.4.1 Replacement-Korrektion

Im Rahmen der Dosiskonversion bezüglich Messungen im  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlungsfeld wird die dickwandige Graphit-Hohlraumionisationskammer CC01-105 verwendet, siehe Kapitel 3.2.4. Wird diese Ionisationskammer in das Wasserphantom eingebracht wird eine Feldstörung durch das Kammermaterial hervorgerufen. Der *Replacement*-Faktor  $\rho_{w,g}$  berücksichtigt die bei Einbringung der Graphit-Hohlraumionisationskammer in das Wasserphantom verursachte Verdrängung des Wassers durch die Graphit-Hohlraumionisationskammer. Der Korrektionsfaktor  $\rho_{w,g}$  wurde messtechnisch bestimmt, siehe [59].

Die Verwendung der CC01-105 Ionisationskammer erfordert bei den Messungen im Wasserphantom die Verwendung einer PMMA-Hülle für Wasserdichtheit. Der Korrektionsfaktor  $k_{ps}$  berücksichtigt den Einfluss des Vorhandenseins von PMMA anstelle von Wasser. Er wurde messtechnisch bestimmt, siehe [59].

### 4.4.2 Korrektion für die Abweichungen von den idealen Bragg-Gray Bedingungen

Bei Verwendung einer dünnwandigen Ionisationskammer, wie im Fall der Dosiskonversion in hochenergetischer Photonenstrahlung der Strahlungsqualität Q ist ein Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der Abweichungen von den idealen Bragg-Gray Bedingungen erforderlich. Der Korrektionsfaktor wird mit  $\rho_Q$  bezeichnet und ist als Produkt einzelner Korrektionsfaktoren definiert, die wie folgt lauten. Der Kammerwand-Störungsfaktor  $\rho_{wall}$ , der berücksichtigt, dass Sekundärelektronen mit unterschiedlichen Wechselwirkungskoeffizienten im Wandmaterial der Ionisationskammer (einschließlich einer gegebenenfalls vorhandenen Hülle für Wasserdichtheit) und im umgebenden Phantommaterial erzeugt, gestreut und abgebremst werden. Der Fluenz-Störungsfaktor  $\rho_{cav}$  berücksichtigt die Änderungen der Fluenz (hinsichtlich Energie- und Richtungsverteilung der Strahlung) im luftgefüllten Ionisationskammervolumen gegenüber der Fluenz im ungestörten Medium bei Abwesenheit der Kammer. Diese Änderungen werden überwiegend durch Streueffekte hervorgerufen. Der Verdrängungs-Störungsfaktor  $\rho_{dis}$  berücksichtigt die Verdrängung des Phantommaterials durch das Luftvolumen der Ionisationskammer. Damit verbunden ist eine Verminderung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Photonenstrahlung und der Sekundärelektronen im Vergleich zum ungestörten Phantommaterial. Der Mittelelektroden-Störungsfaktor  $\rho_{cel}$ , berücksichtigt im Fall von Kompaktkammern mit einer Mittelelektrode aus Aluminium den Beitrag der aus der Elektrode ausgelösten Elektronen zur Gesamtionisation im betrachteten Messvolumen. Die Bestimmung der Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der Abweichungen von den idealen Bragg-Gray Bedingungen für Messungen in Graphit und Wasser in Abhängigkeit von der Strahlungsqualität ist im Kapitel 6.2.2. dokumentiert.

### 4.4.3 Korrektions für die effektive Messtiefe im Graphitphantom

Im Fall von Ionisationskammer-Messungen im Graphitphantom werden Graphittiefen von 5,313 g/cm<sup>2</sup> (CC01-105) für Messungen in <sup>60</sup>Co-Gammastrahlung und 10,561 (CC01-105) bzw. 10,565 g/cm<sup>2</sup> (PTW 30012) in hochenergetischer Photonenstrahlung erreicht. Diese effektiven Messtiefen im Graphitphantom werden durch die Korrektions  $k_{gi}$  berücksichtigt. Die messtechnische Bestimmung erfolgt analog zu der des Korrektionsfaktors  $k_{gc}$ .

## 4.5 Physikalische Konstanten zur Dosiskonversion

Die physikalischen Konstanten, die zur Konversion der Messgröße Graphit-Energiedosis in Wasser-Energiedosis benötigt werden, wurden aus der Literatur ausgewählt. Diese sind: die Verhältnisse der Massen-Energieabsorptionskoeffizienten und die Verhältnisse der Energietransportfaktoren (Daten aus: [5], [8], [33], [75] und [100]) und die Verhältnisse der Massen-Stoßbremsvermögen von Wasser zu Luft und Graphit zu Luft (Daten aus: [6]). Um die Konversionsfaktoren in Abhängigkeit von der Strahlungsqualität ermitteln zu können werden exponentielle Regressionsfunktionen verwendet. Die verwendeten Regressionsfunktionen sind in Kapitel 6.2.2 wiedergegeben.

## 5 Realisierung der Energiebereichserweiterung

Dieses Kapitel beschreibt die durchgeführten Maßnahmen zur Realisierung der Energiebereichserweiterung des Graphit-Kalorimeter-Primärnormalmesssystems. Dies beinhaltet die spektrale Charakterisierung der Bestrahlungsanlagen als Grundlage für die Berechnung von strahlungsqualitätsspezifischen Korrekturfaktoren, die Bestimmung der erforderlichen Korrektur- und Dosiskonversionsfaktoren, die Anwendung der Ergebnisse im Rahmen von Messungen und die Verifikation der durchgeführten Arbeiten im Rahmen von internationalen Vergleichsmessungen.

Zu Beginn der Arbeiten an der Energiebereichserweiterung stand die Wiederinbetriebnahme und Modernisierung des Graphit-Kalorimeter Messsystems. Dies beinhaltete die Entwicklung eines LabVIEW® basierten Mess- und Auswerteprogramms, den Austausch und die Erneuerung einzelner Komponenten des Messsystems und die generelle Adaptierung an die messtechnische Anforderungen hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlungsfelder.

### 5.1 Spektrale Charakterisierung der Bestrahlungsanlagen

Um strahlungsqualitätsspezifische bzw. anwendungsspezifische Korrekturen zu erhalten ist es notwendig die Spektren der Bestrahlungsanlagen, die für die Messungen verwendet werden zu berücksichtigen. Im Fall von  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung handelt es sich dabei um ein Photonen-Fluenzspektrum, das zusätzlich zu den Gammalinien des  $^{60}\text{Co}$  Isotops auch einen niederenergetischen Streustrahlungsanteil enthält. Dieser niederenergetische Anteil ist abhängig von der Geometrie und den verwendeten Materialien in der Quelle selbst, der Bauweise des Strahlerkopfes, dem Kollimator und dem Halbschattenbegrenzer der Teletherapieanlage, siehe Kapitel 2.1.2.

Bei Elektronenlinearbeschleunigern handelt es sich bei Photonenstrahlungsfeldern um Bremsstrahlungsspektren die durch Wechselwirkung der beschleunigten Elektronen mit dem *Target* entstehen. Die in dem *Target* entstehende Bremsstrahlung wird durch *flattening filter* homogenisiert und aufgehärtet. Weiters befindet sich eine Durchstrahlungs-Ionisationskammer im Strahlengang der hochenergetischen Photonen, die auch zur Gesamtstreuung bzw. Schwächung der Nutzstrahlung beiträgt. Der Kollimator am Ende des Beschleunigerkopfes begrenzt die Strahlung und erzeugt die gewünschte Feldgröße, siehe Kapitel 2.1.2.

Die Photonen-Fluenzspektren der verwendeten Bestrahlungsanlagen wurden durch PENELOPE-2006 [87] Monte Carlo Simulationen bestimmt, und überwiegend anhand von Tiefendosiskurven im Wasser, und durch den Vergleich von gemessenen und berechneten Strahlungsqualitätsindizes ( $TPR_{20,10}$ ) verifiziert. Nach diesen Überprüfungen wurden die Photonen-Fluenzspektren als Eingangsparameter in den Graphit-Kalorimeter-spezifischen Simulationen verwendet. Im Rahmen dieser

Simulationen konnten dann einfache punktförmige Strahlungsquellen implementiert werden welche die Spektren beinhalten. Für diese Simulationen wurden insgesamt etwa 20 unterschiedliche Geometrie-Modelle verwendet.

## 5.2 Bestimmung der strahlungsqualitätsspezifischen Korrekturfaktoren und Dosiskonversionsfaktoren

Als erster Schritt wurden Monte Carlo Simulationen unter Verwendung von monoenergetischen Photonen, mit der mittleren Energie der  $^{60}\text{Co}$  Gammalinien, ausgehend von einer Punktquelle durchgeführt. Im Rahmen dieser Simulationen wurden der Korrekturfaktor für die Spalteffekte und die Korrektur für die Abweichungen der Graphit Phantom Abmessungen von den exakten *scaling* Erfordernisse bestimmt. Im Rahmen dieser Simulation wurde auch die Abhängigkeit dieser Korrekturen von der Feldgröße ermittelt. Verwendet wurde dabei das PENELOPE Unterprogramm *pencyl*. Die Simulationsparameter für die Monte Carlo Simulationen wurden auf Basis von Testsimulationen ausgewählt. Durch diese wurde sichergestellt, dass die Wahl der Parameter keinen Einfluss auf die Ergebnisse der Simulationen hat. Durch geeignete Simulationsparameter konnte die Rechengeschwindigkeit für viele Geometriemodelle wesentlich erhöht werden.

Die im Rahmen der Monte Carlo Simulationen zur spektralen Charakterisierung der Bestrahlungsanlagen berechneten Photonen-Fluenzspektren wurden als Eingangsparameter zur Bestimmung der Graphit-Kalorimeter-spezifischen Korrekturfaktoren verwendet. Diese Spektren wurden normiert und in 200 Kanäle (maximal mögliche Anzahl bei PENENLOPE-2006) zugeordnet. Bei den Simulationen wurden dann die Primär-Photonen mit Energien entsprechend dieser Spektren gestartet und somit die Korrekturfaktoren bestimmt.

Festgelegt wurden die Graphit-Kalorimeter-Korrekturfaktoren für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung durch die Ergebnisse der Simulationen unter Berücksichtigung des Photonen-Fluenzspektrums der Teletherapieanlage. Die durchgeführten Berechnungen und Messungen bezüglich  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung bildeten die Basis für die Anwendungsbereichserweiterung des Graphit-Kalorimeters auf hochenergetische Photonenstrahlen, produziert durch medizinische Beschleuniger für den strahlentherapeutischen Einsatz.

Die Geometrien für die Simulationen bezüglich  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung unterscheiden sich von den Geometrien für hochenergetische Photonen aufgrund der unterschiedlichen Standard-Referenziefen und Abstände.  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung: Referenztiefe im Phantom 5 g/cm<sup>2</sup> Wasser, Fokus-Phantomoberflächen-Abstand 95 cm; hochenergetische Photonenstrahlung: Referenztiefe 10 g/cm<sup>2</sup> Wasser, Fokus-Phantomoberflächen-Abstand 100 cm. Diese unterschiedlichen Graphittiefen und die daraus resultierende unterschiedlichen Abstände wurden bei den Simulationen berücksichtigt.

### 5.3 Messungen

Die Ergebnisse der methodischen Energiebereichserweiterung wurden als ersten Schritt direkt für Messungen im  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlungsfeld der Teletherapieanlage des BEV angewendet. Im Anschluss daran wurde das Graphit-Kalorimeter erstmals außerhalb des Labors, nämlich an Beschleunigern des Landeskrankenhauses Wiener Neustadt verwendet. Des Weiteren wurden Energiedosismessungen in den Beschleunigerstrahlungsfeldern der PTB und des METAS im Rahmen einer Vergleichsmessung durchgeführt.

### 5.4 Verifikation

Die durchgeführten Arbeiten wurden im Rahmen von internationalen Vergleichsmessungen verifiziert. Basierend auf der Neubestimmung von Korrekturfaktoren bezüglich  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung und der durchgeführten Modernisierung des Graphit-Kalorimeter-Primärnormals nahm das BEV an der BIPM Schlüssel-Vergleichsmessung für Wasser-Energiedosis Primärnormale für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung teil. Die Gesamtverifizierung von allen implementierten strahlungsqualitätsspezifischen Korrektur- und Konversionsfaktoren für hochenergetische Photonenstrahlung wurde im Rahmen des EURAMET TC-IR Projektes 1021 durchgeführt. Im Zuge dieses Projektes wurden Primärnormale zur Darstellung der Einheit der Wasser-Energiedosis für hochenergetische Photonenstrahlung und  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung verglichen und bewertet.

## 6 Ergebnisse

In diesem Kapitel sind die Ergebnisse der durchgeführten Arbeiten dokumentiert. Dies erfolgt größtenteils in Form von Publikationen in englischer Sprache. Insgesamt wurden fünf Originalbeiträge in Fachzeitschriften eingereicht. Teilweise wurden die Beiträge bereits publiziert, die übrigen haben einen ersten *review* Prozess bereits absolviert und sind in Überarbeitung.

### 6.1 Photonen-Fluenzspektren

#### 6.1.1 Originalbeitrag in Fachzeitschrift über die Bestimmung des Photonen-Fluenzspektrums der $^{60}\text{Co}$ -Teletherapieanlage

Das nachfolgende *paper* beschreibt die Ermittlung des Photonen-Fluenzspektrums der  $^{60}\text{Co}$  Teletherapieanlage (Typ: C8M/80 Picker). Das Spektrum wurde durch Monte Carlo Simulationen für verschiedene Entfernungen und innerhalb unterschiedlicher Feldgrößen berechnet. Die Abstände wurden entsprechend den vorliegenden dosimetrischen Referenzbedingungen gewählt. Die Abstände und Feldgrößen sind: 95 cm mit 9,5 cm x 9,5 cm entsprechend dem Strahlungsfeld an der Wasserphantomoberfläche, und 61 cm mit 6,1 cm x 6,1 cm entsprechend der skalierten Entfernung an der Oberfläche des Graphitphantoms. Zusätzlich wurde das Spektrum in einer Entfernung von 100 cm innerhalb einer Feldgröße von 10 cm x 10 cm berechnet.

Darüber hinaus wurden Spektren von vereinfachten Geometrien mit dem Monte Carlo code MCNP Version 5 [105] berechnet und anhand verschiedener Modelle mit den PENELOPE Ergebnissen verglichen. Diese vereinfachten Geometrien waren die Quellenkapsel und ein rotationssymmetrisches Modell der Teletherapieanlage ohne Halbschattenbegrenzer. Diese Geometriemodelle wurden weiters dazu verwendet einen direkten Vergleich der angewendeten Monte Carlo *codes* durchzuführen.

Um das aktive Material der  $^{60}\text{Co}$ -Quelle möglichst realistisch in den Simulationen berücksichtigen zu können wurde der PENELOPE Quellcode verändert, weil er in der Grundkonfiguration nicht die Simulation von Volumenquellen ermöglicht.

Zur Verifizierung der berechneten Spektren wurden Tiefendosiscurven in Wasser gemessen und mit simulierten Tiefendosiscurven, die das berechnete Spektrum als *Input* verwenden verglichen. Zusätzlich dazu wurde der Strahlungsqualitätsindex ( $TPR_{20,10}$ ) für  $^{60}\text{Co}$  aus den Messwerten berechnet und ebenfalls mit simulierten Werten verglichen. Die  $TPR_{20,10}$ -Werte wurden entsprechend [78] berechnet. Bei den Tiefendosisberechnungen, die das Spektrum der Picker Anlage beinhalten, lagen alle Simulationswerte innerhalb eines 0,4 % Intervalls um die Messwerte. Die mittlere Absolut-Abweichung zwischen Messung und Simulation ist kleiner als 0,2 %.

Der Vergleich der gemessenen und simulierten Strahlungsqualitätsindizes zeigt auch eine sehr gute Übereinstimmung mit Abweichungen kleiner als 0,2 %. Weiters wird deutlich, dass bei Nicht-Berücksichtigung des Spektrums durch Verwendung von monoenergetischen Photonen in Simulationsrechnungen Abweichungen bis 3 % auftreten.

# Determination of photon fluence spectra from a $^{60}\text{Co}$ therapy unit based on PENELOPE and MCNP simulations

submitted to

**Radiation Measurements**

Journal homepage: <http://www.elsevier.com/locate/radmeas>

Article history:

Received 07 January 2009

Received in revised form 03 December 2010

Received in second revised form 01 April 2010

**Radiation Measurements**

Copyright © 2010 Elsevier Ltd. All rights reserved.

## Determination of photon fluence spectra from a $^{60}\text{Co}$ therapy unit based on PENELOPE and MCNP simulations

Andreas Baumgartner<sup>3,4</sup>, Christian Hranitzky<sup>1</sup>, Hannes Stadtmann<sup>1</sup>, Franz Josef Maringer<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Seibersdorf Labor GmbH, Dosimetry, 2444 Seibersdorf, Austria

<sup>2</sup>BEV - Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen (Federal Office of Metrology and Surveying), Arltgasse 35, 1160 Vienna, Austria

<sup>3</sup>BOKU - University of Natural Resources and Applied Life Sciences Vienna, LLC-Laboratory Arsenal, Faradaygasse 3, Arsenal 214, 1030 Vienna, Austria

<sup>4</sup> Vienna University of Technology, Atominstitut, Stadionallee 2, 1020 Vienna, Austria

**Abstract.** Photon fluence spectra of the Seibersdorf Labor/BEV Picker  $^{60}\text{Co}$  therapy unit were calculated using two generally recognised Monte Carlo codes, PENELOPE-2006 and MCNP5. The complexity of the simulation model was increased in three steps (from a pure source capsule and a simplified model using rotational symmetry to a realistic model of the facility). Photon fluence spectra of both codes generally agree within their statistical standard uncertainties for the case of identical geometry set-up and particle transport parameter settings. Resulting total fluence values were about 0.3 % higher for MCNP as compared to PENELOPE. The verification of the simulated photon fluence spectra was based upon depth-dose measurements in water performed with a PTW 31003 ionisation chamber and a thick walled chamber type CC01. The depth-dose curve calculated with PENELOPE agreed with the curve obtained from measurements within 0.4 % across the available depth region in the 30 cm × 30 cm × 30 cm water phantom. The comparison of measured and simulated beam quality indices ( $TPR_{20,10}$ ) revealed deviations of less than 0.2 %.

### 1. Introduction

Seibersdorf Laboratories (SL) and the Federal Office of Metrology and Surveying (BEV) cooperatively operate a Picker C8M/80  $^{60}\text{Co}$  teletherapy unit (see Figure 1). The field of application is the implementation of dosimetry related quantities and units, the calibration of therapy dosimeters and scientific research.

Due to interactions in the active source material, the surrounding capsule, the shielding materials, the collimating system and in air, the emitted  $^{60}\text{Co}$  gamma rays are scattered and attenuated depending on the therapy unit's specific geometries (ICRU, 1970). The principal photon interaction mechanism is that due to Compton scattering.

The therapy unit has been in operation at the dosimetry laboratory in Seibersdorf since 1978, and in 2004 it was newly re-loaded with a 188 TBq source capsule. Therefore it was necessary to characterise the radiation field with regards to field size and dose rate under reference conditions. Furthermore, especially for primary standard dosimetry – e.g. calorimetry (for the determination of absorbed dose to water) and ionisation chamber dosimetry (for air-kerma determination), it is necessary to determine the photon fluence spectrum of the irradiation unit. These can be used as input parameters for Monte Carlo simulations to obtain radiation-quality specific correction factors (Burns, 2003).

A powerful tool for computational dosimetry, in particular the determination of photon fluence spectra, is the Monte Carlo method. In literature, a multitude of studies for various purposes (Chofor et al., 2007), (Mora et al., 1999), (Shipley and Duane, 1994), (Teimouri Sichani and Sohrabpour, 2004), (Verhaegen and Seuntjens, 2003) were carried out using different codes dealing with therapy unit spectra.

This work presents the determination and verification of the photon fluence spectra of the SL/BEV Picker C8M/80  $^{60}\text{Co}$  therapy unit, based upon Monte Carlo simulations utilising the PENELOPE and MCNP codes.

## 2. Materials and methods

### 2.1 Monte Carlo codes

The determination of the photon fluence spectra is accomplished utilising Monte Carlo simulations with the code systems PENELOPE-2006 (Salvat et al., 2006) and the Monte Carlo N-Particle code MCNP5 1.40 (X-5 Monte Carlo Team, 2005). The PENELOPE-2006 Monte Carlo computer code is designed for the simulation of coupled electron-photon transport. Three types of main programs are included: “penslab” for simulation of electron-photon transport in a slab, “pencyl” for simulations in cylindrical geometries, and “penmain” for simulations in generic quadric geometries (used within this study). The code system uses numerical databases in combination with analytical cross section models to create a scattering model for the simulation of interaction mechanisms. In the case of photon interactions, a conventional detailed (interaction by interaction) method is used. Electron and positron transport is simulated by a mixed procedure. The scattering angle or the cut-off values –(set by the user) determine whether interactions are simulated in detail or described by the means of multiple-scattering approaches. In principle the user can set absorption energies ( $E_{\text{abs}}$ ) to appoint that a particle is stopped and its energy is absorbed in the medium/material when the energy falls below the specified value. The PENELOPE code allows for the definition of impact detectors to tally the photon fluence spectrum. When a particle enters such a detector it is halted at the surface and the fluence spectrum is scored. Additionally the state variables for particles at the detector plane entrance can be recorded and stored in a phase-space file. Within the PENELOPE simulations, impact detectors described by rectangular and circular surfaces were used to tally the photon fluence spectra with energy bin widths set to 7 keV, starting at 10 keV.

The MCNP code is a general-purpose simulation program that can be used for photon, electron, and neutron transport in complex geometries. The output file contains detailed tables summarising information including analysis and checks to aid in determining confidence in the results, like variance, variance of variance and figure of merit.

In this study, coupled photon-electron transport mode was compared to pure photon transport mode. The “mcplib04” and “el03” data libraries were utilised for photo-atomic and electron interactions, respectively. For photons, the code accounts for incoherent and coherent scattering, the possibility of fluorescent emission after photoelectric absorption, and absorption in electron-positron pair production. Electron/positron transport processes account for angular deflection through multiple Coulomb scattering, collisional energy loss with optional straggling, and the production of secondary particles including K x-rays, knock-on and Auger electrons, bremsstrahlung, and annihilation gamma rays from positron annihilation at rest. Photon fluence was recorded (MCNP tally type F2:P) averaged over circular detection surfaces at specified source-detector-distances (SDD). Detection distances and detection surface areas as well as all geometrical dimensions, material specifications, and the  $^{60}\text{Co}$  source decay scheme were set equal to the PENELOPE implementation. Similar to PENELOPE, photon fluence spectra were detected time-independent and normalised to be per starting particle with energy bin widths of 7 keV.

### 2.2 Simulation of the photon fluence spectra

The active material was described as a volume source with an estimated density of  $6.4 \text{ g cm}^{-3}$ . The gamma ray energies and gamma ray emission probabilities were taken from (Bé et al., 2006). The  $^{60}\text{Co}$  activity distribution within the active source material was assumed to be homogeneous according to the following studies: (Chofor et al., 2007), (Mora et al., 1999), (Shipley and Duane, 1994), (Teimouri Sichani and Sohrabpour, 2004). A discussion on the influence of the chosen density value on the simulation results is reported at the end of this study.

The modelling of the Picker teletherapy unit and the determination of the photon fluence spectra were executed in a stepwise manner. A general overview of the implemented Monte Carlo models and geometry set-ups is given in Table 1. The first step in the Monte Carlo study was the modelling and spectral characterisation of the pure source including the source capsule. The description of the geometry was taken from the technical drawings provided by the Picker Corporation and the Provotek Corporation. Altogether, four different materials/substances were used for the modelling of the source capsule set-up, namely: cobalt for the active material, steel and tungsten for the source capsule container and air. The simulations were made with and without consideration of electron/positron transport. Photon transport was simulated with  $E_{\text{abs}} = 1 \text{ keV}$ , respectively electron/positron transport with  $E_{\text{abs}} = 50 \text{ keV}$ . For the PENELOPE simulations the cut-off energy losses for hard inelastic collisions ( $W_{\text{cc}}$ ) were set to  $10 \text{ keV}$  and the cut-off energy loss for hard bremsstrahlung emission ( $W_{\text{cr}}$ ) was set to  $10 \text{ eV}$ . To score the photon fluence, estimators on surfaces with an area of  $25 \text{ cm}^2$  at  $50 \text{ cm}$  SDD were implemented.

Within the second step, a simplified model of rotational symmetry was developed using cylindrical collimator leafs rather than more realistic rectangular ones and the final penumbra limiter was neglected. Altogether six different materials/substances were used for the modelling of the simplified set-up. In addition to the substances mentioned above, lead and uranium were considered following the construction specifications of the shielding and the adjustable collimator. For those simulations, only photon transport was considered with  $E_{\text{abs}} = 1 \text{ keV}$ . The photon fluence was scored with estimators on circular surfaces with  $100 \text{ cm}^2$  at  $100 \text{ cm}$  SDD.

Subsequent to the source capsule and simplified cylindrical geometry comparisons, the close-to-reality modelling and photon fluence spectra determination of the complete Picker  $^{60}\text{Co}$  therapy unit was performed with PENELOPE, see Figure 1. A geometry model containing eight different materials/substances was used: In addition to the previously described materials, glass was used for the mirror inside the primary collimator and a layer of brass to cover almost the entire irradiation unit. The geometry of the collimator and the scoring/detection plane were defined as rectangular. Additionally the modelling of the source capsule was done more detailed and the steel cross-lines within the course of beam were considered. Within these simulations, electron/positron transport was considered for energies exceeding  $E_{\text{abs}} = 50 \text{ keV}$ , along with  $W_{\text{cc}} = 10 \text{ keV}$  and  $W_{\text{cr}} = 10 \text{ eV}$ . Photon interactions were simulated until the energy dropped below  $E_{\text{abs}} = 1 \text{ keV}$ . The photon fluence was scored at the defined rectangular detector planes with an area of  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  at a SSD of  $100 \text{ cm}$  within the specified 7 keV energy bins.

### 2.3 Simulation and measurement of depth-dose curves

The verification of the Monte Carlo calculated photon fluence spectra is based upon depth-dose curves in water. Thus, simulated and measured depth-dose curves and radiation beam quality indices are compared according to (ICRU, 1970). For high energy photons beams the

beam quality index can be specified by the tissue phantom ratio ( $TPR_{20,10}$ ). Within this paper, we used  $TPR_{20,10}$  to characterise the photon beam and to validate the calculated spectra, according to (Shiple and Duane, 1994).  $TPR_{20,10}$  is the ratio of the absorbed dose on the beam axis at depths of 20 cm and 10 cm in a water phantom, measured with a constant SDD of 100 cm and a field size of  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  in the plane of the ionisation chamber. The values for  $TPR_{20,10}$  can be obtained from the following equation, according to (Andreo et al., 2000), (ÖNORM S 5234-3, 2009).

$$TPR_{20,10} = 1.2661 \cdot \frac{M_{(20)}}{M_{(10)}} - 0.0595$$

Here,  $M_{(20)}/M_{(10)}$  is the ratio of the dosimeter reading at a depth of 20 cm and 10 cm for a field size of  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  at the phantom surface with a constant source to surface distance (SSD) of 100 cm. The measurements were performed in a open-topped  $30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$  water phantom. The thickness of the PMMA front window of the phantom is included as a water-equivalent thickness in  $\text{g cm}^{-2}$  for the positioning of a chamber. For the dose measurements, a PTW 31003 ionisation chamber (volume:  $0.3 \text{ cm}^3$ , wall thickness 0.7 mm PMMA, external diameter of the cylinder 6.9 mm) and a thick-walled cylindrical chamber type CC01 (volume:  $1 \text{ cm}^3$ , wall thickness 4 mm graphite, external diameter of the cylinder 19 mm) were used. The accessible measuring depth region in the water phantom starts at 3.2 cm in case of the PTW 31003 and in case of the CC01 ionisation chamber at 4.4 cm due to its larger size. The measurements were performed up to depths of 20 cm in the water phantom. The chamber was positioned so that its reference point on the chamber axis corresponds to the nominal measuring depths in the phantom. The measured dose values were corrected for displacement of the effective point of measurement, depending on the gradient of the depth-dose curve, according to (ÖNORM S 5234-3, 2009).

For the simulation of the depth-dose curves, the previously determined free in air photon fluence spectra of the detailed PENELOPE geometry set-up were utilised (rather than simulating a complete arrangement including teletherapy unit and water phantom), to speed up the process. A circular cone shaped beam, exhibiting the same cross sectional area as the rectangular one of the experimental set up was used to simulate the irradiation of a  $30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$  water cube. Therefore, the simulated distribution of the spectral photon fluence impinging on the water phantom neglects penumbra effects on the central depth-dose curve. The PENELOPE simulations considered electron/positron transport in the water phantom with energies exceeding  $E_{\text{abs}} = 10 \text{ keV}$  ( $W_{\text{cc}} = 10 \text{ keV}$ ,  $W_{\text{cr}} = 10 \text{ eV}$ ) and photon interactions were simulated until the lower limit of  $E_{\text{abs}} = 1 \text{ keV}$ .

### 3. Results and discussion

#### 3.1 Photon fluence spectra

For the first step, simulations of the pure source capsule the photon fluence spectra were determined at a distance of 50 cm from the capsule midpoint within a scoring plane of  $25 \text{ cm}^2$ . In Figure 2 the photon fluence spectra of the source capsule calculated with PENELOPE and MCNP are plotted. Furthermore, Figure 2 displays the photon fluence spectra of the complete irradiation unit simulated with both codes based upon a simplified cylindrical model. These photon fluence spectra were calculated with a field size set-up of  $100 \text{ cm}^2$  and a similar detection size at a distance of 100 cm from the source midpoint. For the simulation of the spectra shown in Figure 2 only photon transport was considered. For comparison purposes, the default bremsstrahlung photon production of the thick-target bremsstrahlung model was turned off in MCNP for the displayed spectra. In the low energy region of the photon fluence spectra, both codes show the superimposed 57.98 keV X-ray  $K\alpha_2$  and 59.32 keV X-ray  $K\alpha_1$

lines of tungsten, emitted from the source capsule housing. Figure 3 shows the comparison between the photon fluence spectra of the pure source capsule calculated with PENELOPE and MCNP taking photon and electron/positron transport into account. Additionally, the comparison of PENELOPE calculated photon fluence spectra simulated with and without consideration of electron/positron transport is presented. In Figure 3 the photon fluence spectra are shown on a logarithmic energy scale for allowing a better view of the differences between the codes in the low energy part of the spectra. The comparisons show a drop of the PENELOPE and MCNP curves at an energy of about 50 keV in the case of a pure photon transport. Therefore it is presumed that the drop is attributable to the missing photons produced by secondary electrons. From the spectra in Figure 2 and Figure 3 the total fluence was calculated and compared. The following total fluence ratios of MCNP to PENELOPE were obtained:  $1.0034 \pm 0.0006$  ( $k=1$ ) for the pure source capsule with pure photon transport,  $1.0024 \pm 0.0012$  ( $k=1$ ) for the pure source capsule simulations but with coupled photon-electron/positron transport and  $1.0034 \pm 0.0005$  ( $k=1$ ) for the simulations of the simplified irradiation unit model with rotational symmetry. Further it should be mentioned that utilising the default MCNP thick target bremsstrahlung model for pure photon transport simulations generated consistent results with the coupled photon-electron/positron transport mode (total photon fluence ratio  $1.0003 \pm 0.0010$  ( $k=1$ )). A difference of about 1 % was observed for the total fluence obtained from simulations with and without consideration of electron/positron transport for both codes, i.e. due to the contribution of photons produced by secondary electrons. Figure 4 shows the comparison of the PENELOPE calculated spectra between the simplified cylindrical geometry and the detailed geometry of the irradiation unit. The spectral photon fluence distribution of the cylindrical model was normalised to the main peaks of the detailed geometry, due the presence of a higher total fluence due to the simplified geometry disregarding the mirror, cross-lines, and especially the final penumbra limiter. The simulation results in Figure 2, Figure 3 and Figure 4 are plotted with their statistical standard uncertainty. The comparison of photon fluence spectra for the simplified irradiation unit geometry (Figure 2 upper couple of curves) as well as for the source capsule geometry (lower couple of curves in Figure 2 and Figure 3) shows that differences between the codes are mostly within statistical standard uncertainties. The observed deviations between the two codes including the statistical variations may be judged as an uncertainty estimate of the calculated photon fluence spectra, since both codes are reported to perform well within this energy range. Therefore uncertainties of each of the 7 keV energy intervals of the photon fluence spectra are assumed to be lower than 5 % and lower than 15 % for the photon energy region above 100 keV and below 100 keV, respectively. It is expected that similar uncertainties occur for spectra calculated with the more detailed geometry set-up. As can be seen in Figure 4, the PENELOPE simulated photon fluence spectra with simplified and detailed geometry set-ups agree well in the photon energy region above 500 keV. The combined influence of the increased geometry details such as the penumbra limiter device and the applied electron/positron transport results in an increased photon fluence of about 20 % in the energy region between 200 keV and 500 keV, and up to a factor of 20 in the energy region below 100 keV.

### 3.2 Depth-dose curves

The depth region considered for the PENELOPE simulations (using the realistic spectrum of the detailed simulation model and a monoenergetic beam) includes the build-up region, the dose maximum at about 5 mm depth and extends to a depth of 22 cm. Detection volumes with dimensions of  $0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ cm}^3$  were implemented in the descending part of the depth-dose curve. For the dose calculations in the build up region the thickness of the detection volumes

was reduced to 0.1 cm. Figure 5 shows the PENELOPE simulated relative depth-dose curves in comparison to that obtained by measurement. The measurement curve consists of results from the PTW 31003 chamber, because of its larger accessible range for the positioning of the chamber inside the water phantom. A comparison of both chambers showed an excellent agreement between the measurements. To indicate the level of agreement between depth-dose curves, the absolute value of the difference between the dose ratio at each considered depth was used to calculate a mean value. This value is denoted as mean absolute deviation. For the depth-dose curves measured with the different chambers a mean absolute deviation less than 0.1 % was observed. The simulation results in Figure 5 are plotted with their statistical standard uncertainty. For the measurements, the standard uncertainties of the measurements at each depth are declared. The PENELOPE calculated depth-dose curve using the spectrum of the detailed simulation geometry agreed with the measurements within 0.4 % across the accessible measuring depth region in the water phantom. The mean absolute deviation between measured and simulated depth-dose curves is less than 0.2 %. In the case of the  $TPR_{20,10}$  values, the deviation is also less than 0.2 %. The  $TPR_{20,10}$  values calculated with the spectra from the simplified PENELOPE and MCNP model were consistent with those results. The close agreement of the simulated and measured depth-dose curves and  $TPR_{20,10}$  values are considered to be a valid verification of the simulated photon fluence spectra according to (Shipley and Duane, 1994). Furthermore, to demonstrate the crucial influence of photon fluence spectra on depth-dose curves, depth-dose distributions with the use of 1.25 MeV monoenergetic photons were generated using both codes. The resulting depth-dose curves are shown in Figure 5 and differ from the measurement in the considered water phantom depth region by up to 1.8 %. The difference between measured and simulated  $TPR_{20,10}$  values is about 3 %.

### 3.3 Cobalt source density

The true composition of the active  $^{60}\text{Co}$  source is not well known and is therefore a problematic simulation parameter. The density of metallic cobalt is about  $8.9 \text{ g cm}^{-3}$ . The radioactive source of  $^{60}\text{Co}$  consists of pellets, which implies a reduced average density. A density value of  $6.4 \text{ g cm}^{-3}$  for the simulated source material was calculated from the source activity declaration by the manufacturer (188 TBq), a typical specific activity of  $^{60}\text{Co}$  (estimated  $4.2 \text{ TBq per gram of active source material}$ ), and the volume of the source ( $7.1 \text{ cm}^3$ ). A similar effective density value of  $5.88 \text{ g cm}^{-3}$  was published elsewhere (ICRU, 1970). The MCNP simulated air kerma of the simplified geometry model (using MCNP tally type F6:P) at 100 cm SSD was  $3.55 \times 10^{-17} \text{ Gy}$  (statistical standard uncertainty 0.2 %) per source emitted photon. An air kerma rate of  $3.52 \text{ mGy s}^{-1}$  was calculated for the current date (2008-10-30) based on the certified activity value, the half-life of  $^{60}\text{Co}$  (1925.19 d) (Bé et al., 2006) and a simplified decay scheme with two emitted photons (1.173 MeV and 1.332 MeV) per decay. A difference of -5 % to the air kerma rate of  $(3.71 \pm 0.02) \text{ mGy s}^{-1}$  ( $k=1$ ) based on the primary standard CC01 measurements at the same date was observed.

The set-up of the uncollimated source capsule was used to demonstrate the influence of the active material density by varying the density value. A decrease of 30 % in density resulted in a 3 % increased total fluence and a 5 % increased air-kerma value. Therefore, a source density of  $4.6 \text{ g cm}^{-3}$  may be a closer estimate of the actual average source density, but it has to be noted that the uncertainty in the manufacturer's stated source activity may be of the same order as the evaluated difference between measured and simulated air kerma. Finally it is important to note that there was no difference observable in the shape of the simulated spectral fluence distributions between the reported source density values.

#### 4. Conclusions

The photon fluence spectrum of the SL/BEV Picker  $^{60}\text{Co}$  therapy unit was calculated utilising two different Monte Carlo codes. The comparisons between the spectra simulated with MCNP and PENELOPE code (for the case of identical geometry set-ups and particle transport parameter settings) show agreement generally within the statistical standard uncertainties. Differences of about 0.3 % between the calculated total fluence values were observed. The comparison of the Monte Carlo codes geometry models implies the feasibility of simplified models for the determination of  $^{60}\text{Co}$  therapy unit photon fluence spectra.

The spectral photon fluence, and thus the total photon fluence, seem to be independent of the widely unknown mass density of the active material. Mass density estimations in the range of  $4.6 \text{ g cm}^{-3}$  up to the nominal cobalt mass density cause total fluence differences of the order of 3 %.

The use of monoenergetic photons within Monte Carlo studies causes differences in the  $TPR_{20,10}$  beam quality indices of up to about 3 %. This implies in the case of radiation quality sensitive applications, realistic spectra should be considered but depending on the requested precision. In case of linear accelerators, influences of the spectral distributions seem to be even more critical, but will be discussed in a future publication.

#### Acknowledgements

We are grateful to Werner Janke (Provotec) for providing technical drawings.

The authors wish to thank DI Andreas Steurer and Ing. Wilhelm Tiefenböck for their support at the laboratory and assistance with the depth-dose measurements.

#### References

Andreo, P., Burns, D. T., Hohlfeld, K., Huq, M. S., Kanai, T., Laitano, F., Smyth, V. G., Vynckier, S., 2000. Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: an international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water. Technical Reports series No. 398, IAEA Vienna.

Burns, D.T., 2003. Calculation of  $k_{\text{wall}}$  for  $^{60}\text{Co}$  air-kerma standard using PENELOPE. CCRI(I)/03-40.

Bé, M.-M., Chisté, V., Dulieu, C., Browne, E., Baglin, C., Chechev, C., Kuzmenco, N., Helmer, R., Kondev, F., MacMahon, D., Lee, K.B., 2006. Table of Radionuclides (Vol. 3 - A = 3 to 244), Monographie BIPM-5. Bureau International des Poids et Mesures (BIPM).

Chofor, N., Looe, H.K., Kapsch, R.P., Harder, D., Willborn, K.C., Rühmann, A., Poppe, B., 2007. Characterization of the radiation quality of  $^{60}\text{Co}$  therapy units by the fraction of air kerma attributable to scattered photons, Phys. Med. Biol. 52 N137–N147.

ICRU Report 18, 1970. Specification of high activity gamma ray source. International Commission on Radiation Units and Measurements, ICRU.

Mora, G.M., Maio, A., Rogers, D.W.O., 1999. Monte Carlo simulation of a typical Co-60 source, Med. Phys. 29 2494–502.

ÖNORM S 5234-3 2009. Clinical dosimetry - Part 3: Ionization chamber dosimetry in teletherapy (Austrian standard, in German).

Salvat, F., Fernández-Varea, J.M., Sempau, J., 2006. PENELOPE-2006: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. OECD Nuclear Energy Agency, Issy-les-Moulineaux, France

Shipley, D.R., Duane, S., 1994. Determination of photon fluence spectra from the NPL Mobaltron  $^{60}\text{Co}$  unit. RSA(EXT 46), ISSN 0955-9655, National Physical Laboratory Teddington Middlesex, United Kingdom, TW11 0L W.

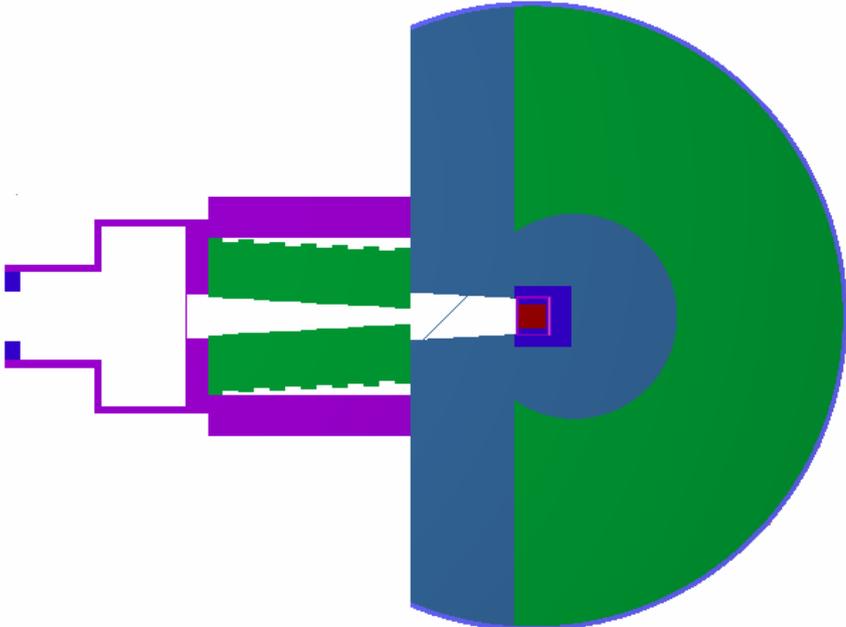
Teimouri Sichani, B., Sohrabpour, M., 2004. Monte Carlo dose calculations for radiotherapy machines: Theratron 780-C teletherapy case study. Phys. Med. Biol. 49, 807-18.

Verhaegen, F., Seuntjens, J., 2003. Monte Carlo modelling of external radiotherapy photon beams. Phys. Med. Biol. 48, R107-64.

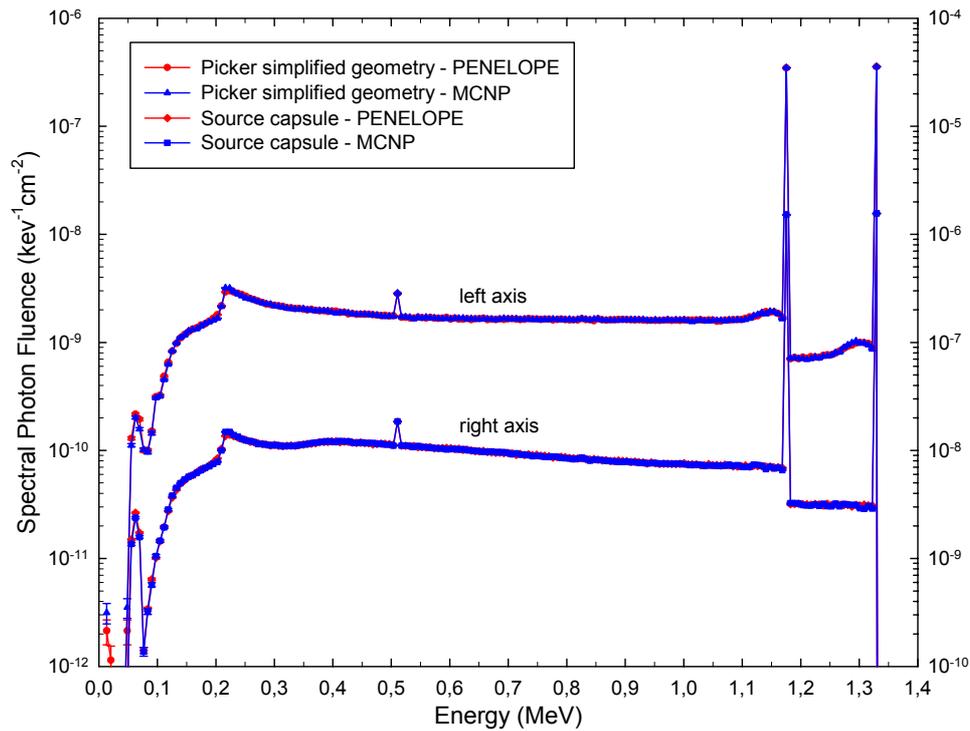
X-5 Monte Carlo Team, 2005. MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. LA-UR-03-1987, LA-CP-03-0245. Los Alamos National Laboratory 24.

**Table 1.** Overview of the Monte Carlo models and geometry set-ups utilised for the determination of the photon fluence spectra and depth-dose curves.

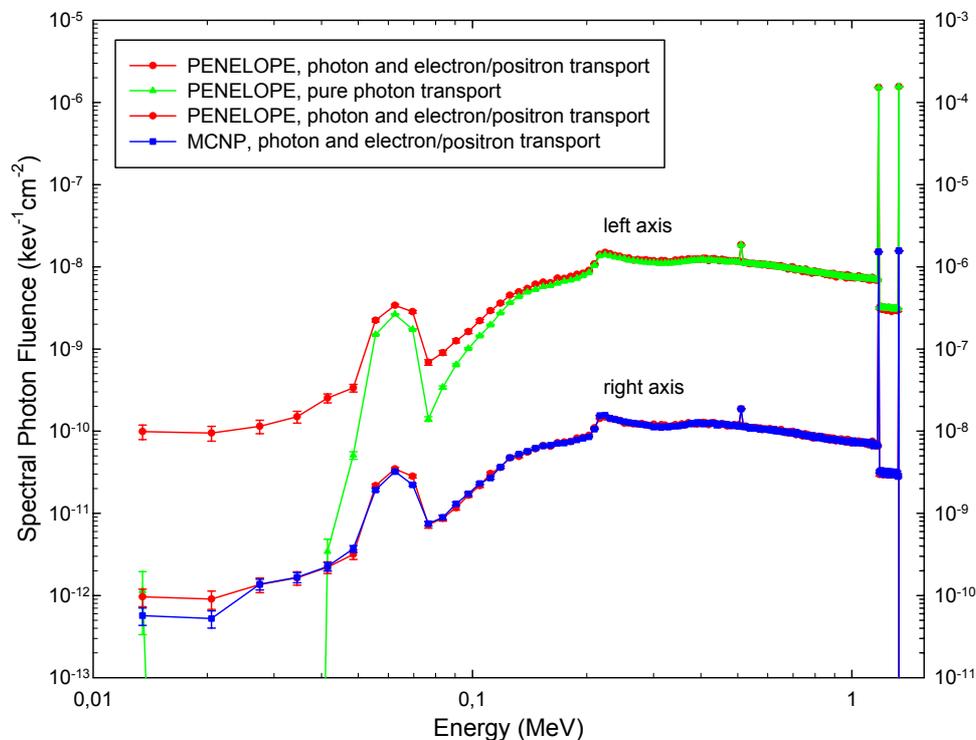
Geometry set-up	Monte Carlo model	Applied code	$E_{\text{abs}}$ photon	$E_{\text{abs}}$ electron/positron	Representation
Source capsule	pure photon transport	MCNP and PENELOPE	1 keV	n/a	Figure 2, 3
	electron/positron transport	MCNP and PENELOPE	1 keV	50 keV	Figure 3
Picker $^{60}\text{Co}$ therapy unit	simplified	MCNP and PENELOPE	1 keV	n/a	Figure 2, 4
	detailed	PENELOPE	1 keV	50 keV	Figure 4
Depth-dose curve	monoenergetic beam	MCNP and PENELOPE	1 keV	10 keV	Figure 5
	spectrum from detailed model	PENELOPE	1 keV	10 keV	Figure 5



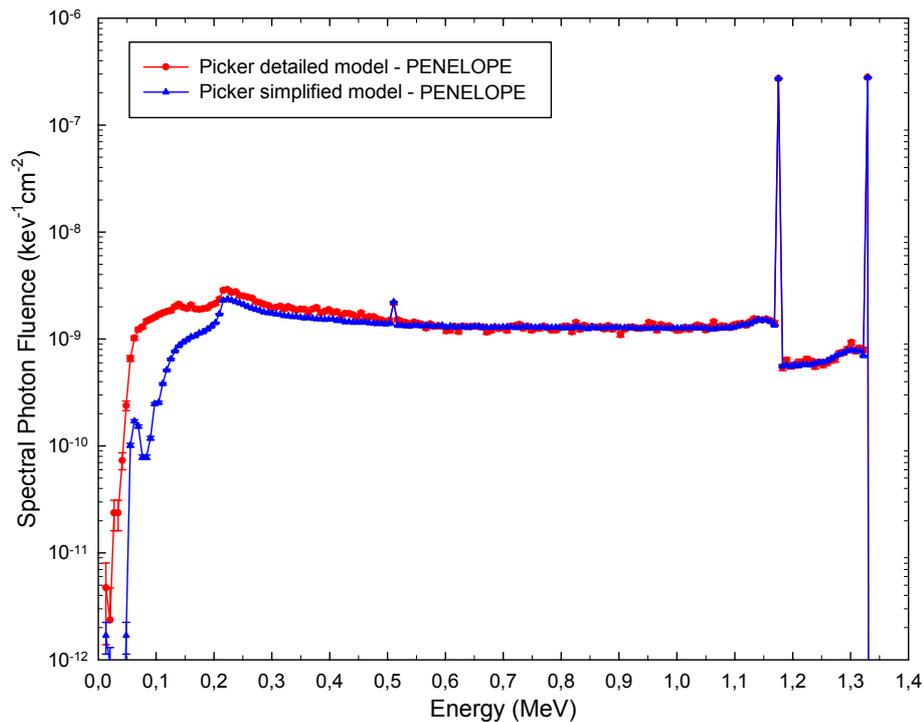
**Figure 1.** ARC/BEV Picker <sup>60</sup>Co therapy unit and the corresponding detailed PENELOPE – “penmain” geometry model.



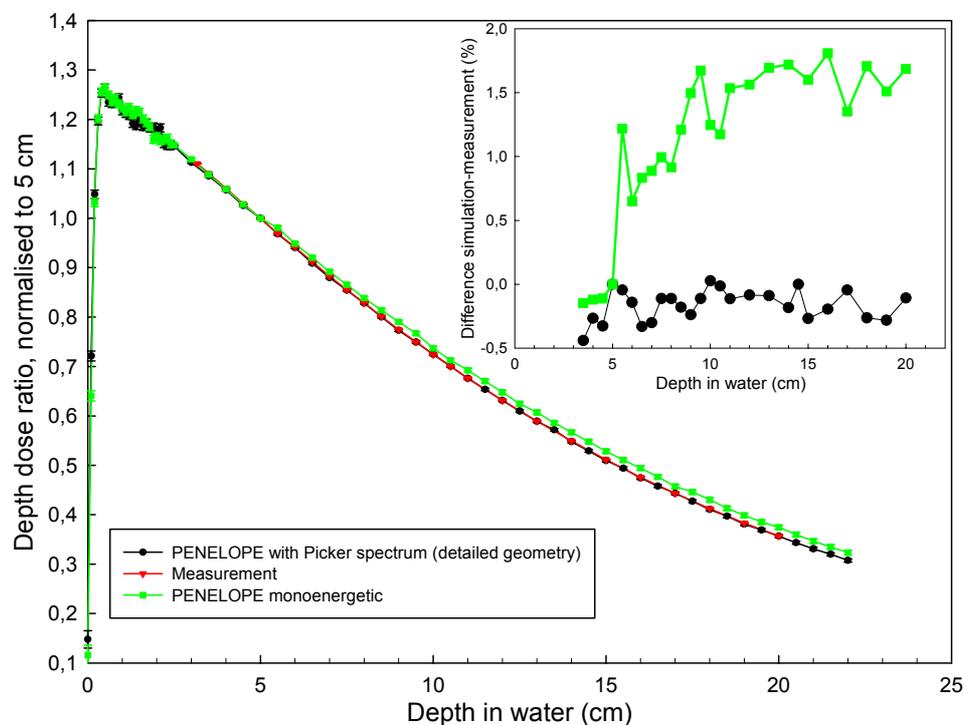
**Figure 2.** Photon fluence spectra of the source capsule detected at 50 cm from the source within 25 cm<sup>2</sup> (lower couple of curves), and photon fluence spectra of the simplified cylindrical Picker <sup>60</sup>Co therapy unit geometry at 100 cm within a detection area of 100 cm<sup>2</sup> (upper couple of curves). The source capsule spectra correspond to the right axis. For the calculation of these spectra only photon transport was considered.



**Figure 3.** Comparison between the PENELOPE and MCNP calculated source capsule photon fluence spectra with consideration of electron/positron transport at 50 cm within a detection area of 25 cm<sup>2</sup> (lower couple of curves). The comparison between the spectra for a simulation with and without consideration of electron/positron transport is shown in the upper couple of curves and corresponds to the left axis.



**Figure 4.** Comparison of the PENELOPE calculated photon fluence spectra of the simplified cylindrical geometry (only photon transport considered) and the detailed Picker  $^{60}\text{Co}$  therapy unit (photon and electron/positron transport considered) at 100 cm within a detection area of  $100\text{ cm}^2$ .



**Figure 5.** Comparison of the PENELOPE simulated and measured depth-dose curves. The curves are normalised to depth of 5 cm of water. The inset shows the local difference between simulation of spectral and monoenergetic incident photon distributions and measurement.

### 6.1.2 Originalbeitrag in Fachzeitschrift über die Bestimmung der Photonen-Fluenzspektren von Linearbeschleunigern

Das nachfolgende *paper* beschreibt die Bestimmung der Photonen-Fluenzspektren von Linearbeschleunigern der Firma Varian Medical Systems. Die Abteilung für Radioonkologie und Strahlentherapie des Landesklonikums Wiener Neustadt verwendet insgesamt drei Elektronen-Linearbeschleuniger der Fa. Varian®. Die eingesetzten Typen sowie deren interne Bezeichnungen sind: Varian® Clinac 2100C – „LINAC 1“ und Varian® Clinac 2300C/D – „LINAC 2“ sowie Varian® Clinac 2300C/D – „LINAC 3“. In der untenstehenden Tabelle 8 sind die nominellen Beschleunigungspotentiale und Strahlungsqualitäten der Beschleuniger angegeben.

Tabelle 8: Verwendete Beschleuniger im Landesklonikum Wiener Neustadt

Beschleuniger	Nominales Beschleunigungspotential	Strahlungsqualität ( $TPR_{20,10}$ )
LINAC 1	4 MV und 10 MV	0,614 und 0,740
LINAC 2	6 MV und 15 MV	0,663 und 0,764
LINAC 3	6 MV und 15 MV	0,663 und 0,764

Die Geometrie der einzelnen Komponenten der Bestrahlungsanlagen wurden entsprechend den von der Fa. Varian zur Verfügung gestellten, vertraulichen Beschreibungen und technischen Zeichnungen modelliert.

Die mit Monte Carlo Simulationen berechneten Photonen-Fluenzspektren wurden analog zu  $^{60}\text{Co}$  anhand von Tiefendosiskurven in Wasser und durch den Vergleich von gemessenen und berechneten Strahlungsqualitätsindizes ( $TPR_{20,10}$ ) verifiziert. Die  $TPR_{20,10}$ -Werte wurden sowohl entsprechend dem *IAEA code of practice* [5] als auch nach ÖNORM [79] berechnet. Die mittels vereinfachter Monte Carlo Simulationen berechneten Spektren wurden mit den Ergebnissen detaillierter Monte Carlo Studien aus der Literatur verglichen und die Unterschiede diskutiert.

Für die Tiefendosismessungen wurden die Ionisationskammer PTW 31003, das UNIDOS in Verbindung mit PTW MEPHYSTO 7.20 und das 40 cm x 40 cm x 40 cm Wasserphantom des Krankenhauses Wiener Neustadt verwendet (siehe Abbildung 23).



Abbildung 23: Messaufbau für die Bestimmung der Tiefendosiskurven im LK Wiener Neustadt

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass mit Ausnahme des für 4 MV berechneten  $TPR_{20,10}$ -Wertes (Abweichung 2,6 %) die gemessenen Strahlungsqualitätsindizes mit den Monte Carlo berechneten Abweichungen kleiner als 0,7 % aufweisen. Die mittlere Absolut-Abweichung zwischen den Messwerten und Monte Carlo berechneten Dosiswerten waren für alle Tiefendosiskurven kleiner als 2 %. Dadurch konnte die Zweckmäßigkeit für die Anwendung vereinfachter Strahlmodelle gezeigt werden. Dies ist gegeben, weil die Abhängigkeit vom Spektrum und von der Strahlungsqualität im Anwendungsbereich des Graphit-Kalorimeters klein ist.

# Simulation of photon energy spectra from Varian 2100C and 2300C/D Linacs: simplified estimates with PENELOPE Monte Carlo models

published in  
**Applied Radiation and Isotopes**

Journal homepage: <http://www.elsevier.com/locate/apradiso>

Article history:  
Received 18 May 2009  
Received in revised form 17 July 2009  
Accepted 22 July 2009

**Applied Radiation and Isotopes 67 (2009) 2007–2012**  
Copyright © 2009 Elsevier Ltd. All rights reserved.

## Simulation of photon energy spectra from Varian 2100C and 2300C/D Linacs: simplified estimates with PENELOPE Monte Carlo models

Andreas Baumgartner<sup>2,3</sup>, Andreas Steurer<sup>1</sup>, Franz Josef Maringer<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>BEV - Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen (Federal Office of Metrology and Surveying), Arltgasse 35, 1160 Vienna, Austria

<sup>2</sup>University of Technology Vienna, Atominstitut, Stadionallee 2, 1020 Vienna, Austria

<sup>3</sup>University of Natural Resources and Applied Life Science Vienna, LLC-Laboratory Arsenal, Faradaygasse 3, Arsenal 214, 1030 Vienna, Austria

**Abstract.** Photon energy spectra of Varian Clinac 2100C and 2300C/D treatment heads were calculated with PENELOPE-2006, using simplified Monte Carlo models. These spectra constitute the basis of beam models used for the calculation of correction factors required for the Austrian absorbed dose to water primary standard. To validate the models, simulated depth dose curves in water and calculated radiation quality factors ( $TPR_{20,10}$ ) were compared with ionization chamber measurements. In addition the results are discussed in context with detailed Monte Carlo studies from the literature in reference to mean spectral photon energy and degree of equivalence between simulated and calculated percentage-depth-dose curves. Mean absolute deviations between measured and simulated depth dose curves smaller than 2.0% were found. The differences between simulation and measurement of  $TPR_{20,10}$  were smaller than 2.6%. This shows the usefulness of the simplified beam models in applications since their dependence on energy spectra and radiation quality is small in comparison to its energy range.

### 1. Introduction

The Federal Office of Metrology and Surveying (BEV), which is the National Metrology Institute and national authority on legal metrology in Austria, conducts a high energy absorbed dose to water calorimetry project, based upon a primary standard graphite-calorimeter. One part of this project is the determination of the radiation field characteristics of the irradiation units used. Aim of these investigations was the determination of the energy spectra via Monte Carlo modelling. These spectra constitute the basis of beam models used for the graphite-calorimeter specific Monte Carlo simulations to obtain the required radiation quality dependent correction factors. To realize measurements at high energy radiation fields the BEV entered into cooperation with the hospital Wiener Neustadt. Within this work the results of the simplified Monte Carlo modelling using PENELOPE MC code for Varian 2100C and 2300C/D Linac heads are shown.

The Monte Carlo method is a powerful tool for the modelling of radiation transport through different media. In many fields of application, e.g., external beam radiotherapy or computational dosimetry, different well established code systems for calculation of photon and particle transport mechanisms are used. Various studies on the development and application of Linac beam models were carried out addressing a diversity of study endpoints (see Verhaegen and Seuntjens, 2003). One such endpoint is the determination of beam characteristics for medical applications, in order to achieve MC models which are used for, e.g., computing patient dose, treatment planning, or the investigation of parameters which influence the beam. The beam models may be constituted of phase space files where the information on particles reaching a defined plane is stored (see, e.g., Mesbahi et al., 2005; Fix, 2001). This information can be reloaded in subsequent simulations or sampled from recorded energy spectra. The verification of such beam models is based upon dose measurements. This leads to another field of application since dose measurements shall be traceable to primary dosimetry standards which are supervised by the national metrology

institutes. Those laboratories use Linac modelling to characterize their reference beams in order to provide the fundamentals for ionization chamber calibrations, e.g., in terms of absorbed dose to water. Therefore, Linac modelling and energy spectra are used to estimate radiation quality specific beam perturbation correction factors or dose conversion factors (see, e.g., Nutbrown et al., 2002; Wise 2001). The dose conversion factors are based upon dosimetric quantities such as stopping power ratios or mass-energy absorption coefficient ratios.

## 2. Materials and methods

The Monte Carlo models were created with the use of the standard parameters declared in the Linac manufacturer's specifications, without introduction of electron beam energy or width tuning procedures to fit percentage-depth-dose (%dd) curves and dose profiles, as described by Verhaegen and Seuntjens (2003), or using in-air off-axis factors in addition, as described by Sheikh-Bagheri and Rogers, (2002). These simplified models were implemented to calculate the photon energy spectra of the Linac treatment heads. The simulation results were validated and compared with detailed Monte Carlo studies from the literature in reference to mean spectral photon energy (Mesbahi et al., 2005) and degree of equivalence between simulated and calculated %dd-curves (Mesbahi et al., 2006; Verhaegen and Seuntjens, 2003; Sheikh-Bagheri and Rogers, 2002; Fix, 2001).

### 2.1 Monte Carlo code and modelling

The Monte Carlo calculations were carried out with the code system PENELOPE-2006 (Salvat et al., 2006). The simulation algorithm is applicable for the simulation of coupled electron-photon transport in the energy range from a few hundred eV to about 1 GeV. The considered photon interaction processes are coherent (Rayleigh) scattering, incoherent (Compton) scattering, the photoelectric effect and electron-positron pair production. To realize photon transport, PENELOPE uses a combination of analytical differential cross sections and numerical tables of total cross sections. The electron and positron interaction processes considered are elastic scattering, inelastic collisions, bremsstrahlung emission, and annihilation in case of positrons. In analogy to photon transport, the atomic differential cross sections are defined as a combination of analytical functions and numerical tables or are taken exclusively from the functions or tables.

Within PENELOPE, photon interactions are simulated by the means of a conventional detailed (interaction by interaction) method. In contrast to various other simulation codes, the calculation of electron and positron transport is based upon a mixed procedure instead of commonly used condensed simulation schemes. Mixed simulation means that hard interactions, with scattering angle or energy loss larger than a user defined cut-off, are simulated in detail and soft events are described by the means of multiple-scattering approaches. Thus, the user can control the accuracy and speed of the simulation by adjusting the scattering angle or the cut-off values.

The total cross sections used by PENELOPE for photoelectric absorption and pair production are taken from the EPDL database (Cullen et al., 1997) and the XCOM program (Berger and Hubbell, 1987). The scaled atomic bremsstrahlung cross sections and total integrated radiative cross sections of electrons are based on data from Seltzer and Berger, (1986). Regarding coherent and incoherent scattering of photons, inelastic scattering of electrons and positrons, and positron annihilation, the atomic cross sections are evaluated by analytical models, e.g., calculation of numerical partial-wave cross sections for free neutral atoms with the ELSEPA

program (Salvat et al., 2005) to simulate elastic collisions of electrons and positrons. The inelastic collision model used in PENELOPE yields stopping powers that are consistent with values declared in ICRU 37, (1984).

PENELOPE-2006 includes three examples of main programs. In this work, the main program *penmain* was used to simulate the particle transport in the generic quadric geometries modelled in this study.

Furthermore, the simulation parameters were optimized by partially disregarding electron transport and the primary electrons were assumed to be mono-energetic and monodirectional. This allowed for reasonably fast simulations (14 000 - 18 000 showers/s at a 1.86 GHz CPU). Altogether, three separate Monte Carlo geometry setups were used (Figure 1): one for the determination of energy spectra, one for the dosimetric validation and a subsequent model for the calculation of correction factors.

## 2.2 Photon energy spectra

The modelling of the geometry of the Linac treatment heads was done according to the specifications and technical drawings provided by Varian medical systems with the PENELOPE-2006 main program *penmain*. The primary electrons impinging on the target were assumed to have nominal energies of 4, 6, 10 and 15 MeV. They were simulated to hit the target monodirectionally and perpendicularly without an energy distribution. The photon fluence was scored at the defined detector planes at source to surface distances (SSD) of 100 and 64 cm with cross sections of  $10 \times 10$  and  $6.4 \times 6.4$  cm<sup>2</sup>, respectively. The shorter distance was essential for the required graphite-calorimeter specific correction factors. The spectra were calculated using 200 channels (max. number of channels in PENELOPE-2006), corresponding to bin width for the spectra of 20, 30, 50, and 75 keV. Within the simulations, electron transport was only considered in the target, the flattening filter and in air and only with energies exceeding 100 keV. Photon interactions were simulated until particle energies fell below 50 keV. The cut-off energy losses were equal for all implemented materials: the hard inelastic collisions cut-off  $W_{CC}$  was set to 50 keV and the cut-off  $W_{CR}$  for hard bremsstrahlung emission was set to 10 keV. The number of initial histories was at least  $1 \times 10^{10}$  for all energies.

## 2.3 Depth dose curves and radiation quality specifier

To validate the energy spectra based on simple beam models, simulated and measured depth dose curves normalized to the depth of maximum dose ( $d_{max}$ ) and the tissue-phantom-ratios ( $TPR_{20,10}$ ) taken as radiation quality specifier were compared. The calculation of  $TPR_{20,10}$  values from measurement and simulation data was realized according to (ÖNORM S 5234-3, 2001) and (Andreo et al., 2000), the results are presented in Table 2. The measurements were performed in a  $40 \times 40 \times 40$  cm<sup>3</sup> water phantom with a PTW 31003 0.3 cm<sup>3</sup> ionization chamber in conjunction with an UNIDOS and PTW MEPHYSTO 7.20 software at the Wiener Neustadt hospital. For the comparison, the considered depth region in the water phantom starts at 0 cm and reaches a depth of 20 cm. The field size was kept constant at  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup> at 100 cm SSD. To extend the data range for the comparison, it was partially necessary to interpolate the measured %dd-values. So a comparison based upon 40 depth dose values normalized to  $d_{max}$  allowed the calculation of mean absolute deviations between measurement and calculation over the depth region considered in the phantom.

The depth dose curves were calculated by PENELOPE *penmain* using a point source (Figure 1). The emitted photons were sampled from the Monte Carlo calculated photon

energy spectra and the beams were modelled as circular cone shaped with the same cross section area as the real rectangular field. The phantom was realized as a  $40 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$  water cube with dose detection voxels of  $0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ cm}^3$  around the central axis. The simulation parameters were set to consider particle transport in the water phantom for electron and photon energies beyond 200 keV and 10 keV, respectively. The cut-off energy losses for hard inelastic collisions  $W_{CC}$  were set to 500 eV and the cut-off  $W_{CR}$  for hard bremsstrahlung emission was set to 1 keV. In the case of the relative depth dose curve simulations, statistical uncertainties below 0.6% (coverage factor  $k=3$ ) at each depth/voxel considered were obtained. To achieve this uncertainty, a simulation time of approximately 10 days was necessary.

### 3. Results and discussion

#### 3.1 Varian Clinac 2100C beam characteristics: 4 MV and 10 MV treatment head

The calculated photon energy spectra from the Varian 2100C treatment heads are shown in Figure 2. The weighted mean of the statistical uncertainty of the photon fluence ranges from 2% to 3% (coverage factor  $k=1$ ). The mean photon energies of the energy spectra were calculated from the spectral fluence in the defined energy bins and the total photon fluence at the scoring planes according to Mesbahi (2007). The results are plotted in Table 1. The spectral photon fluence maxima are located at energies of 0.26 MeV and 0.85 MeV (at both distances) for the 4 MV and the 10 MV treatment head.

The calculated relative depth dose curves using the 4 MV treatment head energy spectrum showed a mean absolute deviation from the measurements of 0.8%, within the depth region considered in the water phantom. For 10 MV the mean absolute deviation is about 1.4%. In the depth dose build up region maximum differences of 3% at about 95%dd for the 4 MV and differences of 12% at about 74%dd for the 10 MV treatment head were observed (Figure 4). In the descending part of the depth dose curve, the differences increase up to 1.3% for the 4MV and to 1.5% for the 10 MV treatment head.

#### 3.2 Varian Clinac 2300C/D beam characteristics: 6 MV and 15 MV treatment head

Figure 3 shows the calculated photon energy spectra of the Varian 2300C/D treatment heads with statistical uncertainties at coverage factor  $k=3$ . The mean photon energies from these energy spectra were calculated at both distances and showed negligibly different results. This implies that the mean energies are within the considered range, independent of distance such that they could be compared with data from Mesbahi et al. (2005). Within their study, the spectra were calculated at 90 cm SSD. The results of the comparison listed in Table 1 show that the mean energies achieved by the simplified PENELOPE model are consistent with the Monte Carlo study by Mesbahi et al. (2005). The calculated spectral photon fluence maxima for the 6 MV and the 15 MV treatment heads are located at energies of 0.36 MeV and 1.275 MeV (at both distances).

Relative depth dose curves (Figure 4), calculated by use of the simulated treatment head photon energy spectra, show mean absolute deviations from the measurements of about 0.8% for 6 MV and 2.0% for 15 MV. In the build up region, maximum differences of 9% at about 90%dd for the 6 MV and differences up to 12% at about 70%dd for the 15 MV treatment head were observed. The descending part of the depth dose curve showed differences from the measurement of up to 1.0% for the 6 MV and up to 2.5% for the 15 MV treatment head.

The results of the comparison between measured and calculated  $TPR_{20,10}$  values are summarized for both Linacs, including the four treatment heads considered, in Table 2. The deviations in  $TPR_{20,10}$  decrease with increasing energy, unlike the observed differences in the build up region of the depth dose curves which show reverse behaviour.

For both Linacs types, differences between measured and simulated depth dose curves, especially in the build up region, basically result from the following points: assuming monoenergetic electron pencil beams at the nominal energies, partially disregarding electron transport, and dose calculations in the phantom without consideration of beam electron contamination. It should be mentioned that even in detailed Monte Carlo studies, differences of up to 7% for a 2300C/D Clinac (Mesbahi et al. 2005), and differences of 10% and 15% for other Linacs remain in the dose build up region (Mesbahi et al., 2006, 2007). In the descending part of the depth dose curves, a degree of equivalence between measurement and simulation better than 1.5% as reported by Mesbahi et al., (2005, 2006), Verhaegen and Seuntjens (2003), and Sheikh-Bagheri and Rogers (2002) with Fix (2001) cannot be obtained with the use of the simplified PENELOPE models.

### 3.3 Application of the simulated photon energy spectra

With the use of the simulated photon energy spectra, the required radiation quality specific graphite-calorimeter corrections were determined (Figure 1, Step 3). The correction factors were evaluated for their complete application range as a function of  $TPR_{20,10}$  to be independent of a special Linac. Thus, it was not necessary to match our beam model exactly to the real beam characteristics of the Linacs considered. Nevertheless, it was necessary to accurately take the  $TPR_{20,10}$  values into account which were obtained by the beam models. This procedure resulted in graphite-calorimeter corrections for different medical high energy photon beams, in the range of  $TPR_{20,10} = 0.56$  ( $^{60}\text{Co}$ ) up to 0.80. The results are consistent with studies in the literature, e.g., Wise (2001). The corrections show a maximum radiation quality dependence of 0.5% within the mentioned application range.

To set a target for the graphite-calorimeter correction factor uncertainties, a pragmatical choice has been made. The contributions to the overall measurement uncertainty should be small and, almost importantly, below the magnitude of the corrections themselves. Consequently, the desired uncertainties should be less than 0.15%. This uncertainty mainly consists of the statistical uncertainties in the simulations and the systematic uncertainties in the simplified beam models, dominated by the photon energy spectra used. Since the corrections are evaluated as a function of  $TPR_{20,10}$ , the sensitivity of  $TPR_{20,10}$  on photon energy spectra can be used to estimate the required accuracy on the spectra. To exemplarily demonstrate the response of  $TPR_{20,10}$  to a change in spectral photon fluence, photon energy spectra resulting from the same treatment head geometry by applying different electron energies have been calculated. For this purpose, the simplified Varian 2100C 10MV treatment head model in combination with electron energies of 10 MeV and 11 MeV was used. The calculated photon energy spectra show a difference in the mean energy of about 5% whereas the spectral photon fluence differs about 20%. Both photon energy spectra were applied to calculate depth dose curves,  $TPR_{20,10}$  values and the strongest radiation quality dependent correction factor. Consequently, differences of about 2% were found for  $TPR_{20,10}$  and for the depth dose curves. The correction factors calculated with these spectra and evaluated as a function of  $TPR_{20,10}$  coincide within statistical uncertainties.

These investigations in combination with the other results confirm the suitability of the applied simplified beam models, as long as the dependence on energy spectra and radiation quality of the application under consideration is small in comparison to its energy range.

#### 4. Conclusion

The photon energy spectra of Varian 2100C and 2300C/D treatment heads were calculated with the use of simplified Monte Carlo models with the PENELOPE-2006 MC code. With exception of the Linac 4 MV treatment head, deviations between measurement data and simulation data for calculated  $TPR_{20,10}$  values are smaller than 0.7%. For the 4 MV treatment head, differences of 2.6% were observed. The mean absolute deviations between measured and simulated depth dose curves were less than 2.0%. Concerning the mean photon energy of the spectra, the simplified beam models revealed consistent results with detailed Monte Carlo investigations. The comparison of our results with detailed simulation studies in reference to mean spectral photon energy and degree of equivalence between simulated and calculated percentage-depth-dose curves implies the feasibility of such photon energy spectra based beam estimates for selected applications. Selected application means that its dependence on energy spectra and radiation quality is small in comparison to its energy range. In our case, the application was determination of radiation quality specific corrections for the BEV graphite-calorimeter. The working range of the graphite-calorimeter ranges from  $TPR_{20,10} = 0.56$  ( $^{60}\text{Co}$ ) up to 0.80. In this range, the correction factors have a maximum spread of 0.5%. That implies that it is necessary to consider energy spectra but not special ones, therefore the simplified models are applicable.

#### *Acknowledgements*

The authors wish to acknowledge Varian Medical Systems for providing the Linac treatment head specifications and technical drawings.

The accomplishment of the BEV high energy absorbed dose to water calorimetry project was promoted by the Physico-technical Testing Service (PTP), which is a partial legal entity of BEV.

The authors are grateful to Prim. Univ.-Doz. Dr. Brigitte Pakisch from the hospital Wiener Neustadt for giving them the opportunity of collaboration and to DI Michael Vejda for his support at the Varian Clinac accelerators.

#### References

Andreo P, Burns D T, Hohlfeld K, Huq M S, Kanai T, Laitano F, Smyth V G, Vynckier S, 2000. Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: an international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water. TRS-398, IAEA Vienna.

Berger M J, Hubbell J H, 1987. XCOM: Photon cross sections on a personal computer. Report NBSIR 87-3597. National Bureau of Standards, Gaithersburg, MD.

Cullen D E, Hubbell J H, Kissel L, (1997). EPDL97: the evaluated data library, 97 version. Report UCRL-50400. vol. 6, rev. 5. Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA.

Fix M K, 2001. Monte Carlo models for dosimetry in photon beam radiotherapy. Ph.D. Thesis, Swiss Federal Institute of Technology.

ICRU 37 1984. Stopping powers for electrons and positrons. ICRU, Bethesda.

Mesbahi A, Fix M, Allahverdi M, Grein E, Garaati H, 2005. Monte Carlo calculation of Varian 2300C/D Linac photon beam characteristics: a comparison between MCNP4C, GEANT3 and measurements. *Appl. Radiat. Isot.* 62, 469–477.

Mesbahi A, Reilly A J, Thwaites D I, 2006. Development and commissioning of a Monte Carlo photon beam model for Varian Clinac 2100EX linear accelerator. *Appl. Radiat. Isot.* 64, 656–662.

Mesbahi A, 2007. Dosimetric characteristics of unflattened 6 MV photon beams of a clinical linear accelerator: A Monte Carlo study. *Appl. Radiat. Isot.* 65, 1029–1036.

Nutbrown R F, Duane S, Shipley D R, Thomas R A S, 2002. Evaluation of factors to convert absorbed dose calibrations from graphite to water for the NPL high-energy photon calibration service. *Phys. Med. Biol.* 47, 441–454.

ÖNORM S 5234-3, 2001. Clinical dosimetry - Ionization chamber dosimetry. Austrian standard, (in German).

Salvat F, Fernandez-Varea J M, Sempau J, 2006. PENELOPE-2006: A Code System for Monte Carlo simulation of electron and photon transport. In: *Workshop Proceedings, Barcelona, Spain.*

Salvat F., Jablonski A, Powell C J, 2005. ELSEPA-Dirac partial-wave calculation of elastic scattering of electrons and positrons by atoms, positive ions and molecules. *Comput. Phys. Commun.* 165, 157-190.

Seltzer S M, Berger M J, 1986. Bremsstrahlung energy spectra from electrons with kinetic energy 1 keV-10 GeV incident on screened nuclei and orbital electrons of neutral atoms with  $Z = 1-100$ . *At. Data Nucl. Data Tables* 35, 345-418.

Sheikh-Bagheri D., Rogers D.W.O., 2002. Sensitivity of megavoltage photon beam Monte Carlo simulations to electron beam and other parameters. *Med. Phys.* 29, 379–390.

Verhaegen F, Seuntjens J, 2003. Monte Carlo modelling of external radiotherapy photon beams. *Phys. Med. Biol.* 48, R107–R164.

Wise K N, 2001. Monte Carlo methods used to develop the Australian absorbed dose standard. Australian Radiation Protection and Nuclear Safety Agency, Technical Report 132.

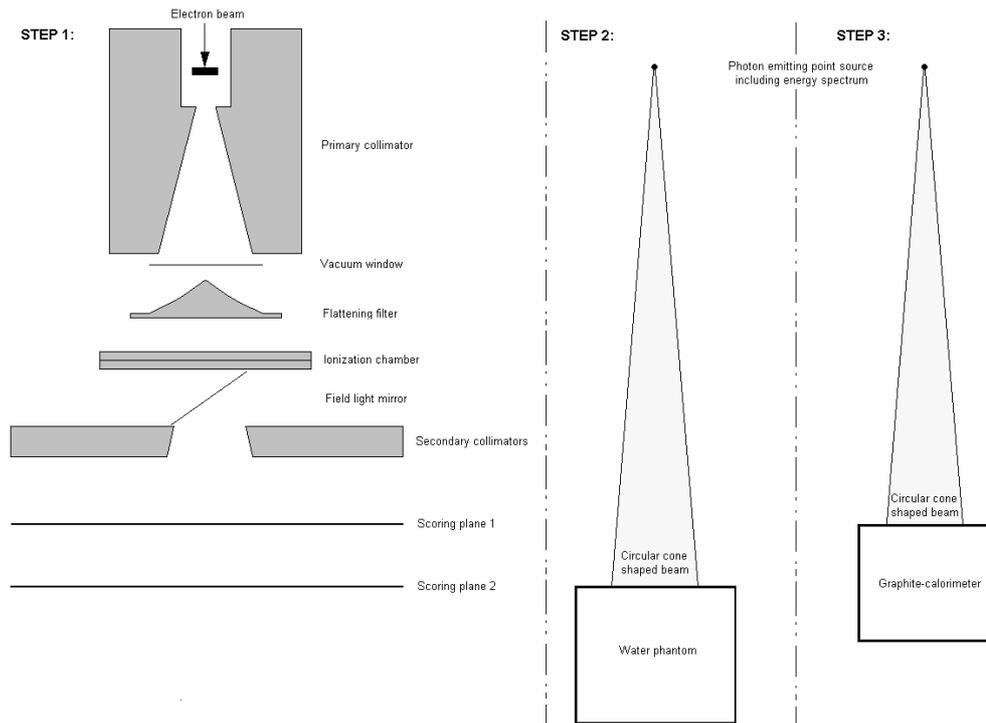
**Table 1.** Comparison of calculated mean spectral photon energies

Varian 2300C/D and 2100C	PENELOPE-2006	MCNP4C (Mesbahi et al., 2005)	GEANT3
6 MV			
Mean energy (MeV)	1.65	1.6	1.67
Difference (%)	–	-3	1.2
15 MV			
Mean energy (MeV)	3.70	3.6	3.8
Difference (%)	–	-2.7	2.7
4 MV			
Mean energy (MeV)	1.04	n/a <sup>a</sup>	n/a <sup>a</sup>
10 MV			
Mean energy (MeV)	2.98	n/a <sup>a</sup>	n/a <sup>a</sup>

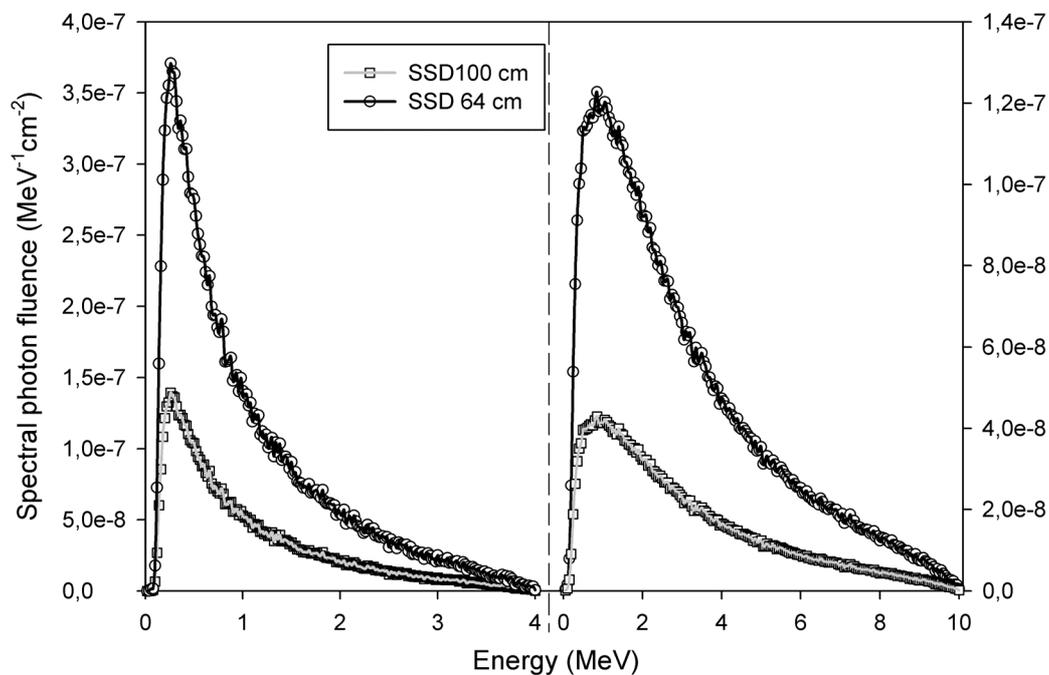
<sup>a</sup> The Varian 2100C Clinac containing 4 MV and 10 MV was not investigated by Mesbahi et al., 2005.

**Table 2.** Comparison of measured and simulated  $TPR_{20,10}$  values

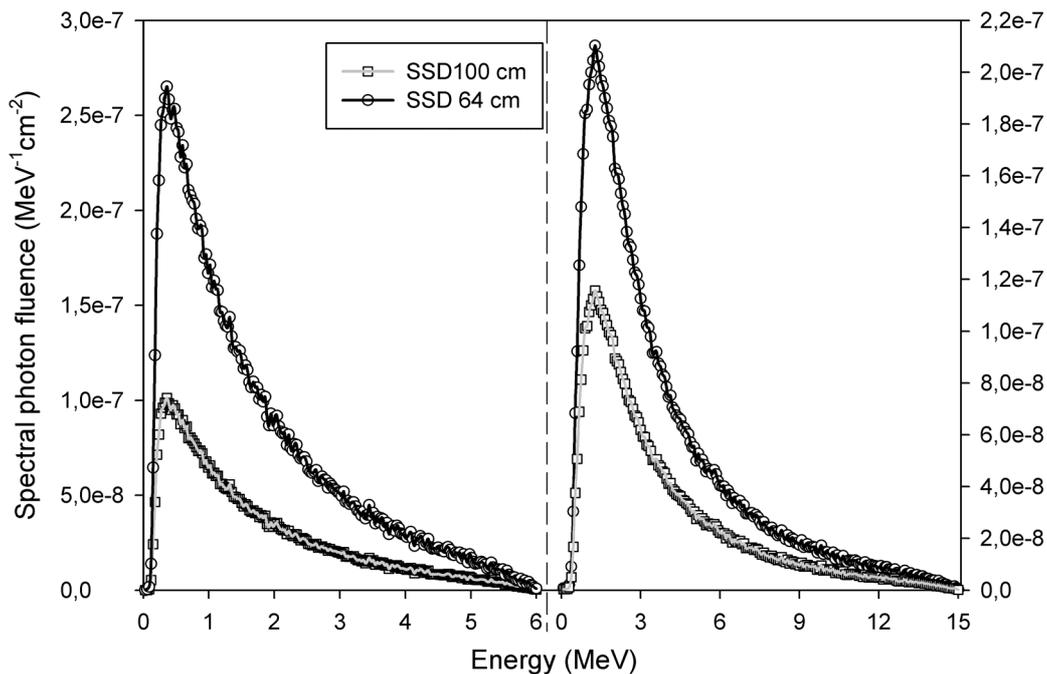
Linac	Measurement	Simulation	Difference (%)
4 MV			
ÖNORM S 5234-3	0.617	0.601	2.6
IAEA TRS-398	0.614	0.597	
6 MV			
ÖNORM S 5234-3	0.669	0.665	0.7
IAEA TRS-398	0.669	0.664	
10 MV			
ÖNORM S 5234-3	0.740	0.735	0.6
IAEA TRS-398	0.741	0.736	
15 MV			
ÖNORM S 5234-3	0.761	0.758	0.4
IAEA TRS-398	0.763	0.759	



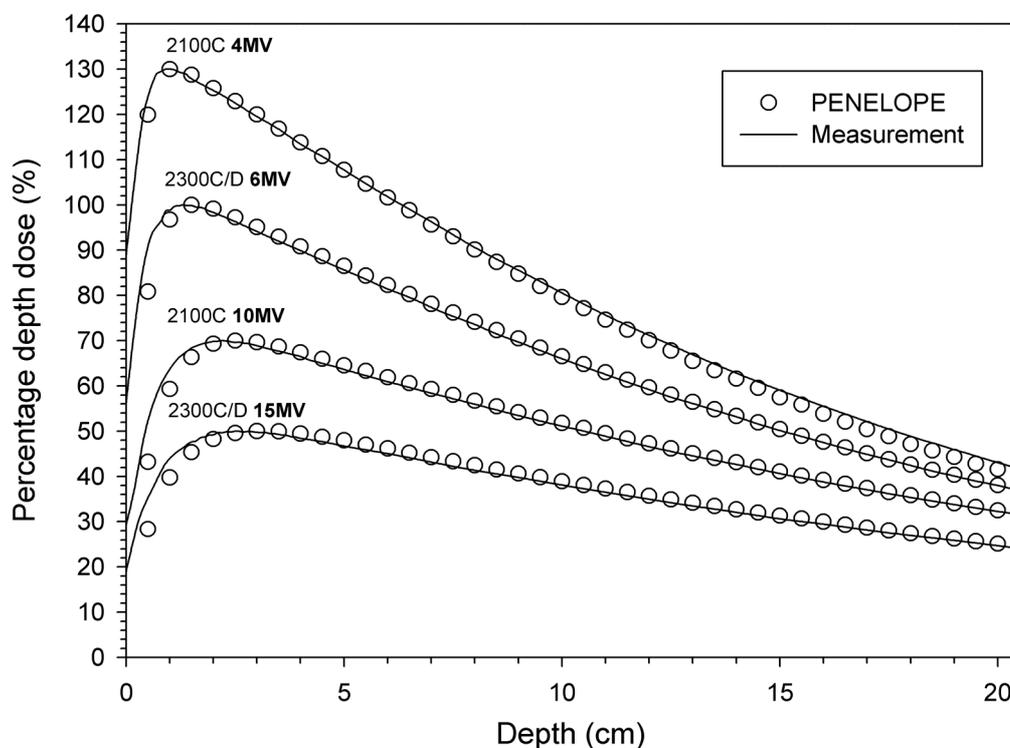
**Figure 1.** Schematic representation of the simulation setups (not to scale) for spectra determination (STEP 1), verification procedure based upon depth dose calculations (STEP 2) and determination of correction factors (STEP 3).



**Figure 2.** MC calculated photon energy spectra of the Varian Clinac 2100C treatment heads at SSD 64 cm and SSD 100 cm in air within a field size of  $6.4 \times 6.4 \text{ cm}^2$  and  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $E_{\text{max}} = 4.0 \text{ MeV}$  and  $10.0 \text{ MeV}$ . The 4 MV treatment head spectra correspond to the left and the 10 MV spectra to the right axis.



**Figure 3.** MC calculated photon energy spectra of the Varian Clinac 2300C/D treatment heads at SSD 64 cm and SSD 100 cm in air within a field size of  $6.4 \times 6.4 \text{ cm}^2$  and  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ,  $E_{\text{max}} = 6.0 \text{ MeV}$  and  $15.0 \text{ MeV}$ . The 6 MV treatment head spectra correspond to the left and the 15 MV spectra to the right axis.



**Figure 4.** Comparison of simulated and measured percentage depth doses curves, normalized to the depth of maximum dose ( $d_{\text{max}}$ ). The curves concerning the 4MV, 10MV and 15MV treatment heads are scaled by 1.3, 0.7 and 0.5.

## 6.2 Korrektionsfaktoren und Dosiskonversionsfaktoren

### 6.2.1 Originalbeitrag in Fachzeitschrift über die Bestimmung von Korrektionsfaktoren für $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung

Das nachfolgende *paper* beschreibt die Neubestimmung von Graphit-Kalorimeter-Korrektionsfaktoren für dessen Verwendung in  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung. Das Graphit-Kalorimeter wurde in den 1980er Jahren entwickelt. Um das Primärnormal weiter auf internationalem Niveau betreiben zu können, war ein Modernisierungsprozess erforderlich. Dieser Prozess und die Beschreibung der Bestimmung der Korrektionsfaktoren basierend auf Monte Carlo Simulationen ist in diesem *paper* enthalten.

Neu bestimmt wurden die Spalteffekt-Korrektur, die *Scaling*-Korrektur, die Korrektur für den Unterschied in der Luftschwächung und die Korrekturen für die effektiven Messtiefen im Graphitphantom. Resultierend daraus wurde der Referenzwert für Wasser-Energiedosisleistung der  $^{60}\text{Co}$  Teletherapieanlage des BEV neu festgelegt. Ebenfalls enthalten ist eine detaillierte Abschätzung der Messunsicherheit für die Darstellung der Einheit der Wasser-Energiedosis.

# Correction factors of an absorbed dose primary standard graphite calorimeter in $^{60}\text{Co}$ gamma ray beams

submitted to  
**Radiation Protection Dosimetry**

Journal homepage: <http://rpd.oxfordjournals.org>

Article history:  
Received 26 January 2010

In revision

**Radiation Protection Dosimetry**  
Copyright © 2010 Oxford University Press.

## CORRECTION FACTORS OF AN ABSORBED DOSE PRIMARY STANDARD GRAPHITE CALORIMETER IN $^{60}\text{Co}$ GAMMA RAY BEAMS

Andreas Baumgartner<sup>2,3\*</sup>, Andreas Steurer<sup>1</sup>, Wilhelm Tiefenböck<sup>1</sup>, Frantisek Gabris<sup>1</sup>  
and Franz Josef Maringer<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>BEV - Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen (Federal Office of Metrology and Surveying), Arltgassee 35, 1160 Vienna, Austria

<sup>2</sup>University of Natural Resources and Applied Life Sciences Vienna, LLC-Laboratory Arsenal, Faradaygasse 3, Arsenal 214, 1030 Vienna, Austria

<sup>3</sup>Vienna University of Technology, Atominstitut, Stadionallee 2, 1020 Vienna, Austria

**Short title:**  $^{60}\text{Co}$  graphite calorimeter corrections

**Abstract.** The graphite calorimeter of the Federal Office of Metrology and Surveying (BEV - Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen) was established in the nineteen-eighties as primary standard for absorbed dose to water for  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams. To maintain the primary standard at an international level the graphite calorimeter and its corresponding components had to undergo a refurbishment and modernisation process. The correction factors of the graphite calorimeter were re-evaluated with Monte Carlo and experimental methods to obtain improved values. These are the correction for the effect of the gaps (1.0061), the scaling correction (0.9998), the correction for the difference in air attenuation (0.9971) and the corrections for the effective measurement depths in the graphite phantom for the graphite calorimeter (0.9886) and the CC01-105 ionisation chamber (0.9913). Consequently it was necessary to change the reference value for absorbed dose rate to water of the  $^{60}\text{Co}$  teletherapy unit used for the calibration of secondary standard dosimeters.

### INTRODUCTION

The Federal Office of Metrology and Surveying (BEV - Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen) is the National Metrology Institute (NMI) of Austria. The BEV uses a graphite calorimeter, which was established in the nineteen-eighties, as primary standard for absorbed dose to water for  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams. The graphite calorimeter is a Domen-type calorimeter (1). Similar graphite calorimeters are operated by e.g. (2,3); a detailed review on absorbed dose standards can be found in (4).

Monte Carlo simulations and experimental methods were used to re-evaluate the correction factors required for the operation of the graphite calorimeter. Furthermore to maintain the primary standard at an international level, comparable to other primary standards as reported by (4), the graphite calorimeter and its corresponding components had to undergo a refurbishment and modernisation process. This included a complete check of the graphite calorimeter hardware components and the measurement electronics and the revision and replacement of hardware components. Additionally the modernisation process included the development and validation of a LabVIEW based evaluation program. The evaluation routine provides automatic non-linear temperature drift extrapolations. It can be used for all modes of operation and electrical calibrations.

This paper presents the determination of the absorbed dose rate to water reference value for  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams at the BEV. A description of the applied measurement and conversion methods is given. Furthermore the modernisation process of the graphite calorimeter, the

---

\* Corresponding author. Co-worker in the framework of a Ph.D. thesis which was promoted by the BEV.  
Tel.: +431798102414; fax: +431798102410; E-mail address: [a.baumgartner@boku.ac.at](mailto:a.baumgartner@boku.ac.at)

determination of correction factors and consequently the re-evaluation of the absorbed dose to water is presented. The resulting reference value with a detailed uncertainty budget is given.

## MATERIALS AND METHODS

The realisation of the unit of absorbed dose to water described in this paper refers to the following reference conditions, according to (5-9). The distance from the source to the centre of the detector (SDD) is 1 m. At this reference point the field size in air is  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . The reference depth in the water phantom is  $5 \text{ g cm}^{-2}$ . For the graphite calorimeter measurements and the ionisation chamber measurements in the graphite phantom it is necessary to scale the source to the reference point distances, measuring depths, phantom size and field size in the inverse ratio of the electron densities of water and graphite, according to (10).

The BEV uses a Picker C8M/80  $^{60}\text{Co}$  teletherapy unit for the realisation of measurements and to provide a calibration service. A study on the determination and verification of photon fluence spectra from the teletherapy unit based upon Monte Carlo simulations with PENELOPE (11) and MCNP (12) codes will be published shortly. These energy spectra were used in this study for the determination of the graphite calorimeter correction factors.

### Graphite calorimeter measurements

Figure 1 gives a schematic representation of the BEV graphite calorimeter main components. The “core” is the innermost body in which the absorbed dose is determined. It is a graphite disc 20 mm in diameter and a thickness of 2.75 mm. The core is enclosed in the “jacket” and this is enclosed in the “shield”. They are thermally isolated from each other by 0.5 mm vacuum gaps and mylar coatings. The shield is mounted in the “medium” which is thermoregulated and therefore stabilises the working temperature at about  $27 \text{ }^\circ\text{C}$ . The graphite calorimeter bodies are mounted in a Polymethylmethacrylate (PMMA) vacuum chamber which is enclosed by the graphite phantom, the outermost part of the graphite calorimeter. The graphite phantom consists of graphite plates of different thicknesses supported by a wooden frame. The mass densities of the graphite plates are well known to enable depth dose measurements.

The electrical calibration can be done quasi-adiabatically or heatloss-compensated. The graphite calorimeter response is expressed by the quasi-adiabatic calibration factor which is the relation between the fractional change of the core thermistor resistances and the energy imparted to the core. The quasi-adiabatic calibration factor is determined by input of a well known amount of electrical energy through heating the core thermistors and by measuring the fractional change of their resistances.

The graphite calorimeter allows the determination of absorbed dose to graphite  $D_g$  with a quasi-adiabatic or a quasi-isothermal (13) operation mode. In the quasi-adiabatic mode the temperatures of the different graphite calorimeter bodies are enhanced by the irradiation. To obtain an equivalent temperature rise in all bodies additional electrical heating is required, particularly in the shield. The evaluation of the measurements in the case of the quasi-adiabatic operation mode is done according to Eq. (1).

$$D_{g,\text{adiabat.}} = \frac{1}{m_c} \cdot K_{\text{ad}} \cdot k_1 \cdot k_{\text{gap}} \cdot k_{\text{gc}} \cdot k_{T1/2} \cdot k_{\text{stab}} \quad \text{with} \quad K_{\text{ad}} = \left( \frac{\Delta R}{R} + k_2 \cdot \Delta U \right) \quad (1)$$

The absorbed dose to graphite is determined by evaluating the change in resistance  $\Delta R/R$  of the thermistors within the core having the mass  $m_c$ . Additionally the result of the temperature drift correction namely the difference in voltage  $\Delta U$  times the chart calibration factor  $k_2$  is applied. These terms are summarised as the correction factor for quasi-adiabatic

operation  $K_{ad}$ . The factor  $k_1$  is the temperature dependent quasi-adiabatic calibration factor. The corrections applied to the graphite calorimeter are the correction for the effect of the gaps  $k_{gap}$ , the correction for the effective graphite calorimeter measurement depth  $k_{gc}$ , the normalisation factor for the reference date  $k_{T1/2}$  and the correction  $k_{stab}$  for the long term stability of the dose rate. The correction factor  $k_{gap}$  is determined by Monte Carlo simulations. It accounts for beam perturbation caused by the air gap and the vacuum gaps around the core and the surrounding graphite calorimeter bodies. The quasi-adiabatic calibration factor is taken from a linear fit within the graphite calorimeter calibration curve considering the actual temperature working point. The correction for the effective graphite calorimeter measuring depth (5.238 g cm<sup>-2</sup>) in the graphite phantom  $k_{gc}$  accounts for the fact that the required measuring depth of 5.556 g cm<sup>-2</sup> in graphite cannot be realised exactly. The correction factor  $k_{stab}$  considers the long term stability of the dose rate. The correction is assumed to be unity and only considered within the uncertainty budget, see Table 2.

In the quasi-isothermal mode of operation the temperatures are held at a constant equilibrium temperature throughout the measurement. In order to achieve this temperature equilibrium all graphite calorimeter bodies are continuously heated electrically during pre- and post-irradiation intervals with a heating power  $P_0$  close to the expected irradiation power. Consequently electrical heating is switched off during irradiation, because it is replaced by the heat produced by the beam. The evaluation of the quasi-isothermal measurements is done according to Eq. (2).

$$D_{g, \text{isotherm}} = \frac{1}{m_c} \cdot K_e \cdot P_0 \cdot t_{h, \text{off}} \cdot k_{gap} \cdot k_{gc} \cdot k_{T1/2} \cdot k_{stab} \quad \text{with} \quad K_e = 1 + k_1 \cdot \left( \frac{\Delta R}{R} + k_2 \cdot \Delta U \right) \cdot [P_0 \cdot t_{h, \text{off}}]^{-1} \quad (2)$$

Here,  $K_e$  is the correction factor for the deviation from the ideal quasi-isothermal operation and  $t_{h, \text{off}}$  is the time during which the electrical heaters are switched off. Ideally it equals the irradiation time  $t$ .

It should be mentioned that the heat defect of graphite for the graphite calorimeter working temperature was neglected, according to (4,6), thus no correction is applied.

The resulting absorbed dose rate to graphite  $\dot{D}_g$  is the quotient of the absorbed dose to graphite  $D_g$  and the irradiation time  $t$ .

### Scaling procedure

The photon-fluence scaling theorem (10) states that if two blocks of different materials are irradiated by the same photon beam emitted by a point source and if all dimensions are scaled in the inverse ratio of the electron densities of the two media, then the energy spectra of the primary and scattered photons and their distribution in angle at the corresponding scaled points of measurement will be the same. The photon-fluence scaling theorem assumes that all photon interactions occur by Compton scatter.

The scaling factor  $SF$  gives the relation between the distance in water and the scaled distance in graphite. Considering the BEV graphite calorimeter with the mean graphite density of 1.734 g cm<sup>-3</sup> and a water density of 0.9982 g cm<sup>-3</sup>, the numerical value of the scaling factor becomes 1.563. Because of the higher accuracy there is a minimal change in  $SF$  from the former numerical value used (1.56).

Applying the scaling factor ensures that the energy fluence ratio equals the inverse square of the distances from the point source to the corresponding measuring points in water and graphite respectively. Consequently the correct application of the photon-fluence scaling theorem requires accurate knowledge of the effective source position. The determination of this virtual point source position was done experimentally by measurements with the CC01-105 ionisation chamber along the beam axis to determine the deviation from the inverse

square law. By fitting and extrapolating of measurement results the effective centre of the source was located.

### Absorbed dose conversion methods

The methods used to convert absorbed dose rate to graphite  $\dot{D}_g$  to absorbed dose rate to water  $\dot{D}_w$  are based on the photon-fluence scaling theorem (10). One method is solely calculative and uses Eq. (3) for the conversion. The other method conducts the conversion through ionisation chamber measurements, see Eq. (4).

$$\dot{D}_w = \dot{D}_g \cdot \left(\frac{R_g}{R_w}\right)^2 \cdot \left(\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho}\right)_{w,g} \cdot \beta_{w,g} \cdot k_{\Delta air} \cdot k_{gs} \cdot k_{depth} \cdot k_{front} \quad (\text{Method 1}) \quad (3)$$

Here,  $R_g$  and  $R_w$  are the source to reference point distances used for measurements in the graphite phantom and in the water phantom respectively. The ratio of the average mass energy absorption coefficients of water and graphite  $(\overline{\mu_{en}}/\rho)_{w,g}$  and the ratio of the absorbed dose to collision kerma of water and graphite  $\beta_{w,g}$  are taken from (8). The applied correction factors for the difference in air attenuation  $k_{\Delta air}$  and the scaling correction  $k_{gs}$  are determined by Monte Carlo simulations. The correction  $k_{\Delta air}$  accounts for the difference in air attenuation at the corresponding measurement distances as required for compliance with the scaling theorem. The scaling correction accounts for the deviation of the graphite phantom dimensions, both in size and shape, from the exact scaling requirements. The correction factors  $k_{depth}$  and  $k_{front}$  consider the depths in graphite and in water and the front wall of the water phantom. The corrections are assumed to be unity and only considered within the uncertainty budget.

The experimental absorbed dose conversion method uses the thick walled ionisation chamber CC01-105 (wall thickness 4 mm graphite, external diameter of the cylinder 19 mm) by applying the cavity theory, see Eq. (4). Chambers of the same type are used by the BEV as primary standards for air kerma in  $^{60}\text{Co}$  and  $^{137}\text{Cs}$  (14). In addition the ionisation chamber CC01-105 is used as a part of the absorbed dose to water primary standard, i. e. the value determined for the absorbed dose rate to water is transferred to this ionisation chamber for further dissemination of the unit. The long-term stability of the ionisation chamber is well proven. The experimental standard deviation of the stability measurements since 2005 is better than 0.1 %.

$$\dot{D}_w = \dot{D}_g \cdot \frac{Q_w}{Q_g} \cdot \left(\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho}\right)_{w,g} \cdot \frac{1}{k_{gi}} \cdot \beta_{w,g} \cdot p_{w,g} \cdot k_{ps} \cdot k_{depth} \cdot k_{front} \quad (\text{Method 2}) \quad (4)$$

Here,  $Q_w/Q_g$  is the ratio of the collected charge in water and graphite respectively, corrected for air density, air humidity and saturation according to (9,15,16). The measurements are performed in the graphite phantom and in an open-topped  $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$  water phantom. The correction  $k_{gi}$  accounts for the difference between the effective ionisation chamber measuring depth ( $5.313 \text{ g cm}^{-2}$ ) and the required scaled reference depth of  $5.556 \text{ g cm}^{-2}$  in the graphite phantom. The replacement correction factor  $p_{w,g}$  for the CC01-105 ionisation chamber accounts for the replacement of water by graphite in the volume of the entire chamber. The correction was determined experimentally. Thereby additional graphite caps were used for increasing the outer diameter of the chamber to replace water by graphite in the water phantom. The correction  $k_{ps}$  accounts for the 1.5 mm of PMMA around the CC01-105 chamber. The correction factor  $k_{depth}$  in the case of ionisation chamber measurements considers the chamber position in graphite and in water. The correction is assumed to be unity and only considered within the uncertainty budget.

## Monte Carlo simulations

The Monte Carlo simulations of the coupled electron-photon transport were carried out with the code system PENELOPE-2006 (11). This code system provides three types of main programs. In this work the main programs pencyl, intended for cylinder geometries, and penmain for radiation transport simulations within generic quadric geometries were used. Photon interactions are simulated by the PENELOPE code using a detailed (interaction by interaction) method, based on a combination of analytical differential cross sections and numerical tables of total cross sections. Electron and positron transport is calculated by a mixed simulation procedure. Thereby hard interactions, with scattering angle or energy loss larger than a user defined cut-off, are simulated in detail and soft events are described by the means of multiple-scattering approaches. Consequently the scattering angle and the cut-off values can be used to optimise the accuracy and speed of the simulation. Basically the user can set the absorption energies  $E_{\text{abs}}$  to specify that a particle is stopped and its energy is absorbed in the medium/material when energies fell below  $E_{\text{abs}}$ .

The estimation of the gap effect correction was done according to (17,18). The determination requires two Monte Carlo models. One geometry setup was modelled according to the technical drawings of the graphite calorimeter, and one idealised setup was realised without gaps, see Figure 1. Thereby the gaps were filled with graphite. To ensure that the depth of graphite from the phantom surface to the middle of the core remains the same the thickness of the graphite plates in front of the graphite calorimeter core was reduced. To get a correction for the effect of the gaps the energy deposited in the core was scored for the geometry with and without gaps. For the gap effect simulations electron transport was not considered within the back scatter plate of the graphite phantom. Within the first front plate electron transport was calculated only for energies exceeding 100 keV. In the other materials photon and electron interactions were simulated until particle energies fell below 1 keV and 12.5 keV respectively. For all materials the cut-off energy loss for hard inelastic collisions  $W_{\text{cc}}$  was set to 5 keV and the cut-off  $W_{\text{cr}}$  for hard bremsstrahlung emission was set to 1 keV.

The determination of the scaling correction utilises two geometry models. A cylindrical model according to the real graphite calorimeter phantom and an exactly scaled graphite cube was implemented. Those geometries were realised with PENELOPE penmain. Both geometries are modelled by two graphite bodies: the core and the surrounding cylindrical or cubic phantom. To get a correction the deposited energy in the core is scored for both geometries. For the simulation of the scaling correction electron transport was not considered. Photon interactions were simulated until particle energies fell below 1 keV.

For the determination of the air attenuation correction the Monte Carlo calculated spectral photon energy fluence at one distance equal to the source to surface distance (SSD) of the water phantom, and at the corresponding scaled SSD of the graphite phantom were compared. This allowed the use of tabulated attenuation coefficients for air (19) for the calculation of the difference in air attenuation at the two distances.

## RESULTS AND DISCUSSION

### Graphite calorimeter reconnection

The refurbishment process with the development of a LabVIEW based evaluation program allowed for realisation of the absorbed dose measurements, electrical calibrations and the experimental determination of correction factors. The program was tested and verified for all modes of operation and calibration.

The response of the graphite calorimeter, expressed by the quasi-adiabatic calibration factor, was determined for the complete temperature working range by electrical calibrations. They constitute the graphite calorimeter electrical calibration curve. This curve allows the calculation of the quasi-adiabatic calibration factor for the actual temperature working point throughout the measurements. A comparison of a calibration curve recorded in 1983 to an actual curve shows that the thermistors sensitivity slightly decreased (by around 0.1 %), probably as a result of ageing.

### Correction factors

One set of simulations was made for monoenergetic photons (mean energy of the  $^{60}\text{Co}$  gamma ray lines) emitted from a point source under variation of the field size. These simulations were realised with PENELOPE pencil models to study the principle influence of the field size on the corrections. In a separate series of calculations, energy-spectra based beam models were implemented, according to (3). They consider the photon energy spectra at the different distances and therefore the beam characteristics of the  $^{60}\text{Co}$  teletherapy unit.

Figure 2 shows the results of the gap effect and the scaling correction as a function of the field radius at the graphite calorimeter core. Thereby uncertainty weighted three-parameter exponential fits are used to illustrate the tendency of the field size dependence of the results. The uncertainty bars indicate the statistical standard uncertainties of the simulations. The values at a field radius of about 3.6 cm correspond to the area of the beam at the scaled distance used for the graphite calorimeter measurements. The largest corrections were found for monodirectional photons. With increasing field size the gap effect corrections decrease to values close to unity. This dependence on beam size is in consistence with the results reported in (3). For the scaling corrections only a slight dependence on field size up to radii of 7.5 cm can be declared since the corrections are very close to unity. The exactly scaled graphite cube used for the simulations has an edge length of about 19.2 cm. The graphite calorimeter phantom is 30 cm in diameter. For beam radii larger than the edge length of the graphite cube the values of the scaling corrections rapidly decrease. This can be explained with the fact that initial photons at beam radii larger than the cubic phantom can not contribute to the energy deposited in the core. For this reason lower deposited energies within this geometry per initial photon can be found. Consequently decreasing values of the corrections are obtained.

A direct comparison between the correction factors calculated based upon monoenergetic photon simulations and energy-spectra based beam models is shown in Figure 3. The results are given with the statistical standard uncertainties of the simulations. Additionally the values for radius 3.6 cm were calculated based on the fit used in Figure 2. By this means the values for radius 3.6 cm were extracted from the data and recalculated with use of the fit. These results are in consistency with the corrections obtained directly by monoenergetic photon simulation. The results of the monoenergetic photon and energy-spectra based simulations are in agreement within the statistical standard uncertainties. For the scaling correction an increased magnitude of the correction, closer to unity, was found for the corrections calculated with the fit and directly with use of the monoenergetic photon simulation. The differences to the simulation results obtained with the energy-spectra based beam models are slightly larger than the statistical standard uncertainties. Nevertheless the scaling correction results obtained by the Monte Carlo simulations are very close to unity. It is difficult to differentiate between monoenergetic and energy-spectra based simulated results since the statistical standard uncertainty is in the order of the corrections magnitudes. Even after simulation of  $2 \times 10^9$  initial photon histories with monoenergetic photons and  $2 \times 10^{10}$  histories sampled from the energy spectrum. The observed results for the air

attenuation correction from monoenergetic and energy-spectra based simulations are in agreement within the statistical standard uncertainties.

The correction factors for the effective measuring depths in graphite  $k_{gc}$  and  $k_{gi}$  were determined by linear interpolation on the central axis depth dose curve in graphite. The depth dose curve was measured with the CC01-105 ionisation chamber and with the graphite calorimeter.

The simulation results obtained from the energy-spectra based simulations were used to appoint the final values of the gap effect correction, the correction for the difference in air attenuation and the scaling correction. Since the applied beam models consider the beam characteristics of the irradiation unit – besides the SDD type set-up reference conditions for the determination of absorbed dose. The implemented regression functions for the monoenergetic photon simulation results allow the evaluation of correction factors for a different type of set-up i.e. the commonplace SSD type set-up. The numerical values of the re-evaluated graphite calorimeter correction factors for  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams in comparison with the “old values” are summarised in Table 1. The former correction for the effect of the gaps was estimated based on the results of the investigations in (18). The former scaling correction was estimated from data in (20) and the former air attenuation correction is given in (8). The numerical values of the recently determined correction factors agree within the stated standard uncertainties with the corrections used by other NMI's e.g. (2,3,21).

### Absorbed dose rate to water reference value

As a result of the Monte Carlo and experimental determination of correction factors in combination with the refurbishment and modernisation process of the graphite calorimeter and its corresponding components, it was necessary to change the absorbed dose rate to water reference value. This value is used for the calibration of secondary standard dosimeters. To assign the absorbed dose rate to water both operation modes for the measurement of absorbed dose to graphite are used to obtain a mean value. Thereby the ratio of the measurement methods  $\dot{D}_{g,adiabat.} / \dot{D}_{g,isothem} = 0.99996 \pm 0.00062$  was obtained. The absorbed dose to water conversion is done by both methods. Thereby the ratio of the conversion methods equal to  $0.99864 \pm 0.00252$  was observed. The different measurement and conversion methods results agree within the estimated uncertainties given in Table 2. As the final result the mean value of the conversion results is used to set the absorbed dose rate to water reference value at the BEV. The resulting "new" reference value for the absorbed dose rate to water at the BEV is  $6.064 \text{ mGy s}^{-1}$  (reference date: 31.12.2004). The difference between the "old" reference value for absorbed dose rate to water of  $6.060 \text{ mGy s}^{-1}$ , (reference date: 31.12.2004) and the "new" value results from the re-evaluated correction factors (Table 1), from the improved accuracy of the scaling factor, from the re-evaluation of the measurement setup due to a new  $^{60}\text{Co}$  source capsule (effective source position) and finally from new measurements with the graphite calorimeter and the ionisation chamber CC01-105.

### Uncertainties

The graphite calorimeter uncertainty budget for the realisation of the unit of absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams is presented in Table 2. The contributions to the uncertainty budget are mainly declared in (8,13) as presented in this table. The uncertainty estimation of the re-evaluated correction factors is described along these lines. Regarding the correction for the effect of the gaps the estimated uncertainty considers the simulations uncertainties. Thereby the uncertainties in the modelled geometries affected by the gap dimensions and the

graphite densities are taken into account. The uncertainty in the correction for the difference in air attenuation is a combination of the uncertainty in the tabulated attenuation coefficients and the uncertainty in the applied photon energy spectrum. For the scaling correction the uncertainty was estimated based upon the simulations statistical uncertainties. To estimate the uncertainty for the interpolations on the depth dose curve the uncertainties of the ionisation current measurements and of the graphite densities of the phantom front plates are taken into account.

The newly implemented non-linear drift extrapolations were compared with a linear extrapolation model. The evaluation of a typical measurement (10 runs) with linear and non-linear drift extrapolations showed that the difference between the obtained absorbed doses is within the standard uncertainties of  $K_{ad}$  and  $K_e$  respectively.

The overall standard uncertainty in the determination of absorbed dose rate to water for  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams at the BEV is 0.37 %. This value is comparable to the values stated by other NMI's for the determination of absorbed dose to water with graphite calorimeters. Standard uncertainties between 0.20 % and 0.48 % are reported (22).

## CONCLUSIONS

Based on the study of the correction factors dependence on beam radius one can conclude that the dependence of the gap effect correction factor can be described with an exponential function. This expresses that the corrections converge close to unity with increasing field size. The radial dependence of the scaling correction factor on beam size demonstrates that in the range of beam radii where the measurements are performed no significant dependence on radius can be reported.

For the determination of correction factors, no significant differences between from monoenergetic photon and energy-spectra based simulations have been observed – the results are in agreement within the statistical standard uncertainties. Nevertheless to account for the beam characteristics of the  $^{60}\text{Co}$  teletherapy unit the energy-spectra based calculated correction factors are used to appoint the final graphite calorimeter corrections.

The re-evaluation of the graphite calorimeter correction factors along with the refurbishment and modernisation process required a new determination of the absorbed dose rate to water reference value for  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams. The recently determined reference dose rate is used by the BEV as a primary standard laboratory to provide calibrations of secondary standard dosimeters in terms of absorbed dose to water. Furthermore the BEV participated in the international key comparison for absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  gamma radiation at the Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) in March 2009.

## ACKNOWLEDGEMENTS

The accomplishment of the BEV absorbed dose graphite calorimetry project was promoted by the Physico-technical Testing Service (PTP), which is a partial legal entity of BEV.

The authors wish to thank Dr. Josef Witzani for his encouragement and for his valuable comments.

## REFERENCES

1. Domen, S. R. and Lamperti, J. P. A Heat-loss Compensated Calorimeter: Theory Design and Performance. *J. Res. Nat. Bur. Stand.* 78A (1974).
2. Guerra, A. S., Laitano, R. F. and Pimpinella, M. Characteristics of the absorbed dose to water standard at ENEA. *Phys. Med. Biol.* 41 (1996).
3. Wise, K. N. Monte Carlo Methods used to develop the Australian Absorbed Dose Standard. Australian Radiation protection and Nuclear safety Agency. Technical Report 132 (2001).
4. Seuntjens, J. and Duane, S. Photon absorbed dose standards. *Metrologia* 46 S39–S58 (2009).
5. Andreo, P., Burns, D. T., Hohlfeld, K., Huq, M. S., Kanai, T., Laitano, F., Smyth, V. G., Vynckier, S. Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: an international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water. TRS-398, IAEA Vienna (2000).
6. International Commission on Radiation Units and Measurements. Dosimetry of High-Energy Photon Beams Based on Standards of Absorbed Dose to Water. ICRU Report 64 (2001).
7. International Commission on Radiation Units and Measurements. Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation. ICRU Report 60. (1998).
8. Leitner, A. and Witzani, J. The Realization of the Unit of Absorbed Dose at the Austrian Dosimetry Laboratory Seibersdorf. Internal report OEFZS-4740 (1995).
9. ÖNORM S 5234-3. Clinical dosimetry - Part 3: Ionization chamber dosimetry in teletherapy. (Austrian standard, in German). (2009).
10. Pruitt, J. S. and Loevinger, R. The photon-fluence scaling theorem for Compton-scattered radiation. *Med Phys* 9 (1982).
11. Salvat, F., Fernández-Varea, J.M., Sempau, J. PENELOPE-2006: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. OECD Nuclear Energy Agency, Issy-les-Moulineaux, France (2006)
12. X-5 Monte Carlo Team. MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. LA-UR-03-1987, LA-CP-03-0245, Los Alamos National Laboratory 24. (2005).
13. Witzani, J., Duftschmid, K. E., Strachotinsky, Ch. and Leitner, A. A Graphite Absorbed-Dose Calorimeter in the Quasi-Isothermal Mode of Operation. *Metrologia* 20 73-79 (1984).
14. Witzani, J. and Leitner, A. Standards of Air Kerma at the BEV for  $^{137}\text{Cs}$   $\gamma$  Rays. *Radiat. Prot. Dosimetry* 67(4), 291-294 (1996).
15. Boutillon, M. Volume recombination parameter in ionization chambers. *Phys. Med. Biol.* 43 2061-2072 (1998).
16. Burns, D. T. and Roger, P. Characterization of the BIPM low-energy x-ray facility following a change of x-ray tube and high-voltage generator. BIPM CCRI(I)/01-07 (2007).

17. Boutillon, M. Gap correction for the calorimetric measurement of absorbed dose in graphite with a  $^{60}\text{Co}$  beam. *Phys. Med. Biol.* 34 (1989).
18. Owen, B. and DuSautoy, A. R. Correction for the effect of the gaps around the core of an absorbed dose graphite calorimeter in high energy photon radiation. *Phys. Med. Biol.* 36 (1991).
19. Hubbell, J. H. and Seltzer, S. M. Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements  $Z = 1$  to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest\*. Ionizing Radiation Division, Physics Laboratory National Institute of Standards and Technology Gaithersburg, MD 20899
20. Domen, S.R. Central-Axis  $^{60}\text{Co}$  Ionization Measurements in Graphite As A Function of Phantom Diameter, Depth, and Field Size. NBSIR 77-1203, (1978).
21. DuSautoy, A. R. The UK Primary standard calorimeter for photon-beam absorbed dose measurement. *Phys. Med. Biol.* 41 (1996).
22. Allisy-Roberts, P. J. and Burns, D. T. Summary of the BIPM.RI(I)-K4 comparison for absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  gamma radiation. *Metrologia* 42 06002 (2005).

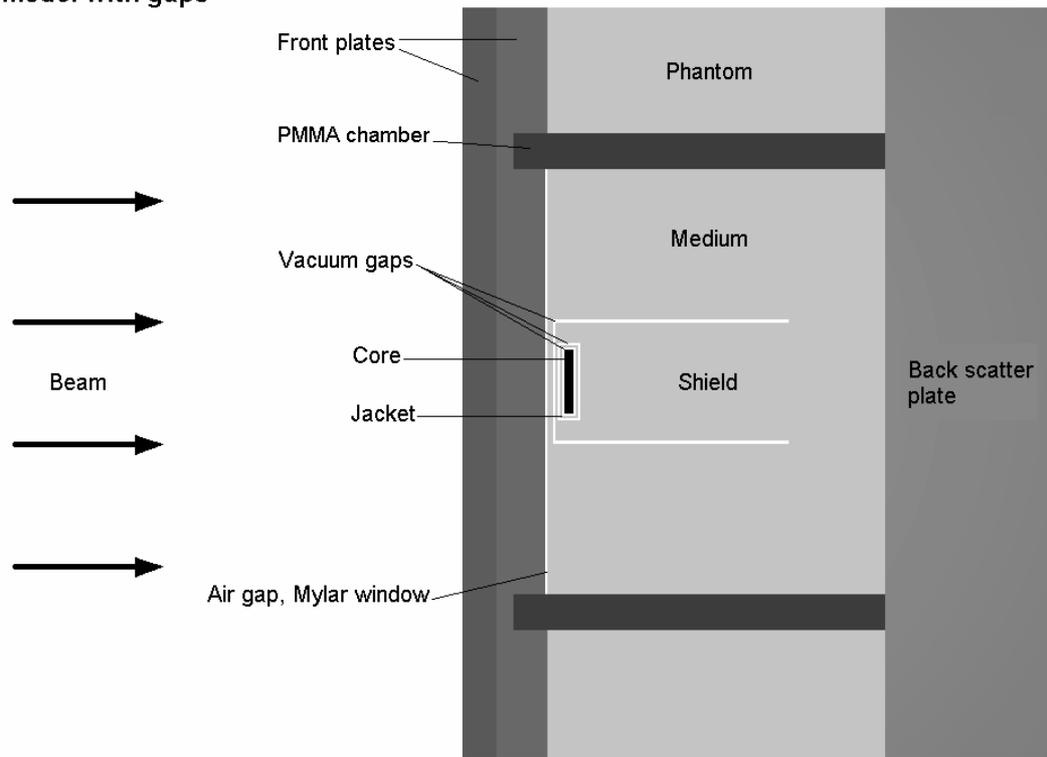
**Table 1.** Correction factors for the operation of the graphite calorimeter in  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams.

Correction factor	“New value”	“Old value”	
correction for the effect of the gaps, $k_{\text{gap}}$	1.0061	1.0040	
air attenuation correction, $k_{\Delta\text{air}}$	0.9971	0.9975	
scaling correction, $k_{\text{gs}}$	0.9998	0.9992	
replacement factor, $p_{\text{w,g}}$	1.015	1.015	
correction for the envelope of the chamber, $k_{\text{ps}}$	1.0006	1.0006	
interpolation on depth dose curve,	$k_{\text{gc}}$	0.9886	0.9884
	$k_{\text{gi}}$	0.9913	0.9919

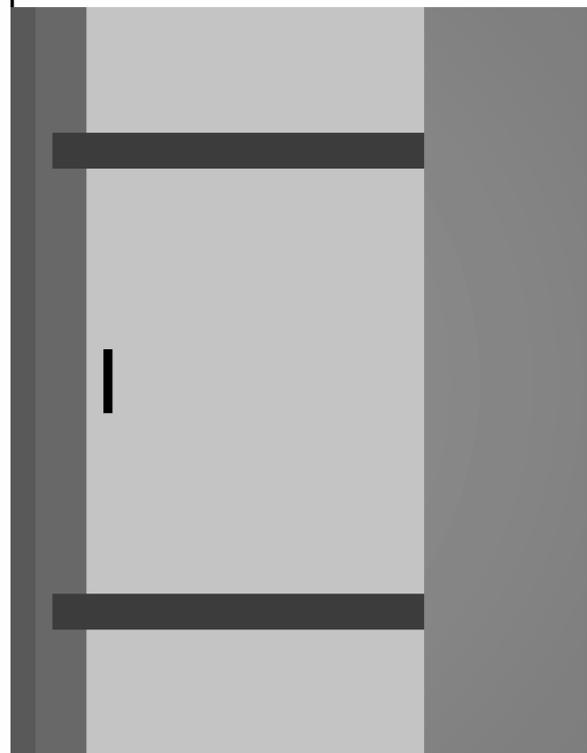
**Table 2.** Graphite calorimeter uncertainty budget for the realisation of the unit of absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams.

Quantity	Type A (%)	Type B (%)	Type A (%)	Type B (%)
<b>Determination of <math>D_g</math></b>	<b>quasi-adiabatic measurement</b>		<b>quasi-isothermal measurement</b>	
core mass, $m_c$	0	0.12	0	0.12
correction factor for quasi-adiabatic operation, $K_{\text{ad}}$	0.05	0	–	–
quasi-adiabatic calibration factor, $k_1$	0.02	0.15	–	–
correction for the effect of the gaps, $k_{\text{gap}}$	0	0.15	0	0.15
interpolation on depth dose curve, $k_{\text{gc}}$	0	0.03	0	0.03
normalisation factor for the reference date, $k_{\text{T}1/2}$	0	0.02	0	0.02
long term stability of dose rate, $k_{\text{stab}}$	0.02	0	0.02	0
electrical power to core, $P_0$	–	–	0	0.15
time when the electrical heaters are switched off, $t_{\text{h,off}}$	–	–	0	0.03
correction factor for quasi-isothermal operation, $K_e$	–	–	0.03	0.01
<b>Combined relative standard uncertainty in <math>D_g</math></b>	<b>0.253</b>		<b>0.251</b>	
<b>quasi-adiabatic or quasi-isothermal:</b>				
<b>Calculation of absorbed dose rate to graphite <math>\dot{D}_g</math></b>				
irradiation time, $t$	0	0,03	0	0,03
<b>Combined relative standard uncertainty in <math>\dot{D}_g</math></b>	<b>0.255</b>		<b>0.253</b>	
<b>Conversion to absorbed dose rate to water <math>\dot{D}_w</math></b>	<b>Method 1: by calculation</b>		<b>Method 2: with chamber CC01-105</b>	
distance source to graphite / water phantom $(R_g/R_w)^2$	0	0.20	–	–
ratio of the mass energy absorption coefficients, $(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{w,g}}$	0	0.10	0	0.10
ratio of the absorbed dose to collision kerma, $\beta_{\text{w,g}}$	0	0.10	0	0.10
air attenuation correction, $k_{\Delta\text{air}}$	0	0.03	–	–
scaling correction, $k_{\text{gs}}$	0	0.02	–	–
depths / chamber position in graphite and in water, $k_{\text{depth}}$	0	0.10	0	0.07
front wall of water phantom, $k_{\text{front}}$	0	0.05	0	0.05
measurement of collected charge ratio, $Q_w/Q_g$	–	–	0.05	0.05
interpolation on depth dose curve, $k_{\text{gi}}$	–	–	0	0.03
replacement factor, $p_{\text{w,g}}$	–	–	0	0.20
correction for the envelope of the chamber, $k_{\text{ps}}$	–	–	0	0.05
<b>Combined relative standard uncertainty conversion:</b>	<b>0.272</b>		<b>0.275</b>	
<b>Combined relative standard uncertainty in <math>\dot{D}_w</math> method 1 or method 2:</b>			<b>0.37</b>	

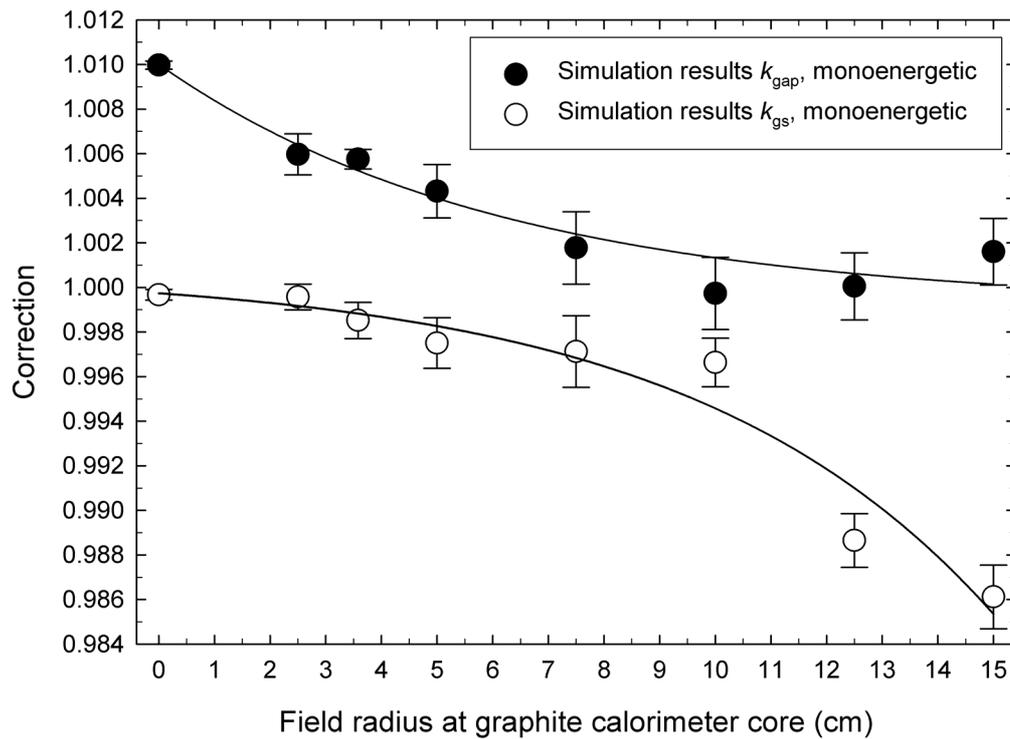
## Monte Carlo model with gaps



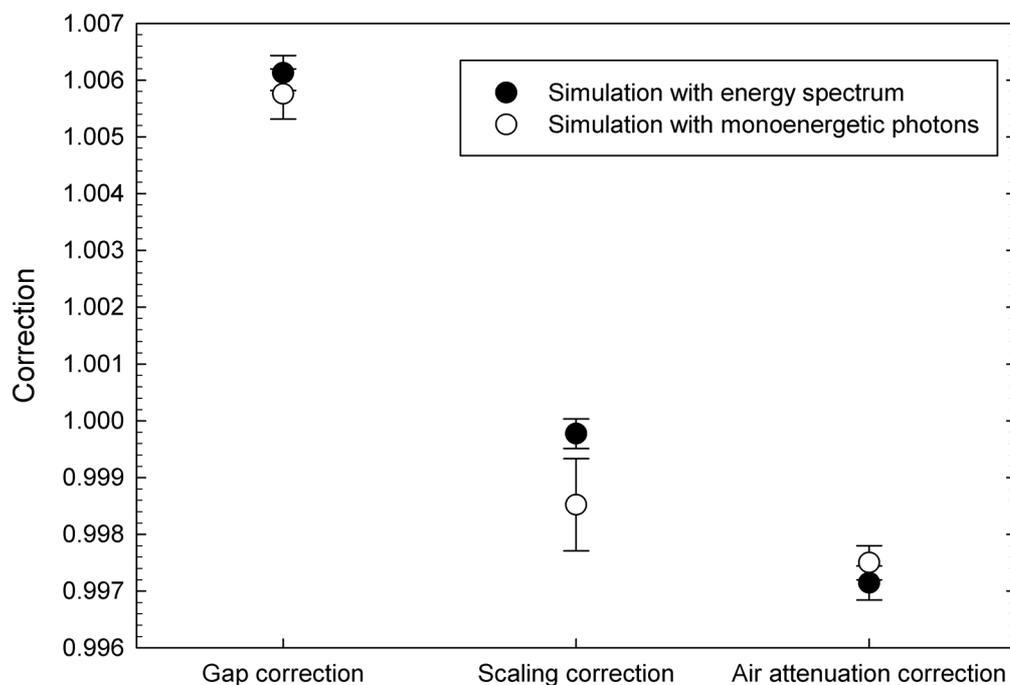
## Monte Carlo model without gaps



**Figure 1.** Schematic representation of the cross section of the graphite calorimeter Monte Carlo geometry models (not to scale, reduced in diameter) used for the determination of the correction for the effect of the gaps. The grey tones indicate the different materials.



**Figure 2.** Graphite calorimeter correction factors for the effect of the gaps and the scaling correction. The calculation is based on Monte Carlo simulations with monoenergetic photons.



**Figure 3.** Comparison of correction factors calculated with monoenergetic photons and with beam models containing the energy spectrum of the  $^{60}\text{Co}$  teletherapy unit.

### 6.2.2 Originalbeitrag in Fachzeitschrift über die Bestimmung von Korrekptions- und Dosiskonversionsfaktoren für hochenergetische Photonenstrahlung

Das nachfolgende *paper* beschreibt die Erweiterung des ursprünglichen Graphit-Kalorimeter-Anwendungsgebiets (Energiedosis-Primärnormal des BEV für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung) hin zu einer direkt-rückführbaren Primärstandard-Dosimetrie hochenergetischer Photonenstrahlungsfelder. Dafür erforderlich war die Bestimmung einer Reihe von der Strahlungsqualität abhängiger Korrektionsfaktoren und Dosiskonversionsfaktoren. Diese wurden hauptsächlich durch Monte Carlo Simulationen erhalten und in Abhängigkeit vom Strahlungsqualitätsindex  $TPR_{20,10}$  ausgewertet. Als Eingangsparameter für die Simulationen wurden die Photonen-Fluenzspektren der Varian Beschleuniger (siehe Kapitel 6.1.2) sowie Spektren aus der Literatur verwendet.

Weiters wird ein detailliertes Unsicherheitsbudget für die Darstellung der Einheit der Wasser-Energiedosis für hochenergetische Photonenstrahlung präsentiert.

# Energy range and application enhancement of the BEV absorbed dose graphite calorimeter: Primary standard dosimetry of high-energy photon beams

submitted to  
**Metrologia**

Journal homepage: <http://iopscience.iop.org/0026-1394>

Article history:  
Received 29 December 2009

**Metrologia**  
Copyright © IOP Publishing 2010.

## Energy range and application enhancement of the BEV absorbed dose graphite calorimeter: Primary standard dosimetry of high-energy photon beams

Andreas Baumgartner<sup>2,3\*</sup>, Andreas Steurer<sup>1</sup> and Franz Josef Maringer<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>BEV - Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen (Federal Office of Metrology and Surveying), Arltgasse 35, 1160 Vienna, Austria

<sup>2</sup>University of Natural Resources and Applied Life Sciences Vienna, LLC-Laboratory Arsenal, Faradaygasse 3, Arsenal 214, 1030 Vienna, Austria

<sup>3</sup>Vienna University of Technology, Atominstytut, Stadionallee 2, 1020 Vienna, Austria

**Short title:** Primary standard dosimetry of high-energy photon beams at the BEV

**Abstract.** A Domen-type absorbed dose graphite calorimeter is used to realize the unit of absorbed dose to water at the Federal Office of Metrology and Surveying (BEV - Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen). Two methods based upon the photon-fluence scaling theorem are used to convert the measured absorbed dose to graphite into absorbed dose to water. The graphite calorimeter was originally designated for absorbed dose determination in <sup>60</sup>Co gamma ray beams. The progress in radiation therapy within the recent years required for extension of the graphite calorimeter application range to enable secondary standard ionization chambers calibrations in terms of absorbed dose to water at high-energy photon beams. Therefore a set of beam quality dependent correction- and conversion factors was required. They were obtained via Monte Carlo simulations with PENELOPE code, measurements - with the graphite calorimeter and ionization chambers - and from literature. Thereby Monte Carlo beam models constitutive on Linac photon energy spectra were used. This paper presents the results of the energy range and application enhancement of the primary standard. The determined correction and conversion factors for high-energy photon beams evaluated as a function of beam quality index  $TPR_{20,10}$  and the uncertainty budget for the primary standard is given. The advance of the graphite calorimeter enables the BEV for the accomplishment of primary standard dosimetry of various high-energy photon beams.

### 1. Introduction

A primary standard absorbed dose graphite calorimeter is used to realize the unit of absorbed dose to water at the Federal Office of Metrology and Surveying (BEV - Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen) which is the National Metrology Institute (NMI) and national authority on legal metrology in Austria. The graphite calorimeter is a Domen-type calorimeter and is in operation since 1983. A detailed description of the graphite calorimeter components, operation/calibration modes can be found in [10], [23]. A review on photon absorbed dose standards used by other NMI's is given in [18]. The graphite calorimeter was originally designated for determination of absorbed dose to water in <sup>60</sup>Co gamma ray beams. The progress in radiation therapy within the recent years forced increased demands on high-energy photon dosimetry (i.e. photons generated with accelerators). To meet the needs the application range of the primary standard was extended, to enable measurements at medical accelerators and ionization chamber calibrations in terms of absorbed dose to water at high-energy photon beams. To conduct the energy range and application enhancement a set of beam quality dependent conversion and correction factors was required. Additionally the graphite calorimeter, the graphite phantom and all corresponding components had to be adapted to the measurement requirements for high-energy photon beams. This was done within a

---

\* Corresponding author. Co-worker in the framework of a Ph.D. thesis which was promoted by the BEV. Tel.:+431798102414; fax:+431798102410; E-mail address: [a.baumgartner@boku.ac.at](mailto:a.baumgartner@boku.ac.at)

refurbishment and modernization process intended to ensure the quality and reliability of the primary standard.

The measurement capacities of the BEV regarding irradiation facilities for photon therapy are limited to a Picker C8M/80  $^{60}\text{Co}$  teletherapy unit. To perform measurements at high-energy photon beams the BEV entered into cooperation with the Wiener Neustadt hospital. The hospital operates the Varian linear accelerators types Clinac 2100C and 2300C/D (nominal accelerator potentials: 4 MV, 6 MV, 10 MV and 15 MV for the generation of photon beams). The accomplishment of the energy range and application enhancement of the graphite calorimeter was executed in a stepwise manner. First of all measurements and simulation studies for the estimation of correction factors were carried out for  $^{60}\text{Co}$  gamma rays to achieve a well founded basis. This lead to the re-evaluation of the BEV absorbed dose rate to water reference value for  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams. Subsequently measurements and Monte Carlo studies for selected high-energy photon beam qualities were performed. This paper presents the results of the energy range and application enhancement of the BEV graphite calorimeter based upon the determined beam quality specific correction and conversion factors.

## 2. Materials and methods

The reference conditions for the realization of the unit of absorbed dose to water are taken according to [2],[8],[9],[10],[14]. The distance from the source to the center of the detector is 110 cm. The field size in air is  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  at a source to surface distance (SSD) of 100 cm to the water phantom. The reference depth in the water phantom is  $10 \text{ g cm}^{-2}$ . The reference conditions for the measurements with the graphite calorimeter and the ionization chamber in the graphite phantom result from application of the photon-fluence scaling theorem for Compton-scattered radiation [16]. The scaling factor  $SF = 1.572$  is used to obtain the required scaled reference distance, field size and measuring depth.  $SF$  is defined as the ratio of the distance in water and the scaled distance in graphite.

### 2.1. Determination of absorbed dose to graphite

Absorbed dose to graphite ( $D_g$ ) measurements at high-energy photon beams are performed in the quasi-adiabatic operation mode [23] of the graphite calorimeter. The evaluation of the measurements is done according to equation (1).

$$D_{g,\text{adiabat.}} = c_p \cdot \Delta T_c = \frac{1}{m_c} \cdot K_{\text{ad}} \cdot k_1 \cdot k_{\text{gap}} \cdot k_{\text{gc}} \cdot k_{\text{bu}} \quad \text{with} \quad K_{\text{ad}} = \left( \frac{\Delta R}{R} + k_2 \cdot \Delta U \right) \quad (1)$$

The energy imparted to the core with mass  $m_c$  and specific heat capacity  $c_p$  causes a temperature rise within the core  $\Delta T_c$ . The heat defect of graphite is neglected, as declared in [8],[18].  $D_g$  is determined by evaluating the change in resistance of the core thermistors  $\Delta R/R$  and the temperature drift correction  $k_2 \cdot \Delta U$ ; these terms are summarized as the correction factor for quasi-adiabatic operation  $K_{\text{ad}}$ . The factor  $k_2$  is the chart calibration factor and  $\Delta U$  is the difference in voltage. The temperature dependent quasi-adiabatic calibration factor  $k_1$  is taken from a linear fit within the graphite calorimeter electrical calibration curve considering the actual temperature working point. Further the correction for the effect of the gaps  $k_{\text{gap}}$  and the correction for the effective graphite calorimeter measurement depth  $k_{\text{gc}}$  are taken into account by the determination of  $D_g$ . The correction for the beam non-uniformity  $k_{\text{bu}}$  is taken as unity and only considered within the uncertainty budget based on the results of the investigations in [11].

For the evaluation of the measurements and electrical calibrations a LabVIEW based evaluation program is used. The program provides automatic non-linear temperature drift extrapolations.

## 2.2. Absorbed dose conversion

The conversion from absorbed dose to graphite to absorbed dose to water  $D_w$  is done by two methods: by calculation according to equation (3) based upon equation (2) and experimental by ionization chamber measurements in the water phantom and the graphite phantom according to equation (4). The first method uses the ratio of the collision kerma described by  $\Psi \cdot (\overline{\mu_{en}} / \rho)$ .  $\Psi$  is the photon energy fluence,  $(\overline{\mu_{en}} / \rho)_{w,g}$  is the ratio of the average mass-energy absorption coefficients and  $\beta$  is the ratio of the absorbed dose to collision kerma.

$$D_w = D_g \cdot \left( \frac{\Psi_w}{\Psi_g} \right) \cdot \left( \frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{w,g} \cdot \beta_{w,g} \quad (2)$$

The conversion procedures are based on the photon-fluence scaling theorem [16]. Thus all source to reference point distances, measuring depths, the phantom size and the field size is scaled in the inverse ratio of the electron densities of water and graphite. This ensures that the energy spectra of the primary and scattered photons and their distribution in angle at the corresponding scaled points of measurement will be the same. Consequently the photon energy fluence ratio equals the inverse square of the distances from the source to the corresponding measuring points  $R_g$  and  $R_w$ , see equation (3).

$$D_w = D_g \cdot \left( \frac{R_g}{R_w} \right)^2 \cdot \left( \frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{w,g} \cdot \beta_{w,g} \cdot k_{\Delta air} \cdot k_{gs} \cdot k_{depth} \cdot k_{bs} \cdot k_{pp} \quad (\text{Method 1}) \quad (3)$$

The corrections applied in equation (3) are: the correction factor  $k_{\Delta air}$  for the difference in air attenuation, the scaling correction  $k_{gs}$ , the correction factor  $k_{depth}$  to consider the depths in graphite and in water, the bremsstrahlung and annihilation radiation correction  $k_{bs}$  and the pair production correction  $k_{pp}$ . According to investigations of [13] the correction  $k_{bs}$  was assumed to be unity and is only considered within the uncertainty budget. The numerical value for the correction  $k_{pp}$  was taken as unity and its uncertainty was estimated based upon the numerical values of the corrections calculated in [13]. For the correction  $k_{depth}$  the value unity is assumed and considered within the uncertainty budget. The conversion method 1 relies on the accurate knowledge of the virtual point source position. In general the estimation of its location can be done experimentally throughout ionization chamber measurements in air along the beam axis or by Monte Carlo simulations or with a combination of both. Since it is intended by the BEV to perform measurements at various accelerators the virtual source location has to be estimated for each beam quality. Therefore the virtual source position is estimated based upon ionization chamber measurements, according to [20] or in combination of measurements with a simple method for calculating the position using the geometry of the flattening filter [12].

The experimental dose conversion method uses an ionization chamber as transfer instrument. Thereby a thin walled PTW ionization chamber type 30012 is used. The collected charge in graphite  $Q_g$  and the collected charge in water  $Q_w$  (both corrected for air density, air humidity and saturation according to [14]) are measured to perform the absorbed dose conversion according to equation (4).

$$D_w = D_g \cdot \frac{Q_w \cdot s_{w,air} \cdot p_{Q,w}}{Q_g \cdot s_{g,air} \cdot p_{Q,g}} \cdot \frac{k_{depth}}{k_{gi}} \quad (\text{Method 2}) \quad \text{with} \quad p_Q = p_{wall} \cdot p_{cav} \cdot p_{dis} \cdot p_{cel} \quad (4)$$

Here,  $s_{w,air}$  and  $s_{g,air}$  are the restricted collision mass stopping power ratios of water to air and graphite to air, derived from [1]. The chamber perturbation correction factors in water  $p_{Q,w}$

and graphite  $p_{Q,g}$  respectively are defined as product of the wall correction factor  $p_{wall}$ , fluence correction factor  $p_{cav}$ , displacement correction factor  $p_{dis}$  and the central electrode correction factor  $p_{cel}$ . The correction  $p_{cel}$  was assumed to be equal for the chamber in the graphite- and water phantom. The factor  $k_{gi}$  corrects for the effective ionization chamber measuring depth in the graphite-phantom. The correction factor  $k_{depth}$  considers in the case of ionization chamber measurements the chamber position in graphite and in water. The value unity was assumed for  $k_{depth}$  and further considered in the uncertainty budget. It should be mentioned that in the case of measurements at  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams the thick walled CC01 ionization chamber is used by applying the cavity theory [10].

### 2.3. Monte Carlo beam models

For the determination of the required graphite calorimeter correction factors the Monte Carlo code system PENELOPE-2006 [17] was used. The code allows the calculation of coupled electron-photon transport in various materials from a few hundred eV to about 1 GeV.

To achieve beam quality specific correction factors it was necessary to consider the radiation field characteristics of irradiation facilities used for measurements. This included the Monte Carlo modelling of Varian Linac treatment heads with the use of PENELOPE penmain code. Thereby photon energy spectra were determined. The spectral photon fluence was scored at two distances: one distance equal to a SSD of 100 cm and one with about 64 cm SSD which corresponds to the scaled SSD used for the graphite calorimeter measurements. The defined scoring planes had cross sections of  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  and  $6.4 \times 6.4 \text{ cm}^2$ , respectively. These spectra constitute the basis of beam models used for the graphite calorimeter specific Monte Carlo simulations to obtain the required correction factors. The determination and verification of these beam models is presented in [4]. Altogether five beam models of high-energy photon beams from Varian Linacs were used for the determination of the gap effect correction, the correction for the difference in air attenuation and the scaling correction. Thereby the 4 MV, 6MV, 10 MV and 15MV photon beams were considered. Additionally a photon beam model calculated with the 10 MV treatment head and 11 MeV electrons was used. Further a 25 MV beam model with the photon energy spectrum of an Elekta SL25 accelerator published in [19] was implemented.

### 2.4. Description and determination of the graphite calorimeter correction factors

The required beam quality specific corrections for the graphite calorimeter were obtained via Monte Carlo simulations and measurements, with the graphite calorimeter itself, and ionization chambers. A major component from the set of correction factors applied to the graphite calorimeter is the correction for the effect of the gaps  $k_{gap}$ , see [5],[15]. The correction factor accounts for the beam perturbation caused by the air gap and the vacuum gaps around the core and the surrounding graphite calorimeter bodies. This correction was determined by Monte Carlo simulations using two geometry models (with and without gaps), according to [5],[15]. In the case of the model without gaps these gaps were filled with graphite. To compensate for this the thickness of the graphite plates in front of the graphite calorimeter core was reduced to ensure that the depth of graphite from the phantom surface to the middle of the core remains the same. For the simulations the electron and positron transport was not considered within the back scatter plate of the graphite phantom. In the other parts of the graphite calorimeter models photon interactions were simulated until their energies fell below 10 keV. Electron and positron interactions were simulated for particle energies exceeding 100 keV. The cut-off energy loss for hard inelastic collisions  $W_{cc}$  was set

to 10 keV and the cut-off  $W_{cr}$  for hard bremsstrahlung emission was set to 5 keV. In this manner about  $5 \times 10^9$  initial photon histories were simulated.

The scaling correction  $k_{gs}$  accounts for the deviation of the graphite phantom dimensions, both in size and shape, from the exact scaling requirements. For the determination of the scaling correction a cylindrical geometry model according to the real graphite calorimeter phantom and one exactly scaled graphite cube was used. They consist of one material and two bodies. These bodies are the core - where the energy deposited is scored - and the surrounding cylindrical or cubic phantom. The simulation parameters were set to neglect electron and positron transport. Photon interactions were simulated for energies exceeding 1 keV to simulate about  $5 \times 10^{10}$  initial photon histories.

The correction factor  $k_{\Delta air}$  accounts for the difference in air attenuation at the corresponding measurement distances as a result of the application of the photon-fluence scaling theorem. For its determination the photon energy fluence was scored at one distance equal to the SSD of the water phantom, and at the corresponding scaled SSD of the graphite phantom. The usage of tabulated attenuation coefficients for air taken from [7] allowed the calculation of mean attenuation coefficients  $\bar{\mu}/\rho$  for the simulated spectra at the reference distances. With these mean attenuation coefficients the air attenuation correction factors  $k_{\Delta air}$  were estimated according to equation (5).

$$k_{\Delta air} = \frac{e^{-\frac{\bar{\mu}}{\rho} \cdot \rho_{air} \cdot R_w}}{e^{-\frac{\bar{\mu}}{\rho} \cdot \rho_{air} \cdot R_g}} \quad \text{with} \quad \frac{\bar{\mu}}{\rho} = \frac{\int_0^{E_{max}} \Psi(E) \cdot \frac{\mu(E)}{\rho} \cdot dE}{\int_0^{E_{max}} \Psi(E) \cdot dE} \quad (5)$$

Here,  $\rho_{air}$  is the density of air,  $\Psi(E)$  is the differential photon energy fluence at the defined scoring planes and  $\mu(E)/\rho$  are the mass attenuation coefficients of air for photons of energy  $E$ . In the case of the 25 MV spectrum from the Elekta SL 25 only a spectrum at one distance was available. Thus the calculation neglects the difference in the mean mass attenuation coefficients at the corresponding distances.

The corrections for the effective measurement depths in graphite  $k_{gc}$  and  $k_{gi}$  account for the required measuring depth of 11.111 g cm<sup>-2</sup> in graphite. This depth cannot be realized exactly with the graphite phantom. The effective graphite calorimeter measuring depth is 10.495 g/cm<sup>2</sup>. In the case of ionization chamber measurements in the graphite phantom an effective measuring depth of 10.565 g/cm<sup>2</sup> can be realized.

### 3. Results and discussion

Within this paper the tissue phantom ratio ( $TPR_{20,10}$ ) is utilized as beam quality index to characterize the high-energy photon beams, see [2],[8],[9],[14]. The Monte Carlo calculated correction factors were evaluated for the application range of the graphite calorimeter as a function of  $TPR_{20,10}$  to be independent of a special Linac. A similar method was applied to the conversion factors which were taken from literature.

#### 3.1. Beam quality specific correction factors

The beam quality specific corrections for the graphite calorimeter were determined by Monte Carlo simulations with use of Linac photon energy spectra. Figure 1 displays the results of the simulations with their statistical standard uncertainties. By this means the results of the gap effect correction, the scaling correction and the correction for the difference in air attenuation

are plotted. The photon beam indices of the beam models used for the calculation of the correction factors reaches from  $TPR_{20,10} = 0.599$  (4 MV) up to  $TPR_{20,10} = 0.790$  (25 MV).

For the gap effect the largest correction was found for the 4 MV photon beam. The corrections magnitude decreases with increasing  $TPR_{20,10}$  according to the energy dependence reported by [15],[22]. The exponential function used to fit the simulation data in the mentioned range indicates that the correction factors converge to a value of about 1.003.

For the scaling correction the simulation results were found to be very close to unity and no significant dependence on beam quality index can be reported. The corrections magnitude is altering around unity in the range of  $k_{gs} = 0.9997$  to 1.0001. Consequently for the correction the value unity is assumed and further considered within the uncertainty budget.

Corrections for the difference in air attenuation closer to unity were found for the higher beam qualities. This can be explained with the lower amount of attenuation due to the increasing mean energy of the photon beams with increasing beam quality index. The simulation results show a similar dependence to the tabulated mass attenuation coefficients for air which show a quiet linear decrease of the attenuation coefficient for energies in the interval of 1–10 MeV. The mean spectral photon energies of the spectra used for the simulations are between 1 and 6 MeV.

The corrections for the effective measuring depth in the graphite phantom  $k_{gc}$  and  $k_{gi}$  are determined by depth dose measurements in graphite individually for each beam quality. Therefore it is necessary to interpolate on the depth dose curves to obtain the correction factor for the required measuring depth. This is performed with the use of the graphite calorimeter itself or with a PTW 30012 ionization chamber by placing additional graphite plates to the graphite phantom.

To obtain graphite calorimeter corrections for different medical high-energy photon beams dependent on beam quality the following types of regression functions are introduced, see figure 1. For the effect of the gaps a three-parameter exponential fit is used based on the relation  $k_{gap} = y_0 + a \cdot \exp(-b \cdot TPR_{20,10})$ . A linear fit was considered appropriate within the concerned range of beam quality for the air attenuation correction, according to  $k_{\Delta air} = y_0 + a \cdot TPR_{20,10}$ . The regression parameters  $y_0$ ,  $a$  and  $b$  are stated in table 1. To indicate the general beam quality dependence of the graphite calorimeter correction factors (for a subsequent dose conversion with Method 1) the total graphite calorimeter specific correction factor  $c_t$  is used, see figure 1. This correction factor is defined as the product of the simulated correction factors  $k_{gap}$ ,  $k_{gs}$  and  $k_{\Delta air}$ . For this correction a three-parameter exponential fit according to  $k_{gap}$  is used. It can be seen that the overall beam quality dependence expressed by  $c_t$  is about 0.3 %. Nevertheless to assign the graphite calorimeter corrections the regression equations for each correction factor are used.

Since the measurement conditions for  $^{60}\text{Co}$  and high-energy photon beams are different it should be mentioned that the introduced regression functions do not provide the correction factors for  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams. Those corrections were considered separately.

The chamber perturbation correction factors in water  $p_{Q,w}$  and graphite  $p_{Q,g}$  defined as product of  $p_{wall} \cdot p_{cav} \cdot p_{dis} \cdot p_{cel}$  are evaluated as follows: The wall correction factor  $p_{wall}$  which accounts for the difference of the chamber wall material to the surrounding phantom medium is taken as unity for measurements in graphite. For the measurements in water the correction  $p_{wall}$  was taken from [24]. The fluence correction factor  $p_{cav}$  is assumed to be unity as declared by [21],[24]. The displacement correction factor  $p_{dis}$  for measurements in water is calculated according to [21]. In graphite,  $p_{dis}$  was obtained by considering the mean graphite density (1.755 g cm<sup>3</sup>) occurring by the ionization chamber measurements in the graphite phantom. The correction factor for the central electrode  $p_{cel}$  is assumed to be equal for the measurements in the graphite- and the water phantom.

### 3.2. Beam quality specific absorbed dose conversion factors

The values for the ratios of  $(\overline{\mu_{en}/\rho})_{w,g}$  and  $\beta_{w,g}$  of water and graphite were taken from [3],[6],[13],[22]. Since it is intended to use the graphite calorimeter at different accelerators the results of all these studies (considering a multitude of photon beams for their evaluation) were considered.

To evaluate  $(\overline{\mu_{en}/\rho})_{w,g}$  and  $\beta_{w,g}$  in dependence of beam quality, in terms of  $TPR_{20,10}$ , the following three-parameter exponential functions are used:  $(\overline{\mu_{en}/\rho})_{w,g} = y_0 + a \cdot \exp(b \cdot TPR_{20,10})$  and  $\beta_{w,g} = y_0 + a \cdot \exp(b \cdot TPR_{20,10})$ . The applied regression parameters are declared in table 1. The restricted collision mass stopping power ratios  $s_{w,air}$  and  $s_{g,air}$  are calculated with use of the third degree polynomials given in [1].

### 3.3. Uncertainty budget

The uncertainty budget of the graphite calorimeter for the determination of absorbed dose in high-energy photon beams is presented in table 2. Within this paper only the new evaluated correction and conversion factors are discussed, since the other contributors to the overall uncertainty are described in [10],[23]. The uncertainties in table 2 refer to a quasi-adiabatic absorbed dose to graphite measurement and to a conversion into absorbed dose to water with both methods.

For the estimation of the correction factors uncertainties the simulations statistical uncertainties, the uncertainties in the Monte Carlo geometry models, the uncertainties of the applied regression functions and the uncertainty for the determination of  $TPR_{20,10}$ , both within the measurement and within the simulation are taken into account. The applied regression functions for the effect of gap and for the air attenuation fit the simulation results better than 0.01 %.

Based upon the results of the investigations in [12],[20] the uncertainty for an estimation of the virtual point source position is considered within the uncertainty budget. It should be mentioned that these estimates lead to significant larger uncertainties than to a detailed determination based upon a combination of experimental and Monte Carlo methods, see [13]. Further should be mentioned that if an external monitor chamber is used for the measurements a backscatter correction is necessary, in particular for application of dose conversion according to Method 1. Since the graphite phantom is placed only a few centimeter in front of the monitor chamber.

The uncertainties of the physical constants ( $(\overline{\mu_{en}/\rho})_{w,g}$ ,  $\beta_{w,g}$ ,  $s_{w,air}/s_{g,air}$ ) used for the absorbed dose conversion are a combination of the published uncertainties of the values and the uncertainty of the implemented fit for the determination of the beam quality specific conversion factors. The introduced regression functions allow to fit the data of  $(\overline{\mu_{en}/\rho})_{w,g}$  with uncertainties of about 0.2 % and respectively  $\beta_{w,g}$  with 0.02 %.

For the uncertainty of the ratio  $p_{Q,w}/p_{Q,g}$  the uncertainties of  $p_{cav} \cdot p_{dis}$  for measurements in graphite and water, derived from the corresponding literature [21], were taken into account. Thereby the stated systematic uncertainty and the uncertainty of the applied empirical formula is considered. Further the uncertainty of  $p_{wall}$  as stated in [24] is included.

The overall uncertainty for the determination of absorbed dose to water (table 2) with the BEV graphite calorimeter at high-energy photon beams is larger than the uncertainties reported in [18] which are in the order of 0.4 % - 0.5 %.

#### 4. Conclusions

The working range of the graphite calorimeter for high-energy photon beams reaches from approximately  $TPR_{20,10} = 0.59$  to about 0.80, see figure 1. Within this range the correction for the effect of the gaps shows the strongest beam quality dependence of about 0.5 % respectively the correction for the difference in air attenuation about 0.2 %. No significant dependence on beam quality was found for the scaling correction. The overall dependence of the correction factors on beam quality and energy spectrum is small in comparison with the graphite calorimeter application range. That implies that the correction factors calculated with the photon energy spectra of the Varian Linacs and the 25 MV spectrum of the Elekta SL25 accelerator (taken representative for typical medical accelerators beams) constitute irradiation facility independent but beam quality index specific regressions functions. A further consideration of simulation results is intended and could be used to improve the accuracy of the implemented regression functions. The implemented regression functions for the evaluation of correction factors and physical constants in dependence on beam quality index allow using the graphite calorimeter at different accelerators beams. However with significant larger uncertainties especially in the conversion factors in comparison to other NMI's which particularly consider the beam characteristics of a special accelerator.

The energy range and application enhancement of the graphite calorimeter provides the methodic basics to enable the BEV for the accomplishment of primary standard dosimetry of various high-energy photon beams. Accordingly secondary standard ionization chamber calibrations in terms of absorbed dose to water at high-energy photon beams can be performed.

A confirmation of the energy range and application enhancement of the graphite calorimeter and thus of the implemented correction and conversion factors is done in the framework of the EURAMET project 1021. This project is intended for the direct comparison of primary standards for absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  and high-energy photon beams. The participating NMI's are: BEV, Swiss Federal Office of Metrology (METAS) and the German Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB). For the comparison exercise the BEV transported the graphite calorimeter primary standardization system to METAS and PTB for operation in the accelerator radiation fields. The measurements were carried out in  $^{60}\text{Co}$  and high-energy photon beams generated by electrons with energies of 4 MeV, 6 MeV, 10 MeV and 15 MeV. The participation on the comparison exercise further demonstrates the feasibility on principle of transporting the graphite calorimeter and providing calibrations of ionization chambers at various accelerators - however it is connected with a big logistic effort.

#### Acknowledgements

The accomplishment of the BEV high-energy absorbed dose graphite calorimetry project was promoted by the Physico-technical Testing Service (PTP), which is a partial legal entity of BEV.

The authors wish to thank Dr. Josef Witzani for his encouragement and for his valuable comments, along with many thanks to all colleagues of the dosimetry laboratory for their support.

The authors are grateful to Prim. Univ.-Doz. Dr. Brigitte Pakisch from the hospital Wiener Neustadt for giving them the opportunity of collaboration and to DI Michael Vejda for his support at the Varian Clinac accelerators.

## References

- [1] Andreo P 1994 Improved calculations of stopping power ratios and their correlation with the quality of therapeutic photon beams. Measurement Assurance in Dosimetry, proceedings of a symposium 335-359, IAEA Vienna.
- [2] Andreo P, Burns D T, Hohlfeld K, Huq M S, Kanai T, Laitano F, Smyth V G, Vynckier S 2000 Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: an international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water. TRS-398, IAEA Vienna.
- [3] Andreo P, Cunningham J R and Hohlfeld K, 1987 Absorbed dose determination in photon and electron beams: an international code of practice. TRS-277, IAEA Vienna. Baumgartner A, Steurer A and Maringer F J 2009 Simulation of photon energy spectra from Varian 2100C and 2300C/D Linacs: Simplified estimates with PENELOPE Monte Carlo models, Applied Radiation and Isotopes 67 2007–2012.
- [4] Boutillon M 1989 Gap correction for the calorimetric measurement of absorbed dose in graphite with a  $^{60}\text{Co}$  beam, Phys. Med. Biol. 34.
- [5] Domen S R and Lamperti J P 1974 A Heat-loss Compensated Calorimeter: Theory Design and Performance, J. Res. Nat. Bur. Stand. 78A.
- [6] Hubbell J H and Seltzer S M Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements  $Z = 1$  to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest\*, Ionizing Radiation Division, Physics Laboratory National Institute of Standards and Technology Gaithersburg, MD 20899.
- [7] ICRU REPORT No 64 2001 Dosimetry of High-Energy Photon Beams Based on Standards of Absorbed Dose to Water, International Commission on Radiation Units and Measurements.
- [8] ICRU REPORT No 60 1998 Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation, International Commission on Radiation Units and Measurements.
- [9] Leitner A and Witzani J 1995 The Realization of the Unit of Absorbed Dose at the Austrian Dosimetry Laboratory Seibersdorf, OEFZS-4740.
- [10] McEwen M R and Duane S 2000 Development of A Portable Graphite Calorimeter for Photons and Electrons, Proceedings of NPL Workshop on Recent Advances in Calorimetric, Absorbed Dose Standards. Workshop held December 8 - 10 1999
- [11] McKenzie A L and Stevens P H 1993 How is photon head scatter in a linear accelerator related to the concept of a virtual source?, Phys Med. Biol. 38 1173-1180.
- [12] Nutbrown R F, Duane S, Shipley D R and Thomas R A S, 2002 Evaluation of factors to convert absorbed dose calibrations from graphite to water for the NPL high-energy photon calibration service, Phys. Med. Biol. 47.
- [13] ÖNORM S 5234-3 2009 Clinical dosimetry - Part 3: Ionization chamber dosimetry in teletherapy (Austrian standard, in German).
- [14] Owen B and DuSautoy A R 1991 Correction for the effect of the gaps around the core of an absorbed dose graphite calorimeter in high energy photon radiation, Phys. Med. Biol. 36.

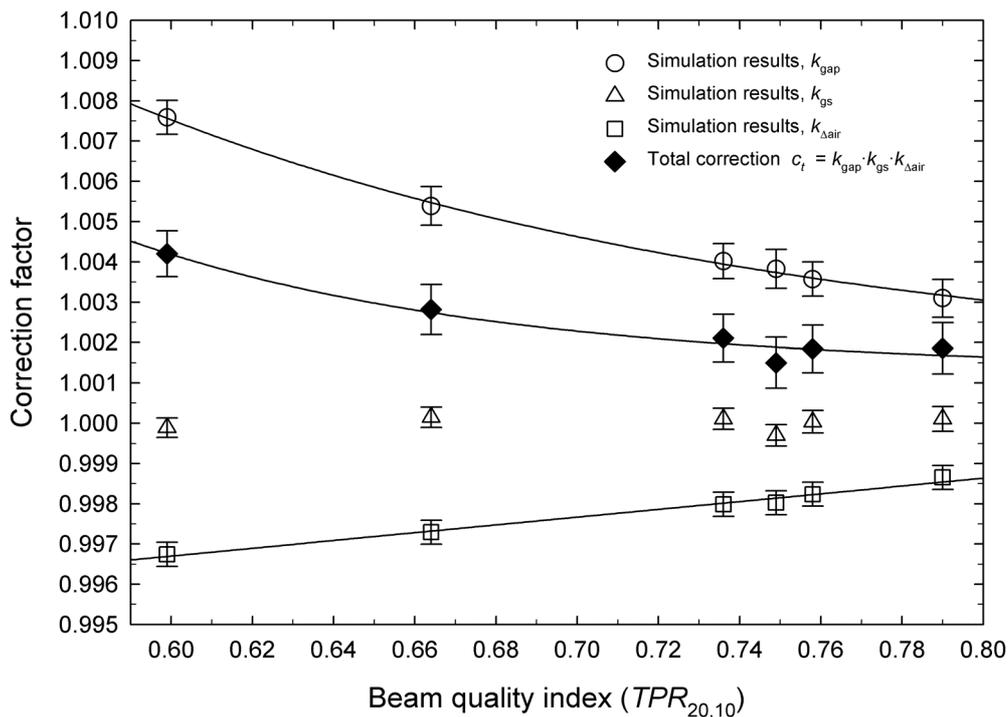
- 
- [15] Pruitt J S and Loevinger R 1982 The photon-fluence scaling theorem for Compton-scattered radiation, *Med Phys* 9.
- [16] Salvat F, Fernández-Varea J M and Sempau J 2006. PENELOPE-2006: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. OECD Nuclear Energy Agency, Issy-les-Moulineaux, France.
- [17] Seuntjens J and Duane S 2009 Photon absorbed dose standards, *Metrologia* 46 S39–S58
- [18] Sheikh-Bagheri D and Rogers D W O 2002 Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code, *Med. Phys.* 29(3) 391-402.
- [19] Tatcher M and Bjärngård B 1992 Head-scatter factors and effective x-ray source positions in a 25-MV linear accelerator, *Med Phys.* 19(3): 685-6.
- [20] Wang L L W and Rogers D W O 2009 The replacement correction factors for cylindrical chambers in high-energy photon beams, *Phys. Med. Biol.* 54 1609–1620
- [21] Wise K N 2001 Monte Carlo Methods used to develop the Australian Absorbed Dose Standard. Australian Radiation protection and Nuclear safety Agency, Technical Report 132.
- [22] Witzani J, Duftschmid K E, Strachotinsky Ch and Leitner A 1984 A Graphite Absorbed-Dose Calorimeter in the Quasi-Isothermal Mode of Operation, *Metrologia* 20 73-79.
- [23] Wulff J, Heverhagen J T and Zink K, 2008 Monte-Carlo-based perturbation and beam quality correction factors for thimble ionization chambers in high-energy photon beams, *Phys. Med. Biol.* 53 2823–2836.

**Table 1.** Calculated regression parameters for the Monte Carlo simulated graphite calorimeter correction factors.

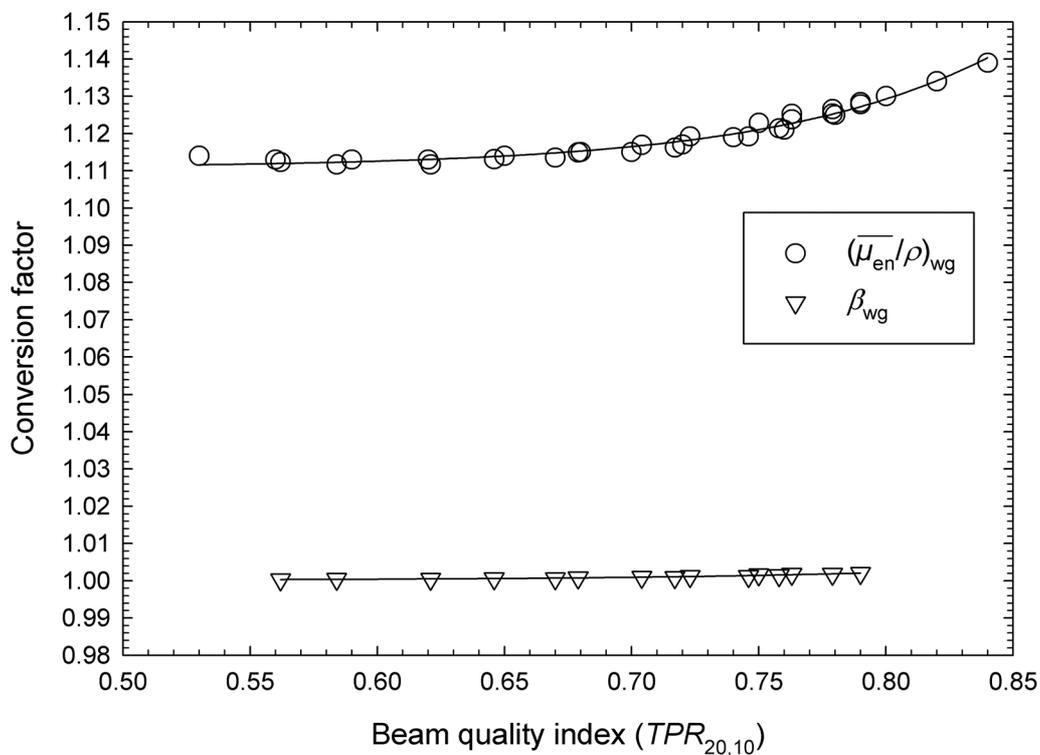
Correction/Conversion factor	Regression parameter		
	$y_0$	$a$	$b$
correction for the effect of the gaps, $k_{\text{gap}}$	1.0012	0.2498	6.1239
air attenuation correction, $k_{\Delta\text{air}}$	0.9909	0.0097	n/a
ratio of the mass-energy absorption coefficients, $(\overline{\mu_{\text{en}}}/\rho)_{\text{w,g}}$	1.1108	$1.4576 \cdot 10^{-6}$	11.8066
ratio of the absorbed dose to collision kerma, $\beta_{\text{v,g}}$	1.0001	$1.0782 \cdot 10^{-6}$	9.5064

**Table 2.** Graphite calorimeter uncertainty budget for the realization of the unit of absorbed dose to water at high-energy photon beams.

Quantity	Uncertainty (%)			
	Type A		Type B	
<b>Quasi-adiabatic determination of <math>D_g</math></b>	Type A		Type B	
core mass, $m_c$	0		0.12	
correction factor for quasi-adiabatic operation, $K_{\text{ad}}$	0.05		0	
quasi-adiabatic calibration factor, $k_1$	0.02		0.15	
correction for the effect of the gaps, $k_{\text{gap}}$	0		0.15	
interpolation on depth dose curve, $k_{\text{gc}}$	0		0.03	
correction for the beam non-uniformity $k_{\text{bu}}$	0		0.10	
irradiation time $t$ (used within the evaluation program)	0		0.03	
<b>Combined relative standard uncertainty in <math>D_g</math></b>	<b>0.272</b>			
<b>Conversion to absorbed dose to water <math>D_w</math></b>	<b>Method 1: by calculation</b>		<b>Method 2: with ionization chamber</b>	
	Type A	Type B	Type A	Type B
distance source to graphite / water phantom $(R_g/R_w)^2$ (virtual point source position)	0	0.30	–	–
ratio of the mass-energy absorption coefficients, $(\overline{\mu_{\text{en}}}/\rho)_{\text{w,g}}$	0	0.28	–	–
ratio of the absorbed dose to collision kerma, $\beta_{\text{v,g}}$	0	0.10	–	–
air attenuation correction, $k_{\Delta\text{air}}$	0	0.03	–	–
scaling correction, $k_{\text{gs}}$	0	0.04	–	–
depths / chamber position in graphite and in water, $k_{\text{depth}}$	0	0.10	0	0.07
bremsstrahlung and annihilation radiation correction $k_{\text{bs}}$	0	0.10	–	–
pair production correction $k_{\text{pp}}$	0	0.05	–	–
measurement of collected charge ratio, $Q_w/Q_g$	–	–	0.05	0.05
ratio of restricted collision mass stopping power $s_{\text{w,air}}/s_{\text{g,air}}$	–	–	0	0.28
ratio of chamber perturbation correction factors $p_{\text{Q,w}}/p_{\text{Q,g}}$	–	–	0	0.32
interpolation on depth dose curve, $k_{\text{gi}}$	–	–	0	0.03
<b>Combined relative standard uncertainty for conversion</b>	<b>0.453</b>		<b>0.440</b>	
<b>Combined relative standard uncertainty in <math>D_w</math></b>	<b>method 1</b>		<b>0.53</b>	
	<b>method 2</b>		<b>0.52</b>	



**Figure 1.** Graphite calorimeter correction factors for high-energy photon beams as a function of  $TPR_{20,10}$ .



**Figure 2.** Ratios of the average mass-energy absorption coefficients  $(\overline{\mu_{en}^- / \rho})_{wg}$  and of the absorbed dose to collision kerma  $\beta_{wg}$  as a function of  $TPR_{20,10}$  required for the absorbed dose conversion.

## 6.3 Energiedosismessungen

### 6.3.1 Messungen im Dosimetrielabor

Die neu berechneten Korrekturfaktoren und die entwickelten Auswertungsmethoden erforderten als direkte Konsequenz die Neu-Festlegung des Referenzwertes für die  $^{60}\text{Co}$  Wasser-Energiedosisleistung der  $^{60}\text{Co}$  Teletherapieanlage. Mit diesem Referenzwert wurde auch am Schlüsselvergleich mit dem Primärnormal des BIPM zur Darstellung der Einheit der Wasser-Energiedosis in  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung teilgenommen.

Die Messungen - zur Festlegung des Wasser-Energiedosisleistung-Referenzwertes  $\dot{D}_{w-\text{Ref}}$  der  $^{60}\text{Co}$  Teletherapieanlage - wurden mit dem Graphit-Kalorimeter quasi-adiabatisch und quasi-isotherm durchgeführt. Die dadurch bestimmte Graphit-Energiedosis wurde anhand der beschriebenen Umrechnungsmethoden in Wasser-Energiedosis konvertiert. In der Abbildung 24 ist der für die Graphit-Kalorimeter-Messungen verwendete Messaufbau dargestellt.

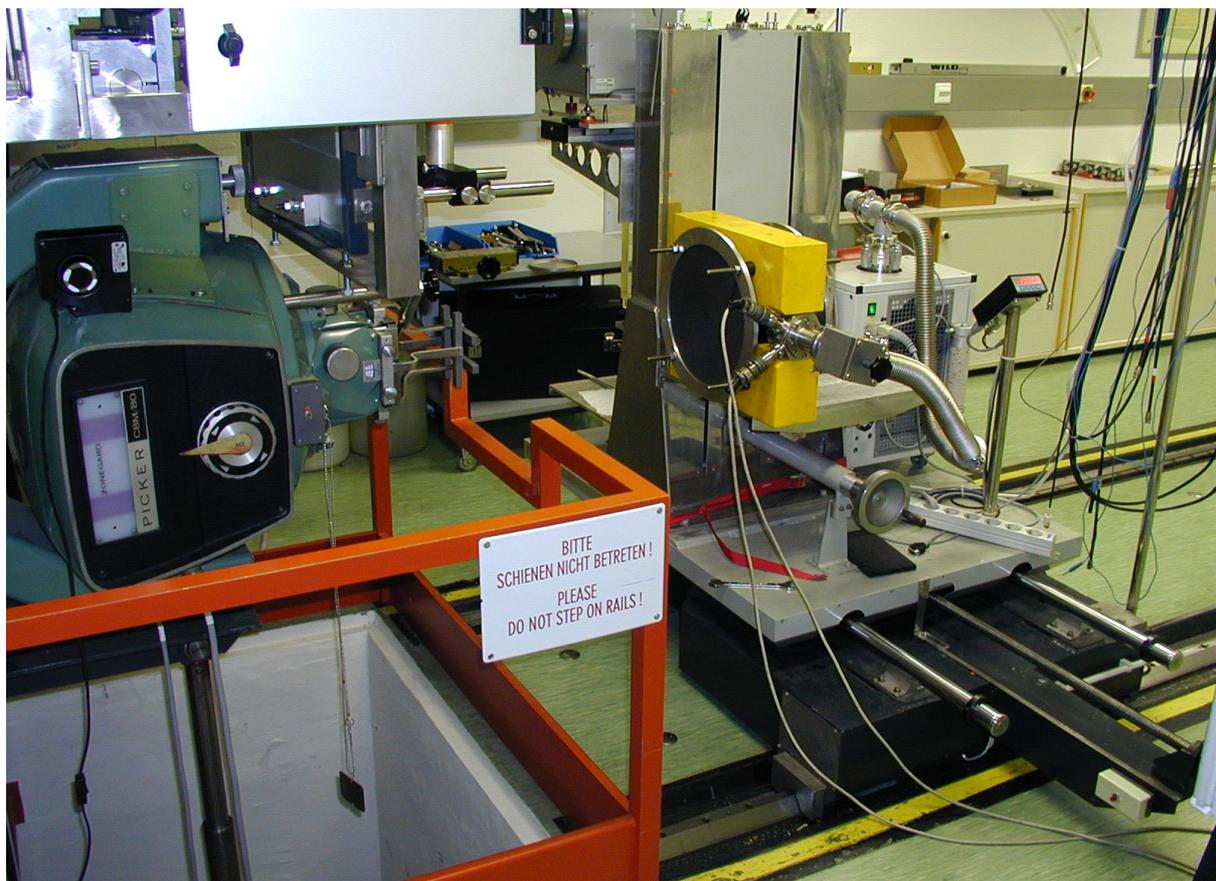
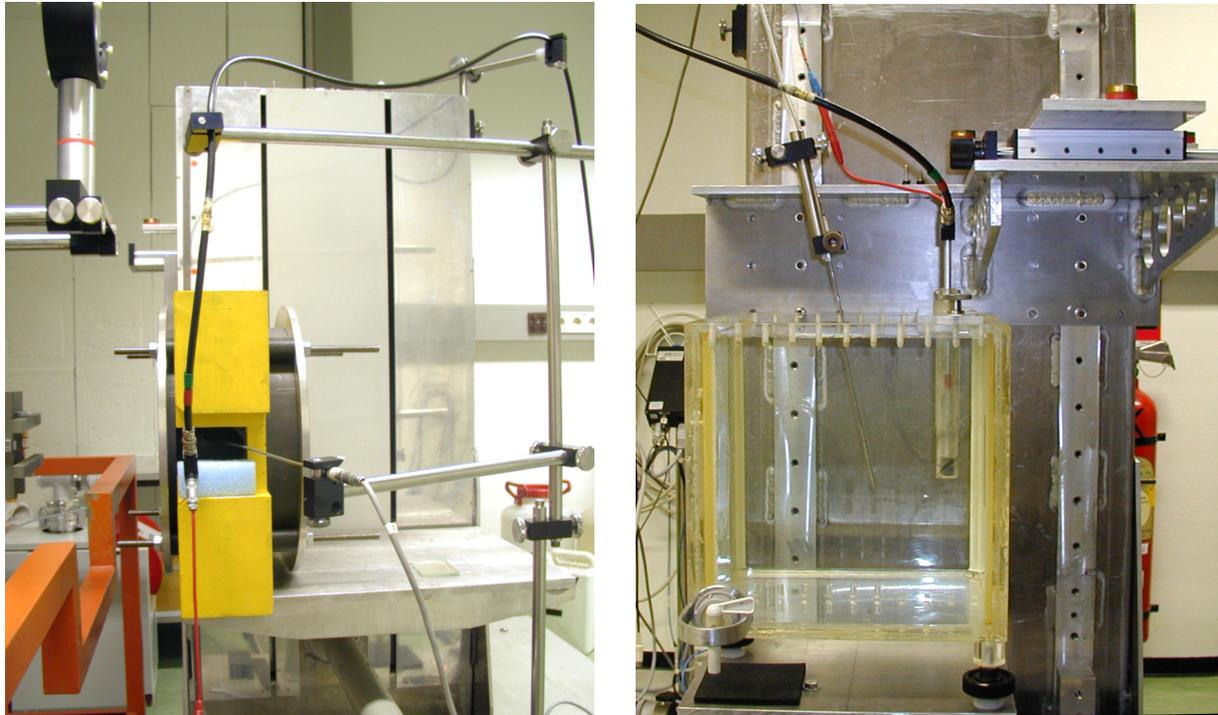


Abbildung 24: Graphit-Kalorimeter Messanordnung an der  $^{60}\text{Co}$  Teletherapieanlage im Dosimetrielabor

Die Messaufbauten für die zur Dosiskonversion erforderlichen Ionisationskammermessungen im Graphitphantom und im Wasserphantom sind in der Abbildung 25 dargestellt. Betreffend die verwendete Ionisationskammer siehe Abbildung 21.



**Abbildung 25: Ionisationskammermessungen im Graphitphantom (Strahlrichtung von links nach rechts) und im Wasserphantom (Strahlrichtung von rechts nach links) an der  $^{60}\text{Co}$  Teletherapieanlage im Dosimetrielabor des BEV**

In der Tabelle 9 sind die Ergebnisse der Messungen dokumentiert. Weiters wird der Unterschied zum bisher verwendeten Referenzwert  $\dot{D}_{\text{w-Ref,alt}}$  angegeben. Bei den angegebenen Messwerten für die quasi-adiabatisch und quasi-isotherm bestimmte Graphit-Energiedosis handelt es sich um Mittelwerte, die aus zehn Einzelmessungen der Dosis resultieren. Die empirische Standardabweichung der Einzelmessungen betrug 0,12 %. Der resultierende Referenzwert  $\dot{D}_{\text{w-Ref}}$  ist mit der erweiterten Messunsicherheit  $U(k=2)$  angegeben.

Tabelle 9: Ergebnisse der Graphit-Kalorimetermessungen zur Festlegung des BEV Referenzwertes für  $^{60}\text{Co}$  Wasser-Energiedosisleistung der Teletherapieanlage

Verfahren	Methode	$\dot{D}_g$ und $\dot{D}_w$ (mGy/s)	$u$ (%)
Graphit-Kalorimetermessungen	quasi-adiabatisch	13,4996	0,255
	quasi-isotherm	13,5002	0,253
	<i>Mittelwert</i>	<i>13,4999</i>	
Dosiskonversion	Methode 1 - rechnerisch	6,0595	0,272
	Methode 2 - experimentell	6,0678	0,275
	<i>Mittelwert</i>	<i>6,064</i>	
<b>Referenzwert <math>\dot{D}_{w\text{-Ref}}</math></b> <b>(Bezugszeitpunkt: 31.12.2004)</b>		<b>6,064</b>	<b>0,74</b>
$\dot{D}_{w\text{-Ref}} / \dot{D}_{w\text{-Ref,alt}}$		1,0006	

### 6.3.2 Messungen im Landesklinikum Wiener Neustadt

Erste Messungen im Strahlungsfeld hochenergetischer Photonen erfolgten am 21.04.2007 und am 28.06.2008 in der Abteilung für Radioonkologie und Strahlentherapie des Landesklinikum Wiener Neustadt. Für die Messungen wurden die Beschleuniger mit den internen Bezeichnungen LINAC 2 (Varian® Clinac 2300C/D) und LINAC 1 (Varian® Clinac 2100C) verwendet. Der Aufbau des Graphit-Kalorimeters und der Auswerteelektronik erfolgte am Tag vor den Messungen direkt im Anschluss an den Patientenbetrieb. Dadurch wurde die ordnungsgemäße Evakuierung des Graphit-Kalorimeters und die Einstellung eines thermischen Gleichgewichtes über Nacht sichergestellt. Abbildung 26 zeigt den Messaufbau zur Bestimmung der Graphit-Energiedosis am Beschleuniger. Die Messungen wurden in Photonenstrahlungsfeldern resultierend aus den nominellen Beschleunigungspotentialen von 4 MV, 6 MV, 10 MV und 15 MV durchgeführt. Der Strahlungsqualitätsindex der Strahlungsfelder lag im Bereich von  $TPR_{20,10} = 0,614$  bis  $TPR_{20,10} = 0,764$ , siehe Tabelle 8.

Die Bestrahlungszeit betrug für alle Graphit-Kalorimeter Einzelmessungen 40 Sekunden. Diese Dauer resultierte aus der am Beschleuniger voreingestellten Dosisleistung von 200 Monitoreinheiten pro Minute. Diese entspricht einer Wasser-Energiedosis von 2 Gy am Ort des Dosismaximums  $d_{\text{max}}$ . Diese Dosis entspricht auch dem Sollwert, auf welchen der Beschleuniger im Rahmen der krankenhausinternen Dosimetrie kalibriert ist.

Bei Messungen am Beschleuniger ist die Verwendung von Monitorkammern erforderlich. Im Fall der Beschleuniger im Landesklinikum Wiener Neustadt wurden die internen Monitorkammern im Beschleunigerkopf verwendet.



Abbildung 26: Graphit-Kalorimeter Messanordnung im Landeskrankenhaus Wien Neustadt

Die Durchführung der Energiedosismessungen erfolgte im quasi-adiabatischen Graphit-Kalorimeter-Betrieb. Zur Bestimmung des Korrekturfaktors für die effektive Graphittiefe im Graphitphantom wurden für alle Strahlungsqualitäten Messungen in unterschiedlichen Graphittiefen durchgeführt, um eine Interpolation auf die  $10 \text{ g/cm}^2$  Wasser entsprechende Graphittiefe zu ermöglichen.

Im Fall der 6 MV und 15 MV Photonenstrahlungsfelder wurden diese Messungen direkt mit dem Graphit-Kalorimeter durchgeführt, für die anderen Strahlungsqualitäten wurde die PTW Ionisationskammer 30001-1355 verwendet.

Die Umrechnung der Graphit-Energiedosis in Wasserenergiedosis erfolgte daher für die Messungen in 6 MV und 15 MV Photonen ausschließlich unter Verwendung der rechnerischen Dosiskonversionsmethode (Methode 1). In der Tabelle 10 und Tabelle 11 sind die Ergebnisse der Messungen für die Photonen Strahlungsqualitäten 4 MV, 6 MV, 10 MV und 15 MV bei Verwendung der Dosiskonversionsmethode 1 angegeben. Die Differenz zwischen der krankenhausinternen Dosimetrie und den Graphit-Kalorimeter Messergebnissen ist mit „Delta“ bezeichnet. Verglichen wurden Werte im Bezug auf die Wasser-Energiedosis in der Tiefe des Dosismaximums  $d_{\text{max}}$ . Die angegebene Messunsicherheit  $U$  ist die des Graphit-Kalorimeters.

Tabelle 10: Ergebnisse der Graphit-Kalorimeter Messungen unter Verwendung von Methode 1 am LINAC 2, LK Wiener Neustadt

Strahlungsqualität	$D_w$ in $d_{max}$ (Gy)	$U(k=2)$ (%)	Delta (%)
6 MV / $TPR_{20,10}=0,667$	2,024	1,5	-1,2
15 MV / $TPR_{20,10}=0,764$	2,030	1,5	-1,4

Tabelle 11: Ergebnisse der Graphit-Kalorimeter Messungen unter Verwendung von Methode 1 am LINAC 1, LK Wiener Neustadt

Strahlungsqualität	$D_w$ in $d_{max}$ (Gy)	$U(k=2)$ (%)	Delta (%)
4 MV / $TPR_{20,10}=0,614$	2,035	1,5	-1,7
10 MV / $TPR_{20,10}=0,740$	2,054	1,5	-2,6

Im Fall der 4 MV und 10 MV Strahlungsfelder wurde auch die experimentelle Dosiskonversionsmethode (Methode 2) angewendet. Somit konnten direkt mit dem Graphit-Kalorimeter Kammerfaktoren  $N_{GK}$  für diese Strahlungsqualitäten ermittelt werden.

Die verwendete Ionisationskammer PTW 30001 wurde auch in  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung an der BEV Teletherapieanlage kalibriert um Kammerfaktoren  $N_{Co-60}$  für  $^{60}\text{Co}$  zu erhalten. Die Kammerfaktoren  $N_Q$  für die Strahlungsqualitäten 4 MV und 10 MV wurden unter Anwendung der Korrekturfaktoren  $k_Q$  gemäß ÖNORM S 5234-3 [79] ermittelt. Der Vergleich der Kammerfaktoren wird in untenstehender Tabelle gezeigt.

Tabelle 12: Vergleich der Kammerfaktoren für 4 MV u. 10 MV Photonen ermittelt gemäß Methode 2 und durch Kalibrierung in  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung auf Basis von ÖNORM S 5234-3

Strahlungsqualität	$N_{GK}$ (Gy/C)	$U(k=2)$ (%)	$N_Q$ (Gy/C)	$U(k=2)$ (%)	Delta (%)
4 MV / $TPR_{20,10}=0,614$	$5,289 \cdot 10^7$	1,1	$5,251 \cdot 10^7$	1,0	-0,7
10 MV / $TPR_{20,10}=0,740$	$5,204 \cdot 10^7$	1,1	$5,148 \cdot 10^7$	1,0	-1,1

Die in der Tabelle 10, Tabelle 11 und Tabelle 12 angegebenen Messergebnisse für die Wasser-Energiedosis beruhen auf jeweils zehn Einzelmessungen der Graphit-Energiedosis. Die empirische Standardabweichung war bei allen Messungen kleiner als 0,16 %. Die angegebenen Ergebnisse der Krankenhaus-Dosimetrie leiten sich von krankenhauses internen Messungen mit an der BEV-<sup>60</sup>Co-Teletherapieanlage kalibrierten Dosimetern des Landesklinikum Wiener Neustadt unter Anwendung der ÖNORM S 5234-3 [79] ab.

## 6.4 Vergleichsmessungen

### 6.4.1 Originalbeitrag in Fachzeitschrift über die Ergebnisse der BIPM Vergleichsmessung für Energiedosis Primärnormale

Im Rahmen einer Vergleichsmessung des Internationalen Büro für Maß und Gewicht (BIPM) erfolgte der Schlüsselvergleich der Primärnormale zur Darstellung der Einheit der Wasser-Energiedosis für <sup>60</sup>Co-Gammastrahlung. Aufbauend auf den Ergebnissen der im Rahmen der Dissertation durchgeführten Arbeiten wurde der Referenzwert für die <sup>60</sup>Co Wasser-Energiedosisleistung der <sup>60</sup>Co Teletherapieanlage neu festgelegt. Mit diesem Referenzwert wurden Ionisationskammern an der BEV-<sup>60</sup>Co-Teletherapieanlage kalibriert. Mit diesen Kammern wurde vom BEV an der Vergleichsmessung teilgenommen.

Der folgende Bericht beschreibt die Durchführung und die Ergebnisse der BIPM-Vergleichsmessung. Dieser Bericht wird - wie alle Ergebnisse - von Schlüsselvergleichsmessungen des BIPM als *paper* im Journal Metrologia (*Technical Supplement*) publiziert.

# Comparison of the standards for absorbed dose to water of the BEV and the BIPM for $^{60}\text{Co}$ gamma radiation

to be published in  
**Metrologia**

Journal homepage: <http://iopscience.iop.org/0026-1394>

Article history:

Draft A Report 2009/07/10

Draft B Report 2010/03/29

***Metrologia*, 2010, 47, Tech. Suppl., 06xxx (submitted)**

Copyright © IOP Publishing 2010.

Draft B Report 2010/03/29

**Comparison of the standards for absorbed dose to water  
of the BEV and the BIPM for  $^{60}\text{Co}$  gamma radiation**

C. Kessler<sup>1</sup>, P.J. Allisy-Roberts<sup>1</sup>, A. Steurer<sup>2</sup>, A. Baumgartner<sup>2\*</sup>  
W.Tiefenboeck<sup>2</sup> and F. Gabris<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Bureau International des Poids et Mesures, F-92312 Sèvres Cedex, France

<sup>2</sup> Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen, A-1160 Vienna, Austria

**Abstract**

A comparison of the standards for absorbed dose to water of the Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen (BEV), Austria, and of the Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) was carried out in the  $^{60}\text{Co}$  radiation beam of the BIPM in March 2009 under the auspices of the key comparison BIPM.RI(I)-K4. The comparison result, based on the calibration coefficients measured for two transfer standards and expressed as a ratio of the BEV and the BIPM standards for absorbed dose to water, is 0.9996 (37). This result replaces the 1994 BEV value of 0.9990 (43) in this key comparison. The degrees of equivalence between the BEV and the other participants in this comparison have been calculated and the results are given in the form of a matrix for the ten national metrology institutes (NMIs) that have published results in this ongoing comparison for absorbed dose to water. A graphical presentation is also given.

**1. Introduction**

An indirect comparison of the standards for absorbed dose to water of the Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen (BEV), Austria and of the Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) has been carried out in  $^{60}\text{Co}$  radiation. The measurements at the BIPM took place in March 2009. This absorbed dose to water comparison replaces the indirect comparison made between the two laboratories in 1994 [1] that was previously registered in the BIPM.RI(I)-K4 key comparison [2].

---

\* Co-worker in the framework of a Ph.D. thesis which was supported by the BEV.

The absorbed dose to water is determined at the BEV using a graphite calorimeter and a graphite cavity ionization chamber type CC01 calibrated directly against the calorimeter [3], [4]. The BIPM primary standard is a parallel-plate graphite cavity ionization chamber [5].

The comparison was undertaken using two ionization chambers of the BEV as transfer standards. The result of the comparison is given in terms of the mean ratio of the calibration coefficients of the transfer chambers determined at the two laboratories under the same reference conditions.

The comparison result has been approved by the Consultative Committee for Ionizing Radiation (CCRI) and the degrees of equivalence between the BEV and the other participants in this ongoing comparison for absorbed dose to water have been evaluated and are presented in the form of a matrix in Section 5. A graphical presentation is also given.

## 2. Determination of the absorbed dose to water

At the BIPM, the absorbed dose rate to water is determined from

$$\dot{D}_{w, \text{BIPM}} = (I/m)(W/e)\bar{s}_{c,a}\Pi k_i, \quad (1)$$

where

$I$	is the ionization current measured by the standard,
$m$	is the mass of air in the ionization chamber,
$W$	is the mean energy expended in dry air per ion pair formed,
$e$	is the electronic charge,
$\bar{s}_{c,a}$	is the ratio of the mean mass stopping powers of graphite and air, and
$\Pi k_i$	is the product of the correction factors to be applied to the standard.

The values of the physical constants and the correction factors entering in (1) are given in [5] together with their uncertainties, the combined relative standard uncertainty being  $2.9 \times 10^{-3}$ . The uncertainty budget is reproduced in Table 1.

**Table 1. Physical constants, correction factors and relative standard uncertainties for the BIPM ionometric standard for absorbed dose to water**

Symbol	Parameter / unit	Value	Relative standard uncertainty <sup>(1)</sup>	
			$s_i$	$u_i$
<i>Physical constants</i>				
$\rho_a$	dry air density (0°C, 101.325 kPa) / kg m <sup>-3</sup>	1.2930	–	0.01
$(\mu_{en}/\rho)_{w,c}$	ratio of mass energy-absorption coefficients	1.1125 <sup>(2)</sup>	0.01 <sup>(2)</sup>	0.14 <sup>(2)</sup>
$s_{c,a}$	ratio of mass stopping powers	1.0030	}	0.11 <sup>(3)</sup>
$W/e$	mean energy per charge / J C <sup>-1</sup>	33.97		
<i>Correction factors</i>				
$k_p$	fluence perturbation	1.1107	0.05	0.17
$k_{ps}$	polythene envelope of the chamber	0.9994	0.01	0.01
$k_{p,f}$	front face of the phantom	0.9996	–	0.01
$k_{rn}$	radial non-uniformity <sup>(4)</sup>	1.0056	0.01	0.03
$k_s$	saturation <sup>(4)</sup>	1.0017	0.01	0.01
$k_h$	humidity	0.9970	–	0.03
<i>Measurement of <math>I/\nu</math></i>				
$\nu$	effective volume / cm <sup>3</sup>	6.8810 <sup>(5)</sup>	0.19	0.03
$I$	ionization current (T, P, air compressibility)	–	–	0.02
	short-term reproducibility (including positioning and current measurement) <sup>(6)</sup>		0.02	–
<i>Combined uncertainty of the BIPM determination of absorbed dose to water rate</i>				
quadratic summation			0.20	0.21
combined relative standard uncertainty				0.29

<sup>(1)</sup> expressed as one standard deviation.

$s_i$  represents the relative uncertainty estimated by statistical methods, type A

$u_i$  represents the relative uncertainty estimated by other methods, type B.

<sup>(2)</sup> included in the uncertainties for  $k_p$ .

<sup>(3)</sup> uncertainty value for the product  $s_{c,a} W/e$ .

<sup>(4)</sup> values for the CISBio beam adopted in November 2007.

<sup>(5)</sup> standard CH4-1.

<sup>(6)</sup> over a period of 3 months. The long-term reproducibility over a period of 15 years,  $u_R$  is 0.0006.

At the BEV, the absorbed dose rate to water is determined by means of a graphite calorimeter. The design and operation of the calorimeter is described in [3], [4] and some pertinent details are given in the following paragraphs. A summary of the components of uncertainty is indicated in Table 2, giving a combined relative standard uncertainty of  $3.7 \times 10^{-3}$ .

The BEV graphite calorimeter is a Domen-type calorimeter [6], intended for quasi-adiabatic and quasi-isothermal [3] mode of operation. The calibration of the instrument can be made quasi-adiabatically or heat-loss compensated. The graphite calorimeter was designed and implemented by Witzani et al. at the Austrian Research Center, Seibersdorf, and is in operation since 1983. The realization of the unit absorbed dose to water is based upon absorbed dose to graphite measurements according to (2) and (3):

$$D_{g,adiabat.} = \frac{1}{m_c} \cdot \left( \frac{\Delta R}{R} + k_2 \cdot \Delta U \right) \cdot k_1 \cdot k_{gap} \cdot k_{gc} \cdot k_{T1/2} \cdot k_{stab} \quad (2)$$

$$D_{g,\text{isotherm}} = \frac{1}{m_c} \cdot \left[ \left( \frac{\Delta R}{R} + k_2 \cdot \Delta U \right) \cdot k_1 + P_0 \cdot t \right] \cdot k_{\text{gap}} \cdot k_{\text{gc}} \cdot k_{T1/2} \cdot k_{\text{stab}}, \quad (3)$$

where

$D_g$	is the absorbed dose to graphite,
$m_c$	is the mass of the core,
$\Delta R/R$	is the change in resistance,
$k_2$	is the chart calibration factor,
$\Delta U$	is the difference in voltage,
$k_1$	is the quasi-adiabatic calibration factor,
$k_{\text{gap}}$	is the correction for the effect of the vacuum gaps,
$k_{\text{gc}}$	is the correction for the effective measurement depth in graphite,
$k_{T1/2}$	is the normalization factor for the reference date and time,
$k_{\text{stab}}$	is the correction for the long term stability of the dose rate and
$P_0$	is the normalization factor for the reference date and time.

The resulting absorbed dose rate to graphite  $\dot{D}_g$  is the quotient of the absorbed dose to graphite  $D_g$  and the irradiation time  $t$ .

The conversion from absorbed dose rate to graphite to absorbed dose rate to water is made using two methods based on the photon fluence scaling theorem.

The conversion by the calculation method uses the inverse square law, according to (4) and the experimental method uses an ionization chamber as a transfer instrument, expressed by (5):

$$\dot{D}_w = \dot{D}_g \cdot \left( \frac{R_g}{R_w} \right)^2 \cdot \left( \frac{\overline{\mu_{\text{en}}}}{\rho} \right)_{w,g} \cdot \beta_{w,g} \cdot k_{\Delta\text{air}} \cdot k_{\text{gs}} \cdot k_{\text{depth}} \cdot k_{\text{front}}, \quad (4)$$

$$\dot{D}_w = \dot{D}_g \cdot \frac{I_w}{I_g} \cdot \left( \frac{\overline{\mu_{\text{en}}}}{\rho} \right)_{w,g} \cdot \frac{1}{k_{\text{gi}}} \beta_{w,g} \cdot p_{w,g} \cdot k_{\text{ps}} \cdot k_{\text{depth}} \cdot k_{\text{front}} \quad (5)$$

where

$\dot{D}_w$	is the absorbed dose rate to water,
$R_g/R_w$	is the ratio of the source to reference point distances in graphite and water,
$(\overline{\mu_{\text{en}}}/\rho)_{w,g}$	is the ratio of the average mass energy-absorption coefficients,
$\beta_{w,g}$	is the ratio of the absorbed dose to collision kerma of water and graphite,
$k_{\Delta\text{air}}$	is the correction for the difference in air attenuation,
$k_{\text{gs}}$	is the correction for the deviation of the size and shape of the graphite phantom from the scaling requirements,
$k_{\text{depth}}$	considers the depths in graphite and in water and respectively the chamber position in graphite and in water in case of ionization chamber measurements,
$k_{\text{front}}$	is the correction for the front wall of the water phantom,
$I_w$	is the ionization current in water ( $T$ , $P$ , air compressibility),
$I_g$	is the ionization current in graphite ( $T$ , $P$ , air compressibility)
$k_{\text{gi}}$	is the correction for the effective measurement depth in graphite,
$p_{w,g}$	is the replacement factor, and
$k_{\text{ps}}$	is the correction for the envelope of the CC01-105 chamber.

The correction factors  $k_{\text{gap}}$ ,  $k_{\Delta\text{air}}$  and  $k_{\text{gs}}$  were determined by Monte Carlo simulations with the PENELOPE-2006 code, see [4]. The simulations make use of the Monte Carlo calculated energy spectrum of the BEV teletherapy unit.

For the determination of absorbed dose rate to water both methods for the measurement of absorbed dose rate to graphite are used. The conversion is also made by both methods and the mean value of the four results is used to assign the BEV absorbed dose rate to water reference value.

**Table 2. Physical constants and correction factors entering in the BEV determination of the absorbed dose rate to water at  $5 \text{ g cm}^{-2}$ , and estimated relative standard uncertainties**

Source of uncertainty	Value	Relative standard uncertainty	
		100 $s_i$	100 $u_j$
<i>Determination of <math>(\dot{D}_g)_{\text{BEV}}</math></i>			
calorimetric measurement of absorbed dose rate in graphite at $5.56 \text{ g cm}^{-2}$ (see [4])	–	–	0.25
irradiation time	–	–	0.03
interpolation on BEV depth dose curve: calorimeter	0.9886	–	0.03
<i>Conversion to absorbed dose rate to water by calculation (method 1)</i>			
distance from the source to the phantom	–	–	0.20
depths in graphite and in water	–	–	0.10
front wall of water phantom	–	–	0.05
air attenuation correction	0.9971	–	0.03
scaling correction	0.9998	–	0.02
<i>Conversion to absorbed dose rate to water with ionization chamber CCI(method 2)</i>			
measurement of ionization current ratio	–	0.05	0.05
chamber position in graphite and in water	–	–	0.07
envelope of the chamber	1.006	–	0.05
front wall of the water phantom	–	–	0.05
replacement factor	1.0150	–	0.20
interpolation on BEV depth dose curve: CC01	0.9913	–	0.03
<i>Physical constants</i>			
$(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{w,g}}$ ratio of mass energy-absorption coefficients	1.1123	–	0.10
$\beta_{\text{w,g}}$ ratio of the absorbed dose to collision kerma of water and graphite	1.0003	–	0.10
<i>Uncertainty in <math>(\dot{D}_w)_{\text{BEV}}</math> (method 1 or method 2)</i>			
quadratic summation		0.05	0.37
<i>combined relative standard uncertainty in <math>D_{\text{w,BEV}}</math></i>			0.37

*Reference conditions*

Absorbed dose to water is determined at the BIPM and the BEV under reference conditions defined by the CCRI, previously known as the CCEMRI [7]:

- the distance from the source to the reference plane (centre of the detector) is 1 m;
- the field size in air at the reference plane is 10 cm × 10 cm, the photon fluence rate at the centre of each side of the square being 50 % of the photon fluence rate at the centre of the square; and
- the reference depth in the water phantom is 5 g cm<sup>-2</sup>.

For the BEV graphite calorimeter measurements and the ionization chamber measurements in the graphite phantom, the required source to reference point distances, measuring depths and field size are obtained by application of the photon fluence scaling theorem [8].

*Reference values*

The  $\dot{D}_{w,BIPM}$  value is taken from the mean of the four measurements made around the period of the comparison. The value is given at the reference date of 2009-01-01, 0 h UTC as is the ionization current of the transfer chambers. The half-life of <sup>60</sup>Co was taken as 1925.21 days ( $\lambda = 0.29$  days) [9].

The value of  $\dot{D}_{w,BEV}$  used for the comparison is the mean of several measurements made over a longer period in 2007 and 2008 using both methods to measure  $D_g$  and both conversion methods. The BEV reference value of 6.064 mGy/s [4] is normalized to the laboratory reference date 2004-12-31 using the same half-life [9].

### 3. The transfer chambers and their calibration

The comparison of the BEV and BIPM standards was made indirectly using the calibration coefficients  $N_{D,w}$  for the two transfer chambers given by

$$N_{D,w,lab} = \dot{D}_{w,lab} / I_{lab} \quad (6)$$

where  $\dot{D}_{w,lab}$  is the water absorbed dose rate at each lab and  $I_{lab}$  is the ionization current of a transfer chamber measured at the BEV or the BIPM. The current is corrected for the effects and influences described in this section.

The ionization chambers NE 2571 serial number 1050 and NE 2561 serial number 276, both belonging to the BEV, were the transfer chambers used for this comparison. Their main characteristics are listed in Table 3. These chambers were calibrated over several months at the BEV before and after the measurements at the BIPM.

The experimental method for calibrations at the BEV is described in [10] and that for the BIPM in [11] and the essential details are reproduced here.

**Table 3. Characteristics of the BEV transfer chambers**

Characteristic/Nominal values		NE 2571-1050	NE 2561-276
Dimensions	Inner diameter	6.3 mm	7.5 mm
	Wall thickness	0.35 mm	0.5 mm
	Cavity length	24.0 mm	9.22 mm
	Tip to reference point	13 mm	5 mm
Electrode	Length	21.0 mm	6.4 mm
	Diameter	1.0 mm	1.7 mm (hollow)
Volume	Air cavity	0.60 cm <sup>3</sup>	0.30 cm <sup>3</sup>
Wall	Material	graphite	graphite
	Density	1.7 g cm <sup>-3</sup>	1.7 g cm <sup>-3</sup>
Voltage applied to outer electrode	Negative polarity	200 V	200 V

#### *Positioning*

At each laboratory the chambers were positioned with the stem perpendicular to the beam direction and with the same orientation (text or line on the stem of the chambers facing the source and marking on the sleeves facing away the source).

#### *Applied voltage and polarity*

A collecting voltage as indicated in Table 3 was applied to the outer electrode of each chamber at least 30 min before measurements were made. No polarity correction was applied as both laboratories apply the same polarity.

#### *Volume recombination*

Volume recombination is negligible at a dose rate of less than 15 mGy s<sup>-1</sup> for these chambers at these polarizing voltages, and the initial recombination loss will be the same in the two laboratories. Consequently, no correction for recombination was applied.

#### *Charge and leakage measurements*

The charge  $Q$  collected by each transfer chamber was measured using a Keithley electrometer, model 642 at the BIPM. At the BEV, the current was also measured using a Keithley electrometer. The chambers were pre-irradiated for at least 20 min ( $\approx 10$  Gy) at the BEV and for at least 30 min ( $\approx 10$  Gy) at the BIPM before any measurements were made.

The ionization current measured from each transfer chamber was corrected for the leakage current at the BIPM as well as at the BEV. This correction was less than  $2 \times 10^{-4}$  in relative value.

#### *Ambient conditions*

During a series of measurements, the water temperature is measured for each current measurement and was stable to better than 0.01 °C at the BIPM and 0.05 °C at the BEV. The ionization current is normalized to 293.15 K and 101.325 kPa at both laboratories.

Relative humidity is controlled at  $(50 \pm 5)$  % at both the BIPM and  $(50 \pm 10)$  % at the BEV. Consequently, no correction for humidity is applied to the ionization current measured.

*Radial non-uniformity correction*

At the BEV, no correction is applied to the ionization current for the radial non-uniformity of the beam over the section of the transfer chambers as the beam non-uniformity is better than 0.1 %. At the BIPM, the corrections applied to the ionization current would only be 1.0002 for the NE 2561 and 1.0008 for the NE 2571, each with an uncertainty of  $2 \times 10^{-4}$ . Consequently, no non-uniformity correction is made.

*PMMA phantom window and sleeve*

Both laboratories use a horizontal radiation beam and, at the BIPM, the thickness of the PMMA front window of the phantom is included as a water-equivalent thickness in  $\text{g cm}^{-2}$  when positioning the chamber. In addition, the BIPM applies a correction factor  $k_{\text{pf}}$  (0.9996) that accounts for the non-equivalence to water of the PMMA in terms of interaction coefficients. At the BEV, the reference depth is  $5 \text{ g cm}^{-2}$ . This reference depth is the same for both the standard and the transfer chambers. Individual waterproof sleeves of PMMA were supplied by the BEV for each NE chamber. The same sleeves were used at both laboratories and, consequently, no correction for the influence of each sleeve was necessary at either laboratory.

*Uncertainties*

Contributions to the relative standard uncertainty of  $N_{D,w,\text{lab}}$  are listed in Table 4. The two laboratories determine absorbed dose by methods that are quite different. Nevertheless, some correlation exists in the values used for  $(\bar{\mu}_{\text{en}}/\rho)_{w,c}$  and  $\beta_{w,c}$ . In accordance with the analysis used for the existing data in the BIPM.RI(I)-K4 comparison [2], these are taken to have correlation coefficients  $f_k = 0.95$  and  $f_k = 0.7$ , respectively. Consequently, the combined uncertainty of the result of the comparison is obtained by summing in quadrature the uncertainties of  $\dot{D}_{w,\text{BIPM}}$  and  $\dot{D}_{w,\text{BEV}}$ , taking correlation into account and including the contributions arising from the use of transfer chambers. These latter terms include the uncertainties of the ionization currents measured, the distance to the reference plane and the depth positioning.

The relative standard uncertainty of the mean ionization current measured with each transfer chamber over the short period of calibration was estimated to be  $10^{-4}$  (two calibrations with repositioning, in series of 30 measurements for each chamber) at the BIPM. At the BEV the calibration of each chamber was repeated twice with repositioning before and after the measurements at the BIPM. The relative standard uncertainty of the mean normalized ionization current measured at the BEV with a given transfer chamber over the several months required for this comparison was typically better than  $2 \times 10^{-4}$ .

**Table 4. Estimated relative standard uncertainties of the calibration coefficient,  $N_{D,w,lab}$ , of the transfer chambers and of the comparison result,  $R_{D,w}$**

Relative standard uncertainty of	BEV		BIPM	
	100 $s_i$	100 $u_i$	100 $s_i$	100 $u_i$
Absorbed dose rate to water (tables 1 and 2), $u_{Dw}$	0.05	0.37	0.20	0.21
Ionization current of the transfer chambers	0.02	0.05	0.01	0.02
Distance	–	–	0.02	–
Depth in water	–	0.02	0.02	0.06
Normalization $T, P$	–	0.01	–	–
<b>Relative standard uncertainties of <math>N_{D,w,lab}</math></b>				
quadratic summation	0.05	0.37	0.20	0.22
combined uncertainty	0.38		0.30	
<b>Relative standard uncertainties of <math>R_{D,w}</math></b>				
quadratic summation	0.21		0.39	
combined uncertainty, $u_R$	0.44			

#### 4. Results of the comparison

The result of the comparison,  $R_{D,w}$ , is expressed in the form

$$R_{D,w} = N_{D,w, BEV} / N_{D,w, BIPM} , \quad (7)$$

in which the average value of measurements made at the BEV prior to those made at the BIPM (pre-BIPM) and those made afterwards (post-BIPM) for each chamber is compared with the mean of the measurements made at the BIPM. Table 5 lists the relevant values of  $N_{D,w}$  for each chamber at the stated reference conditions.

**Table 5. Results of the comparison**

Transfer Chamber	$N_{D,w, BEV}^*$ / Gy $\mu C^{-1}$ pre-BIPM	$N_{D,w, BIPM}$ / Gy $\mu C^{-1}$	$N_{D,w, BEV}^*$ / Gy $\mu C^{-1}$ post-BIPM	$N_{D,w, BEV}$ / Gy $\mu C^{-1}$ overall mean	$R_{D,w}$	$u_{R, NMI}$
NE 2561-276	103.656	103.568	103.594	103.625	1.0005	0.0044
NE 2571-1050	45.376	45.433	45.362	45.369	0.9986	0.0044
Mean values					<b>0.9996</b>	<b>0.0044</b>

\* Correction for ion recombination normally applied at the BEV was not included here, as the correction is the same at both laboratories.

The comparison result is taken as the unweighted mean value for both transfer chambers,  $R_{D,w} = 0.9996$  with a combined standard uncertainty for the comparison of 0.0044, demonstrating the agreement between the two absorbed dose to water standards.

## 5. Comparison with other National Metrology Institutes

### *Comparison of a given NMI with the key comparison reference value*

Comparisons of absorbed dose to water at the BIPM have been undertaken since 1988. A summary report of the most recent comparisons, including the previous comparison with the BEV, is given in [2]. Subsequent comparisons with the LNE-LNHB, PTB, VSL, ENEA, VNIIFTRI and the NRC have been published [12], [13], [14], [15], [16] and [17] and the results are available in the key comparison database (KCDB) of the CIPM MRA [18].

The degree of equivalence of a given measurement standard,  $D_i$ , is the degree to which this standard is consistent with the key comparison reference value (KCRV) [18]. The degree of equivalence is expressed quantitatively in terms of the deviation of the comparison result from the key comparison reference value and the expanded uncertainty of this deviation ( $k = 2$ ).

Following a decision of the CCRI, the BIPM determination of the dosimetric quantity is taken as the key comparison reference value (KCRV), for each of the CCRI radiation qualities. It follows that for each NMI  $i$  having a BIPM comparison result  $R_{D,w,i}$  (denoted  $x_i$  in the KCDB) with combined standard uncertainty  $u_i$ , the degree of equivalence with respect to the reference value is given by a pair of terms:

$$\text{the relative difference } D_i = (D_{wi} - D_{w,BIPMi}) / D_{w,BIPMi} = R_{D,w,i} - 1 \quad (8)$$

and the expanded uncertainty ( $k = 2$ ) of this difference,

$$U_i = 2 u_i. \quad (9)$$

The results for  $D_i$  and  $U_i$ , are usually expressed in mGy/Gy.

Table 6 gives the values for the NMI absorbed dose uncertainty  $u_{Dw,i}$ , the  $D_i$  and  $U_i$  for each NMI,  $i$  taken from [2], [12], [13], [14], [15], [16] and [17] and this report, using (8) and (9), and forms the basis of the entries in the KCDB of the CIPM MRA. These data are presented graphically in Figure 1 where the black squares indicate results that date prior to 1999; note that the NPL has undertaken a comparison more recently and the result is awaiting publication. The results of a published SIM comparison are also presented [19] in the graph. Note that the data presented in the tables and graph, while correct at the time of publication of the present report, will become out-of-date as NMIs make new comparisons. The formal results under the CIPM MRA are those given in the KCDB where the NMI acronyms are also given.

**Table 6. Degrees of equivalence of each NMI's measurement standard**

<i>NMI, i</i>	Year	$u_{Dw,i} \times 10^{-3}$	$D_i \times 10^{-3}$	$U_i \times 10^{-3}$
ARPANSA	1997	2.0	2.4	6.0
LSDG <sup>1</sup>	1999	6.6	-5.2	14.8
METAS	2000	4.1	-0.1	10.8
MKEH <sup>2</sup>	2001	4.8	-1.7	9.6
LNE-LNHB <sup>3</sup>	2003	4.6	-3.0	10.6
PTB	2005	2.0	-3.9	7.4
VSL <sup>4</sup>	2005	3.9	-7.4	9.8
ENEA	2009	3.6	-0.1	8.8
VNIIFTRI	2009	4.0	-2.4	8.6
NRC	2009	4.1	-2.0	10.4
BEV	1990	7.6	-6.6	16.2
BEV	1994	3.7	-1.0	8.6
<b>BEV</b>	<b>2009</b>	<b>3.7</b>	<b>-0.4</b>	<b>8.8</b>

*Comparison of any two NMIs with each other*

The degree of equivalence,  $D_{ij}$ , between any pair of NMIs,  $i$  and  $j$ , is expressed as two terms, the difference

$$D_{ij} = D_i - D_j = R_i - R_j \quad (10)$$

and the expanded uncertainty ( $k = 2$ ) of this difference,  $U_{ij} = 2 u_{ij}$ , where

$$u_{ij}^2 = u_{c,i}^2 + u_{c,j}^2 - \sum_k (f_k u_{k,corr})_i^2 - \sum_k (f_k u_{k,corr})_j^2 \quad (11)$$

of which the final two terms take into account the correlations between the primary standard methods.

The matrix of degrees of equivalence takes into account the correlations between each pair of NMIs as indicated in (11). The common components of the uncertainty budgets for the BEV and the other NMIs with graphite calorimeters are given in Table 7. In this table,  $u_{Dw,NMI}$  is the combined standard uncertainty of the NMI primary standard (all components being included),  $u_{transfer}$  is the combined standard uncertainty associated with the transfer standard and  $u_{c,NMI}$  is the combined standard uncertainty for an absorbed dose to water calibration by the NMI; all uncertainties being in relative value.

<sup>1</sup> This Belgium laboratory is not a designated institute

<sup>2</sup> Previously known as the OMH

<sup>3</sup> Previously known as the BNM-LNHB

<sup>4</sup> Previously known as the NMI

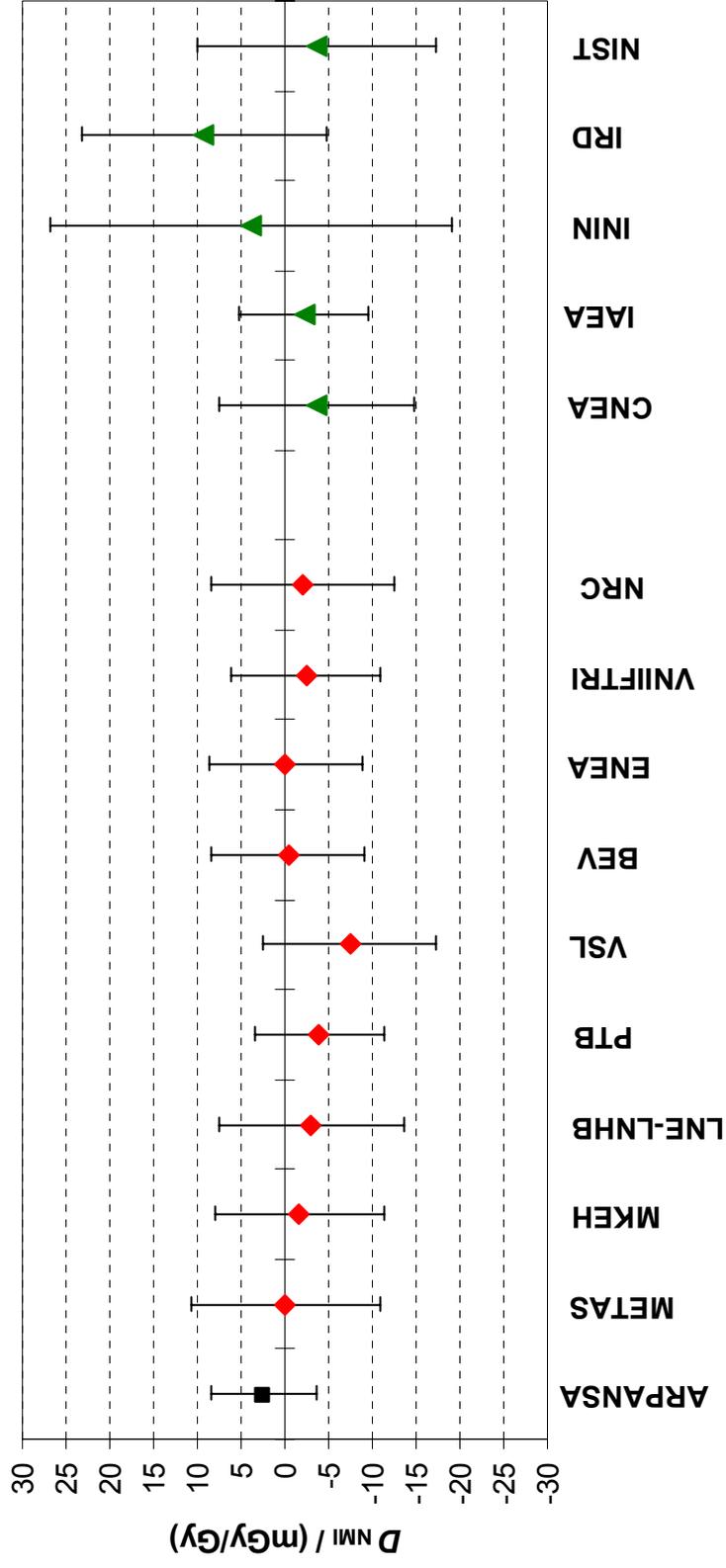
**Table 7. Correlated components in the uncertainty budgets for absorbed dose to water from graphite calorimetry primary standards, standard uncertainties per  $10^3$**

NMI	$k_{\text{gap}}$	$(\bar{\mu}_{\text{en}}/\rho)_{\text{w,c}}$	6.4.1.1	$u_{D\text{w},\text{NMI}}$	$u_{\text{transfer}}$	$u_{\text{c},\text{NMI}}$	$\sqrt{\sum (f_k u_{k,\text{corr}})_{\text{NMI}}^2}$
ARPANSA	0.4	1.4	0.1	2.0	0.6	2.1	1.3
VSL	0.7	3.0	0.6	3.9	0.9	4.1	2.9
VNIIFTRI	1.0	2.9	0.5	4.0	1.8	4.5	2.8
MKEH	0.8	3.0	0.6	4.8	1.1	5.0	2.9
LNE-LNHB	1.5	1.5	0.5	4.6	1.1	4.8	1.6
ENEA	0.6	1.4	1.0	3.6	1.0	3.8	1.5
BEV	1.5	1.0	1.0	3.7	0.6	3.8	1.2
$f_{k,\text{BIPM}}$	–	0.95	0.7				
$f_{k,\text{NMI}}$	0.5	0.95	0.7				

The matrix of degrees of equivalence takes into account the correlations between each pair of NMIs and is given in Table 8 in the form that appears in the KCDB.

Figure 1 Graph of the degrees of equivalence with the KCRV

**BIPM.RI(I)-K4 and 2002 SIM.RI(I)-K4**  
**Degrees of equivalence for absorbed dose to water**



N.B. Black squares indicate results that are more than 10 years old.

**Table 8. Evaluation of degrees of equivalence as presented in the KCDB**

The key comparison reference value is the BIPM evaluation of absorbed dose to water.

The degree of equivalence of each laboratory  $i$  with respect to the reference value is given by a pair of terms both expressed in mGy/Gy:

$D_i$  and  $U_i$ , its expanded uncertainty ( $k = 2$ ), with  $U_i = 2u_i$ .

The degree of equivalence between two laboratories is given by a pair of terms both expressed in mGy/Gy:

$D_{ij} = D_i - D_j$  and  $U_{ij}$ , its expanded uncertainty ( $k = 2$ ). In evaluating  $U_{ij} = 2u_{ij}$  for the Matrix of equivalence account is taken of correlations between  $u_i$  and  $u_j$ .

- **Linking SIM.RI(I)-K4 to BIPM.RI(I)-K4**

The value  $x_i/x_R$  is the comparison result for laboratory  $i$  participant in SIM.RI(I)-K4 having been normalized to the value of the NRC as the linking laboratory (see SIM.RI(I)-K4 Final Report [19]).

The degree of equivalence of each laboratory  $i$  participant in SIM.RI(I)-K4 with respect to the reference value is given by a pair of terms both expressed in mGy/Gy:

$D_i$  and  $U_i$ , its expanded uncertainty ( $k = 2$ ).

See SIM.RI(I)-K4 Final Report for the computation of  $D_i$  and the approximation used for  $U_i$  in the Matrix of equivalence.

The degree of equivalence between two laboratories  $i$  and  $j$ , one participant in BIPM.RI(I)-K4 and one in SIM.RI(I)-K4, or both participant in SIM.RI(I)-K4, is given by a pair of terms both expressed in mGy/Gy:

$D_{ij} = D_i - D_j$  and  $U_{ij}$ , its expanded uncertainty ( $k = 2$ ).

The approximation for  $U_{ij}$  is given in the SIM.RI(I)-K4 Final Report [19].

Lab $i$ ↓			Lab $j$	
	$D_i$	$U_i$	$D_{ij}$	$U_{ij}$
	/ (mGy/Gy)		/ (mGy/Gy)	
ARPANSA	2.4	6.0	2.8	5.6
METAS	-0.1	10.8	0.3	11.7
MKEH	-1.7	9.6	-1.3	9.3
LNE-LNHB	-3.0	10.6	-2.6	9.9
PTB	-3.9	7.4	-3.5	8.6
VSL	-7.4	9.8	-7.0	11.0
BEV	-0.4	8.8		
ENEA	-0.1	8.8	0.3	8.3
VNIFTRI	-2.4	8.6	-2.0	8.0
NRC	-2.0	10.4	-1.6	11.2
CNEA	-3.7	11.1	-3.3	14.6
IAEA	-2.2	7.4	-1.8	12.1
ININ	3.9	23.0	4.3	24.9
IRD	9.2	14.0	9.6	16.9
NIST	-3.7	13.6	-3.3	14.3

See the KCDB for the NMI acronyms

## 6. Conclusions

A key comparison has been carried out between the BEV (Austria) and the BIPM of standards for absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  gamma rays, using two ionization chambers as transfer standards. The comparison result, expressed as a ratio of the calibration coefficients measured by the BEV against their primary standard for absorbed dose to water using a graphite calorimeter to that of the BIPM is 0.9996 (44), which is consistent with the results of the previous comparison in 1994.

When compared with the results of the other national metrology institutes that have carried out comparisons in terms of absorbed dose to water at the BIPM, the BEV standard for absorbed dose to water is in satisfactory agreement.

## References

- [1] Perroche A.-M., Boutillon M., Leitner A., 1994, Comparison of the standards of air kerma and of absorbed dose to water of the BEV and the BIPM for  $^{60}\text{Co}$  gamma rays, [Rapport BIPM-1994/07](#), 7 pp.
- [2] Allisy-Roberts P.J., Burns D.T., 2005, Summary of the BIPM.RI(I)-K4 comparison for absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  gamma radiation, <http://stacks.iop.org/0026-1394/42/Metrologia, 2005, 42, Tech. Suppl., 06002>.
- [3] Witzani J, Duftschmid K E, Strachotinsky Ch and Leitner A, 1984, A Graphite Absorbed-Dose Calorimeter in the Quasi-Isothermal Mode of Operation, *Metrologia* **20** 73-9.
- [4] Baumgartner A., 2009, Methodische Energiebereichserweiterung des Graphit-Kalorimeter Primärnormals. Internal Report, BEV.
- [5] Boutillon M., Perroche A.-M., 1993, Ionometric determination of absorbed dose to water for cobalt-60 gamma rays, *Phys. Med. Biol.*, **38**, 439-454.
- [6] Domen S R, and Lamperti J P, 1974, A Heat-loss Compensated Calorimeter: Theory Design and Performance, *J. Res. Nat. Bur. Stand.* **78A**, 595-610.
- [7] BIPM, 1985, Constantes physiques pour les étalons de mesure de rayonnement, *BIPM Com. Cons. Etalons Mes. Ray. Ionisants*, 1985, Section (I) **11**, p. R45 (Paris : Offilib).
- [8] Pruitt J S and Loevinger R, 1982, The photon-fluence scaling theorem for Compton-scattered radiation, *Med. Phys.* **9**, 176-179.
- [9] Bé M.-M., Chisté V, Dulieu C., Browne E., Baglin C., Chechev V., Kuzmenco N., Helmer R., Kondev F., MacMahon D., Lee K.B., 1996, Table of Radionuclides (Vol. 3 – A = 3 to 244) [Monographie BIPM-5](#).
- [10] Arbeitsanweisung A\_001701, 2003-05-01 "Eichung bzw. Kalibrierung von Dosimetern" (BEV internal operating procedure).
- [11] Allisy-Roberts P.J., Burns D.T. and Kessler C., 2009, Measuring conditions used for the calibration of national ionometric standards at the BIPM, [Rapport BIPM-2009/04](#), 20 pp.

- [12] Allisy-Roberts P.J., Burns D.T., Kessler C., Delaunay F., Leroy E., 2005, Comparison of the standards for absorbed dose to water of the BNM-LNHB and the BIPM for  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -rays, *Metrologia*, 2005, **42**, *Tech. Suppl.*, 06006
- [13] Kessler C., Allisy P.J., Burns D.T., Krauss A., Kapsch R.-P., 2006, Comparison of the standards for absorbed dose to water of the PTB, Germany and the BIPM for  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -rays, <http://stacks.iop.org/0026-1394/43/Metrologia,2006,43,Tech.Suppl.,06005>
- [14] Kessler C., Allisy-Roberts P.J., Burns D.T., Roger P., de Prez L.A., de Pooter J.A., Damen P.M.G., 2009, Comparison of the standards for absorbed dose to water of the VSL and the BIPM for  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -rays, *Metrologia*, 2009, **46**, *Tech. Suppl.*, 06009
- [15] Kessler C., Allisy-Roberts P.J., Burns D.T., Guerra A.S., Laitano R.F., Pimpinella M., 2010, Comparison of the standards for absorbed dose to water of the ENEA-INMRI (Italy) and the BIPM for  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -rays, *Metrologia*, 2010, **47**, *Tech. Suppl.*, 06002
- [16] Allisy-Roberts P.J., Kessler C., Burns D.T., Berlyand V., Berlyand A., 2010, Comparison of the standards for absorbed dose to water of the VNIIFTRI, Russia and the BIPM in  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -rays, <http://stacks.iop.org/0026-1394/47/Metrologia,2010,47,Tech.Suppl.,06003>
- [17] Kessler C., Burns D.T., Allisy-Roberts P.J., McCaffrey J.P., McEwen M.R., Ross C.K., 2010, Comparison of the standards for absorbed dose to water of the NRC and the BIPM for  $^{60}\text{Co}$  gamma radiation, *Metrologia*, 2010, **47**, *Tech. Suppl.*, 060XX (in preparation)
- [18] CIPM MRA: *Mutual recognition of national measurement standards and of calibration and measurement certificates issued by national metrology institutes*, International Committee for Weights and Measures, 1999, 45 pp <http://www.bipm.org/pdf/mra.pdf>.
- [19] Ross, C.R. Shortt K.R., Saravi M., Meghzifene A., Tovar V.M., Barbosa R.A., da Silva C.N., Carrizales L. and Seltzer S.M., 2008, Final report of the SIM  $^{60}\text{Co}$  absorbed-dose-to-water comparison SIM.RI(I)-K4 *Metrologia*, 2008, **45**, *Tech. Suppl.*, 06011

### 6.4.2 EURAMET Kalorimeter Vergleichsmessung

Eine weitere Verifizierung der implementierten strahlungsqualitätsspezifischen Korrekptions- und Konversionsfaktoren, insbesondere für hochenergetische Photonenstrahlung, wurde im Rahmen einer Vergleichsmessung der *European Association of National Metrology Institutes* (EURAMET, <http://www.euramet.org/>) durchgeführt. Die Bezeichnung der Vergleichsmessung lautet: EURAMET TC-IR Projekt 1021 (*TC-IR: Technical Committee - Ionising Radiation*). Der Arbeitstitel des Projektes lautet: „*Direct comparison of primary standards of absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  and high energy photon beams.*“ Im Rahmen dieses Metrologieprojektes wurden Primärnormale zur Darstellung der Einheit der Wasser-Energiedosis für hochenergetische Photonenstrahlung und  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung verglichen und bewertet. An diesem Projekt nahmen das Bundesamt für Metrologie (METAS - das NMI der Schweiz), die Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB - das NMI von Deutschland) und das BEV als führende Institution teil. Die dafür erforderlichen Messungen und die Durchführung der Kalibrierarbeiten an den Vergleichsionisationskammern erfolgten in den Strahlungsfeldern der PTB und des METAS. Die Vergleichsstrahlungsqualitäten waren  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung und hochenergetische Photonenstrahlung mit Grenzenergien von 4 MeV, 6 MeV, 10 MeV und 15 MeV.

Erwähnenswert ist, dass diese Art der direkten Vergleichsmessungen von Kalorimetern an Beschleunigern unterschiedlicher Institute weltweit erstmalig erfolgte und somit Neuland betreten wurde, sodass die Aufgabenstellung mit einer Reihe von erwarteten und auch unerwarteten Hürden verbunden war. Nicht zu unterschätzen war auch der logistische Aufwand im Hinblick auf den Transport des Graphit-Kalorimetermesssystems, das aus einer Vielzahl an Komponenten besteht (Graphitphantom mit Graphitplatten, das Graphit-Kalorimeter selbst, die Turbo-Molekularpumpe, die Messbrücke, die Bedienungs- und Auswerteeinheit, ein Ionisationskammer-Messsystem usw.).

Das Messprogramm beinhaltete die Bestimmung der Wasser-Energiedosis für fünf Strahlungsqualitäten und anschließende Kalibrierung von Ionisationskammern. Darüber hinaus wurden Tiefendosiskorrekturen und Korrekturen zur Berücksichtigung der Rückstreuung messtechnisch bestimmt. Dieses Programm wurde jeweils in fünf Messtagen absolviert.

In der Abbildung 27 ist der Ablauf für die Vergleichsmessung im Bezug auf  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung schematisch dargestellt. Dabei wurde mit dem Graphit-Kalorimeter des BEV die aktuelle Wasser-Energiedosisleistung an den  $^{60}\text{Co}$  Bestrahlungsanlagen der PTB und des METAS bestimmt. Damit erfolgte die Berechnung der Wasser-Energiedosisleistung zum Referenzdatum. Die auf diese Weise ermittelten Werte werden mit Referenz-Wasserenergiedosisleistungen verglichen, die von beiden Institutionen mit deren Wasser-Kalorimetern bestimmt wurden.

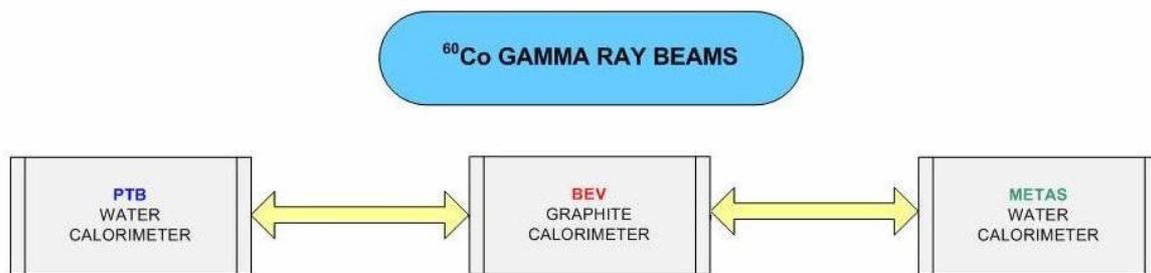


Abbildung 27: Flussdiagramm zur Durchführung der Vergleichsmessung bezüglich <sup>60</sup>Co-Gammastrahlung

Abbildung 28 zeigt den Ablauf der Vergleichsmessung bezüglich hochenergetischer Photonenstrahlung.

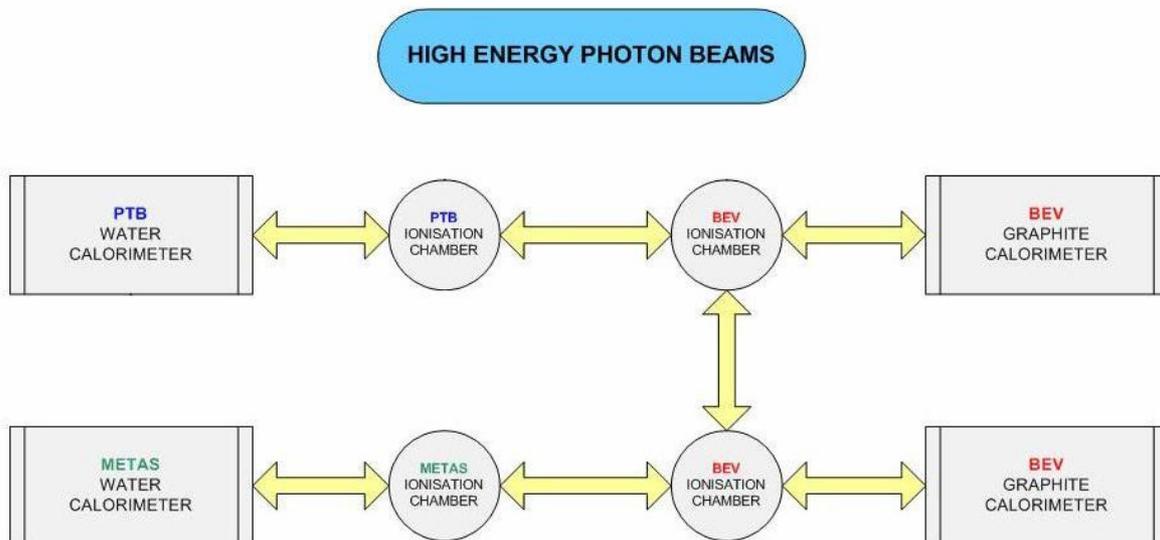


Abbildung 28: Flussdiagramm zur Durchführung der Vergleichsmessung bezüglich hochenergetischer Photonenstrahlung

Die Bestimmung der Wasser-Energiedosis  $D_w$  erfolgte mit dem Graphit-Kalorimeter des BEV (gekennzeichnet durch den Index GK) an den Beschleunigern der PTB und des METAS in Bezug auf die zugehörige Ladung einer Monitor-Ionisationskammer  $Q_M$ . Es wurden interne und externe Monitorkammern als Referenz verwendet. Anschließend wurde eine Hohlraum-Ionisationskammer kalibriert und deren Kammerfaktor  $N_k$  – das ist der Multiplikationsfaktor zur Berechnung der Wasser-Energiedosis aus der durch die Bestrahlung der Hohlraum-Ionisationskammer hervorgerufenen elektrischen Ladung  $Q_k$  – ebenfalls bezogen auf das zugehörige  $Q_M$  – in der Einheit Gy/C bestimmt, siehe folgende Gleichung.

$$N_k = \left( \frac{D_w}{Q_M} \right)_{GK} \cdot \frac{1}{\left( \frac{Q_k}{Q_M} \right)} \quad (57)$$

Dieselbe Hohlraum-Ionisationskammer wurde durch die PTB bzw. durch das METAS kalibriert. Die PTB kalibrierte die Ionisationskammer durch den Vergleich mit einer in  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung (beruhend auf Messungen mit dem Wasser-Kalorimeter) kalibrierten Hohlraum-Ionisationskammer der PTB unter Anwendung Strahlungsqualitäts-Korrekturfaktoren  $k_Q$  gemäß DIN 6800-2 [31]. Bei METAS erfolgte die Kalibrierung durch den Vergleich mit einer am Beschleuniger mit dem Wasser-Kalorimeter kalibrierten Hohlraum-Ionisationskammer unter Verwendung des bei METAS etablierten Kalibrierverfahrens. In beiden Fällen erfolgte die Kalibrierung der zum Vergleich herangezogenen Hohlraum-Ionisationskammer nicht unmittelbar vor den Vergleichsmessungen. Die hinreichende Langzeitstabilität dieser Kammern wurde durch mehrere Messungen in den vergangenen Jahren jedoch nachgewiesen. Die Abbildung 29 und die Abbildung 30 zeigen die Messanordnung des Graphit-Kalorimeters an den Bestrahlungsanlagen von PTB und METAS.

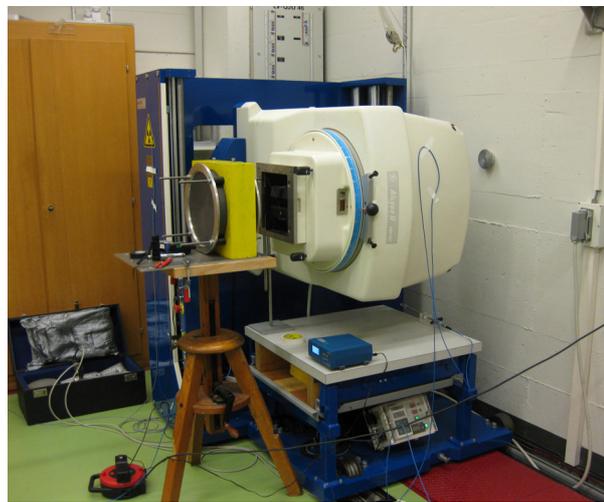


Abbildung 29: Messaufbau mit dem Graphit-Kalorimeter an der  $^{60}\text{Co}$  Bestrahlungsanlage der PTB (linkes Bild) und Messanordnung für die Ionisationskammermessungen im Graphitphantom an der METAS  $^{60}\text{Co}$  Bestrahlungsanlage (rechtes Bild)

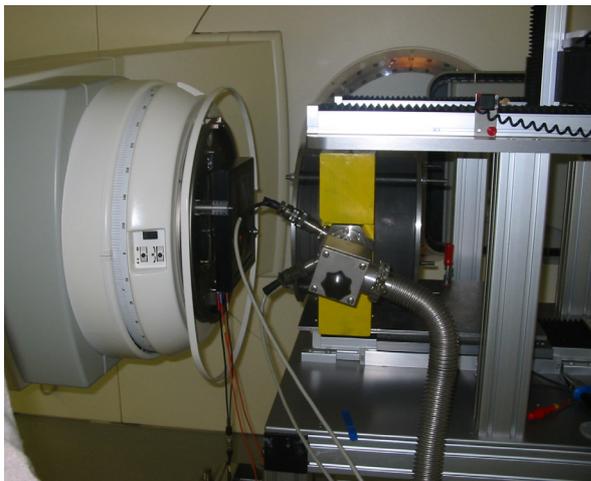


Abbildung 30: Messaufbau mit dem Graphit-Kalorimeter an einem Beschleuniger der PTB (linkes Bild) und am METAS Beschleunigers (rechtes Bild)

Die Ergebnisse der Vergleichsmessung bezüglich  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung sind in untenstehender Tabelle 13 angegeben. Aus dieser Tabelle ist ersichtlich, dass für diese Strahlungsqualität ein ausgezeichnetes Ergebnis erzielt werden konnte. Die Abweichungen der Messergebnisse der Projektpartner liegen innerhalb der Standardunsicherheiten.

**Tabelle 13: Ergebnisse der EURAMET TC-IR Vergleichsmessung für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung**

<b>Ergebnisse</b>	<b><math>\dot{D}_{w, \text{Methode 1}}</math> bei PTB</b> (Ref. Dat.: 30.07.2004)	<b><math>\dot{D}_{w, \text{Methode 1}}</math> bei METAS</b> (Ref. Dat.: 18.11.2008)
Messergebnis BEV	1,25749 Gy/min	0,68136 Gy/min
Vergleichswert PTB / METAS	1,26124 Gy/min	0,68000 Gy/min
Abweichung	-0,3 %	0,2 %

Die Lage des effektiven Quellenmittelpunktes (QMP) muss im Hinblick auf die Skalierung der Abstände (*photon-fluence scaling theorem*) bekannt sein. Die Lage des effektiven Quellenmittelpunktes wurde im Rahmen der Messungen bei der PTB erst im Nachhinein für die verwendeten Beschleuniger bestimmt, und es wurde versucht, die Messergebnisse nachträglich zu korrigieren.

Bedingt durch die Skalierung ist das Graphit-Kalorimeter und somit auch das Graphitphantom sehr nahe am Beschleunigerkopf und somit auch sehr nahe an der externen Monitorkammer, siehe Abbildung 30. Daher waren Rückstreuungseffekte vom Graphitphantom auf die Monitorkammer zu erwarten, die erst messtechnisch ermittelt werden mussten.

Die Ergebnisse bezüglich der Messungen in hochenergetischer Photonenstrahlung sind in der Tabelle 14, sowie bezüglich PTB in Abbildung 31 grafisch dargestellt, die METAS-Ergebnisse in der Abbildung 32. Diese beinhalten die Ergebnisse der Methode 2, die weitgehend von der Lage des effektiven Quellenmittelpunktes und der Rückstreuung unabhängig ist.

**Tabelle 14: Ergebnisse der EURAMET TC-IR Vergleichsmessung für hochenergetische Photonenstrahlung**

<b>Strahlungsqualität</b>	<b>Methode</b>	<b>Abweichung zur PTB</b>	<b>Abweichung zu METAS (Monitor 1)</b>	<b>Abweichung zu METAS (Monitor 2)</b>
4 MV	1	—	0,3 %	-0,7 %
	2	2,2 %	-0,5 %	-0,1 %
6 MV	1	3,7 %	0,6 %	1,7 %
	2	0,3 - 1,6 %	-0,7 %	-0,1 %
10 MV	1	5,8 %	—	—
	2	0,6 - 1,5 %	-0,7 %	-3,3 %
15 MV	1	0,9 - 8,1 %	1,4 %	1,8 %
	2	1,7 %	-0,3 %	0,4 %

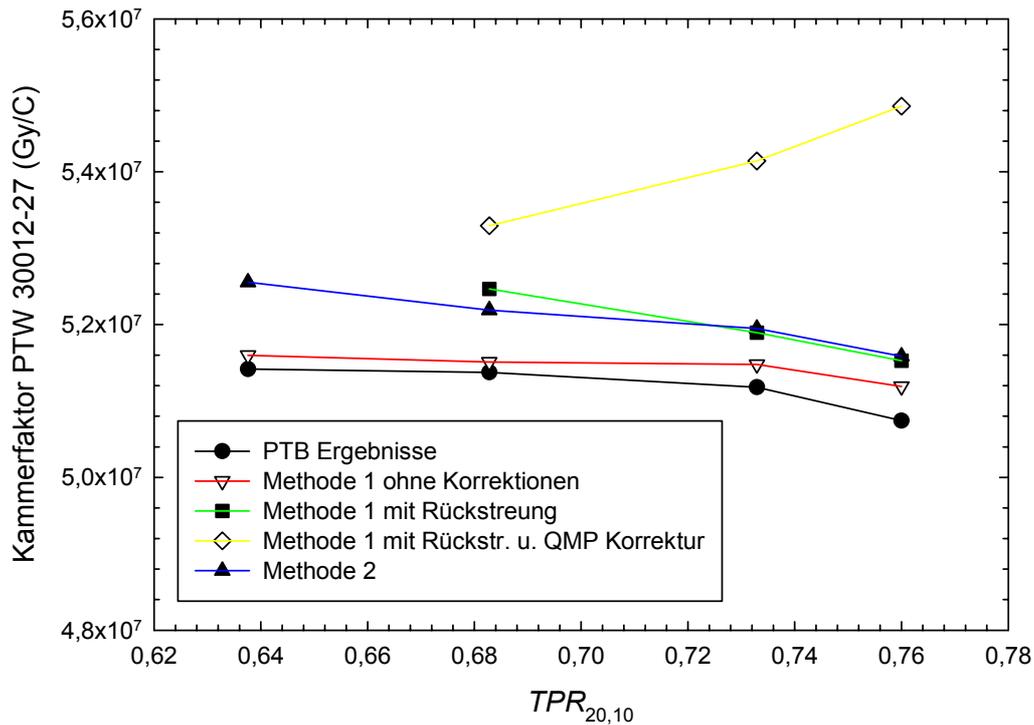


Abbildung 31: Vergleich der BEV und PTB Ergebnisse der EURAMET TC-IR Vergleichsmessung bezüglich hochenergetischer Photonenstrahlung

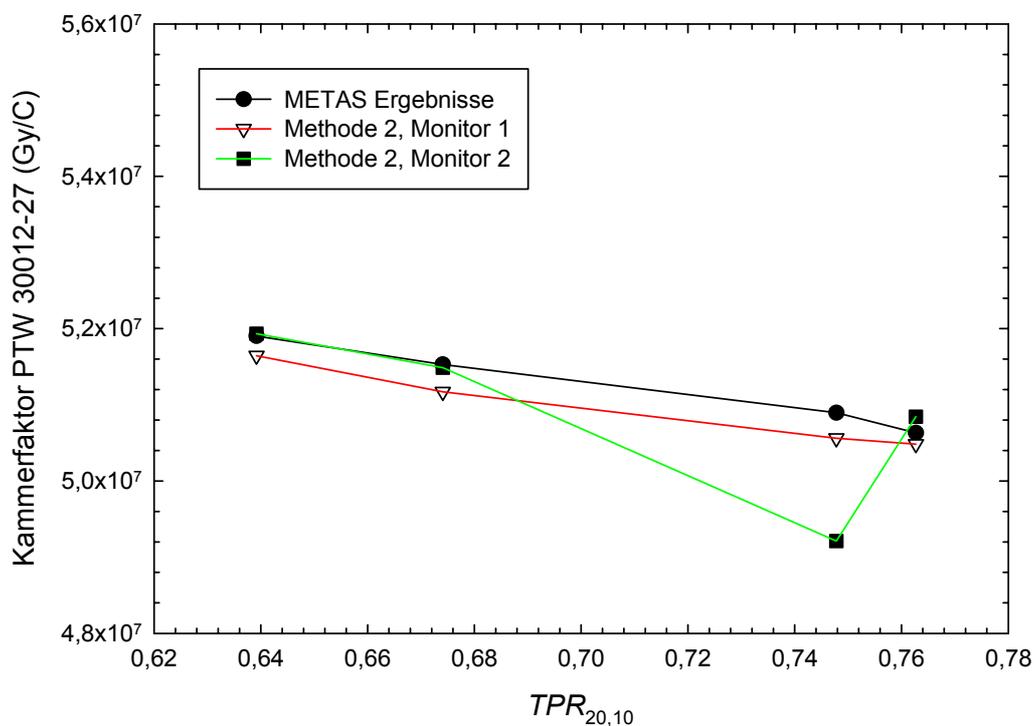


Abbildung 32: Vergleich der BEV und METAS Ergebnisse der EURAMET TC-IR Vergleichsmessung bezüglich hochenergetischer Photonenstrahlung

Die Methode 1 hat sich für den Zweck der Vergleichsmessung als nicht zielführend herausgestellt, denn die Lage des effektiven Quellenmittelpunktes ist nicht genau genug bekannt. Eine messtechnische Bestimmung wäre nur in Kombination mit

aufwändigen Monte Carlo Simulationen möglich gewesen. Diese konnte im Rahmen dieses Projektes nicht durchgeführt werden. Die Messung des Einflusses der Rückstreuung auf die externen Monitorkammern hat sich ebenfalls als sehr problematisch herausgestellt.

Eine Auswertung entsprechend Methode 1 ohne Berücksichtigung des effektiven Quellenmittelpunktes und des Einflusses der Rückstreuung auf die externen Monitorkammern würde das beste Ergebnis liefern, ist jedoch nicht realistisch. Die Rückstreuung ist auf jeden Fall zu berücksichtigen. Eventuell heben sich hier der Effekt der Rückstreuung und der Effekt, der sich durch die Annahme des Quellenmittelpunktes ergibt, in diesem Fall zufällig auf. Methode 1 mit Rückstreuung, aber ohne Quellenmittelpunktkorrektur zeigt eine ähnliche Tendenz wie Methode 2. Erwähnenswert ist, dass unter der Annahme, dass die Lage des effektiven Quellenmittelpunktes bei der Messung richtig gewählt war (Methode 1 ohne Quellenmittelpunktkorrektur) zu einem sinnvolleren Ergebnis führt als Methode 1 mit dieser Korrektur. Methode 1 mit Berücksichtigung von Rückstreuung und mit Quellenmittelpunktkorrektur zeigt eine Tendenz in die falsche Richtung. Zusammenfassend kann gesagt werden, dass eine nachträgliche Ermittlung des effektiven Quellenmittelpunktes nicht zielführend ist.

Die experimentelle Dosiskonversionsmethode hat sich sowohl bei der PTB als auch bei den METAS-Messungen als zielführend erwiesen. Bei allen Beschleunigerenergien der PTB ergibt sich eine konstante Abweichung zu den BEV Messergebnissen. Zwischenzeitlich haben weitere Messungen der PTB zur Neubestimmung der  $k_Q$ -Werte ergeben, dass zumindest die Ergebnisse für 6 MV und 15 MV um etwa +0,5 %-Punkte zu korrigieren sind. Als weiterer Grund für diese Abweichung wird ein Temperatureffekt vermutet. Die Ionisationsstrommessungen erfolgten immer direkt nach den Graphit-Energiedosismessungen, bei denen das Graphitphantom geheizt wurde. Die Arbeitstemperatur des Graphit-Kalorimeters und damit die Temperatur des Graphitphantoms beträgt dabei ca. 27° C. Vermutet wird daher, dass im Graphitphantom die Temperatur bei der Ionisationsstrommessung höher als am Messort für die Lufttemperatur direkt neben dem Graphitphantom bei der Einfuhröffnung für die Hohlraum-Ionisationskammer war. Das würde die konstante Abweichung erklären und bei Annahme einer höheren Temperatur würde sich die Differenz verringern. Eine angenommene Temperaturerhöhung von beispielsweise 2° C entspricht ca. -0,6 %-Punkte. Das bedeutet, dass die Werte bei Annahme eines Fehlers von 2° C bis 3° C bei der Temperaturmessung im Rahmen der Messunsicherheit liegen würden. Im Rahmen von Messungen an der <sup>60</sup>Co-Teletherapieanlage im Dosimetrielabor des BEV konnte ein Temperatureffekt von etwa 1 °C - entsprechend -0,3 %-Punkte - nachgewiesen werden. Aufgrund der am Beschleuniger vorliegenden Bedingungen muss hierbei jedoch von einem größeren Effekt ausgegangen werden. Zum Zeitpunkt der Messungen, war noch nicht erkennbar, dass die Methode 2 der Methode 1 vorzuziehen ist. Daher waren die Ionisationsstrommessungen lediglich als Messungen für die Tiefendosiskorrektur vorgesehen, bei denen sich durch die erforderliche Quotientenbildung der Temperatureffekt herauskürzt. Bei den Messungen bei METAS wurden die Ionisationsstrommessungen im Graphitphantom unabhängig von den Graphit-Energiedosismessungen durchgeführt (am Tag danach), sodass bei METAS ein thermisches Gleichgewicht gegeben war.

Mit der Verwendung beider Monitore ergibt sich bei METAS ein ausgezeichnetes Ergebnis. Lediglich bei Monitor 2 (externer Monitor) bei 10 MV weicht das Ergebnis ab. Nachträglich ist die Ursache für diese Abweichung nur schwer zu erheben. Eine mögliche Erklärung wäre, dass durch die sehr ungünstige Anbringung des externen Monitors, eine leichte Verschiebung schon das Ergebnis stark beeinflussen konnte. Mit Ausnahme des Messergebnisses für 10 MV des externen Monitors liegen die Abweichungen zwischen BEV und METAS innerhalb der Messunsicherheiten.

Im Hinblick auf die zu bewältigenden Aufgaben und auf den sehr engen Zeitplan für das umfassende Messprogramm ist das erzielte Ergebnis als zufrieden stellend anzusehen. Insgesamt gesehen war das Projekt vielleicht zu ambitioniert, dennoch konnte das Vorhaben dank der hervorragenden Kooperation der Projektpartner erfolgreich umgesetzt werden.

## 6.5 Konzepte zur Primärstandard-Dosimetrie hochenergetischer Elektronenstrahlung mit dem Graphit-Kalorimeter

Die folgenden Betrachtungen beschreiben die Grundlagen zur Durchführung von Energiedosismessungen mit dem Graphit-Kalorimeter und die Verrichtung von Kalibrierungen bezüglich hochenergetischer Elektronenstrahlung.

### 6.5.1 Messmethodik

Die Bestimmung der Graphit-Energiedosis unter Standardbedingungen erfolgt unter Verwendung der Gleichung (58). Dabei sind Spalteffekte  $k_{\text{gap}}$  und die Strahlinhomogenität  $k_{\text{bu}}$  durch Korrekturfaktoren zu berücksichtigen.

$$D_{\text{g,adiabat.}} = \frac{1}{m_c} \cdot K_{\text{ad}} \cdot k_1 \cdot k_{\text{gap}} \cdot k_{\text{gc}} \cdot k_{\text{bu}} \quad (58)$$

Die Referenztiefe  $z_{\text{ref,w}}$  (Einheit: g/cm<sup>2</sup>) für die Messungen im Wasserphantom ist gemäß den Referenzbedingungen in [78] und entsprechend der im Kapitel 3.3.2 aufgelisteten, hier nochmals angegebenen Gleichung festgelegt.

$$z_{\text{ref,w}} = 0,6 \cdot R_{50} - 0,1 \text{ g/cm}^2 \quad (59)$$

Für die Messungen mit dem Graphit-Kalorimeter, als auch für die Messungen mit der Ionisationskammer im Graphitphantom, wird die Referenztiefe entsprechend [61], [63] und [64] gewählt, siehe Gleichung (60). Dadurch wird sichergestellt, dass das Elektronenspektrum an den Messorten in den unterschiedlichen Phantomen identisch ist, siehe [64].

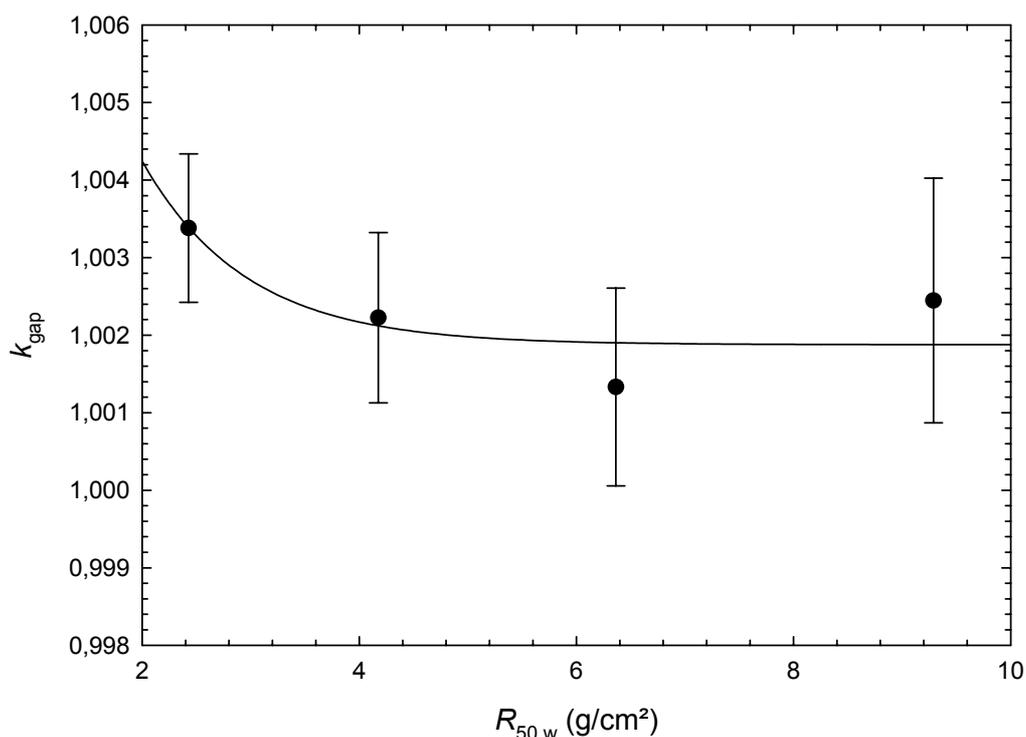
$$z_{\text{ref,g}} = \frac{R_{50,\text{g}}}{R_{50,\text{w}}} \cdot z_{\text{ref,w}} \quad (60)$$

### 6.5.2 Korrektionsfaktoren

Die erforderliche Korrektion für den Einfluss von Spalteffekten ist für verschiedene Elektronen-Strahlungsqualitäten in der Abbildung 33 grafisch aufbereitet. Die Berechnung erfolgte durch Monte Carlo Simulationen bezüglich monoenergetischer Elektronenstrahlung mit Primärenergien von 6 MeV, 10 MeV, 15 MeV und 22 MeV. Die Simulationen erfolgten für eine Feldgröße entsprechend 20 cm × 20 cm and der Phantomoberfläche und weiters in Anlehnung an Untersuchungen in [61]. Zur Bestimmung der Referenziefen wurden Tiefendosiskurven in Wasser und Graphit simuliert und durch Interpolation die Halbwertstiefen  $R_{50,w}$  und  $R_{50,g}$  bestimmt. Entsprechend der Gleichung (60) wurden daraus die idealerweise erforderlichen Referenziefen im Graphit-Kalorimeter ermittelt. (Die Tiefendosiskurven in Wasser sind in Abbildung 13 dargestellt) In untenstehender Tabelle sind die verwendeten Referenziefen aufgelistet.

**Tabelle 15: Verwendete Referenziefen zur Berechnung der Spalteffekt-Korrektion für hochenergetische Elektronenstrahlung**

Energie	$R_{50,w}$ (g/cm <sup>2</sup> )	$R_{50,g}$ (g/cm <sup>2</sup> )	$Z_{ref,w}$ (g/cm <sup>2</sup> )	$Z_{ref,g}$ (g/cm <sup>2</sup> )
6 MeV	2,429	2,805	1,357	1,568
10 MeV	4,176	4,823	2,406	2,778
15 MeV	6,364	7,320	3,718	4,277
22 MeV	9,289	10,647	5,474	6,274



**Abbildung 33: Spalteffekt-Korrektion für hochenergetische Elektronenstrahlung.**

Die Spalteffekt-Korrektionsfaktoren zeigen eine, wenngleich auch schwache, Energieabhängigkeit. Im betrachteten Strahlungsqualitätsbereich, bereitgestellt durch monoenergetische Elektronen von 6 MeV bis 22 MeV, konnte eine Energieabhängigkeit von etwa 0,2 % beobachtet werden. Diese Abhängigkeit von der Strahlungsqualität wurde durch eine exponentielle Regressionsfunktion beschreiben.

Die in der Abbildung 33 dargestellten, mittels monoenergetischer Elektronenstrahlung berechneten, Korrektionsfaktoren bilden eine erste Grundlage zur Berücksichtigung des Spalteffektes. In weiterer Folge wäre eine Berücksichtigung von Elektronenspektren, sowie der tatsächlich vorliegenden Graphittiefen, bei der Berechnung der Korrektionsfaktoren empfehlenswert, jedoch könnte eine Berücksichtigung auch im Rahmen einer Unsicherheitsabschätzung erfolgen.

Zur Berechnung des Korrektionsfaktors in Abhängigkeit von der Strahlungsqualität (ausgedrückt durch  $R_{50,w}$ ) kann die in Gleichung (61) angegebene Regressionsfunktion verwendet werden. Die erforderlichen Regressionsparameter sind:  $y_0 = 1,0019$ ,  $a = 0,0192$  und  $b = 1,0459$ .

$$k_{\text{gap}} = y_0 + a \cdot e^{-b \cdot R_{50,w}} \quad (61)$$

Durch diese Regressionsfunktion werden die Spalteffekt-Korrekturen mit Abweichungen kleiner als 0,1 % von den Simulationsergebnissen wiedergegeben.

Der Korrektionsfaktor  $k_{\text{bu}}$  kann messtechnisch ermittelt werden. Durch Messung von Dosisquerprofilen in den Referenziefen kann die Strahlinhomogenität berücksichtigt werden.

Zur korrekten Durchführung der Dosiskonversion ist es weiters erforderlich, dass die gemessenen Ladungen hinsichtlich des Einflusses von Rekombination und unvollständiger Sättigung korrigiert werden, siehe [61], [63] und [65].

Eine Korrektion zur Berücksichtigung der unvollständigen Rückstreuung wie im Fall des NPL Elektronen-Graphit-Kalorimeter (siehe, [65]) ist für das BEV Graphit-Kalorimeter nicht erforderlich, da sich durch die vorhandenen Rückstreuplatten bis hin zu den höchsten verwendeten Energien die erforderliche Rückstreuverhältnisse bewirken lassen.

### 6.5.3 Dosiskonversionsverfahren

Die Energiedosiskonversion wird analog zur hochenergetischen Photonenstrahlung experimentell durch Verwendung eines Transferdetektors durchgeführt. Für hochenergetische Elektronenstrahlung ist es erforderlich eine Flachkammer zu verwenden. Für die Verwendung von Kompaktkammern sind vergleichsweise hohe Feldstörungen-Korrektionsfaktoren erforderlich, wenngleich deren Verwendung für einen Teil der Strahlungsqualitäten zulässig wäre, siehe Kapitel 3.3.2. Die Dosiskonversion erfolgt gemäß den Gleichungen (62-64).

$$D_w = D_g \cdot \frac{Q_w \cdot s_{w,air} \cdot \rho_w}{Q_g \cdot s_{g,air} \cdot \rho_g} \cdot \frac{1}{k_{gi}} \quad (62)$$

mit

$$N_w = \frac{D_w}{Q_w} \quad \text{und} \quad N_g = \frac{D_g}{Q_g} \cdot \frac{1}{k_{gi}} \quad (63)$$

folgt

$$N_w = N_g \cdot \frac{s_{w,air} \cdot \rho_w}{s_{g,air} \cdot \rho_g} \quad (64)$$

Die Dosiskonversion erfolgt über das Verhältnis der Massen-Stoßbremsvermögen von Wasser und Graphit. Bei den Messungen im Graphitphantom wird eine Ionisationskammer anstelle des Graphit-Kalorimeters in der entsprechenden Entfernung zum Fokus positioniert. Die Massen-Stoßbremsvermögen für die unterschiedlichen Strahlungsqualitäten können aus den Ergebnissen in [65] übernommen werden. In Abhängigkeit von der Verwendung findenden Ionisationskammer können die Feldstörungen-Korrektionsfaktoren von Untersuchungen in [24], [62], und [97] übernommen und angewendet werden. Für beispielsweise eine NACP-Kammer unterscheiden sich die Feldstörungen-Korrektionsfaktoren für Messungen in Wasser und Graphit kaum, das Verhältnis der Korrektionsfaktoren wurde daher auf den Wert 1,000 festgelegt, siehe [65].

Zur praktischen Umsetzung der Dosiskonversion sind Ionisationskammermessungen im Graphitphantom und im Wasserphantom erforderlich. Dies gestaltet sich jedoch anspruchsvoll im Bezug auf die Durchführung der Messungen in äquivalenten Tiefen in den Phantomen. Zur direkten Ermittlung von Kammerfaktoren – die ja letztendlich das Ziel sind – (Einheit: Gy/C) ist lediglich die Bestimmung des Ionisationsstroms im Graphitphantom erforderlich. Voraussetzung für die Messungen mit dem Graphit-Kalorimeter und den Ionisationskammern im Graphitphantom ist die Bestimmung einer Tiefendosiskurve. Die erforderliche Referenztiefe im Graphitphantom wird sich jedoch nicht exakt einstellen lassen, begründet durch den Phantomaufbau (Graphitplatten unterschiedlicher Stärke und Dichte) und durch die Tatsache, dass für die Graphit-Kalorimeter- und die Ionisationskammer-Messungen nicht identische Graphittiefen vorliegen. Um dies zu berücksichtigen, sind analog zur hochenergetischen Photonenstrahlung Korrekturen für die effektive Graphittiefe erforderlich. Diese Korrektur kann ebenfalls durch Interpolation der Tiefendosiskurve bestimmt werden. Zur Berücksichtigung des starken Dosisgradienten der hochenergetischen Elektronenstrahlung in Graphit wäre eine Adaptierung des Graphitphantoms an die messtechnischen Anforderungen sinnvoll. Zu diesem Zweck sollten weitere Graphitplatten unterschiedlicher Stärke, mit bekannten Dichten gefertigt werden. Weiters ist die Anfertigung eines Graphit-Phantomkörpers zur Aufnahme und Positionierung einer Flachkammer erforderlich.

## 7 Zusammenfassung der Ergebnisse und Diskussion

Die methodischen Energie- bzw. Anwendungsbereichserweiterung des Graphit-Kalorimeters erforderte die Bestimmung von strahlungsqualitätsspezifischen Korrekturfaktoren für das Graphit-Kalorimeter und die zum Messsystem gehörenden Ionisationskammern. Darüber hinaus wurden Dosikonversionsfaktoren zur Umrechnung der Messgröße Graphit-Energiedosis in Wasser-Energiedosis benötigt. Weiters war es erforderlich messtechnische Verbesserungen des Messsystems durchzuführen, und es an die Anforderungen hochenergetischer Strahlungsfelder anzupassen.

Die Bestimmung der Korrekturfaktoren erfolgte zu großen Teilen auf Basis von Monte Carlo Simulation. Im Rahmen dieser Simulationen wurden betreffend  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung und hochenergetische Photonenstrahlung die Photonen-Fluenzspektren der Bestrahlungsanlagen berücksichtigt. Dadurch wird gewährleistet, dass anwendungsspezifische Korrekturfaktoren generiert werden, und dadurch der Einsatz des Graphit-Kalorimeters an hochenergetischen Beschleunigerfeldern für medizinische Anwendungen ermöglicht wird.

Diese Ergebnisse werden in diesem Kapitel zusammengefasst, und zusammen mit den erarbeiteten grundlegenden Konzepten zur Durchführung von Primärstandard-Dosimetrie hochenergetischer Elektronenstrahlung mit dem Graphit-Kalorimeter präsentiert.

### 7.1 Wiederinbetriebnahme und Modernisierung des Graphit-Kalorimeter Messsystem

Die Wiederinbetriebnahme und auch die Modernisierung des Graphit-Kalorimeter Messsystems konnte erfolgreich durchgeführt werden. Dies beinhaltete die Entwicklung eines LabVIEW® basierten Mess- und Auswerteprogramms, den Austausch und die Erneuerung einzelner Komponenten des Messsystems und die generelle Adaptierung an die messtechnische Anforderungen hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlungsfelder. Das LabVIEW®-Messprogramm ermöglicht die grafische Darstellung und Analyse und Weiterverarbeitung der gemessenen Spannungen / Temperaturdifferenzen in "Echtzeit". Das Auswerteprogramm wurde validiert und es kann für alle Betriebsarten des Graphit-Kalorimeters inklusive elektrischer Kalibrierung verwendet werden.

## 7.2 $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung

Das Photonen-Fluenzspektrum der  $^{60}\text{Co}$  Teletherapieanlage (Typ: C8M/80 Picker) wurde durch Monte Carlo Simulationen (PENELOPE-2006 *code*) für verschiedene Entfernungen und innerhalb unterschiedlicher Feldgrößen berechnet. Weiters wurden die Ergebnisse, mit denen mittels eines zweiten Monte Carlo *code* berechneten verglichen. Die in der Abbildung 34 dargestellten Photonen-Fluenzspektren wurden unter Verwendung des detaillierten PENELOPE-Geometriemodells der Teletherapieanlage berechnet, siehe Kapitel 6.1.1.

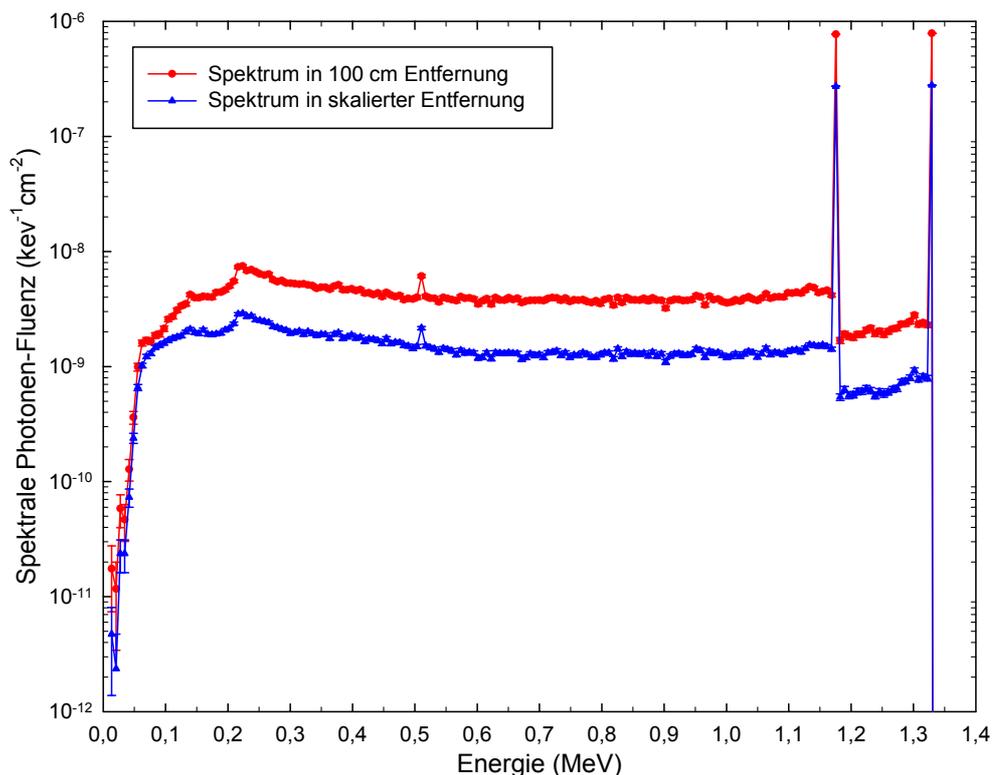


Abbildung 34: Berechnete Photonen-Fluenzspektren der  $^{60}\text{Co}$  Teletherapieanlage in 100 cm Entfernung mit einer Feldgröße von  $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$  und in 61 cm Entfernung mit einer Feldgröße von  $6,1\text{ cm} \times 6,1\text{ cm}$

Durch Verwendung des Photonen-Fluenzspektrums im Rahmen weiterer Monte Carlo Simulationen, wurden die Korrekturfaktoren für das Graphit-Kalorimeter neu ermittelt. Dabei wurden die Spalteffekt-Korrektur, die *Scaling*-Korrektur und die Korrektur für den Unterschied in der Luftschwächung neu bestimmt. Experimentell neu bestimmt wurden die Korrekturen für die effektiven Messtiefen im Graphitphantom. In der Tabelle 16 sind die Zahlenwerte der Spalteffekt-Korrektur, der *Scaling*-Korrektur und der Luftschwächungskorrektur für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung angeführt.

Tabelle 16: Zahlenwerte der Graphit-Kalorimeter Korrekturfaktoren für  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung

Korrektionsfaktor	Zahlenwert
Spalteffekt-Korrektur, $k_{\text{gap}}$	1.0061
Korrektur für den Unterschied in der Luftschwächung, $k_{\Delta\text{air}}$	0.9971
Scaling-Korrektur, $k_{\text{gs}}$	0.9998
Replacement-Faktor, $\rho_{\text{w,g}}$	1.0150
Korrektionsfaktor für die PMMA Hülle, $k_{\text{ps}}$	1.0006
Korrektur für die effektive $k_{\text{gc}}$	0.9886
Messtiefe im Graphitphantom, $k_{\text{gi}}$	0.9913

Unter Anwendung der neu berechneten Korrekturfaktoren und die entwickelten Auswertungsmethoden der Referenzwertes für die  $^{60}\text{Co}$  Wasser-Energiedosisleistung der  $^{60}\text{Co}$  Teletherapieanlage neu festgelegt. Mit diesem Referenzwert nahm das BEV an der BIPM Vergleichsmessung für Primärnormale zur Darstellung der Einheit der Wasser-Energiedosis in  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung teil. Dabei wurde ein ausgezeichnetes Ergebnis - Verhältnis von BEV zu BIPM Vergleichswert: 0,9996 (37) - erzielt.

### 7.3 Hochenergetische Photonenstrahlung

Die Photonen-Fluenzspektren von Linearbeschleunigern der Fa. Varian wurden auf Basis von Monte Carlo Simulationen berechnet, und anhand von Tiefendosiskurven und durch den Vergleich berechneter und simulierter Strahlungsqualitätsindizes ( $\text{TPR}_{20,10}$ ) verifiziert. In der Abbildung 35 sind die in skalierten Entfernung simulierten Photonen-Fluenzspektren grafisch dargestellt.

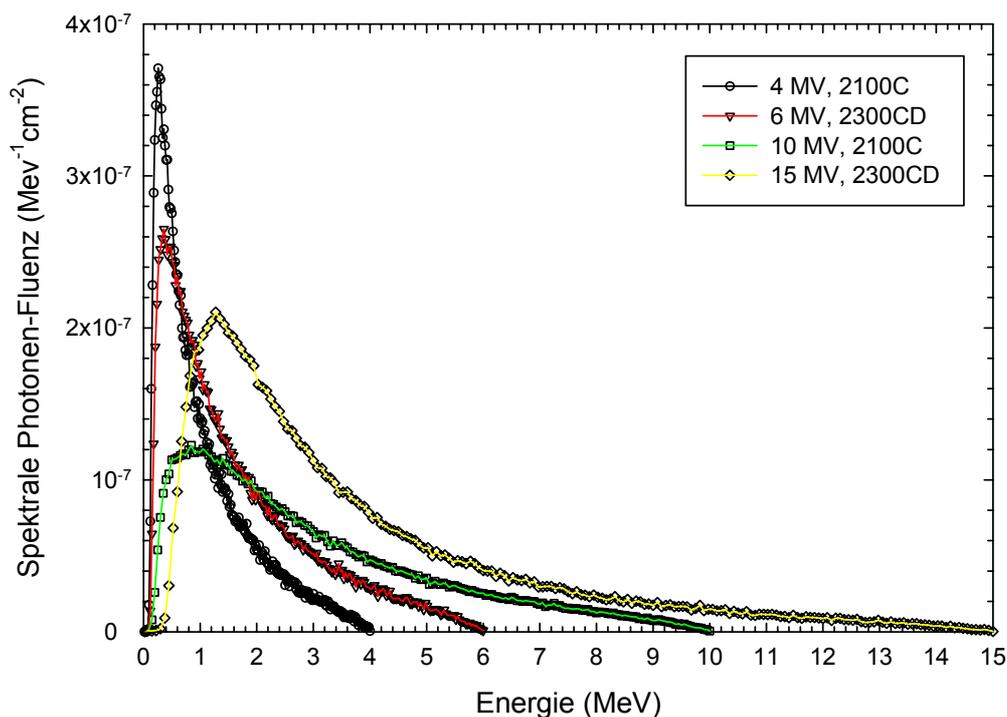


Abbildung 35: Berechnete Photonen-Fluenzspektren der Varian Beschleuniger

Die für Messungen in hochenergetischer Photonenstrahlung erforderlichen, von der Strahlungsqualität abhängigen Korrekturfaktoren und Dosiskonversionsfaktoren wurden hauptsächlich durch Monte Carlo Simulationen bestimmt und in Abhängigkeit vom Strahlungsqualitätsindex  $TPR_{20,10}$  ausgewertet. Dabei wurden zusätzlich zu den Varian Photonen-Fluenzspektren auch Spektren aus der Literatur berücksichtigt. Somit konnten realistische Eingangsparameter zur Charakterisierung der Primär-Photonen innerhalb dieser Monte Carlo Simulationen verwendet werden. Mit diesen Spektren wurden die für das Graphit-Kalorimeter erforderlichen Korrekturfaktoren berechnet.

In der Abbildung 36 ist zusätzlich zu den simulierten Korrekturfaktoren für hochenergetische Photonenstrahlung auch die Gesamtkorrektur für das Graphit-Kalorimeter  $c_t$  dargestellt. Diese Korrektur berechnet sich aus dem Produkt der Korrekturfaktoren  $k_{\text{gap}}$ ,  $k_{\text{gs}}$  und  $k_{\Delta\text{air}}$ . Dieser Korrekturfaktor beschreibt die Energieabhängigkeit der Graphit-Kalorimeter-Korrekturfaktoren, wie sie im Fall einer quasi-adiabatischen Bestimmung und einer Dosiskonversion gemäß der Methode 1 verwendet werden. Zur Berechnung der Korrekturfaktoren in Abhängigkeit von der Strahlungsqualität werden allerdings die Regressionsfunktionen der Einzelergebnisse verwendet. Hierbei werden folgende Regressionsfunktionen verwendet:

$$k_{\text{gap}} = y_0 + a \cdot e^{-b \cdot TPR_{20,10}} \quad (65)$$

$$k_{\Delta\text{air}} = y_0 + a \cdot TPR_{20,10} \quad (66)$$

Die unter Verwendung der Regressionsfunktionen erhaltenen Korrekturen stimmen mit den Simulationsergebnissen für  $k_{\text{gap}}$  und  $k_{\Delta\text{air}}$  besser als 0,01 % überein.

Für die *Scaling*-Korrektur konnte keine signifikante Abhängigkeit von der Strahlungsqualität festgestellt werden, ihr wurde daher der Wert 1 mit einer definierten Unsicherheit zugeordnet. Die Regressionsparameter zu den Gleichungen (65) und (66) sind in der Tabelle 17 angeführt. Zu beachten ist, dass die  $^{60}\text{Co}$ -Werte der Korrekturfaktoren nicht mit diesen Regressionen berechnet werden können, weil diese nur für die Standard-Referenziefen und Abstände hochenergetischer Photonenstrahlungsfelder gültig sind.

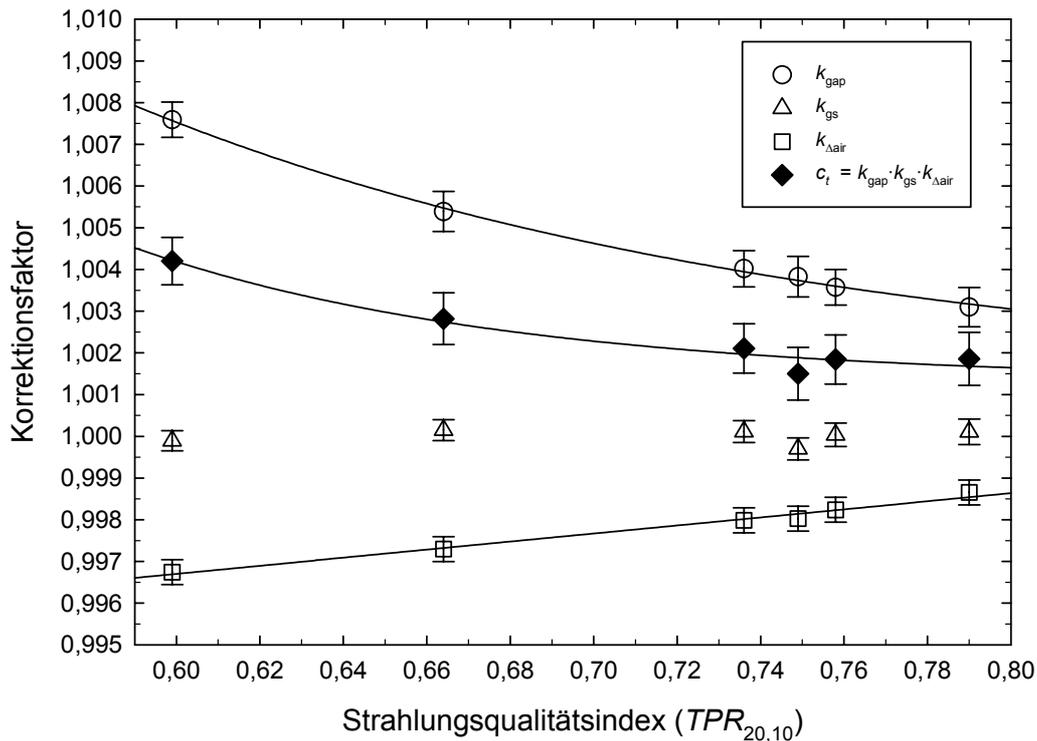


Abbildung 36: Graphit-Kalorimeter Korrekturfaktoren für hochenergetische Photonenstrahlung in Abhängigkeit vom Strahlungsqualitätsindex

Um die Verhältnisse der Massen-Energieabsorptionskoeffizienten  $(\overline{\mu_{\text{en}}}/\rho)_{\text{w,g}}$  und Energietransportfaktoren  $\beta_{\text{w,g}}$  in Abhängigkeit von der Strahlungsqualität ermitteln zu können wurden, ebenfalls exponentielle Regressionsfunktionen gemäß den untenstehenden Gleichungen verwendet.

$$\left(\frac{\overline{\mu_{\text{en}}}}{\rho}\right)_{\text{w,g}} = y_0 + a \cdot e^{b \cdot TPR_{20,10}} \quad (67)$$

$$\beta_{\text{w,g}} = y_0 + a \cdot e^{b \cdot TPR_{20,10}} \quad (68)$$

Diese Regressionsfunktionen liefern Werte für  $(\overline{\mu_{\text{en}}}/\rho)_{\text{w,g}}$  und  $\beta_{\text{w,g}}$  mit Abweichungen kleiner als 0,2 % bzw. 0,02 % von den in Abbildung 37 enthaltenen Literaturwerten. In dieser Abbildung ist die Strahlungsqualitätsabhängigkeit von  $(\overline{\mu_{\text{en}}}/\rho)_{\text{w,g}}$  und  $\beta_{\text{w,g}}$  grafisch dargestellt. Die Zahlenwerte der Daten in sind aus: [5], [8], [33], [75] und [100].

Zur Ermittlung der Massen-Stoßbremsvermögen in Abhängigkeit von der Strahlungsqualität wird die Polynomformel aus [6] verwendet.

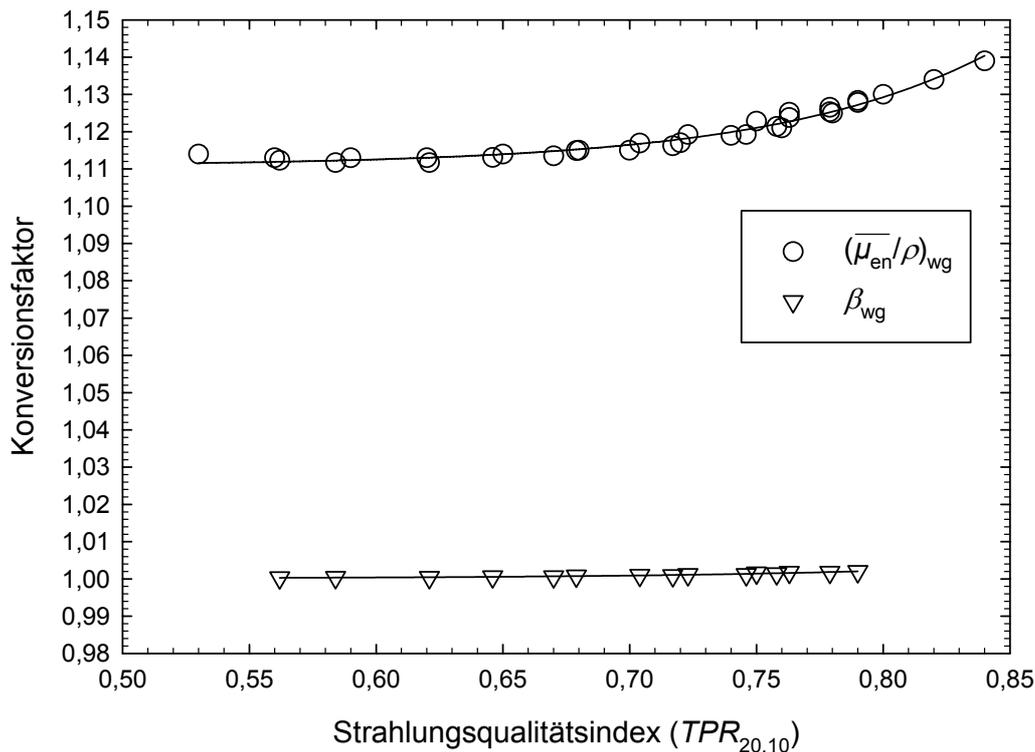


Abbildung 37: Verhältnisse der Massen-Energieabsorptionskoeffizienten und Energietransportfaktoren für Wasser und Graphit in Abhängigkeit vom Strahlungsqualitätsindex

Tabelle 17: Regressionsparameter zur Bestimmung der Graphit-Kalorimeter Korrektions- und Dosiskonversionsfaktoren für hochenergetische Photonenstrahlung für die Gleichungen (65-68)

Korrektions- / Dosiskonversionsfaktor	Regressionsparameter		
	$y_0$	$a$	$b$
Spalteffekt-Korrektur, $k_{\text{gap}}$	1,0012	0,2498	6,1239
Korrektur für den Unterschied in der Luftschwächung, $k_{\Delta\text{air}}$	0,9909	0,0097	n/a
Verhältnis der Massen-Energieabsorptionskoeffizienten, $(\overline{\mu_{en}/\rho})_{w,g}$	1,1108	$1,4576 \cdot 10^{-6}$	11,8066
Verhältnis der Energietransportfaktoren, $\beta_{w,g}$	1,0001	$1,0782 \cdot 10^{-6}$	9,5064

Die Anwendung und die Gesamtverifizierung der implementierten strahlungsqualitätsspezifischen Korrektions- und Dosiskonversionsfaktoren erfolgte im Rahmen von Messungen im Landeskrankenhaus Wiener Neustadt und im Rahmen des EURAMET TC-IR Projektes 1021. Es wird darauf hingewiesen, dass zur Durchführung weiterer Messungen und Kalibrierungen an Beschleunigern in Krankenhäusern und Forschungseinrichtungen/Universitäten sowie NMI's, ein stabiles Monitorsystem in Form einer am jeweiligen Beschleuniger reproduzierbar montierbaren Durchstrahlungs-Ionisationskammer benötigt wird.

## 7.4 Hochenergetische Elektronenstrahlung

Die Durchführung von Primärstandard-Dosimetrie hochenergetischer Elektronenstrahlung mit dem Graphit-Kalorimeter ist grundsätzlich möglich, erfordert aber primär die Adaptierung des Graphitphantoms an die messtechnischen Anforderungen. Darüber hinaus sind umfangreiche Messungen zum Testen der erarbeiteten Konzepte erforderlich.

## 8 Schlussfolgerungen und Ausblick

Die Anwendung des Graphit-Kalorimeters in Strahlungsfeldern hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung erfordert strahlungsqualitätsspezifische Korrekturfaktoren für das Graphit-Kalorimeter selbst und die zum Messsystem gehörenden Ionisationskammern. Darüber hinaus werden Dosiskonversionsfaktoren zur Umrechnung der Messgröße Graphit-Energiedosis in Wasser-Energiedosis benötigt.

Diese Korrektions- und Dosiskonversionsfaktoren wurden im Rahmen dieser Arbeit ermittelt - größtenteils auf Basis von Monte Carlo Simulationen. Aufgrund der durchgeführten Arbeiten wurden die methodischen Grundlagen für die Primärstandard-Dosimetrie hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung mit dem BEV Graphit-Kalorimeter geschaffen. Dies ermöglicht eine direkt-rückführbare Dosimetrie dieser Strahlungsfelder und die Durchführung von Kalibriermessungen. Für die praktische Umsetzung der Primärstandard-Dosimetrie hochenergetischer Elektronenstrahlung mit dem Graphit-Kalorimeter sind allerdings noch Adaptierungen des Graphitphantoms an die messtechnischen Anforderungen notwendig.

Um die methodischen Grundlagen zur Durchführung von Ionisationskammer Kalibrierungen in hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung anwenden zu können, ist es erforderlich, dass für das BEV ein permanenter Zugang zu einem Beschleuniger gegeben ist. Möglichkeiten dafür wären die Weiterführung der Kooperation mit dem Landesklinikum Wiener Neustadt, die Nutzung der Bestrahlungs-Einrichtungen eines anderen Metrologieinstitutes bzw. Forschungsinstitutes/Universität oder eine Kooperation auf Forschungsbasis im Rahmen des MedAustron Projektes. Die Nutzung der Bestrahlungseinrichtungen eines anderen Metrologieinstitutes könnte wieder im Rahmen einer Vergleichsmessung erfolgen. Beschleuniger für den strahlentherapeutischen Einsatz haben eine interne Monitorkammer, deren Stabilität und Genauigkeit für Kalibrierarbeiten nicht ausreichend ist. Es wird daher ein stabiles Monitorsystem in Form einer am jeweiligen Beschleuniger reproduzierbar montierbaren Durchstrahlungs-Ionisationskammer benötigt. Grundsätzlich besteht die Möglichkeit mit dem Graphit-Kalorimeter Direktkalibrierungen in den Spitälern durchzuführen, was durch den großen logistischen Aufwand und Zeitaufwand jedoch unzumutbar erscheint. Auch die Koordinierung der Messungen mit dem regulären Patientenbetrieb erscheint auf Grund des Zeitaufwandes problematisch. Zweckmäßiger und praktikabler wäre allerdings mit kalibrierten Sekundärnormalen - kalibriert mit dem Graphit-Kalorimeter - die Kalibrierungen in den Krankenanstalten durchzuführen. Denkbar wäre auch, dass kalibrierte Ionisationskammern versendet werden, und die Medizinphysiker vor Ort die Beschleuniger kalibrieren.

## 9 Literaturverzeichnis

- [1] Allisy-Roberts, P.J., Burns, D.T., Kessler, C. *Measuring conditions used for the calibration of ionization chambers at the BIPM*. Rapport BIPM-07/06, 20 pp, 2007.
- [2] Allisy-Roberts, P.J., Burns, D.T. *Summary of the BIPM.RI(1)-K4 comparison for absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  gamma radiation*. Metrologia 42, Tech. Suppl., 06002, 2005.
- [3] Allisy-Roberts, P.J., Burns, D.T., Kessler, C., Delaunay, F., Leroy, E. *Comparison of the standards for absorbed dose to water of the BNM-LNHB and the BIPM for  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -rays*. Metrologia 42, Tech. Suppl., 06006, 2005.
- [4] Andreo, P. et al. *Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*. International Atomic Energy Agency (IAEA), Vienna 2005.
- [5] Andreo, P., Burns, D.T., Hohlfeld, K., Huq, M.S., Kanai, T., Laitano, F., Smyth, V.G., Vynckier, S. *Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: an international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water*. Technical Reports series No. 398, International Atomic Energy Agency (IAEA), Vienna 2000.
- [6] Andreo, P. *Improved calculations of stopping power ratios and their correlation with the quality of therapeutic photon beams*. In: Measurement Assurance in Dosimetry, proceedings of a symposium 335-359, IAEA Vienna, 1994.
- [7] Andreo, P. *Monte Carlo techniques in medical radiation physics*. Phys. Med. Biol., Vol. 36, No 7, 861-920, 1991.
- [8] Andreo, P, Cunningham, J.R, Hohlfeld, K. *Absorbed dose determination in photon and electron beams: an international code of practice*. Technical Reports series No. 277, International Atomic Energy Agency (IAEA) Vienna, 1987.
- [9] Baumgartner, A., Steurer, A., Maringer, F.J. *Simulation of photon energy spectra from Varian 2100C and 2300C/D Linacs: Simplified estimates with PENELOPE Monte Carlo models*. Applied Radiation and Isotopes 67 2007-2012, 2009.

- [10] Baumgartner, A., Steurer, A., Maringer, F.J. *Die Weiterentwicklung des Graphit-Kalorimeter Primärnormals*. Gemeinsame Tagung des Österreichischen Verbandes für Strahlenschutz ÖVS und des Deutsch/Schweizerischen Fachverbandes für Strahlenschutz – FS, 21. bis 25. September 2009, Alpbach Tirol. © by TÜV Media GmbH, TÜV Rheinland Group, Köln 2009.
- [11] Baumgartner, A., *Methodische Energiebereichserweiterung des Graphit-Kalorimeter Primärnormals*. Interner Ergebnisbericht, 2008.
- [12] Baumgartner A. Steurer, A., Maringer, F.J. *Advance of the Austrian Absorbed Dose to Water Primary Standardisation System*. IRPA 12, 12th International Congress of the International Radiation Protection Association, Buenos Aires 2008.
- [13] Baumgartner, A., Witzani, J., Steurer, A., Leitner, A., Maringer, F.J. *Energy Range and Application Enhancement of the BEV Graphite Calorimeter: First Assignments and Preliminary Results*. Absorbed Dose and Air Kerma Primary Standards Workshop, Paris 2007.
- [14] Bé, M.-M., Chisté, V., Dulieu, C., Browne, E., Baglin, C., Chechev, C., Kuzmenko, N., Helmer, R., Kondev, F., MacMahon, D., Lee, K.B. *Table of Radionuclides (Vol. 3 – A = 3 to 244), Monographie BIPM-5*. Bureau International des Poids et Mesures (BIPM), 2006.
- [15] Berger, M.J., Hubbell, J.H., Seltzer, S.M., Chang, J. Coursey, J.S., Sukumar, R., Zucker, D.S. *XCOM: Photon Cross Sections Database*. NIST Standard Reference Database 8 (XGAM), Online: March 1998 Last Update: February 2009.
- [16] Berger M.J., Hubbell, J.H. *XCOM: Photon Cross Sections on a Personal Computer*. Report NBSIR 87-359, National Bureau of Standards, Gaithersburg, MD, 1987.
- [17] Twaroch, C., Freistetter, G., Leitner, A. *Maß- und Eichrecht, Akkreditierung von Eich- und Kalibrierstellen*. Physikalisch-technischer Prüfdienst des Bundesamtes für Eich und Vermessungswesens, Wien, 2004.
- [18] BIPM. *Constantes physiques pour les étalons de mesure de rayonnement*. BIPM Com. Cons. Etalons Mes. Ray. Ionisants, Section (I) 11, p. R45 (Paris : Offilib), 1985.
- [19] Boutillon, M. *Volume recombination parameter in ionization chambers*. Phys. Med. Biol. 43 2061-2072, 1998.
- [20] Boutillon, M., Perroche, A.-M. *Ionometric determination of absorbed dose to water for cobalt-60 gamma rays*. Phys. Med. Biol. 38, 439-454, 1993.
- [21] Boutillon, M. *Gap correction for the calorimetric measurement of absorbed dose in graphite with a <sup>60</sup>Co beam*. Phys. Med. Biol. 34, 1989.

- [22] Burns, D.T., Roger, P. *Characterization of the BIPM low-energy x-ray facility following a change of x-ray tube and high-voltage generator*. BIPM CCRI(I)/01-07, 2007.
- [23] Burns, D.T. *Calculation of  $k_{\text{wall}}$  for  $^{60}\text{Co}$  air-kerma standard using PENELOPE*. CCRI(I)/03-40, 2003.
- [24] Chin, E., Palmans, H., Shipley, D., Bailey, M. Verhaegen, F. *Analysis of dose perturbation factors of a NACP-02 ionization chamber in clinical electron beams*. Phys. Med. Biol. 54 307–326, 2009.
- [25] Chofor, N., Looe, H. K., Kapsch, R. P., Harder, D, Willborn, K. C., Rühmann, A., Poppe, B. *Characterization of the radiation quality of  $^{60}\text{Co}$  therapy units by the fraction of air kerma attributable to scattered photons*. Phys. Med. Biol. 52 N137–N147, 2007.
- [26] CIPM MRA. *Mutual recognition of national measurement standards and of calibration and measurement certificates issued by national metrology institutes*. International Committee for Weights and Measures, 1999.
- [27] Cullen D.E., Hubbell, J.H., Kissel, L. *EPDL97: The evaluated data library, 097 version*, Report UCRL-50400 vol. 6, rev. 5, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, 1997.
- [28] Cullen, D.E., Perkins, S.T., Seltzer, S.M. *Tables and Graphs of Electron Interaction Cross 10 eV to 100 GeV Derived from the LLNL Evaluated Electron Data Library (EEDL),  $Z = 1 - 100$* , Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-50400, Vol. 31, November 1991.
- [29] Daures, J., Ostrowsky, A. *New constant-temperature operating mode for graphite calorimeter at LNE-LNHB*. Phys. Med. Biol. 50, 2005.
- [30] Davidson, S., Cui, J., Followill, D., Ibbott, G., Deasy, J. *A flexible Monte Carlo tool for patient or phantom specific calculations: comparison with preliminary validation measurements*. Third McGill International Workshop, Journal of Physics: Conference Series 102, 012004, 2008.
- [31] DIN 6800-2:2008-03. *Dosismessverfahren nach der Sondenmethode für Photonen- und Elektronenstrahlung – Teil 2: Dosimetrie hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung mit Ionisationskammern*.
- [32] Domen, S.R. *Central-Axis  $^{60}\text{Co}$  Ionization Measurements in Graphite As A Function of Phantom Diameter, Depth, and Field Size*. NBSIR 77-1203, 1978.
- [33] Domen, S.R., Lamperti, J.P. *A Heat-loss Compensated Calorimeter: Theory Design and Performance*. J. Res. Nat. Bur. Stand. 78A, 1974.
- [34] DuSautoy, A.R. *The UK Primary standard calorimeter for photon-beam absorbed dose measurement*. Phys. Med. Biol. 41, 1996.

- [35] EURATOM. *Richtlinie 96/29/Euratom des Rates vom 13. Mai 1996 zur Festlegung der grundlegenden Sicherheitsnormen für den Schutz der Gesundheit der Arbeitskräfte und der Bevölkerung gegen die Gefahren durch ionisierende Strahlungen*. ABl. Nr. L 159 vom 29. Juni 1996, S. 1.
- [36] Europäisches Komitee für Elektrotechnische Normung. *Elektromedizinische Geräte - Dosimeter mit Ionisationskammern zur Verwendung in der Strahlentherapie*. IEC EN 60731:1997.
- [37] Fippel, M., Haryanto, F., Dohm O., Nüsslin, F. *A virtual photon energy fluence model for Monte Carlo dose calculation*. Medical Physics 30, 301-311, 2003.
- [38] Fix, M.K. Monte Carlo models for dosimetry in photon beam radiotherapy. Ph.D. Thesis, Swiss Federal Institute of Technology, 2001.
- [39] Guerra, A.S., CAPORALI, C., Laitano, R.F., Pimpinella, M. *Improvements in absorbed dose standards at INMRI-ENEA*. Absorbed Dose and Air Kerma Primary Standards Workshop, Paris 2007.
- [40] Guerra, A.S., Laitano, R.F., Pimpinella, M. *Characteristics of the absorbed dose to water standard at ENEA*. Phys. Med. Biol. 41, 1996.
- [41] Hubbel, J. H., Seltzer, S. M. *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements Z = 1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest\**. Ionizing Radiation Division, Physics Laboratory National Institute of Standards and Technology Gaithersburg, MD 20899. NIST Standard Reference Database 126, Online: May 1996 - Last update: July 2004.
- [42] International Commission on Radiation Units and Measurements. *Dosimetry of High-Energy Photon Beams Based on Standards of Absorbed Dose to Water*. ICRU Report No 64, 2001.
- [43] International Commission on Radiation Units and Measurements. *Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation*. ICRU Report 60, 1998.
- [44] International Commission on Radiation Units and Measurements. *Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry*. ICRU Report 51, 1993
- [45] International Commission on Radiation Units and Measurements. *Stopping Powers for Electrons and Positrons*. ICRU Report 37, 1984.
- [46] International Commission on Radiation Units and Measurements. *Specification of high activity gamma ray sources*. ICRU Report 18, 1970.
- [47] International Commission on Radiological Protection. *The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP publication 103*. Annals of the ICRP, Volume 37, Issues 2-4, Pages 1-332, 2007.

- [48] ISO/IEC Guide 98-3:2008. *Uncertainty of measurement – Part 3: Guide to the expression of uncertainty in measurement (GUM:1995)*. 2008
- [49] ISO/IEC-Leitfaden 99:2007. *Internationales Wörterbuch der Metrologie – Grundlegende und allgemeine Begriffe und zugeordnete Benennungen (VIM), Deutsch-englische Fassung*. DIN Deutsches Institut für Normung e. V. und Beuth Verlag GmbH 2009.
- [50] Hahn, D., Wagner, S. *Kohlrausch: Praktische Physik*. Band 2. 23., neubearbeitete und erweiterte Auflage. B.G. Teubner Stuttgart, 1985.
- [51] Kauffmann, Moser, Sauer. *Radiologie*. 2., erweiterte Auflage, Urban & Fischer Verlag München/Jena, 2001.
- [52] Kessler, C., Allisy-Roberts, P.J., Steurer, A., Baumgartner, A., Tiefenboeck, W., Gabris, F. *Comparison of the standards for absorbed dose to water of the BEV and the BIPM for  $^{60}\text{Co}$  gamma radiation*. Draft B Report 2010/03/29. 2010.
- [53] Kessler, C., Allisy-Roberts, P.J., Burns, D.T., Roger, P., de Prez, L.A., de Pooter, J.A., Damen, P.M.G. *Comparison of the standards for absorbed dose to water of the VSL and the BIPM for  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -rays*. Metrologia 46, Tech. Suppl., 06009, 2009.
- [54] Kessler, C., Allisy, P.J., Burns, D.T., Krauss, A., Kapsch, R.-P. *Comparison of the standards for absorbed dose to water of the PTB, Germany and the BIPM for  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -rays*, Metrologia 43, Tech. Suppl., 06005, 2006.
- [55] Krauss, A. *The PTB water calorimeter for the absolute determination of absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  radiation*. Metrologia 43 259–72, 2006.
- [56] Krieger, H. *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*. 2., überarbeitete und erweiterte Auflage, B.G. Teubner Verlag / GWV Fachverlage GmbH, Wiesbaden 2007.
- [57] Krieger, H. *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz: Band 1 Grundlagen*. 3., völlig neu bearbeitete Auflage, B.G. Teubner GmbH, Stuttgart/ Leipzig/ Wiesbaden, 2002.
- [58] Krieger, H. *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz: Band 2 Strahlungsquellen, Detektoren und klinische Dosimetrie*. 3., überarb. Auflage, B.G. Teubner GmbH, Stuttgart/Leipzig/Wiesbaden, 2001.
- [59] Leitner, A., Witzani, J. *The Realization of the Unit of Absorbed Dose at the Austrian Dosimetry Laboratory Seibersdorf*. Seibersdorf Report OEFZS–4740, Februar 1995.
- [60] Leitner, A., Tiefenböck, W., Witzani, J. Strachotinsky, Ch. *Investigation of Some Aspects of the IAEA Code of Practice for Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams, Measurement Assurance in Dosimetry*.

- Proceedings of an international symposium on measurement assurance in dosimetry organized by the International Atomic Energy agency and held in Vienna, 24-27 May 1993.
- [61] McEwen M.R., DuSautoy, A.R. *Primary standards of absorbed dose for electron beams*. Metrologia 46 S59-S79, 2009.
- [62] McEwen M.R., Palmans, H., Williams, A. *An empirical method for the determination of wall perturbation factors for parallel-plate chambers in high-energy electron beams*. Phys. Med. Biol. 51 5167-5181, 2006.
- [63] McEwen, M.R., Williams, A.J., DuSautoy, A.R. *Determination of absorbed dose calibration factors for therapy level electron beam ionization chambers*. Phys. Med. Biol. 46 741-755, 2001.
- [64] McEwen, M.R., Duane, S. *A portable calorimeter for measuring absorbed dose in the radiotherapy clinic*. Phys. Med. Biol. 45 3675-3691, 2000.
- [65] McEwen, M.R., DuSautoy, A.R., Williams, A.J. *The calibration of therapy level electron beam ionization chambers in terms of absorbed dose to water*. Phys. Med. Biol. 43 2503-2519, 1998.
- [66] McKenzie, A.L., Stevens, P.H. *How is photon head scatter in a linear accelerator related to the concept of a virtual source?* Phys Med. Biol. 38 1173-1180, 1993.
- [67] Medin, J., Ross, C., Stucki, G., Klassen, N., Seuntjens, J. *Commissioning of an NRC-type sealed water calorimeter at METAS using  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -rays*. Phys. Med. Biol. 49 4073-86, 2004.
- [68] Mesbahi, A. *Dosimetric characteristics of unflattened 6MV photon beams of a clinical linear accelerator: A Monte Carlo study*. Applied Radiation and Isotopes 65 1029-1036, 2007.
- [69] Mesbahi, A., Reilly, A. J., Thwaites, D. I. *Development and commissioning of a Monte Carlo photon beam model for Varian Clinac 2100EX linear accelerator*. Applied Radiation and Isotopes 64 656-662, 2006.
- [70] Mesbahi, A., Fix, M., Allahverdi. M., Grein, E., Garaati, H. *Monte Carlo calculation of Varian 2300C/D Linac photon beam characteristics: a comparison between MCNP4C, GEANT3 and measurements*. Applied Radiation and Isotopes 62 469-477, 2005.
- [71] Mora, G. M., Maio, A., Rogers, D. W. O. *Monte Carlo simulation of a typical Co-60 source*. Med. Phys. 29 2494-502, 1999.
- [72] Müller, D., Pritz, J., Steger, F., *Das Strahlenschutzgesetz - Erläuterungen und Kommentare*. ON Österreichisches Normungsinstitut, ON-V 88:2005 03 01, 2005

- [73] Neu, A. *Radioaktivität und Strahlung - Grenzwerte und Richtwerte*. Fachverband für Strahlenschutz e. V. TÜV-Verlag GmbH, Köln, 2003.
- [74] Niyazi, K.M. *Quantitative Beschreibung des Phasenraums eines medizinischen Elektronen-Linearbeschleunigers durch Monte Carlo Simulation*. Diplomarbeit an der Physikalischen Fakultät der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen, 2008.
- [75] Nutbrown, R.F., Duane, S., Shipley, D.R. Thomas, R.A.S. *Evaluation of factors to convert absorbed dose calibrations from graphite to water for the NPL high-energy photon calibration service*. Phys. Med. Biol. 47, 2002.
- [76] Owen, B., DuSautoy, A.R. *Correction for the effect of the gaps around the core of an absorbed dose graphite calorimeter in high energy photon radiation*. Phys. Med. Biol. 36, 1991.
- [77] ÖNORM S 5230:2006-11. *Strahlenschutzdosimeter – Allgemeine Regeln*.
- [78] ÖNORM S 5234-3:2009-11. *Klinische Dosimetrie – Teil 3: Ionisationskammerdosimetrie in der Teletherapie*.
- [79] ÖNORM S 5234-3:2001-05: *Klinische Dosimetrie, Ionisationskammerdosimetrie*
- [80] ÖNORM S 5255-1:2001-09. *Messunsicherheiten und Grenzwerte im Strahlenschutz – Teil 1: Grundlagen*.
- [81] Perroche, A.-M., Boutillon, M., Leitner, A. *Comparison of the standards of air kerma and of absorbed dose to water of the BEV and the BIPM for  $^{60}\text{Co}$  gamma rays*. Rapport BIPM-1994/07, 7 pp
- [82] Pruitt, J.S., Loevinger, R. *The photon-fluence scaling theorem for Compton-scattered radiation*. Med Phys 9, 1982.
- [83] Radu, D., Guerra, A.S., Ionica, C., Astefanoaei, I. *Heat loss through connecting thermistor wires in a three-body graphite calorimeter*. Metrologia 47 179–191, 2010
- [84] Reich, H. *Dosimetrie ionisierender Strahlung*. B.G. Teubner Stuttgart 1990.
- [85] Ross, C.R. et al. *Final report of the SIM  $^{60}\text{Co}$  absorbed-dose-to-water comparison SIM.RI(I)-K4*. Metrologia 45, Tech. Suppl., 06011, 2008.
- [86] Salvat, F., Fernández-Varea, J.M. *Overview of physical interaction models for photon and electron transport used in Monte Carlo codes*. Metrologia 46 S112–S138, 2009.
- [87] Salvat, F., Fernández-Varea, J.M., Sempau, J. *PENELOPE-2006: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*. OECD Nuclear Energy Agency, Issy-les-Moulineaux France, 2006.

- [88] Salvat, F., Jablonski, A., Powell C. J. *ELSEPA-Dirac partial-wave calculation of elastic scattering of electrons and positrons by atoms, positive ions and molecules*. Comput. Phys. Commun. 165, 157-190, 2005.
- [89] Seltzer, S.M., Berger, M. J. *Bremsstrahlung energy spectra from electrons with kinetic energy 1 keV-10 GeV incident on screened nuclei and orbital electrons of neutral atoms with  $Z = 1-100$* . At. Data Nucl. Data Tables 35, 345-418, 1986.
- [90] Seuntjens, J., Duane, S. *Photon absorbed dose standards*. Metrologia 46 S39-S58, 2009.
- [91] Sheikh-Bagheri, D., Rogers, D.W.O. *Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code*. Med. Phys. 29(3) 391-402, 2002.
- [92] Sheikh-Bagheri, D., Rogers D.W.O. *Sensitivity of megavoltage photon beam Monte Carlo simulations to electron beam and other parameters*. Med. Phys. 29, 379-390, 2002.
- [93] Shipley, D.R., Duane, S. *Determination of photon fluence spectra from the NPL Mobaltron  $^{60}\text{Co}$  unit*. RSA(EXT 46), ISSN 0955-9655, National Physical Laboratory Teddington Middlesex, United Kingdom, TW11 0L W, 1994.
- [94] Steger, F., Stolba, G., Müller, D., Pritz, J., *Allgemeine Strahlenschutzverordnung - Erläuterungen und Kommentare*. Austrian Standards plus Publishing, ON-V 89:2006 10 01, 2006
- [95] Tatcher, M., Bjärngård, B. *Head-scatter factors and effective x-ray source positions in a 25-MV linear accelerator*. Med Phys. 19(3): 685-6, 1992.
- [96] Teimouri Sichani, B., Sohrabpour, M. *Monte Carlo dose calculations for radiotherapy machines: Theratron 780-C teletherapy case study*. Phys. Med. Biol. 49 807-18, 2004.
- [97] Verhaegen, F., Zakikhani, R., DuSautoy, A., Palmans H., Bostock, G. Shipley, D., Seuntjens, J. *Perturbation correction factors for the NACP-02 plane-parallel ionization chamber in water in high-energy electron beams*. Phys. Med. Biol. 51 1221-1235, 2006.
- [98] Verhaegen, F., Seuntjens, J. *Monte Carlo modelling of external radiotherapy photon beams*. Phys. Med. Biol. 48 R107-64, 2003.
- [99] Wang, L.L.W., Rogers, D.W.O. *The replacement correction factors for cylindrical chambers in high-energy photon beams*. Phys. Med. Biol. 54 1609-1620, 2009
- [100] Wise, K. N. *Monte Carlo Methods used to develop the Australian Absorbed Dose Standard*. Australian Radiation protection and Nuclear safety Agency, Technical Report 132, July 2001.

- 
- [101] Witzani, J., Leitner, A. *Standards of Air Kerma at the BEV for  $^{137}\text{Cs}$   $\gamma$  Rays*. Radiat. Prot. Dosimetry 67(4), 291-294, 1996.
- [102] Witzani, J. *Absorbed Dose Graphite Calorimeter Operators Manual*. Februar 1986.
- [103] Witzani, J., Duftschmid, K.E., Strachotinsky, Ch., Leitner, A. *A Graphite Absorbed-Dose Calorimeter in the Quasi-Isothermal Mode of Operation*. Metrologia 20, 1984.
- [104] Wulff, J., Heverhagen, J.T., Zink, K. *Monte-Carlo-based perturbation and beam quality correction factors for thimble ionization chambers in high-energy photon beams*. Phys. Med. Biol. 53 2823-2836, 2008.
- [105] X-5 Monte Carlo Team. *MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5*. LA-UR-03-1987, LA-CP-03-0245. Los Alamos National Laboratory 24, 2005.

## 10 Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Metrologische Rückführbarkeit in Österreich.....	1
Abbildung 2: Schematische Darstellung der Bauarten von $^{60}\text{Co}$ Strahleneinrichtungen für die Teletherapie, Bild übernommen von [58].....	8
Abbildung 3: Schematische Darstellung der Komponenten im Strahlengang eines Linearbeschleunigers, Bild übernommen von Varian Medical Systems, Quelle: <a href="http://www.varian.com/us/oncology/radiation_oncology/clinac/">http://www.varian.com/us/oncology/radiation_oncology/clinac/</a> .....	9
Abbildung 4: Gesamt- und Teil-Massen-Schwächungskoeffizienten für Photonen in Uran (Zahlenwerte gemäß [15]).....	13
Abbildung 5: Vergleich der Wechselwirkungskoeffizienten für Schwächung und Energieabsorption für Photonen in Wasser (Zahlenwerte gemäß [41]).....	14
Abbildung 6: Monte Carlo Simulation des Strahlungstransportes eines Strahlenbündels von 50 Photonen mit der Anfangsenergie von 1,25 MeV (linkes Bild) und 6 MeV (rechtes Bild) in 30 cm Wasser .....	15
Abbildung 7: Schematische Darstellung des Stoßparameters bei der Wechselwirkung von Elektronen mit Materie, [56].....	16
Abbildung 8: Massenbremsvermögen, Massen-Stoßbremsvermögen und Massen-Strahlungsbremsvermögen für Elektronen in Wasser (blaue Kurve), Graphit (schwarze Kurve), Kupfer (grüne Kurve) und Uran (rote Kurve), Zahlenwerte berechnet mit PENELOPE [87] .....	18
Abbildung 9: Monte Carlo Simulation des Strahlungstransportes eines Strahlenbündels von 50 Elektronen mit der Anfangsenergie von 10 MeV (linkes Bild) und 20 MeV (rechtes Bild) in 10 cm Wasser .....	19
Abbildung 10: Anwendungsbereiche und mögliche Abmessungen von Gleichgewichtskammern und Bragg-Gray-Kammern, [84] .....	26
Abbildung 11: Tiefendosiskurven in Wasser für 4 MV, 6 MV, 10 MV und 15 MV Photonenstrahlung .....	27
Abbildung 12: Relative Dosisquerprofile für 4 MV Photonenstrahlung in 10 cm Wasser.....	28
Abbildung 13: Tiefendosiskurven in Wasser, berechnet für 6 MeV, 10 MeV, 15 MeV und 22 MeV Elektronen.....	29
Abbildung 14 :Isodosenkurven für 12 MeV Photonenstrahlung in (a) Wasser, (b) Wasser mit eingelagerter Inhomogenität und (c) in Wasser bei Verwendung eines Keilfilters, [58].....	30
Abbildung 15: Das Graphit-Kalorimeter .....	34

Abbildung 16: Querschnittszeichnung des Graphit-Kalorimeters.....	35
Abbildung 17: Graphit-Kalorimeter eingebaut in das Graphitphantom.....	36
Abbildung 18: Wechselstrombrückenschaltung der Graphit-Kalorimeter Thermistoren.....	36
Abbildung 19: Nicht lineare Drift-Extrapolation, berechnet durch das Graphit-Kalorimeter Mess- und Auswertprogramm.....	38
Abbildung 20: Elektrischer Kalibrierfaktor des Graphit-Kalorimeters für den gesamten Temperatur-Arbeitsbereich.....	40
Abbildung 21: Querschnittszeichnung einer CC01 Graphit-Hohlraumionisationskammer, [101]..	44
Abbildung 22: BEV Messhierarchie für eine Kalibrierung in der Einheit der Wasser-Energiedosis in $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung.....	51
Abbildung 23: Messaufbau für die Bestimmung der Tiefendosiskurven im LK Wiener Neustadt.	80
Abbildung 24: Graphit-Kalorimeter Messanordnung an der $^{60}\text{Co}$ Teletherapieanlage im Dosimetrielabor.....	121
Abbildung 25: Ionisationskammermessungen im Graphitphantom (Strahlrichtung von links nach rechts) und im Wasserphantom (Strahlrichtung von rechts nach links) an der $^{60}\text{Co}$ Teletherapieanlage im Dosimetrielabor des BEV.....	122
Abbildung 26: Graphit-Kalorimeter Messanordnung im Landeskrankenhaus Wiener Neustadt.....	124
Abbildung 27: Flussdiagramm zur Durchführung der Vergleichsmessung bezüglich $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung.....	145
Abbildung 28: Flussdiagramm zur Durchführung der Vergleichsmessung bezüglich hochenergetischer Photonenstrahlung.....	145
Abbildung 29: Messaufbau mit dem Graphit-Kalorimeter an der $^{60}\text{Co}$ Bestrahlungsanlage der PTB (linkes Bild) und Messanordnung für die Ionisationskammermessungen im Graphitphantom an der METAS $^{60}\text{Co}$ Bestrahlungsanlage (rechtes Bild).....	146
Abbildung 30: Messaufbau mit dem Graphit-Kalorimeter an einem Beschleuniger der PTB (linkes Bild) und am METAS Beschleunigers (rechtes Bild).....	146
Abbildung 31: Vergleich der BEV und PTB Ergebnisse der EURAMET TC-IR Vergleichsmessung bezüglich hochenergetischer Photonenstrahlung.....	148
Abbildung 32: Vergleich der BEV und METAS Ergebnisse der EURAMET TC-IR Vergleichsmessung bezüglich hochenergetischer Photonenstrahlung.....	148
Abbildung 33: Spalteffekt-Korrektion für hochenergetische Elektronenstrahlung.....	151
Abbildung 34: Berechnete Photonen-Fluenzspektren der $^{60}\text{Co}$ Teletherapieanlage in 100 cm Entfernung mit einer Feldgröße von 10 cm × 10 cm und in 61 cm Entfernung mit einer Feldgröße von 6,1 cm × 6,1 cm.....	155

---

Abbildung 35: Berechnete Photonen-Fluenzspektren der Varian Beschleuniger .....	156
Abbildung 36: Graphit-Kalorimeter Korrektionsfaktoren für hochenergetische Photonenstrahlung in Abhängigkeit vom Strahlungsqualitätsindex.....	158
Abbildung 37: Verhältnisse der Massen-Energieabsorptionskoeffizienten und Energietransportfaktoren für Wasser und Graphit in Abhängigkeit vom Strahlungsqualitätsindex .....	159

# 11 Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Übersicht über die auf Teilchenzahlen bezogen skalaren Strahlungsfeldgrößen.....	10
Tabelle 2: Übersicht über die auf Summen von Teilchenenergien bezogen skalaren Strahlungsfeldgrößen (ohne raumwinkelbezogene Feldgrößen).....	11
Tabelle 3: Messverfahren/Methoden zur Dosimetrie ionisierender Strahlung.....	24
Tabelle 4: Dosis-Ansprechvermögen verschiedener Materialien bei einer Umgebungstemperatur von ca. 20°C, Daten übernommen von [42].....	32
Tabelle 5: Aufbau der Bestandteile des Graphit-Phantoms .....	35
Tabelle 6: Verwendete Graphittiefen für die Kalorimetermessungen .....	46
Tabelle 7: Verwendete Messabstände für $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung und Beispiele für anzuwendende Abstände in hochenergetischer Photonenstrahlung.....	47
Tabelle 8: Verwendete Beschleuniger im Landeskrankenhaus Wiener Neustadt .....	79
Tabelle 9: Ergebnisse der Graphit-Kalorimetermessungen zur Festlegung des BEV Referenzwertes für $^{60}\text{Co}$ Wasser-Energiedosisleistung der Teletherapieanlage .....	123
Tabelle 10: Ergebnisse der Graphit-Kalorimeter Messungen unter Verwendung von Methode 1 am LINAC 2, LK Wiener Neustadt .....	125
Tabelle 11: Ergebnisse der Graphit-Kalorimeter Messungen unter Verwendung von Methode 1 am LINAC 1, LK Wiener Neustadt .....	125
Tabelle 12: Vergleich der Kammerfaktoren für 4 MV u. 10 MV Photonen ermittelt gemäß Methode 2 und durch Kalibrierung in $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung auf Basis von ÖNORM S 5234-3.....	125
Tabelle 13: Ergebnisse der EURAMET TC-IR Vergleichsmessung für $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung ....	147
Tabelle 14: Ergebnisse der EURAMET TC-IR Vergleichsmessung für hochenergetische Photonenstrahlung .....	147
Tabelle 15: Verwendete Referenztiefen zur Berechnung der Spalteffekt-Korrektion für hochenergetische Elektronenstrahlung .....	151
Tabelle 16: Zahlenwerte der Graphit-Kalorimeter Korrektionsfaktoren für $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung.....	156
Tabelle 17: Regressionsparameter zur Bestimmung der Graphit-Kalorimeter Korrektions- und Dosiskonversionsfaktoren für hochenergetische Photonenstrahlung für die Gleichungen (65-68).....	159

## 12 Anhang - Beiträge zu wissenschaftlichen Tagungen

### 12.1 Workshop on "Absorbed Dose and Air Kerma Primary Standards", Paris 2007

Der Workshop „Absorbed Dose and Air Kerma Primary Standards“ wurde vom BIPM in Zusammenarbeit mit LNE-LNHB organisiert und vom LNE, CEA/LIST und dem BIPM im Mai 2007 in Paris abgehalten, siehe [http://www.nucleide.org/ADAKPS\\_WS](http://www.nucleide.org/ADAKPS_WS). Die Tagung war ausschließlich Primärmethoden der Dosimetrie gewidmet. Die Tagungsschwerpunkte waren die laufenden Weiterentwicklungen an bestehenden Primärnormalen für Wasserenergiedosis und Luftkerma, im Bezug auf Korrekturfaktoren und Unsicherheitsabschätzungen, und die Entwicklung von neuen Standards und Methoden für die Primärstandard Dosimetrie.

Die Programminhalte waren:

- Wasser-Kalorimeter
- Graphit-Kalorimeter
- Ionisationskammern niedrige und mittlere Energien
- Ionisationskammern Luftkerma
- Spezielle Normale
- Ionisationskammern Energiedosis
- Ionisationskammern Linacs

Im Rahmen des Workshops wurde das Poster des BEV/PTP mit dem Titel „*Energy Range and Application Enhancement of the BEV Graphite Calorimeter: First Assignments and Preliminary Results*“ vorgestellt und ein Vortrag über dessen wesentlichen Inhalte gehalten. Weiters wurde ein Paper zu dem Poster beim Programmkomitee eingereicht welches mit den *workshop proceedings* publiziert wurde.

## ENERGY RANGE AND APPLICATION ENHANCEMENT OF THE BEV GRAPHITE CALORIMETER: FIRST ASSIGNMENTS AND PRELIMINARY RESULTS

Baumgartner A.<sup>1,2</sup>, Witzani J.<sup>1</sup>, Steurer A.<sup>1</sup>, Leitner A.<sup>1</sup>, Maringer F.J.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>BEV - Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen, Arltgasse 35, 1160 Vienna, AUSTRIA

<sup>2</sup>University of Technology Vienna, Atominstitut, Stadionallee 2, 1020 Vienna, AUSTRIA

**Abstract:** The Austrian primary standard of absorbed dose to water is a graphite calorimeter. It was developed in the Austrian Research Center Seibersdorf based on the design by Domen (former NBS) and has been in operation since 1983. The calorimeter is designed for quasi-adiabatic and quasi-isothermal mode of operation. The hardware including all measuring thermistors still works properly. Recently the calorimeter response has been verified by electric calibrations and measurements in the beam of the <sup>60</sup>Co teletherapy unit were successfully done as well. For the evaluation of the temperature drifts, automatic non-linear drift extrapolations based on a newly created LabView® evaluation program are used. The conversion from absorbed dose to graphite to absorbed dose to water is done by two methods based on the scaling theorem. These methods are: conversion by calculation and conversion with an ionisation chamber. The aim of the present work is to extend the application range of the BEV calorimeter to high energy photon and electron beams produced by accelerators. In order to get application specific correction factors for the BEV calorimeter, Monte Carlo simulations with PENELOPE code are in progress.

### 1. Introduction

A primary standard based upon an absorbed dose to graphite calorimeter is used to realize the unit absorbed dose to water at the BEV. The graphite calorimeter was designed and implemented by Witzani et al. In principle it's a Domen type calorimeter designed for quasi-adiabatic and quasi-isothermal mode of operation. The calibration of the instrument can be done heatloss-compensated or quasi-adiabatically. The conversion from absorbed dose to graphite to absorbed dose to water is done by two methods based on the scaling theorem, Pruitt et al. These methods are: conversion by calculation and conversion with an ionisation chamber. To enable field characterisation and calibration of photon and electron accelerators at Austrian hospitals the graphite calorimeter and its corresponding phantom has to be adapted to the measurement requirements for high energy radiation fields. For this purpose a set of conversion and correction factors is needed and obtained via Monte Carlo simulations and measurements - with the calorimeter itself and ionisation chambers.

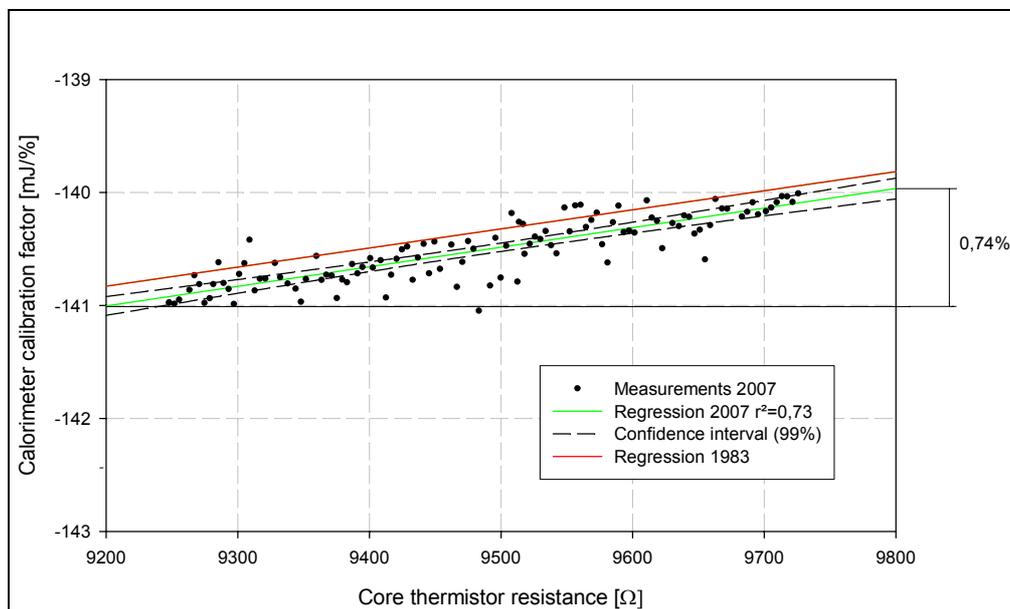
### 2. Measurements

To ensure the quality and reliability of the Austrian primary standard, the graphite calorimeter and its corresponding components had to undergo a refurbishment process. This process included a complete check of the hardware components of the calorimeter and the evaluation electronics. Because of aging processes the revision and replacement of hardware components was necessary. Furthermore the modernization included the development of a newly created LabView® evaluation program. This program provides automatic non-linear drift extrapolations and can be used for measurements in the *quasi-adiabatic* and *quasi-isothermal* operation mode.

The graphite-calorimeter is in operation since 1983. To identify aging processes of the measuring micro-thermistors the calorimeter response was verified for the complete temperature working range. These calibration measurements showed that the thermistors sensitivity slightly decreased. Figure 1 shows the dependence of the calibration factor

measured in 1983 and in 2007. The calorimeter calibration factor depends on the response of the thermistors, and is obtained via a well known input of electrical energy and by scoring the fractional change of the core thermistor resistances.

Fig.1: Calorimeter calibration factor for the complete temperature working range



In connexion with the refurbishment of the calorimeter, measurements in the beam of the BEV teletherapy unit, which was reloaded with a new  $^{60}\text{Co}$  source in 2004 were done. The realization of the measurements including setup, correction- and conversion factors was according to ICRU REPORT No 60 and No 64, Leitner et al and Witzani et al. The results showed good agreement within declared measurement uncertainties.

To study the feasibility of the estimated usage of the graphite calorimeter at high energy radiation fields from accelerators first measurements were done. The measurements were located in the hospital Wiener Neustadt at a Varian Clinac® accelerator using the graphite-calorimeter and secondary standards (Ionisation chamber: PTW 34001 – 0406, electrometer: UNIDOS 10002 – 20493) calibrated at METAS. In this case the conversion from absorbed dose to graphite to absorbed dose to water was done by a calculation based on the photon fluence scaling theorem with use of conversion and correction factors from DuSautoy, IAEA Technical report No.398, Nutbrown et al, Wise et al. First measurement results are promising, the final evaluation including all corrections still has to be done.

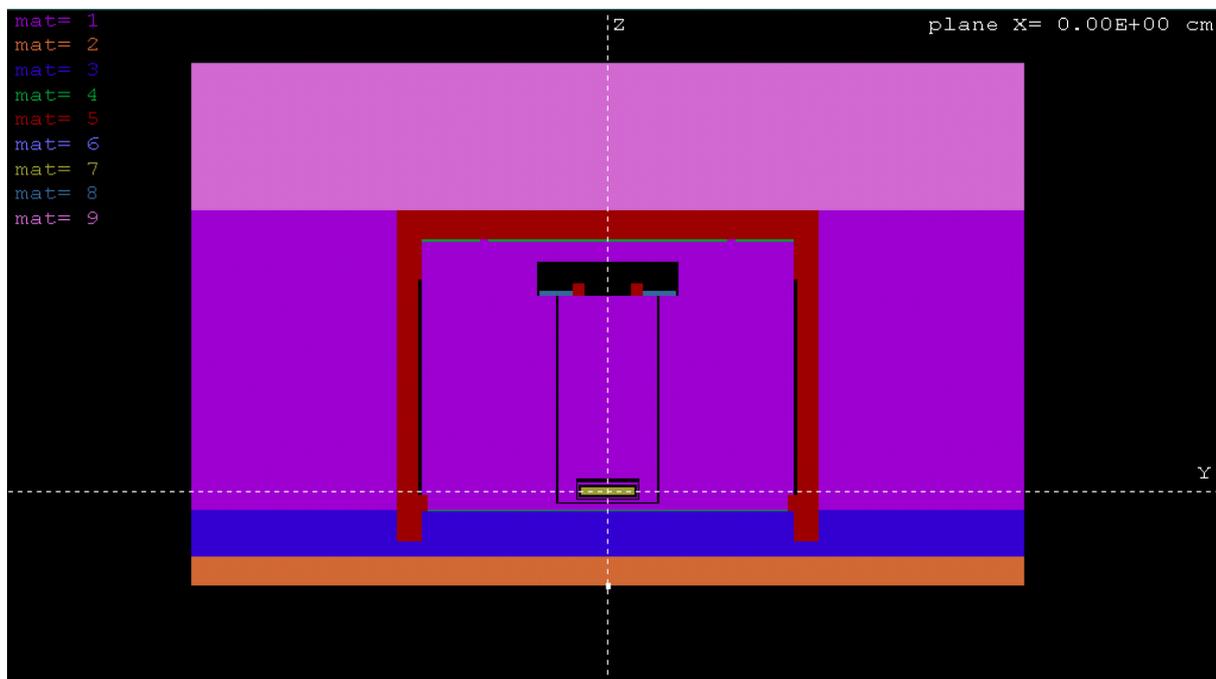
### 3. Simulation studies

The realization of the energy range and application enhancement of the graphite-calorimeter will be executed in different stages. First of all measurements and simulation studies for the estimation of correction factors are carried out for  $^{60}\text{Co}$  gamma rays to achieve a well founded basis. After that simulations with higher energies will be done. To verify the results of the simulation studies measurements with the graphite-calorimeter and with ionisations chambers at the BEV teletherapy unit and at accelerators for medical purposes are in progress.

In the framework of the energy range enhancement of the graphite-calorimeter Monte Carlo simulations with the code system PENELOPE 2006 are carried out. These simulations provide application specific correction factors to enable the use of the calorimeter in high energy radiation fields for medical applications. A major component from the set of

correction factors applied to the graphite-calorimeter is the correction for the effect of the vacuum gaps around the core, Boutillon, Guerra et al, Owen et al, Wise et al. Figure 2 shows one of the geometries used in the simulations with the *pencl* code for the determination of the gap correction factors. For the set up without gaps they were filled with graphite, and the thickness of the graphite plates in front of the calorimeter was reduced to ensure that the depth of graphite from the phantom surface to the middle of the core is the same. Altogether nine different materials were used for the modelling of the calorimeter and its surrounding phantom. The materials are: graphite with different densities (mat=1, mat=2, mat=3, mat=7, mat=9), air (mat=4), Lucite® (mat=5), Mylar® (mat=6) and polyvinyl chloride (mat=8). To get a correction for the effect of the gaps energy deposited in the core was scored for the geometry with and without gaps. With this geometries simulations are done for  $^{60}\text{Co}$  radiation and high energy beam qualities. For  $^{60}\text{Co}$  first simulation results using a monoenergetic point source are available and shall be discussed in chapter 4. The energy cut offs used in the simulations are: cut off energy loss for hard inelastic collision  $W_{\text{CC}} = 12,5 \text{ keV}$  and cut off energy loss for hard bremsstrahlung emission  $W_{\text{CR}} = 1 \text{ keV}$ .

Fig.2: Calorimeter geometry used for the gap-effect simulations



As mentioned above the conversion from absorbed dose to graphite to absorbed dose to water is done by methods base upon the scaling theorem. Thus the graphite phantom has to be a scaled cube with an edge length of 19,1 cm for  $^{60}\text{Co}$  gamma-rays and due to the larger size of the water phantom 25,4 cm for high energy photons. To study the effect of the deviation from the scaling requirements simulations with the PENELPE code *penmain* are in progress and first results for  $^{60}\text{Co}$  are explained in chapter 4. The simulation set up consists of two geometries: an exactly scaled graphite cube and a geometry model of the cylindrical phantom used for the measurements. Both geometries only consist of one material and two bodies namely the core where the deposited energy is scored and the surrounding phantom. Within these simulations a detailed collision by collision simulation with disregard of soft bremsstrahlung emission was used.

#### 4. Preliminary results & prospects

As mentioned in chapter 3 the simulation studies are first of all done for monoenergetic  $^{60}\text{Co}$  gamma rays. The simulations included the correction for the effect of the vacuum gaps around the core and the correction for the deviation of the graphite phantom dimensions from the scaling requirements. The results plotted in figure 3 and figure 4 show the correction factors with  $1\sigma$  statistical uncertainty under variation of the field size.

Fig.3: Correction for the effect of the gaps, depending on the field size ( $^{60}\text{Co}$  - monoenergetic)

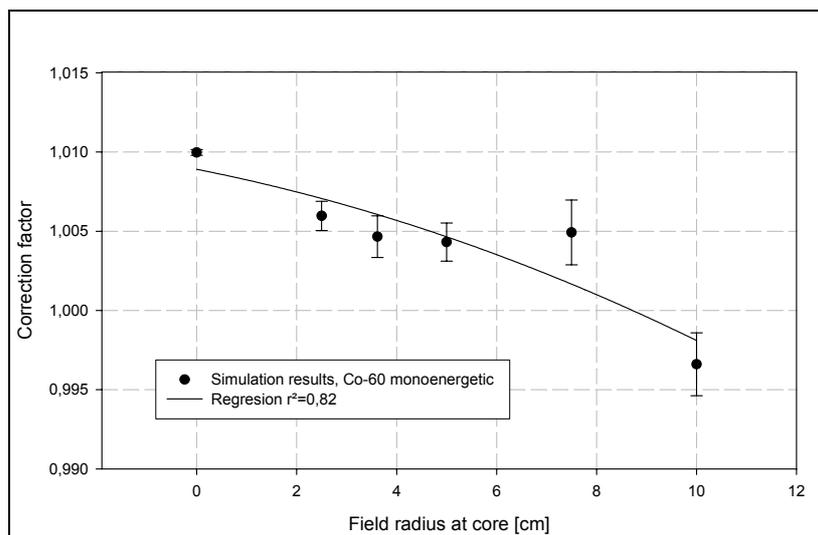
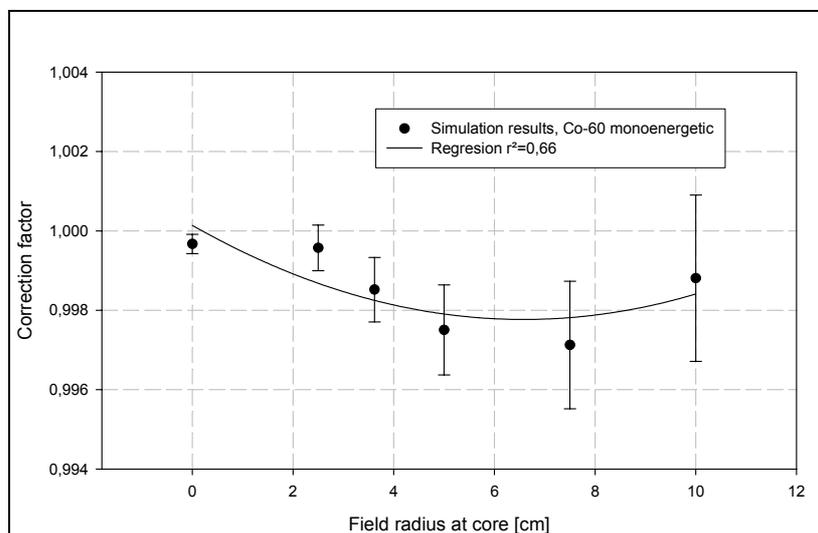


Fig.4: Correction for the deviation from the scaling requirements, depending on the field size ( $^{60}\text{Co}$  - monoenergetic)



To obtain more specific correction factors the modelling of the BEV  $^{60}\text{Co}$  teletherapy unit and a Varian Clinac® accelerator head using PENELOPE 2006 – *penmain*, is in progress. The aim of these calculations is the determination of the energy spectrum. This will be used in the MC-simulations to obtain more realistic correction factors. Using the Monte Carlo technique the following application specific correction factors are taken into consideration for selected high energy radiation qualities (photons and electrons) used in medicine:

- Correction for the effect of the vacuum gaps around the core
- Correction for the deviation of the graphite phantom dimension from the scaling requirements

- Air attenuation correction
- Correction for the effective measurement depth in graphite

To verify the simulation results additional measurements at medical accelerators using the graphite-calorimeter and ionisation chambers are planned.

## 5. Acknowledgements

We are grateful to Prim. Univ.-Doz. Dr. Brigitte Pakisch from the hospital Wiener Neustadt for giving us the opportunity of collaboration and to DI Michael Vejda for his support at the Varian Clinac® accelerator.

## 6. References

- Boutillon M.: *Gap correction for the calorimetric measurement of absorbed dose in graphite with a  $^{60}\text{Co}$  beam*, Phys. Med. Biol. 34, 1989
- Daures J., Ostrowsky A.: *New constant-temperature operating mode for graphite calorimeter at LNE-LNHB*, Phys. Med. Biol. 50, 2005
- Domen S.R., Lamperti J.P.: *A Heat-loss Compensated Calorimeter: Theory Design and Performance*, J. Res. Nat. Bur. Stand. 78A, 1974
- DuSautoy A.R.: *The UK Primary standard calorimeter for photon-beam absorbed dose measurement*, Phys. Med. Biol. 41, 1996
- Guerra A.S., Laitano R.F., Pimpinella M.: *Characteristics of the absorbed dose to water standard at ENEA*, Phys. Med. Biol. 41, 1996
- ICRU REPORT No 60: *Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation*, International Commission on Radiation Units and Measurements, December 1998
- ICRU REPORT No 64: *Dosimetry of High-Energy Photon Beams Based on Standards of Absorbed Dose to Water*, International Commission on radiation Units and Measurements, May 2001
- Leitner A., Witzani J.: *The Realization of the Unit of Absorbed Dose at the Austrian Dosimetry Laboratory Seibersdorf*, OEFZS-4740, February 1995
- International Atomic Energy Agency: *Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy, An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water*, Technical Reports series No. 398, Vienna 2000
- Leitner A., Tiefenböck W., Witzani J., Strachotinsky Ch.: *Investigation of Some Aspects of the IAEA Code of Practice for Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams*, Measurement Assurance in Dosimetry, Proceedings of an international symposium on measurement assurance in dosimetry organized by the International Atomic Energy agency and held in Vienna, 24-27 May 1993
- McEwen M.R., Duane S.: *A portable calorimeter for measuring absorbed dose in the radiotherapy clinic*, National Physical Laboratory, May 2000
- Nutbrown R.F., Duane S., Shipley D. R. Thomas R.A.S.: *Evaluation of factors to convert absorbed dose calibrations from graphite to water for the NPL high-energy photon calibration service*, Phys. Med. Biol. 47, 2002
- Owen B., DuSautoy A.R.: *Correction for the effect of the gaps around the core of an absorbed dose graphite calorimeter in high energy photon radiation*, Phys. Med. Biol. 36, 1991
- Pruitt J.S., Loevinger R.: *The photon-fluence scaling theorem for Compton-scattered radiation*, Med Phys 9, 1982
- Wise K.N.: *Monte Carlo Methods used to develop the Australian Absorbed Dose Standard*, Australian Radiation protection and Nuclear safety Agency, Technical Report 132, July 2001
- Witzani J., Duftschmid K.E., Strachotinsky Ch. & Leitner A.: *A Graphite Absorbed-Dose Calorimeter in the Quasi-Isothermal Mode of Operation*, metrologia 20, 1984

## 12.2 IRPA 12 - 12<sup>th</sup> International Congress of the International Radiation Protection Association, Buenos Aires 2008

Die IRPA 12 – der internationale Kongress der *International Radiation Protection Association* (IRPA) – fand vom 19. bis 24. Oktober 2008 in Buenos Aires (Argentinien) statt, siehe <http://www.irpa12.org.ar/>. Der Titel der Tagung lautete „*Strengthening Radiation Protection Worldwide*“. An der Veranstaltung nahmen ca. 1400 Personen aus 90 verschiedenen Ländern teil. Österreich war mit 15 Teilnehmern vertreten.

Die Hauptthemenbereiche der Tagung waren:

- Erkenntnistheoretische Basis des Strahlenschutzes
- Strahlenschutz Paradigmen
- Strahlenschutz und Sicherheit in der Praxis

Diese Hauptthemenbereiche waren weiters in zehn *scientific areas* unterteilt, und diesen waren 38 *topical sessions* zugeordnet.

Im Rahmen der Tagung wurde das Poster mit dem Titel „*Advance of the Austrian Absorbed Dose to Water Primary Standardisation System*“ präsentiert und ein *paper* zu dem Poster beim Programmkomitee eingereicht welches mit den *proceedings* der Tagung publiziert wurde.

## Advance of the Austrian Absorbed Dose to Water Primary Standardisation System

Andreas Baumgartner<sup>a,b\*</sup>, Andreas Steurer<sup>a</sup>, Franz Josef Maringer<sup>a,b,c</sup>

<sup>a</sup>BEV - Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen (Federal Office of Metrology and Surveying), Arltgasse 35, 1160 Vienna, Austria.

<sup>b</sup>University of Technology Vienna, Atominstitut, Stadionallee 2, 1020 Vienna, Austria.

<sup>c</sup>University of Natural Resources and Applied Life Science, LLC-Laboratory Arsenal, Faradaygasse 3, Arsenal 214, 1030 Vienna, Austria.

**Abstract.** The Austrian absorbed dose to water primary standardisation system is based on a graphite calorimeter. It was developed at the Austrian Research Center Seibersdorf, based on the design by Domen, and is in operation since 1983. The calorimeter and the corresponding measuring devices are supervised by the Federal Office of Metrology and Surveying (BEV). The BEV is the National Metrology Institute (NMI) and national authority on legal metrology in Austria. The realisation of the unit absorbed dose to water is based upon absorbed dose to graphite measurements. The conversion from absorbed dose to graphite to absorbed dose to water is done by two methods based on the photon fluence scaling theorem. The calorimeter was originally designated for determination of absorbed dose to water in <sup>60</sup>Co gamma ray beams. The progress in radiation therapy within the recent years forced increased demands on high energy photon dosimetry. To meet the needs the application range of our primary standard was extended, to enable field characterisation and calibration of medical accelerators. In order to operate the energy range and application enhancement a set of conversion and correction factors was needed. They were obtained via Monte Carlo simulations with PENELOPE code, and measurements - with the calorimeter itself and ionisation chambers. First of all measurements and simulation studies were carried out for <sup>60</sup>Co gamma rays to achieve a well founded basis. The simulations include calorimeter geometry specific simulations to get radiation quality depended correction factors. These calculations are constitutive on photon fluence spectra determination of radiation facilities to enable the use of realistic input radiation fields. Furthermore cooperative measurements at accelerators located in Austrian hospitals are in progress. The over all verification of the implemented correction and conversion factors will be done in the framework of the EURAMET Project 1021. The accomplishment of the BEV high energy calorimetry project was promoted by the Physico-technical Testing Service (PTP), which is a partial legal entity of BEV.

**KEYWORDS:** *dosimetry; graphite-calorimeter; Monte Carlo simulation; primary standard.*

### 1. Introduction

A primary standard based upon an absorbed dose to graphite-calorimeter is used to realize the unit absorbed dose to water at the BEV. The graphite-calorimeter was designed and implemented by Witzani et al [16]. In principle it's a Domen type calorimeter [2] designed for quasi-adiabatic and quasi-isothermal mode of operation. The calibration of the instrument can be done heatloss-compensated or quasi-adiabatically. The realisation of the unit absorbed dose to water is based upon absorbed dose to graphite measurements with the graphite-calorimeter. The conversion from absorbed dose to graphite to absorbed dose to water is done by two methods based on the photon fluence scaling theorem [13]. These methods are: conversion by calculation and conversion through ionisation chamber measurements.

The calorimeter was originally designated for determination of absorbed dose to water in <sup>60</sup>Co gamma ray beams. The progress in radiation therapy within the recent years forced increased demands on high energy photon dosimetry (i.e. photons generated with accelerators). To meet the needs the application range of our primary standard was extended, to enable field characterisation and calibration of medical accelerators.

---

\* Presenting author, E-mail: a.baumgartner@boku.ac.at

## 2. Materials and methods

In order to operate the energy range and application enhancement a set of energy dependent conversion and correction factors was needed. In addition the graphite-calorimeter and its corresponding phantom had to be adapted to the measurement requirements for high energy radiation fields. The corrections were obtained via Monte Carlo simulations with the PENELOPE® code system [14], and measurements - with the graphite-calorimeter itself and various ionisation chambers.

### 2.1 Measurements

The graphite-calorimeter is in operation since 1983. To ensure the quality and reliability of the Austrian primary standard, the graphite-calorimeter and its corresponding components had to undergo a refurbishment process. This process included a complete check of the hardware components of the calorimeter and the evaluation electronics. After that the graphite-calorimeter response was verified by electric calibrations for the complete temperature working range. Furthermore the modernisation included the development of a newly created LabView® based evaluation program. This program provides automatic non-linear drift extrapolations. The program can be used for all modes of operation and calibration at  $^{60}\text{Co}$  gamma rays as well as high energy photons. Upon completion of the modernisation process measurements were done in the  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beam and in medical linear accelerator radiation fields. The BEV measurement capacities regarding irradiation facilities for photon therapy are limited to a Picker  $^{60}\text{Co}$  teletherapy unit. To realize measurements and calibrations at high energy radiation fields the BEV supports cooperation with the hospital Wiener Neustadt.

The measurements with the graphite-calorimeter in the beam of the BEV  $^{60}\text{Co}$  teletherapy unit were realised according to [6], [7], [8], [10], [16]. The measurement setup and conversion factors were taken from [9]. The calorimeter specific correction factors used for the measurements were determined via Monte Carlo Simulations and are described below. With these measurements the BEV reference value for absorbed dose to water was specified and calibrations of secondary standards were done. With use of these results the BEV will participate the international key comparison of absorbed dose to water at the Bureau International des Poids et Mesures (BIPM).

The measurements at the hospital Wiener Neustadt were done in beams of Varian Clinac® accelerators. Fig. 1 gives an overview of the graphite-calorimeter measurement setup at the hospital. The types of used accelerators are: Varian 2300 CD and Varian 2100 C. The nominal accelerator potentials for the generation of photon beams are 4 MV, 6 MV, 10 MV and 15 MV. Electron beams can be provided with the energies of 4 MeV, 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV, 16 MeV and 20 MeV. The measurements were done with the graphite-calorimeter and secondary standards (Ionisation chambers: PTW 34001 for electrons and PTW 30012 for photons, electrometer: UNIDOS 10002) calibrated at METAS.

In case of graphite-calorimeter measurements at high energy photon beams the determination of absorbed dose to graphite is done in the quasi-adiabatic mode of operation. The evaluation of the measurements is done according to equation (1).

$$D_{\text{g,adiabat.}} = \frac{1}{m_{\text{c}}} \cdot \left( \frac{\Delta R}{R} + k_2 \cdot \Delta U \right) \cdot k_1 \cdot k_{\text{gap}} \quad (1)$$

$D_{\text{g}}$ .....	absorbed dose to graphite (Gy)
$m_{\text{c}}$ .....	core mass (g)
$\frac{\Delta R}{R}$ .....	change in resistance (%)
$k_2$ .....	chart calibration factor (%/V)
$k_1$ .....	quasi-adiabatic calibration factor (mJ/%)
$\Delta U$ .....	difference in voltage (V)
$k_{\text{gap}}$ .....	correction for the effect of the vacuum gaps

The conversion from absorbed dose to graphite to absorbed dose to water is in case of measurements at high energy photon beams is done by calculation according to equation (2). The conversion procedure is based on the photon fluence scaling theorem [13] with use of conversion factors from [8], [11], [15]. The used calorimeter specific correction factors for the measurements were determined via Monte Carlo Simulations and are described below.

$$D_w = D_g \cdot \left(\frac{R_g}{R_w}\right)^2 \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{w,g} \cdot \beta_{w,g} \cdot k_{\Delta air} \cdot k_{gs} \cdot k_{gc} \quad (2)$$

$D_w$ .....absorbed dose to water (Gy)

$R$ ..... source to reference point distances in graphite and water (m)

$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{w,g}$  .. ratio of the mass energy absorption coefficients of water and graphite

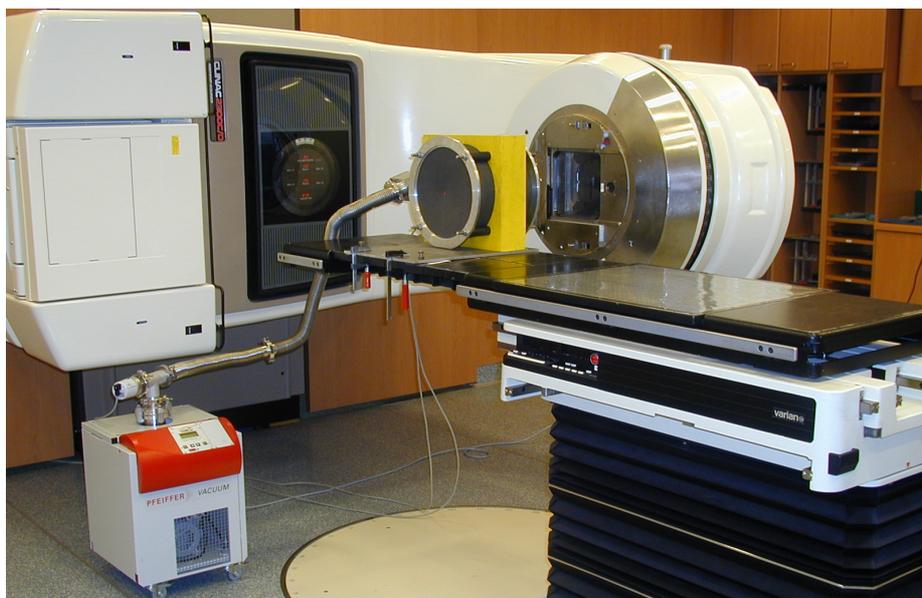
$\beta_{w,g}$ ..... ratio of the absorbed dose to collision kerma of water and graphite

$k_{\Delta air}$ ..... air attenuation correction

$k_{gs}$ ..... scaling correction

$k_{gc}$ ..... correction for the effective measurement depth in graphite

**Figure 1:** Measurement setup of the graphite-calorimeter at the hospital Wiener Neustadt



## 2.2 Simulation Studies

The realization of the energy range and application enhancement of the graphite-calorimeter was executed in different stages. First of all measurements and simulation studies for the estimation of correction factors were carried out for  $^{60}\text{Co}$  gamma rays to achieve a well founded basis. After that simulations concerning higher photon energies were done. For the accomplishment of the simulation studies the Monte Carlo code System PENELOPE-2006® was used to gain application specific correction factors to enable the use of the calorimeter in high energy radiation fields for medical applications. For the verification of the simulation studies measurements with the graphite-calorimeter and with ionisations chambers at the BEV teletherapy unit and at the accelerators of the hospital Wiener Neustadt were carried out.

### 2.2.1 Irradiation unit specific simulations

To obtain radiation quality specific correction factors it was necessary to determine the radiation field characteristics of the used irradiation units. This included the Monte Carlo modelling of the BEV  $^{60}\text{Co}$

teletherapy unit and Varian Clinac® accelerators with the use of PENELOPE-2006® penmain code. The aim of these calculations was determination of the real energy spectra. These spectra were used for the implementation to the sources within the graphite-calorimeter specific Monte Carlo simulations with the aim to obtain the required radiation quality dependent correction factors. The verification of the simulated photon fluence spectra based upon depth dose curves in water. Therefore simulated and measured dose curves and the radiation quality factors ( $TPR_{20,10}$ ) were compared. The measurements were done with a PTW 31003 ionisation chamber for high energy photons. For  $^{60}\text{Co}$  gamma rays was additionally the cylindrical chamber CC01 used.

### 2.2.2 Graphite-calorimeter specific simulations

For the graphite-calorimeter the following radiation quality dependent correction factors are taken into consideration:

- Correction for the effect of the vacuum gaps around the core,  $k_{\text{gap}}$
- Correction for the deviation of the graphite phantom dimension from the scaling requirements,  $k_{\text{gs}}$
- Air attenuation correction  $k_{\Delta\text{air}}$
- Correction for the effective measurement depth in graphite,  $k_{\text{gc}}$

These corrections were determined by the use of the Monte Carlo technique and via measurements for selected high energy photon beam qualities and  $^{60}\text{Co}$  gamma rays. A major component from the set of correction factors applied to the graphite-calorimeter is the correction for the effect of the vacuum gaps around the core, see [1], [3], [4], [12]. This correction accounts for beam perturbation caused by the vacuum- and air gaps around the core and the surrounding graphite calorimeter bodies. For the estimation of the effect were two Monte Carlo geometries used namely a setup in order to the build-up used for measurements, and an idealised setup of the graphite-calorimeter without gaps. For the set up without gaps were these gaps filled with graphite, and the thickness of the graphite plates in front of the calorimeter was reduced to ensure that the depth of graphite from the phantom surface to the middle of the core remains the same. To get a correction for the effect of the gaps energy deposited in the core was scored for the geometry with and without gaps. For  $^{60}\text{Co}$  were first of all simulations with the use of monoenergetic point source under variation of the field size done, the results shall be discussed in chapter 3. For high energy photons the Monte Carlo sources contain the spectral photon fluence distribution of the irradiation units.

As mentioned above the conversion from absorbed dose to graphite to absorbed dose to water is done by methods based on the scaling theorem. Thus the graphite phantom has to be a scaled cube with an edge length of 19,2 cm for  $^{60}\text{Co}$  gamma-rays and due to the larger size of the water phantom 25,4 cm for high energy photons. To study the effect of the deviation from the scaling requirements simulations with the PENELOPE® code penmain were done. The simulation set up consists of two geometries: an exactly scaled graphite cube and a geometry model of the cylindrical phantom used for the measurements. Both geometries only consist of one material and two bodies namely the core - where the deposited energy is scored - and the surrounding phantom.

The air attenuation correction accounts for the difference in attenuation at the corresponding measurement distances as result for compliance of scaling requirements. For the determination of the air attenuation correction the photon energy fluence was scored at one distance equal to the source surface distance of the water phantom, and at the corresponding scaled source surface distance of the graphite phantom. The usage of tabulated attenuation coefficients for air taken from [5] and equation (3) allowed the calculation of a mean attenuation coefficient for the simulated spectra.

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\int_0^{E_{\text{max}}} \Psi(E) \cdot \frac{\mu}{\rho}(E) \cdot dE}{\int_0^{E_{\text{max}}} \Psi(E) \cdot dE} \quad (3)$$

With these mean attenuation coefficients the correction factors were estimated according to equation (4).

$$k_{\text{Air}} = \frac{e^{-\frac{\bar{\mu}}{\rho} \rho_{\text{air}} R_w}}{e^{-\frac{\bar{\mu}}{\rho} \rho_{\text{air}} R_g}} \quad (4)$$

$\frac{\bar{\mu}}{\rho}$  .....mean mass attenuation coefficients of air for photons ( $\text{cm}^2/\text{g}$ )

$\Psi(E)$  .....differential photon energy fluence at the defined scoring plane ( $1/\text{MeV} \cdot \text{cm}^2$ )

$\frac{\mu}{\rho}(E)$  .....mass attenuation coefficients of air for photons of energy  $E$  ( $\text{cm}^2/\text{g}$ )

The correction for the effective measurement depth in graphite accounts for the fact that the required measuring depth in graphite cannot be exactly realized with the graphite-phantom. The phantom is assembled with graphite plates of different thickness and mass densities. Therefore it is necessary to determine depth dose curves in graphite and interpolate the dose values to gain the correction factor for the required measuring depth. This correction factor was determined experimentally with the use of the graphite calorimeter and the CC01 cylinder ionisation chamber at  $^{60}\text{Co}$  gamma rays and with the METAS calibrated ionisation chamber based measuring system at high energy photon beams.

### 3. Results and discussion

The simulation studies were first of all done for a monoenergetic photon emitting point source. The initial energy of the photons was set to be the mean of  $^{60}\text{Co}$  gamma lines. The simulations included the correction for the effect of the vacuum gaps around the core and the correction for the deviation of the graphite phantom dimensions from the scaling requirements. The results are plotted in Fig. 2 and show the correction factors with  $1\sigma$  statistical uncertainty under variation of the field size at the calorimeter core.

**Figure 2:** Correction factors calculated with monoenergetic gamma rays as a function of field radius at the graphite-calorimeter core

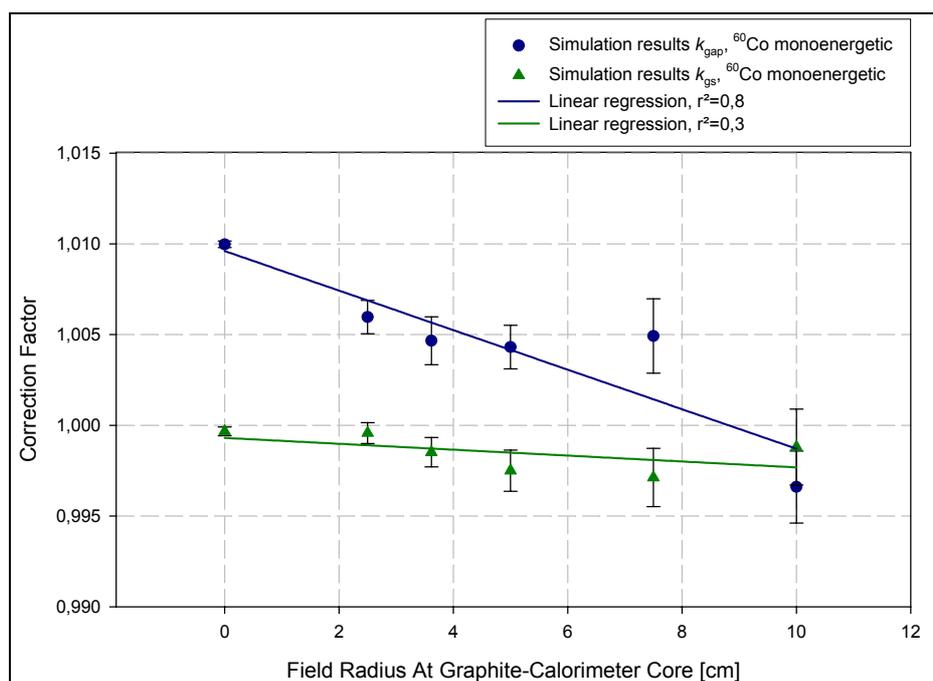
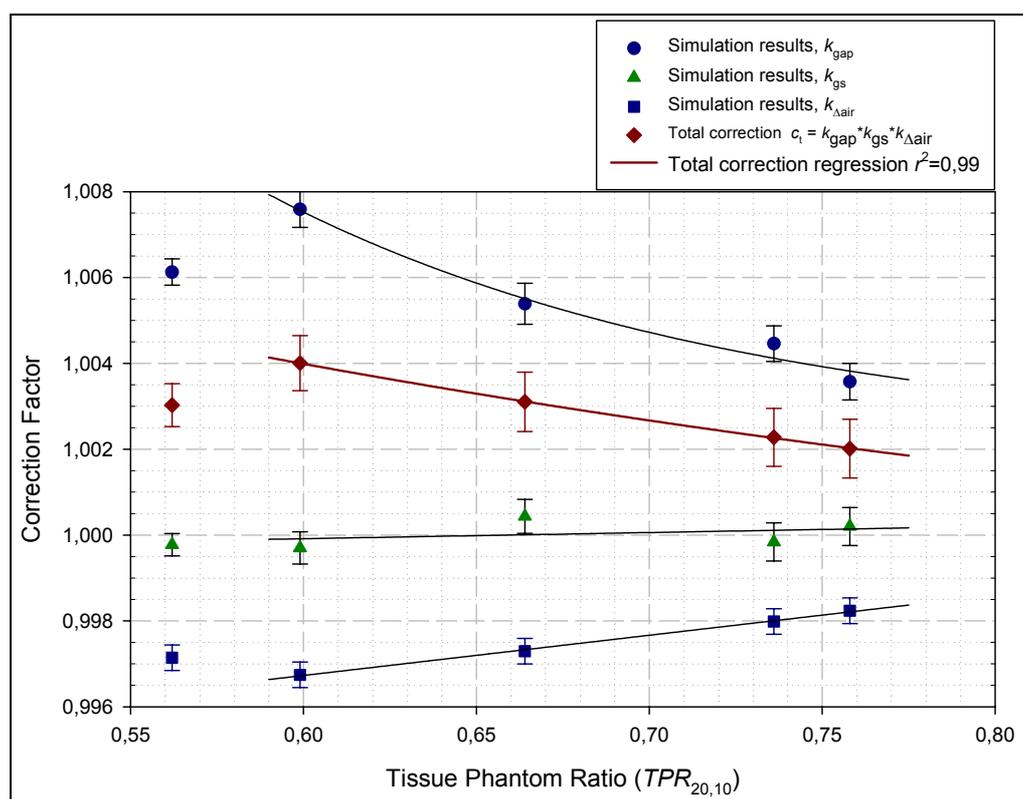


Fig. 3 shows the results of the Monte Carlo simulations - with  $1\sigma$  statistical uncertainty - for the gap correction, scaling correction and the correction for the difference in air attenuation as a function of the radiation quality specifier  $TPR_{20,10}$ . Within these simulations the spectra of the used irradiation units and the different reference conditions according to the set up were taken into account. The standard reference conditions are: source detector distance 100 cm at a depth of 5 g/cm<sup>2</sup> water for <sup>60</sup>Co gamma rays, and 110 cm source detector distance at a depth of 10 g/cm<sup>2</sup> water and respectively the scaled distances and measuring depths in graphite. The tissue phantom ratio ranges from  $TPR_{20,10} = 0,562$  (<sup>60</sup>Co) up to  $TPR_{20,10} = 0,758$  (15 MV). Because of the different measurement conditions for <sup>60</sup>Co and high energy photon beams the regression does not include the <sup>60</sup>Co simulation results, but only the simulation results for high energy photon beams. The regression of the total correction  $c_t$  (product of the different correction factors) unaccounted for the <sup>60</sup>Co results is done with the function described in equation (5).

$$c_t = y_0 + a \cdot e^{-b \cdot TPR_{20,10}} \quad (5)$$

$c_t$ ..... total graphite calorimeter specific correction factor  
 $y_0, a, b$ .... regression parameter  
 $TPR_{20,10}$ ....tissue phantom ratio

**Figure 3:** Graphite-calorimeter specific correction factors as a function of  $TPR_{20,10}$



#### 4. Conclusion

The energy range and application enhancement of the BEV graphite-calorimeter enables the primary standardisation system for the accomplishment of secondary standard ionisation chambers calibration in terms of absorbed dose to water at high energy photon beams.

The over all verification of the implemented correction and conversion factors will be done in the framework of the EURAMET Project 1021. This project is proposed for the direct comparison of primary standards for absorbed dose to water of BEV, METAS and PTB in <sup>60</sup>Co and high energy photon beams. The measurement should be carried out in the <sup>60</sup>Co and high energy photon beams of

METAS and PTB. The BEV will transport the graphite calorimeter primary standard to METAS and PTB for operation in the accelerator fields. The proposed photon beam qualities are generated by electrons with energies in the range from 4 MeV to 15 MeV.

### Acknowledgements

The accomplishment of the BEV high energy absorbed dose to water calorimetry project was promoted by the Physico-technical Testing Service (PTP), which is a partial legal entity of BEV.

We are grateful to Prim. Univ.-Doz. Dr. Brigitte Pakisch from the hospital Wiener Neustadt for giving us the opportunity of collaboration and to DI Michael Vejda for his support at the Varian Clinac® accelerators.

### REFERENCES

- [1] BOUTILLON, M., Gap correction for the calorimetric measurement of absorbed dose in graphite with a  $^{60}\text{Co}$  beam, *Phys. Med. Biol.* 34, 1989
- [2] DOMEN, S.R., LAMPERTI, J.P., A Heat-loss Compensated Calorimeter: Theory Design and Performance, *J. Res. Nat. Bur. Stand.* 78A, 1974
- [3] DUSAUTOY, A.R., The UK Primary standard calorimeter for photon-beam absorbed dose measurement, *Phys. Med. Biol.* 41, 1996
- [4] GUERRA, A.S., LAITANO, R.F., PIMPINELLA, M., Characteristics of the absorbed dose to water standard at ENEA, *Phys. Med. Biol.* 41, 1996
- [5] HUBBELL, J. H., SELTZER, S. M., Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements  $Z = 1$  to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest\*, Ionizing Radiation Division, Physics Laboratory National Institute of Standards and Technology Gaithersburg, MD 20899
- [6] ICRU REPORT No 60, Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation, International Commission on Radiation Units and Measurements, December 1998
- [7] ICRU REPORT No 64, Dosimetry of High-Energy Photon Beams Based on Standards of Absorbed Dose to Water, International Commission on Radiation Units and Measurements, May 2001
- [8] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy, An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water, Technical Reports series No. 398, Vienna 2000
- [9] LEITNER, A., WITZANI, J., The Realization of the Unit of Absorbed Dose at the Austrian Dosimetry Laboratory Seibersdorf, OEFZS-4740, February 1995
- [10] LEITNER, A., TIEFENBÖCK, W., WITZANI, J., STRACHOTINSKY, CH., Investigation of Some Aspects of the IAEA Code of Practice for Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams, Measurement Assurance in Dosimetry, Proceedings of an international symposium on measurement assurance in dosimetry organized by the International Atomic Energy agency and held in Vienna, 24-27 May 1993
- [11] NUTBROWN, R.F., DUANE, S., SHIPLEY, D. R. THOMAS, R.A.S., Evaluation of factors to convert absorbed dose calibrations from graphite to water for the NPL high-energy photon calibration service, *Phys. Med. Biol.* 47, 2002
- [12] OWEN, B., DUSAUTOY, A.R., Correction for the effect of the gaps around the core of an absorbed dose graphite calorimeter in high energy photon radiation, *Phys. Med. Biol.* 36, 1991
- [13] PRUITT, J.S., LOEVINGER, R., The photon-fluence scaling theorem for Compton-scattered radiation, *Med Phys* 9, 1982
- [14] SALVAT, F., FERNÁNDEZ-VAREA, J.M., SEMPAU, J., PENELOPE-2006: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport, Workshop Proceedings Barcelona Spain 4-7 July 2006
- [14] WISE, K.N., Monte Carlo Methods used to develop the Australian Absorbed Dose Standard, Australian Radiation protection and Nuclear safety Agency, Technical Report 132, July 2001
- [15] WITZANI, J., DUFTSCHMID, K.E., STRACHOTINSKY, CH., LEITNER, A., A Graphite Absorbed-Dose Calorimeter in the Quasi-Isothermal Mode of Operation, *metrologia* 20, 1984

### **12.3 Gemeinsame Tagung des ÖVS u. FS: Leben mit Strahlung – von den Grundlagen zur Praxis, Alpbach 2009**

Die 6. Gemeinsame Tagung des Österreichischen Verbandes für Strahlenschutz (ÖVS) und des Deutsch/Schweizerischen Fachverbandes für Strahlenschutz (FS) trug den Titel: Leben mit Strahlung – von den Grundlagen zur Praxis, siehe <http://www.strahlenschutzverband.at/alpbach/>. Die Tagung wurde vom 21. bis 25. September 2009 in Alpbach, Tirol abgehalten. Im Rahmen der Tagung wurde weiters ein Workshop der Österreichischen Gesellschaft für Medizinische Physik (ÖGMP) abgehalten.

Die Programminhalte waren:

- Globale Sicherheit
- Umwelt
- Strahlenschutz in der Medizin
- Leben mit Strahlung

Im Rahmen der Tagung wurde ein Poster vorgestellt und ein Kurzvortrag über dessen wesentlichen Inhalte gehalten. Weiters wurde ein Paper mit dem Titel „Die Weiterentwicklung des Graphit-Kalorimeter Primärnormal“ beim Programmkomitee eingereicht, welches im Tagungsband publiziert wurde.

## DIE WEITERENTWICKLUNG DES GRAPHIT-KALORIMETER PRIMÄRNORMALS

### ADVANCE OF THE GRAPHITE-CALORIMETER PRIMARY STANDARD

A. Baumgartner<sup>2,3)</sup>, A. Steurer<sup>1)</sup>, F. J. Maringer<sup>1,2,3)</sup>

<sup>1)</sup>BEV - Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen, Arltgasse 35, 1160 Vienna, Austria

<sup>2)</sup>Technische Universität Wien, Atominstitut der Österreichischen Universitäten, Stadionallee 2, 1020 Wien

<sup>3)</sup>Universität für Bodenkultur, Department für Wald- und Bodenwissenschaften, LLC-Labor Arsenal, Arsenal Objekt 214, Faradaygasse 3, 1030 Wien

#### **Zusammenfassung**

*Das österreichische Primärnormal für Wasser-Energiedosis ist ein Graphit-Kalorimeter. Es wurde vom Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen (BEV) in Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum Seibersdorf entwickelt und ist seit 1983 in Verwendung. Die Darstellung der Einheit Wasser-Energiedosis beruht auf Messungen der Graphit-Energiedosis. Die Konversion der Graphit-Energiedosis in Wasser-Energiedosis erfolgt mit zwei Methoden, die auf dem photon-fluence scaling theorem beruhen. Das ursprüngliche Anwendungsgebiet des Primärnormals war die Energiedosisbestimmung im  $^{60}\text{Co}$  Strahlungsfeld. Durch den Fortschritt innerhalb der letzten Jahre auf dem Gebiet der Strahlentherapie war es erforderlich, den Anwendungs- bzw. Energiebereich des Graphit-Kalorimeters zu erweitern, um auch Primärstandard-Dosimetrie hochenergetischer Photonenstrahlungsfelder durchführen zu können. Die erforderlichen strahlungs-qualitätsspezifischen Korrektions- und Konversionsfaktoren wurden einerseits durch Monte Carlo-Simulationen mit dem Code PENELOPE-2006, sowie durch Messungen mit dem Graphit-Kalorimeter und Ionisationskammern erhalten. Die Durchführung des Hochenergie-Kalorimetrie-Projektes wurde vom physikalisch-technischen Prüfdienst des BEV gefördert.*

#### **Summary**

*The Austrian absorbed dose to water primary standardisation system is based on a graphite calorimeter. It was developed by BEV in cooperation with the Research Centers Seibersdorf and is in operation since 1983. The realisation of the unit absorbed dose to water is based upon absorbed dose to graphite measurements. The conversion from absorbed dose to graphite to absorbed dose to water is done by two methods based on the photon fluence scaling theorem. The graphite-calorimeter was originally designated for determination of absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams. The progress in radiation therapy within the recent years required the extension of the primary standard application range to enable field characterisation and calibration of medical accelerators. In order to operate the energy range and application enhancement, a set of conversion and correction factors was needed. They were obtained via Monte Carlo simulations with PENELOPE-2006 code, and measurements - with the calorimeter itself and ionisation chambers. The accomplishment of the BEV high energy calorimetry project was promoted by the Physico-technical Testing Service (PTP), which is an entity of BEV.*

**Schlüsselwörter:** Dosimetrie, Graphit-Kalorimeter, Monte Carlo Simulation, Primärnormal  
**Keywords:** dosimetry, graphite-calorimeter, Monte Carlo simulation, primary standard

## 1. Einleitung

Das Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen verwendet zur Darstellung der Einheit Wasser-Energiedosis ein Graphit-Kalorimeter. Das ursprüngliche Anwendungsgebiet des Graphit-Kalorimeter Primärnormals war die Energiedosisbestimmung im  $^{60}\text{Co}$  Strahlungsfeld. In den letzten Jahren hat aber der Einsatz von Linearbeschleunigern, für die Strahlentherapie mit Photonen- und Elektronenstrahlung, große Bedeutung gewonnen. Im Zuge dieser Entwicklung wurde die Therapie mit  $^{60}\text{Co}$  Gammastrahlung zurückgedrängt und wird in Österreich nicht mehr angewendet. Dieser Fortschritt stellt allerdings hohe Ansprüche an die Dosimetrie von Strahlungsfeldern, wie sie durch medizinische Beschleuniger erzeugt werden. Um den Anforderungen gerecht zu werden, wurde der Anwendungs- bzw. Energiebereich des Graphit-Kalorimeters erweitert, um eine metrologisch direkt rückverfolgbare Dosimetrie hochenergetischer Photonenstrahlungsfelder durchführen zu können.

## 2. Grundlagen und Weiterentwicklung der Methoden

Die in einem Material durch ionisierende Strahlung auf ein Massenelement  $dm$  übertragene mittlere Energie  $d\bar{\varepsilon}$  wird als Energiedosis  $D$  bezeichnet ([5],[6]). Die Energie die in Wärme umgesetzt wird, ist in Gl. 1 mit  $dE_h$  (siehe Gl. 2), und alle anderen Energiebeiträge sind mit  $dE_s$  (*heat defect*) bezeichnet. Weiters bezeichnet  $c_p$  die spezifische Wärmekapazität des Mediums bei konstantem Druck und  $\Delta T$  die Temperaturdifferenz.

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} = \frac{dE_h + dE_s}{dm}, \quad \text{mit} \quad \frac{dE_h}{dm} = c_p \cdot \Delta T \quad (1)$$

### 2.1 Graphit-Kalorimeter

Das Graphit-Kalorimeter Primärnormal für Wasser-Energiedosis wurde vom Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen in Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum Seibersdorf speziell für den Einsatz in strahlentherapeutischen Strahlungsfeldern entwickelt (beruhend auf [2]) und ist seit 1983 in Verwendung. Die einzelnen Bestandteile des Graphit-Kalorimeters sind in Form einer Querschnittszeichnung (Abb. 1) schematisch dargestellt.

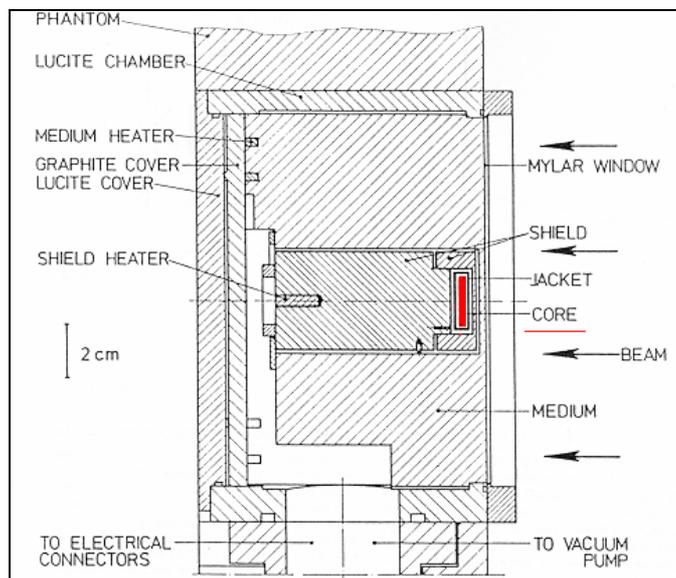


Abb. 1: Aufbau des Graphit-Kalorimeters

Das *core* bezeichnet jenen Ort, an dem der durch die Strahlung verursachte Temperaturanstieg zur Bestimmung der Energiedosis gemessen wird. Es ist zur thermischen Stabilisierung von weitem Kalorimeterkörpern (*jacket, shield*) und Vakuumsalten umgeben. Diese Bestandteile sind in das *medium* eingebettet. Dabei handelt es sich um einen thermisch regelbareren Graphit-Zylinder, mit dem der Temperatur-Arbeitspunkt des Graphit-Kalorimeters bei ca. 27 °C eingestellt wird. Die Temperaturen in den einzelnen Kalorimeter-Körpern werden über Mikro-Thermistoren (Durchmesser: 0,3 mm) gemessen. Zur Auswertung der Widerstands- bzw. Temperaturänderungen wird eine Wheatstone-Wechselstrombrücke in Verbindung mit einem Lock-in Verstärker verwendet. Am Ausgang des Verstärkers werden die Spannungen über ein Multimeter ausgelesen, und dann am PC durch ein für das Graphit-Kalorimeter entwickeltes LabView-Mess- und Auswertprogramm weiterverarbeitet. Zur Darstellung und Analyse der Temperaturdriften werden exponentielle Regressions- und Extrapolationsmodelle angewendet.

## 2.2 Bestimmung der Graphit-Energiedosis

Die Darstellung der Einheit Wasser-Energiedosis beruht auf Messungen der Graphit-Energiedosis. Diese kann durch ein quasi-adiabatisches Verfahren und durch ein quasi-isothermes Verfahren bestimmt werden. Für die Kalibrierung des Graphit-Kalorimeters kann zusätzlich ein so genanntes Wärmeverlust-kompensiertes (*heatloss-compensated*) Verfahren angewendet werden.

Aufgrund der auftretenden Dosisleistungsschwankungen an Beschleunigern wird die Graphit-Energiedosis durch das quasi-adiabatische Verfahren ermittelt, siehe Gl. 2. Dabei wird die Widerstandsänderung der Thermistoren  $\Delta R/R$ , verursacht durch die auf das Graphit-Kalorimeter eintreffende Strahlung, im Kalorimeter-*core* mit der Masse  $m_c$  bestimmt. Diese ist proportional zur Temperaturänderung und somit zur Graphit-Energiedosis  $D_g$ . Die Spannungsdifferenz  $\Delta U$  in Kombination mit dem Proportionalitätsfaktor der Anzeige  $k_2$  korrigiert die auftretenden Temperaturdriften. Der Proportionalitätsfaktor  $k_1$  (Kalorimeterkonstante) der das Ansprechvermögen des Graphit-Kalorimeters definiert, wird durch Zuführen von elektrisch erzeugter Wärmeenergie in getrennten Kalibriermessungen ermittelt. Die erforderlichen Korrekturfaktoren sind  $k_{\text{gap}}$  für die Vakuumsalte und  $k_{\text{gc}}$  für die effektive Messtiefe im Graphit-Phantom.

$$D_{g,\text{adiabat.}} = \frac{1}{m_c} \cdot \left( \frac{\Delta R}{R} + k_2 \cdot \Delta U \right) \cdot k_1 \cdot k_{\text{gap}} \cdot k_{\text{g,c}} \quad (2)$$

Quasi-isotherme Messungen (siehe [15]) erfordern hingegen ein Temperaturgleichgewicht innerhalb der einzelnen Kalorimeterkörper. Dieses Gleichgewicht wird durch ein kontinuierliches Zuführen von elektrischer Energie erzeugt. Das Grundprinzip ist, dass die elektrische Leistung so gewählt wird, dass sie der Strahlungsleistung entspricht, sodass durch ein Ausschalten der Heizung und ein gleichzeitiges Einschalten der Strahlung das Temperaturgleichgewicht nicht gestört wird. In diesem Fall erfolgt die Dosisbestimmung durch die Messung der Heizleistung, weiters der Zeit, während der die elektrische Heizung ausgeschaltet ist und durch die Bestimmung einer Korrektur für die auftretenden Driften.

Die Durchführung der Messungen in hochenergetischen Photonenstrahlungsfeldern erfolgte in Kooperation mit dem Krankenhaus Wiener Neustadt und wurden entsprechend [7], [8], [9] realisiert. Verwendet wurden die Varian Beschleuniger Clinac 2300CD und Clinac 2100C verwendet (siehe Abb. 2). Die Messungen wurden bei den Photonenenergien resultierend aus nominellen Beschleunigungspotenteilen von 4 MV, 6 MV, 10 MV und 15 MV durchgeführt. Die Strahlungsqualitätsindizes der Photonenstrahlungsfelder lagen im Bereich von  $TPR_{20,10} = 0,614$  bis  $TPR_{20,10} = 0,764$ .

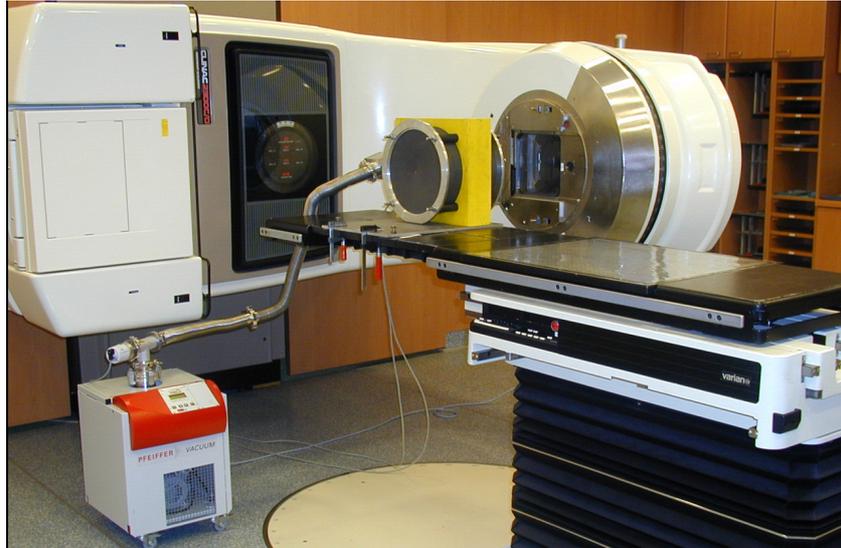


Abb. 2: Messanordnung im Krankenhaus Wiener Neustadt

### 2.3 Konversion der Graphit-Energiedosis in Wasser-Energiedosis

Die Darstellung der Einheit Wasser-Energiedosis beruht auf Messungen der Graphit-Energiedosis. Die Konversion der Graphit-Energiedosis in Wasser-Energiedosis erfolgt anhand von zwei Methoden (rechnerisch und experimentell) die auf dem *photon-fluence scaling theorem* beruhen [12]. Dieses besagt, dass in zwei unterschiedliche Materialien, die der gleichen Photonenstrahlung ausgesetzt sind, die Photonen an den jeweiligen Messpunkten das gleiche Energiespektrum und die gleiche Winkelverteilung aufweisen, wenn alle Abmessungen im umgekehrten Verhältnis der Elektronendichten der beiden Materialien skaliert sind und ausschließlich Compton-Streuung auftritt. Um die Wasserenergiedosis unter Standardbedingungen zu erhalten, wird im Fall der rechnerischen Methode die Graphit-Energiedosis in der entsprechenden skalierten Entfernung gemessen. Die Umrechnung erfolgt unter Verwendung des Abstandsquadratgesetz, der Massen-Energieabsorptionskoeffizienten und der Energietransportfaktoren für Graphit und Wasser. Die experimentelle Methode der Dosisumrechnung beruht auf der Verwendung eines Transferdetektors (Graphit-Hohlraumionisationskammer). Die praktische Ausführung erfordert Messungen im Graphitphantom und im Wasserphantom. Die Umrechnung erfolgt in Abhängigkeit von dem verwendeten Transferdetektor entweder über die Verhältnisse der Massen-Energieabsorptionskoeffizienten und Energietransportfaktoren (für dickwandige I-Kammern) oder über das Verhältnis der Massen-Stoßbremsvermögen von Wasser und Graphit (für dünnwandige I-Kammern).

### 2.4 Monte Carlo Simulationen

Zur Bestimmung der erforderlichen Korrekturfaktoren wurden Monte Carlo Simulationen mit dem Code-System PENELOPE-2006 [13] durchgeführt. Dieses Programm ermöglicht die Berechnung des gekoppelten Transportes von Elektronen und Photonen in Materie, für Teilchen-Energien von einigen Hundert eV bis 1 GeV. Der für die Simulationen angewandte Algorithmus basiert auf Streumodellen, die analytische Wirkungsquerschnittsmodelle mit numerischen Datenbankwerten verknüpfen.

Um strahlungsqualitätsspezifische Korrekturen zu erhalten ist es notwendig die Energiespektren der Bestrahlungsanlagen zu berücksichtigen. Im Fall von  $^{60}\text{Co}$ -Gammastrahlung handelt es sich dabei um ein Photonen-Fluenzspektrum, das zusätzlich zu den Gammalinien des  $^{60}\text{Co}$  Isotops auch einen niederenergetischen Streustrahlungsanteil enthält. Dieser nieder-

energetische Anteil ist abhängig von der Geometrie und den verwendeten Materialien im Strahlerkopf. Im Fall von Elektronenbeschleunigern handelt es sich um Bremsstrahlungsspektren die durch Wechselwirkung der beschleunigten Elektronen mit dem Target entstehen. Die im Target entstehende Bremsstrahlung wird durch im Strahlengang befindliche Elemente aufgehärtet und fokussiert und ein Kollimator begrenzt das Strahlungsfeld und erzeugt die gewünschte Feldgröße. Die Energie-Spektren der verwendeten Bestrahlungsanlagen wurden ebenfalls durch PENELOPE-2006 Simulationen bestimmt, und anhand von Tiefendosiskurven im Wasser, und durch den Vergleich von gemessenen und berechneten Strahlungsqualitätsindizes ( $TPR_{20,10}$ ) verifiziert. Nach diesen Überprüfungen wurden die Energie-Spektren als Eingansparameter in den Graphit-Kalorimeter spezifischen Simulationen zur Charakterisierung der Quelle verwendet. Für diese Simulationen wurden insgesamt etwa 40 unterschiedliche Geometrie-Modelle verwendet.

### 2.5 Strahlungsqualitätsspezifische Korrekptions- und Konversionsfaktoren

Die für die Darstellung der Einheit Wasser-Energiedosis erforderlichen strahlungsqualitätsspezifischen Korrekptions- und Konversionsfaktoren, siehe [1], [3], [4], [11], [14] wurden einerseits durch Monte Carlo Simulationen, sowie durch Messungen mit dem Graphit-Kalorimeter und verschiedenen Ionisationskammern erhalten. Zu Beginn wurden Messungen und Simulationen für  $^{60}\text{Co}$  Gammastrahlung durchgeführt, um dadurch eine fundierte Basis für die Energiebereichserweiterung zu schaffen und als zweiter Schritt wurden Messungen und Simulationen für hochenergetische Photonenstrahlungsfelder durchgeführt. Die benötigten Korrekptionsfaktoren sind einerseits direkt das Kalorimeter bzw. dessen Geometrie betreffend, andererseits auf den Messaufbau bezogen. Und lauten wie folgt: Korrektur für die Vakuumschicht  $k_{\text{gap}}$ , Korrektur für die Abweichung der Graphit Phantom Abmessungen von den Scaling Erfordernissen  $k_{\text{gs}}$ , Korrektur für den Unterschied in der Luftschwächung  $k_{\Delta\text{air}}$ , Korrektur für die effektive Messtiefe im Graphit-Phantom  $k_{\text{gc}}$  und  $k_{\text{gi}}$ , Korrekturen für die Einbringung von Graphit-Hohlraum Ionisationskammern in das Wasser-Phantom.

Die physikalischen Konstanten, die zur Konversion der Messgröße Graphit-Energiedosis in Wasser-Energiedosis benötigt werden (Verhältnisse der spektral gemittelten Massen-Energieabsorptionskoeffizienten, Massen-Stoßbremsvermögen und Energietransportfaktoren für Wasser und Graphit) wurden aus der Literatur ausgewählt ([2], [7], [10], [14]). Um die Konversionsfaktoren in Abhängigkeit von der Strahlungsqualität ermitteln zu können werden exponentielle Regressionsfunktionen verwendet.

## 3. Laufende Arbeiten und Ausblick

Die Gesamtverifizierung aller implementierten strahlungsqualitätsspezifischen Korrekptions- und Konversionsfaktoren wird im Rahmen einer Vergleichsmessung des Internationales Büro für Maß und Gewicht (BIPM, [www.bipm.org](http://www.bipm.org)) und des EURAMET Projektes 1021 ([www.euramet.eu](http://www.euramet.eu)) durchgeführt. Am BIPM erfolgt der internationale Vergleich der Wasser-Energiedosis Primärnormale für  $^{60}\text{Co}$  Gammastrahlung. Die für hochenergetische Photonstrahlung durchgeführten Weiterentwicklungen des Primärnormals werden im Rahmen des EURAMET Projektes 1021 verifiziert. Im Rahmen dieser Vergleichsmessung werden Primärnormale zur Darstellung der Einheit Wasser-Energiedosis für hochenergetische Photonenstrahlung verglichen und bewertet. An diesem Projekt nehmen das METAS (Schweiz), die PTB (Deutschland) und das BEV als führende Institution teil. Die dafür erforderlichen Messungen und die Durchführung der Kalibrierarbeiten an den Vergleichs-Ionisationskammern erfolgten in den Strahlungsfeldern der PTB und des METAS. Die

Auswertungen sind noch nicht vollständig abgeschlossen, die ersten Ergebnisse bestätigen die bisher durchgeführten Arbeiten.

#### 4. Danksagung

Die Durchführung des Hochenergie-Kalorimetrie Projektes wurde gefördert vom physikalisch-technischen Prüfdienst des BEV.

Die Autoren danken Herrn Dr. Josef Witzani für seine beratende Teilnahme und seine Hilfestellungen, sowie allen Kollegen des Dosimetrielabors für deren Unterstützung.

Für die Möglichkeit der Zusammenarbeit und Kooperation mit dem Krankenhaus Wiener Neustadt bedanken sich die Autoren bei Frau Prim. Univ.-Doz. Dr. Brigitte Pakisch, sowie bei Herrn DI Michael Vejda, insbesondere für seine Unterstützung bei den Messungen an den Varian Linearbeschleunigern.

#### 5. Literaturverzeichnis

- [1] BOUTILLON, M., Gap correction for the calorimetric measurement of absorbed dose in graphite with a  $^{60}\text{Co}$  beam, *Phys. Med. Biol.* 34, 1989
- [2] DOMEN, S.R., LAMPERTI, J.P., A Heat-loss Compensated Calorimeter: Theory Design and Performance, *J. Res. Nat. Bur. Stand.* 78A, 1974
- [3] DUSAUTOY, A.R., The UK Primary standard calorimeter for photon-beam absorbed dose measurement, *Phys. Med. Biol.* 41, 1996
- [4] GUERRA, A.S., LAITANO, R.F., PIMPINELLA, M., Characteristics of the absorbed dose to water standard at ENEA, *Phys. Med. Biol.* 41, 1996
- [5] ICRU REPORT No 60, Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation, International Commission on Radiation Units and Measurements, December 1998
- [6] ICRU REPORT No 64, Dosimetry of High-Energy Photon Beams Based on Standards of Absorbed Dose to Water, International Commission on Radiation Units and Measurements, May 2001
- [7] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy, An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water, Technical Reports series No. 398, Vienna 2000
- [8] LEITNER, A., WITZANI, J., The Realization of the Unit of Absorbed Dose at the Austrian Dosimetry Laboratory Seibersdorf, OEFZS-4740, February 1995
- [9] LEITNER, A., TIEFENBÖCK, W., WITZANI, J., STRACHOTINSKY, CH., Investigation of Some Aspects of the IAEA Code of Practice for Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams, Measurement Assurance in Dosimetry, Proceedings of an international symposium on measurement assurance in dosimetry organized by the International Atomic Energy agency, Vienna, 24-27 May 1993
- [10] NUTBROWN, R.F., DUANE, S., SHIPLEY, D. R. THOMAS, R.A.S., Evaluation of factors to convert absorbed dose calibrations from graphite to water for the NPL high-energy photon calibration service, *Phys. Med. Biol.* 47, 2002
- [11] OWEN, B., DUSAUTOY, A.R., Correction for the effect of the gaps around the core of an absorbed dose graphite calorimeter in high energy photon radiation, *Phys. Med. Biol.* 36, 1991
- [12] PRUITT, J.S., LOEVINGER, R., The photon-fluence scaling theorem for Compton-scattered radiation, *Med Phys* 9, 1982
- [13] SALVAT, F., FERNÁNDEZ-VAREA, J.M., SEMPÁU, J., PENELOPE-2006: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport, Workshop Proceedings Barcelona Spain 4-7 July 2006
- [14] WISE, K.N., Monte Carlo Methods used to develop the Australian Absorbed Dose Standard, Australian Radiation protection and Nuclear safety Agency, Technical Report 132, July 2001
- [15] WITZANI, J., DUFTSCHMID, K.E., STRACHOTINSKY, CH., LEITNER, A., A Graphite Absorbed-Dose calorimeter in the Quasi-Isothermal Mode of Operation, *metrologia* 20, 1984

## 12.4 IRPA 2010 – Third European Congress of the International Radiation Protection Association, Helsinki 2010

Die IRPA 2010 – der dritte europäische Kongress der *International Radiation Protection Association* (IRPA) - findet vom 14. bis 18. Juni 2010 in Helsinki (Finnland) statt, siehe <http://www.congrex.fi/irpa2010europe/>. Der Titel / das Thema der Tagung lautet „*Radiation protection – science, safety and security*“.

Die Themenbereiche der Tagung sind:

- Technologien zum Nachweis von Strahlung
- Radionuklid-Analytik
- Dosimetrie
- Biologische Effekte von ionisierender Strahlung
- Gesundheitliche Wirkungen ionisierender Strahlung
- Strahlenschutzempfehlungen, Normen und Vorschriften
- Strahlenschutz für Arbeitnehmerinnen und Arbeitnehmer
- Strahlenschutz für Patienten
- Strahlenschutz für die Bevölkerung
- Umweltradioaktivität
- Strahlenschutz für Biota
- Natürliche Radioaktivität. Radon, NORM
- Nukleare und radiologische Notfälle und Störfälle
- Nukleare Sicherheit
- Medizinische Vorgehensweise bei Strahlenunfällen
- Strahlenschutz nichtionisierender Strahlung
- Dekommissionierung
- Abfallmanagement
- Strahlung und die Gesellschaft
- Ausbildung, Training und Strahlenschutzkultur

Im Rahmen der Tagung wird ein Vortrag mit dem Titel „*Radiation protection in radiotherapy: primary standard dosimetry of high-energy photon beams in Austria*“ gehalten und ein *paper* zu dem Vortrag beim Programmkomitee eingereicht. Der eingereichte *abstract* wurde vom Tagungskomitee akzeptiert und der Beitrag soll mit den *proceedings* der Tagung publiziert werden.

## Radiation protection in radiotherapy: primary standard dosimetry of high-energy photon beams in Austria

Andreas Baumgartner<sup>2,3</sup>, Andreas Steurer<sup>1</sup>, Wilhelm Tiefenböck<sup>1</sup>, Frantisek Gabris<sup>1</sup>, Franz Josef Maringer<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>BEV - Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen (Federal Office of Metrology and Surveying), Arltgasse 35, 1160 Vienna, Austria

<sup>2</sup>University of Natural Resources and Applied Life Sciences Vienna, LLC-Laboratory Arsenal, Faradaygasse 3, Arsenal 214, 1030 Vienna, Austria

<sup>3</sup>Vienna University of Technology, Atominstitut, Stadionallee 2, 1020 Vienna, Austria

**Abstract.** The Austrian absorbed dose to water primary standard is a graphite-calorimeter. It was developed by the Federal Office of Metrology and Surveying (BEV) in cooperation with the Research Centers Seibersdorf. The BEV is the National Metrology Institute (NMI) of Austria. The graphite-calorimeter is a Domen-type calorimeter and in operation since 1983. The realization of the unit absorbed dose to water is based upon absorbed dose to graphite measurements. The absorbed dose conversion is done by two independent methods based on the photon fluence scaling theorem. The graphite-calorimeter was originally designated for determination of absorbed dose to water in Co-60 gamma ray beams. The progress in radiation therapy within the recent years required for extension of the graphite-calorimeter application range to enable primary standard dosimetry of high energy photon beams. The development of the primary standard is based upon Monte Carlo simulations with PENELOPE code and measurements with the graphite-calorimeter and ionization chambers. Furthermore the graphite-calorimeter and its corresponding components had to undergo a refurbishment and modernization process. This paper presents the results of the energy range and application enhancement of the primary standard. The determined correction and conversion factors for high energy photon beams and a detailed uncertainty budget of the primary standard is given. Furthermore the re-evaluated correction factors for Co-60 gamma ray beams are presented. To validate the results the BEV participated the international key comparison for absorbed dose to water in Co-60 gamma radiation at the Bureau International des Poids et Mesures (BIPM). Moreover the BEV planned and coordinates the EURAMET Project 1021 intended for direct comparison of absorbed dose to water primary standards. The accomplishment of the BEV high energy calorimetry project was promoted by the Physico-technical Testing Service (PTP), which is an entity of the BEV.

## 12.5 International Symposium on Standards, Applications and Quality Assurance in Medical Radiation Dosimetry, Vienna 2010

Die Tagung wird von der *International Atomic Energy Agency* (IAEA) in Kooperation mit den folgenden Organisationen veranstaltet: *American Association of Physicists in Medicine* (AAPM), *Asia-Oceania Federation of Organization for Medical Physics* (AFOMP), *Latin American Association of Medical Physics* (ALFIM), *International Bureau of Weights and Measures* (BIPM), *European Commission* (EC), *European Federation of Organizations for Medical Physics* (EFOMP), *European Society for Therapeutic Radiology and Oncology* (ESTRO), *International Commission on Radiological Protection* (ICRP), *International Commission on Radiation Units and Measurements, Inc* (ICRU), *International Organization for Medical Physics* (IOMP), *Institute of Physics and Engineering in Medicine* (IPEM), *Society of Nuclear Medicine* (SNM), *United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation* (UNSCEAR), *World Federation of Nuclear Medicine and Biology* (WFNMB).

Die Programminhalte sind:

- Standards zur Strahlungsmessung im Bereich der Bildgebung und Therapie
- Referenzdosimetrie im Bereich der externen Strahlentherapie
- Referenzdosimetrie im Bereich der in Brachytherapie
- Klinische Dosimetrie in der Röntgendiagnostik
- Klinische Dosimetrie in der Strahlentherapie
- Interne Dosimetrie im Bereich der diagnostischen und therapeutischen Nuklearmedizin
- Externe Qualitätsüberprüfung
- Strahlenschutzdosimetrie
- Dosimetrie von Protonen und schweren geladenen Teilchen in der Strahlentherapie

Im Rahmen der Tagung wird ein Poster mit dem Titel „Results of the direct comparison of primary standards for absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  and high-energy photon beams (EURAMET TC-IR Project 1021) vorgestellt“ Der beim Programmkomitee eingereichte Tagungsbeitrag soll im „*Book of Extended Synopses*“ der Tagung publiziert werden.

## EXTENDED SYNOPSIS

IAEA-CN-

## TOPIC: Radiation measurement standards for imaging and therapy

**Results of the direct comparison of primary standards for absorbed dose to water in  $^{60}\text{Co}$  and high-energy photon beams (EURAMET TC-IR Project 1021)****A. Steurer<sup>a</sup>, A. Baumgartner<sup>a,b</sup>, R.-P. Kapsch<sup>c</sup>, G. Stucki<sup>d</sup>**<sup>a</sup>BEV – Bundesamt fuer Eich- und Vermessungswesen, Vienna, Austria<sup>b</sup>Vienna University of Technology, Atomistitut, Vienna, Austria<sup>c</sup>PTB – Physikalisch Technische Bundesanstalt, Braunschweig, Germany<sup>d</sup>METAS – Bundesamt für Metrologie, Bern, Switzerland*E-mail address of main author: [Andreas.Steurer@bev.gv.at](mailto:Andreas.Steurer@bev.gv.at)*

The BEV graphite calorimeter is in operation since 1983 as an absorbed dose to water primary standard for  $^{60}\text{Co}$  radiation fields [1], [2]. After an extended refurbishment process the energy range was enhanced for application in accelerator fields. For this purpose a set of conversion and correction factors was required. They were obtained utilising Monte Carlo simulations and measurements.

To verify the results of the refurbishment and the enhancement process a project was proposed for the direct comparison of primary standards for absorbed dose to water of BEV, METAS and PTB, in  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams and high-energy photon beams. The primary standards used for this comparison were the BEV graphite calorimeter and two water calorimeters (METAS, PTB).

The measurements were carried out in the  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams and in high-energy photon beams (4 MV, 6 MV, 10 MV and 15 MV) of METAS and PTB. The BEV transported the graphite calorimeter primary standard to PTB (in September 2008) and METAS (in November 2008).

This was the first time that an absorbed dose primary standard calorimeter of one National Metrology Institute (NMI) was transported to a different NMI for the purpose of a direct comparison in accelerator high-energy photon beams.

The project was connected with a huge logistic effort (transportation and setup of the calorimeter system including graphite phantom, measurement- and evaluation device, vacuum pump, ionization chamber measurement system etc.) and with a lot of expected and unexpected challenges. The main concept of the comparison is shown in the following figures.

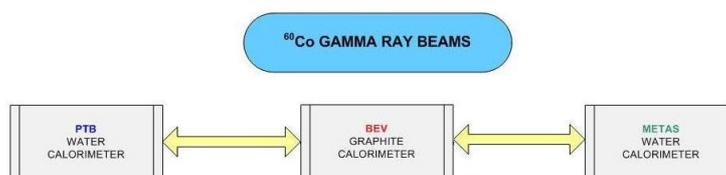


FIG. 1 Concept of the comparison for  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams

Measurements in  $^{60}\text{Co}$  gamma ray beams:

- Determination of the reference value for absorbed dose to water of the  $^{60}\text{Co}$  therapy unit of PTB, respectively METAS with the the BEV graphite calorimeter.
- Comparison of this value with the reference value determined with the water calorimeter of PTB, respectively METAS.

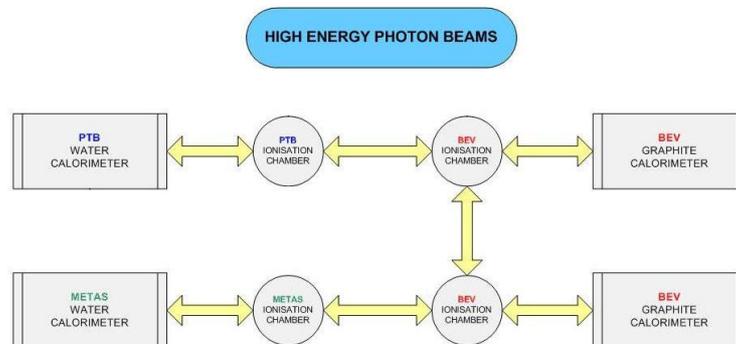


FIG. 2 Concept of the comparison in high-energy photon beams

Measurements in high-energy photon beams:

- Determination of absorbed dose to water at the accelerator at PTB, respectively METAS and calibration of an ionization chamber.
- Calibration of the same ionization chamber using an ionization chamber of PTB respectively METAS, calibrated with the water calorimeter of PTB, respectively METAS.

The graphite calorimeter was used in quasi-adiabatic mode to obtain the absorbed dose to graphite. The conversion to absorbed dose to water were done by two methods based on the photon fluence scaling theorem [3]: conversion by calculation (applied for  $^{60}\text{Co}$  measurements) and conversion with an ionization chamber (applied for accelerator beam measurements). The use of the first method at the accelerator is affected by two problems:

- The effective (virtual) point of source of an accelerator beam is not well known
- There are backscatter influences to the monitor chamber from the graphite phantom as a result of the small distance according to the photon fluence scaling theorem

For  $^{60}\text{Co}$  a deviation of -0,3 % (PTB) and 0,2 % (METAS) was obtained. At the METAS accelerator deviations between 0,3 % and 0,7 % for the four energies were obtained. Only the results for the PTB accelerators are problematical. Deviations between 1,5 % and 2,2 % were obtained. The reason for the discrepancy seems to be clear. The measurements with the ionization chamber in the graphite phantom were made immediately after the graphite calorimeter measurements with a working temperature of 27 °C. Therefore a temperature effect – which influences the ionization current measurement – is assumed. Considering these circumstances one obtains a shift in the right direction. Unfortunately a retrospective correction is not possible.

Nevertheless, and especially under consideration of the very short measuring time at PTB, respectively at METAS the project was very successful. Only five days were scheduled and necessary for five energies including setups of the graphite calorimeter and calibration of the ionization chambers and of course solving of some of the unexpected problems. The mobile

application of the BEV graphite calorimeter was shown impressively. Within a very short time very satisfactory results can be obtained. The results obtained by the different NMI's are widely in agreement. Comparing the ionization chamber calibration coefficients of PTB and METAS for the four considered high-energy photon beam qualities deviations between 0,2 % and 0,9 % were obtained.

#### REFERENCES

- [1] Leitner A., Witzani J.: The Realization of the Unit of Absorbed Dose at the Austrian Dosimetry Laboratory Seibersdorf, OEFZS-4740, Februar 1995
- [2] Witzani J., Duftschmid K.E., Strachotinsky Ch. & Leitner A.: A Graphite Absorbed-Dose Calorimeter in the Quasi-Isothermal Mode of Operation, *Metrologia* 20, 73-79 (1983), Springer-Verlag.
- [3] Pruitt J.S., Loevinger R.: The photon-fluence scaling theorem for Compton-scattered radiation. *Med Phys* 9, 1982.

# Lebenslauf

## ***Persönliche Daten***

Name: Andreas Baumgartner  
Adresse: 2472 Prellenkirchen, Weidengasse 11  
Geburtsdatum: 06.11.1979  
Geburtsort: Wien  
Staatsbürgerschaft: Österreich

## ***Ausbildung***

2006 - 2010 Technische Universität Wien, Doktoratsstudium der technischen Wissenschaften, unter der Betreuung von Univ.Doz. DI Dr. Franz Josef Maringer, Titel der Dissertation: "Primärstandard-Dosimetrie hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung"

2000 - 2006 Technische Universität Wien, Studium der Technischen Physik, Diplomarbeit am Atominstitut der Österreichischen Universitäten unter Betreuung von Univ.Doz. DI Dr. Franz Josef Maringer, Diplomarbeitsthema: "Entwicklung und Evaluierung messtechnischer Methoden zur Untersuchung und Bewertung der Rn-222 Aktivitätskonzentrationen in Bodenluft"

30.08.1999 - 30.04.2000 Präsenzdienst beim österreichischen Bundesheer

1993 - 1999 HTBLA Eisenstadt, Ausbildungszweig Werkstofftechnologie Reifeprüfung mit ausgezeichnetem Erfolg am 23.06.1999

1989 - 1993 AHS Bruck/Leitha

1985 - 1989 Volksschule Prellenkirchen

## ***Berufserfahrung***

Seit 08. 2008 Prüflabor für Umweltradioaktivität und Strahlenschutz (PLUS) der Universität für Bodenkultur Wien, (Leiter des Prüflabors seit 01. 2010)

Seit 01. 2008 Universität für Bodenkultur Wien, Department für Wald- und Bodenwissenschaften, Low-Level-Counting Labor (LLC-Labor) Arsenal, (wissenschaftlicher Mitarbeiter)

04. 2006 - 12. 2008 Physikalisch-technischer Prüfdienst des Bundesamtes für Eich- und Vermessungswesen, (Freier Dienstnehmer)

03. 2006 - 12. 2007 Universität für Bodenkultur Wien, Department für Wald- und Bodenwissenschaften, LLC-Labor Arsenal, (Werkvertrag)