

LASERBESCHLEUNIGTE PROTONEN

Physikalische Grundlagen und technische Realisierung



PHYSICAL METHODS IN MEDICINE
Master-Pflichtseminar der Universität Heidelberg
Schriftliche Ausarbeitung zum Vortrag vom 27. November 2012

Grischa M. Klimpki
Februar 2013

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Wechselwirkungsprozesse	2
2.1	Phänomenologie und Laser	2
2.2	Klassische Beschreibung	3
2.2.1	Maxwell-Gleichungen	3
2.2.2	Elektromagnetische Wellen	3
2.3	TNSA-Modell	4
2.3.1	Qualitative Beschreibung	4
2.3.2	Elektronenplasma	5
2.3.3	Gradientenfeld	6
3	Technische Realisierung	8
3.1	Confined TNSA	8
3.2	Pulsed Power Solenoids	9
4	Zusammenfassung	11

Kapitel 1

Einleitung

1946 schlägt Robert R. Wilson, der spätere Gründer des Fermilabs, an der Universität Harvard erstmals vor Tumoren mit Protonen zu bestrahlen. Durch das inverse Dosisprofil der Teilchen wird die maximale Energie in einem scharf begrenzten Tiefenbereich deponiert, was eine sehr gute Abdeckung des Tumorumfanges bei gleichzeitiger Schonung gesunden Gewebes verspricht. Die erste Behandlung eines Patienten mit einem Protonenstrahl findet dann 1954 im amerikanischen Berkley statt, drei Jahre später wird der erste Patient in Europa in Uppsala mit Protonen bestrahlt. [7]

In den vergangenen 60 Jahren ist das Interesse an kompakten Bestrahlungsanlagen stark gewachsen. So sind bis heute rund 80.000 Patienten an weltweit über 40 Therapiezentren mit Protonen bestrahlt worden [3]. Die Integration von Protonenanlagen in bestehende klinische Einrichtungen wie öffentliche Krankenhäuser oder private Kliniken wird maßgeblich durch die Beschleunigergröße und die damit verbundenen Kosten limitiert. Das Synchrotron des Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum hat beispielsweise einen Durchmesser von etwa 20 Metern, der vorgeschaltete Linearbeschleuniger eine Länge von 5 Metern [8]. Aufwändige Strahlführung und dicke Abschirmungswände erhöhen die Baukosten zusätzlich.

Das Prinzip der Laserbeschleunigung von Ionen könnte sich als zukünftige Alternative zu Zylo- und Synchrotrons herausstellen. Protonenstrahlen generiert durch Hochleistungslaser zeichnen sich zum einen durch hohe Emittanzen und Ströme und zum anderen durch Pulsdauern aus, die im Bereich der Laserpulslänge liegen (Femtosekunden) [5]. Ferner findet der Beschleunigungsprozess auf Zentimeterskala statt, was die Möglichkeit einer Strahlproduktion im Behandlungsraum eröffnet. Ein weiterer großer Vorteil gegenüber herkömmlichen Bestrahlungsanlagen wäre die vergleichsweise simple optische Strahlführung. Mit Hilfe von kompakten Hochleistungslasern ließen sich folglich Größe und Kosten einer Protonentherapieanlage drastisch reduzieren.

Dieser Artikel beschreibt die Phänomenologie und physikalischen Prozesse der Laserbeschleunigung von Protonen anhand des TNSA-Modells (Kapitel 2) sowie die derzeitige technische Realisierung (Kapitel 3). Abschließend wird eine kurze Zusammenfassung und ein Ausblick auf mögliche Anwendungen gegeben (Kapitel 4).

Kapitel 2

Wechselwirkungsprozesse

2.1 Phänomenologie und Laser

Hochintensive Laser ermöglichen die Beschleunigung von Teilchen auf mikroskopisch kleinen Strecken. Bestrahlt man dünne Metallfolien mit Intensitäten $I > 10^{18} \text{ W/cm}^2$, so beobachtet man auf der Folienrückseite eine gerichtete Ausbreitung freigesetzter Ionen, die bis zu 36% der Lichtgeschwindigkeit [1] erreichen können. Thermische Wechselwirkungen allein reichen nicht aus, um solch hohe Ionenenergien und Ionenzahlen zu erklären.

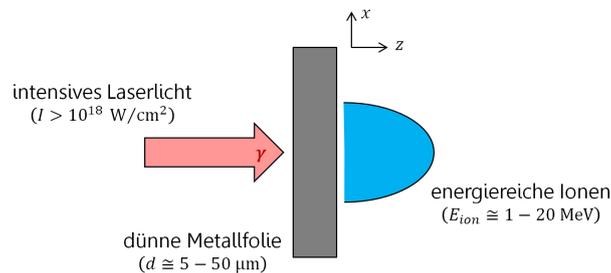


Abbildung 2.1: **Schematische Laserbeschleunigung von Ionen**

Hochintensive Laser (rot) können aus dünnen Metallfolien (grau) eine hohe Anzahl energiereicher Ionen (blau) lösen, die sich mit Geschwindigkeiten $v > 0,01c$ senkrecht zur Folienrückseite ausbreiten.

Am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf wird zur Protonenbeschleunigung der 150 TW Titan-Saphir-Laser DRACO verwendet [9]. Basierend auf der Fluoreszenz der Ti^{3+} -Ionen im Al_2O_3 -Kristall lässt sich dieser Laser durch Anregung unterschiedlicher Schwingungszustände zwischen 670 und 1070 nm durchstimmen. Bei einer Pulsdauer von $\tau = 30 \text{ fs}$, einer Spillenergie von $E = 4,5 \text{ J}$ und einer Fokusfläche von $A = 20 \mu\text{m}^2$ ergibt sich im Intensitätsmaximum ($\lambda = 800 \text{ nm}$) eine Spitzenintensität von

$$I = \frac{E}{A\tau} \cong 7,5 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2. \quad (2.1)$$

2.2 Klassische Beschreibung

2.2.1 Maxwell-Gleichungen

Die vier Maxwell-Gleichungen (2.2) bilden die physikalische Grundlage der hier betrachteten Wechselwirkung zwischen Licht und Materie. Unter Vernachlässigung makroskopischer Polarisation $\vec{\mathcal{P}}$ und Magnetisierung $\vec{\mathcal{M}}$, wie sie auf derart kurzen Zeitspannen in dünnen Metallfolien nicht auftreten wird, gilt:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{D}} &= \rho & \vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{B}} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}} &= -\frac{\partial}{\partial t} \vec{\mathcal{B}} & \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{H}} &= \vec{j} + \frac{\partial}{\partial t} \vec{\mathcal{D}}\end{aligned}\quad (2.2)$$

Dabei ist $\vec{\mathcal{D}} = \varepsilon_0 \vec{\mathcal{E}}$ und $\vec{\mathcal{B}} = \mu_0 \vec{\mathcal{H}}$. Die Kraftfelder $\vec{\mathcal{E}}$ und $\vec{\mathcal{B}}$ lassen sich durch ein Skalar- (Φ) und ein Vektorpotential ($\vec{\mathcal{A}}$) ausdrücken:

$$\vec{\mathcal{E}} = -\vec{\nabla}\Phi - \frac{\partial}{\partial t} \vec{\mathcal{A}} \quad \vec{\mathcal{B}} = \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{A}} \quad (2.3)$$

Dieser Zusammenhang zwischen Feldstärken und Potentialen ist lediglich bis auf Eichtransformationen definiert. In Coulomb-Eichung wird

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{A}} \equiv 0 \quad (2.4)$$

gewählt. Einsetzen von (2.3) in die erste Maxwell-Gleichung liefert dann die Poisson-Gleichung:

$$\varepsilon_0 \vec{\nabla}^2 \Phi = -\rho \quad (2.5)$$

2.2.2 Elektromagnetische Wellen

Laserpulse lassen sich klassisch als linear polarisierte elektromagnetische Wellen beschreiben. Die Ausbreitungsrichtung soll in diesem Fall die z -Achse sein. Elektrisches Feld $\vec{\mathcal{E}}(z, t)$ und magnetisches Feld $\vec{\mathcal{B}}(z, t)$ schwingen jeweils senkrecht zueinander und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Mit der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ und der Kreisfrequenz $\omega = kc$ gilt folglich:

$$\begin{aligned}\vec{\mathcal{E}}(z, t) &= \mathcal{E}_0(t) e^{-i(\omega t - kz)} \vec{e}_x \\ \vec{\mathcal{B}}(z, t) &= \mathcal{B}_0(t) e^{-i(\omega t - kz)} \vec{e}_y\end{aligned}\quad (2.6)$$

Die Amplituden $\mathcal{E}_0(t)$ und $\mathcal{B}_0(t)$ nehmen für die Dauer des Laserspills ($\tau = 30$ fs) ihren Maximalwert an. Danach fallen sie für einige Nanosekunden auf ein Plateauniveau, das etwa 10^3 Größenordnungen kleiner ist, bevor sie für $\Delta t = 0,1$ s (Laserpulsabstand) den Wert 0 annehmen. Die Amplituden sind über $\mathcal{E}_0(t) = c\mathcal{B}_0(t)$ miteinander verknüpft. Der Poynting-Vektor

$$\vec{\mathcal{S}}(z, t) = \varepsilon_0 c \left[\vec{\mathcal{E}}(z, t) \times \vec{\mathcal{B}}(z, t) \right] \quad (2.7)$$

gibt die Ausbreitungsrichtung der Energieflussdichte der elektromagnetischen Welle an. Sein zeitlicher Mittelwert über die Pulsdauer τ entspricht also der Intensität I , d.h.

$$I = \langle \mathcal{S} \rangle_\tau = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c \mathcal{E}_0^2. \quad (2.8)$$

Umstellen nach \mathcal{E}_0 liefert die elektrische Feldstärke des Lasers auf der Metallfolienoberfläche im Intensitätsmaximum:

$$\mathcal{E}_0 = \sqrt{\frac{2I}{\varepsilon_0 c}} \cong 7,5 \cdot 10^{13} \text{ V/m} \quad (2.9)$$

Dieses Feld ist mehr als zwei Größenordnungen stärker als die elektrischen Felder zwischen Atomrümpfen und Elektronen in der Metallfolie [6]. Die Elektronen oszillieren also nicht klassisch im Lichtfeld; es kommt vielmehr zu einer Instantanionisation aller Metallatome an der Folienoberfläche und zur Ausbildung eines heißen Elektronenplasmas, dessen Rolle im folgenden Abschnitt genauer analysiert wird.

2.3 TNSA-Modell

Um den in Abschnitt 2.1 beschriebenen Beschleunigungsprozess auf mikroskopischer Ebene zu verstehen und quantitativ beschreiben zu können, wird nun aufbauend auf der klassischen Betrachtung (Abschnitt 2.2) das eindimensionale Modell der *Target Normal Sheath Acceleration* (TNSA) [4] entwickelt.

2.3.1 Qualitative Beschreibung

Die durch Instantanionisation freigesetzten Elektronen werden durch den hohen Lichtdruck $p = I/c \cong 2,5 \cdot 10^{11}$ bar im Laserfokus auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt, sodass sie durch die Folie propagieren. Aufgrund ihrer hohen Ruhemasse und der kurzen Dauer des Laserpulses können die Atomrümpfe als statische Streuzentren angesehen werden. Aufgrund von Molière-Streuung kommt es zu einer Aufweitung des heißen Elektronenplasmas während seiner Propagation durch die Metallfolie (vgl. Abbildung 2.2). Das starke Ladungsungleichgewicht innerhalb der Folie ruft einen kalten Rückstrom langsamer Leitungselektronen außerhalb des Wechselwirkungsbereichs hervor. Zwischen Plasmaausbreitung und Ladungskompensation hat sich bereits nach wenigen Femtosekunden ein Gleichgewicht eingestellt. Abbildung 2.2 deutet außerdem an, dass das Elektronenplasma aus der Folienrückseite austritt. Aufgrund des hohen Elektronenmangels ist diese nun positiv geladen und wirkt somit anziehend auf das austretende Plasma. Im Gleichgewicht bildet sich ein quasi-statisches elektrisches Feld zwischen Folienrückseite und Elektronenplasma aus, in dem Metallkationen aus der Folie auf einige MeV beschleunigt werden können (*target normal acceleration*). Die Plasmaelektronen auf Fokusebene haben die höchste Geschwindigkeit senkrecht zur Folienrückseite. Das elektrische Feld hat hier folglich seine größte Ausdehnung. Gestreute Plasmaelektronen haben geringere senkrechte Geschwindigkeitskomponenten. Daraus ergibt sich der in Abbildung 2.2 dargestellte glockenförmige Elektronenmantel (*electron sheath*).

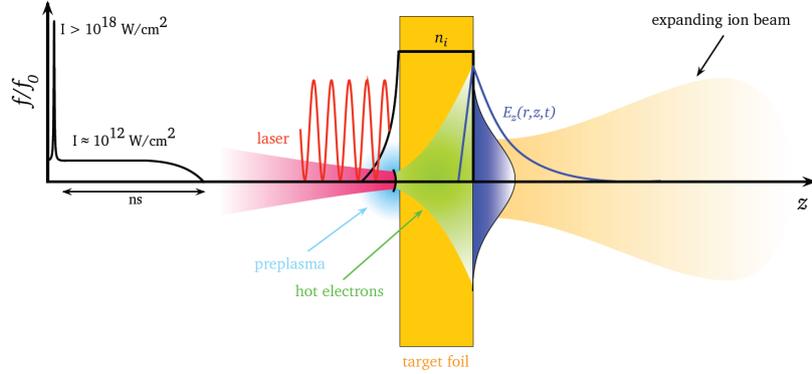


Abbildung 2.2: Ausbreitung des heißen Elektronenplasmas [6]

Hochintensive Laser (rot) erzeugen auf Metalloberflächen (gelb) quasi-freie Elektronen, die aufgrund des hohen Strahldrucks im Fokus in Richtung Folienrückseite auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt werden. Durch elastische Streuungen an den statischen Atomrümpfen kommt es zu einer Aufweitung des heißen Elektronenplasmas (grün), das aus der Folienrückseite austritt und für die Restdauer des Laserpulses ein Elektronenschild formt (blau). Metallkationen (blassgelb) können in dem elektrischen Feld zwischen Folienrückseite und Elektronenschild auf einige MeV beschleunigt werden.

2.3.2 Elektronenplasma

Betrachtet man die Plasmaelektronen, die auf der Folienoberfläche durch den Laser freigesetzt werden, als quasi-freie Fermionen, die nur durch elastische Stöße miteinander wechselwirken, dann kann ihre Teilchendichte n_h (*hot electron density*) durch die eindimensionale Maxwell-Boltzmann-Verteilung approximiert werden:

$$n_h = n_0 \exp \left[-\frac{E_h}{k_B T} \right] \quad (2.10)$$

Der Faktor n_0 ergibt sich dabei aus der idealen Fermigasgleichung $N_h k_B T = pV$ und dem Lichtdruck $p = I/c$:

$$n_0 = \frac{N_h}{V} = \frac{p}{k_B T} = \frac{I}{ck_B T} \quad (2.11)$$

M. Schollmeier hat in seiner Dissertation [6] die Abhängigkeit der Plasmatemperatur T von der Laserintensität I und -wellenlänge λ untersucht. Die in Abbildung 2.3 zusammengetragenen Datenpunkte wurden anhand verschiedener Modelle interpoliert. Die größte Übereinstimmung ergab sich für

$$k_B T = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{I \lambda^2}{\kappa}} - 1 \right), \quad (2.12)$$

wobei $\kappa = 13,7$ GW der freie Modellparameter ist. Bei einer Intensität von $I = 7,5 \cdot 10^{20}$ W/cm² und einer Wellenlänge von $\lambda = 800$ nm ergibt sich eine Temperatur der Plasmaelektronen von

$$k_B T \cong 9,1 \text{ MeV}. \quad (2.13)$$

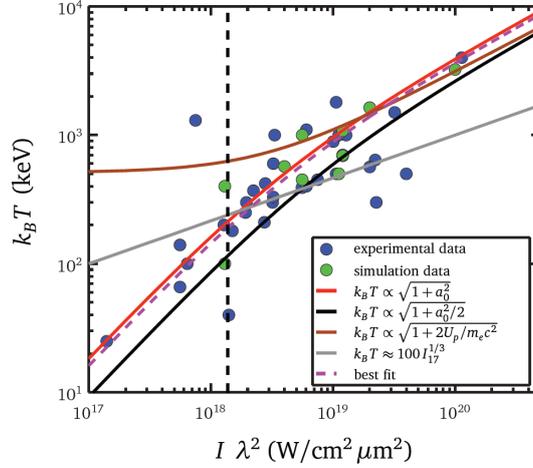


Abbildung 2.3: **Bestimmung der Plasmatemperatur [6]**

Die experimentellen (blau) und simulierten Datenpunkte (grün) zeigen die Abhängigkeit der Plasmatemperatur T von der Laserintensität I und -wellenlänge λ . Am genauesten werden sie durch das 5. Modell "best fit" wiedergegeben – repräsentiert durch die gestrichelte, violette Kurve.

Diese quantitative Beschreibung der propagierenden Elektronen erlaubt die Berechnung des elektrischen Feldes, das an der Folienrückseite entsteht, wenn das heiße Plasma aus der dünnen Metallfolie tritt. Vergleiche hierzu Unterabschnitt 2.3.3.

2.3.3 Gradientenfeld

Tritt das heiße Elektronenplasma aus der Folienrückseite aus, dann bildet sich ein starkes elektrisches Feld zwischen negativem Elektronenmantel und positiver Folienrückseite, dessen z -Komponente über die Poisson-Gleichung (2.5) berechnet werden kann. Dabei ist die Ladungsdichte ρ durch das Produkt der Ladung $-e$ und der eindimensionalen Maxwell-Boltzmann-Verteilung n_h (2.10) gegeben:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \Phi(z) = en_0 \exp \left[-\frac{e\Phi(z)}{k_B T} \right] \quad (2.14)$$

Dabei wurde außerdem die Fermienergie der heißen Elektronen E_h durch die elektrische Energie $e\Phi(z)$ im Potential Φ ersetzt. Da die betrachtete Metallfolie leitend ist, sollte das Potential auf ihrer Rückseite, d.h. bei $z = 0$, verschwinden. Die Lösung obiger Differentialgleichung unter der Randbedingung $\Phi(z = 0) = 0$ lautet:

$$\Phi(z) = -\frac{2k_B T}{e} \ln \left(1 + \frac{z}{\lambda_D \sqrt{2}} \right), \quad (2.15)$$

mit der Debye-Wellenlänge $\lambda_D = \sqrt{\varepsilon_0 k_B T / e^2 n_0} = k_B T \sqrt{\varepsilon_0 c / e^2 I} \cong 171$ nm. Der Strom der austretenden Elektronen wird durch einen Strom zurückfließender Elektronen kompensiert. Das elektrische Feld hinter der Metallfolie kann daher für die Dauer des Laserpulses als quasi-statisch angenommen werden. Die

zeitliche Änderung des Vektorpotentials $\vec{\mathcal{A}}$ verschwindet in Gleichung (2.3). Somit wird das elektrische Feld nur durch die räumliche Ableitung des Potentials bestimmt:

$$\boxed{\mathcal{E}(z) = -\frac{\partial}{\partial z}\Phi(z) = \frac{2k_B T}{e} \frac{1}{z + \lambda_D \sqrt{2}}} \quad (2.16)$$

Auf der Folienrückseite gilt:

$$\mathcal{E}(z=0) = \sqrt{\frac{2I}{\varepsilon_0 c}} = \mathcal{E}_0, \quad (2.17)$$

was mit Gleichung (2.9) übereinstimmt. Da innerhalb der Metallfolie keine Annahmen über mögliche feldschwächende Faktoren getroffen wurden, sollte dies auch der Fall sein.

Die Bewegungsgleichung der Metallkationen (Masse m_K und Ladungszahl Z_K), die senkrecht aus der Folie zum Elektronenmantel hin beschleunigt werden, lautet in relativistischer Form:

$$\gamma(\dot{z})m_K\ddot{z} = Z_K e \mathcal{E}(z) \quad (2.18)$$

Diese Differentialgleichung ist analytisch nicht lösbar. Eine Mittelung des elektrischen Gradientenfeldes über die experimentell realistische Ausdehnung von $L = 0,5 \mu\text{m}$ ergibt:

$$\langle \mathcal{E} \rangle_L = \frac{1}{L} \int_0^L \mathcal{E}(z) dz \cong 4,1 \cdot 10^{13} \text{ V/m} \quad (2.19)$$

Gleichung (2.20) bietet schließlich eine Abschätzung der kinetischen Energie für Protonen E_p , die bei einer Laserintensität von $I = 7,5 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$ entlang der z -Achse über einen Bereich von $L = 0,5 \mu\text{m}$ beschleunigt werden:

$$E_p = e \langle \mathcal{E} \rangle_L L \cong 20,5 \text{ MeV} \quad (2.20)$$

Kapitel 3

Technische Realisierung

Das Prinzip der Laserbeschleunigung von Ionen ist in der praktischen Umsetzung mit einer Vielzahl technischer Schwierigkeiten konfrontiert. Führt man beispielsweise das Integral in (2.19) aus, so wächst die kinetische Energie der beschleunigten Ionen gemäß (2.20) lediglich mit $\ln I$. Für viele Anwendungen, darunter medizinische, sind allerdings sehr viel höhere Ionenenergien als einige MeV relevant, was den Einsatz bisher unerreichter Laserintensitäten voraussetzen würde. Außerdem garantiert der TNSA-Mechanismus drei wichtige Strahleigenschaften nicht: die Kollimierung sowie die Homogenität in Teilchenart und Energie. Abschnitt 3.1 und Abschnitt 3.2 stellen zwei Methoden vor, die die Strahleigenschaften laserbeschleunigter Ionen erheblich verbessern und das Einkoppeln in einen Nachbeschleuniger ermöglichen.

3.1 Confined TNSA

2009 stellte Dr. S. Pfotenhauer in seiner Dissertation [5] erstmals den Prozess der *Confined Target Normal Sheath Acceleration* vor. Als Lasertarget wurde eine Titanfolie verwendet, die mit einem farbstoffbehandelten PMMA-Quader beschichtet ist. Der glasähnliche, thermoplastische Kunststoff $[\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2]_n$ enthält neben den schweren Kohlenstoff- und Sauerstoffatomen acht Wasserstoffatome pro Kettenglied. Die Positionierung des PMMA-Quaders auf Höhe des Beschleunigungslaserfokusses erfolgt über einen zweiten Laser, den sog. rückseitigen Anregungslaser, der Fluoreszenz des im Quader enthaltenen Farbstoffes stimuliert. Ferner sorgt er durch thermische Ablation für eine Reinigung der Quaderoberfläche von möglichen Fremdatomen. Das heiße Elektronenplasma sorgt abermals für die Ionisation des Targetmaterials und die Ausbildung eines rückseitigen Elektronenschildes. Im elektrischen Gradientenfeld werden nun während der kurzen Pulsdauer bevorzugt die leichteren Protonen beschleunigt. Der PMMA-Quader fungiert aber nicht nur als Teilchen- sondern auch als Energiefilter: Aufgrund erhöhter lateraler Feldhomogenität erhält man ein gepeaktes Energiespektrum. Die Tatsache, dass das Elektronenplasma zusätzlich durch den PMMA-Quader propagieren muss, erfordert allerdings eine höhere Pulsdauer des Beschleunigungslasers, was nach (2.1) die Intensität und somit die Energie der beschleunigten Protonen auf eine MeV verringert.

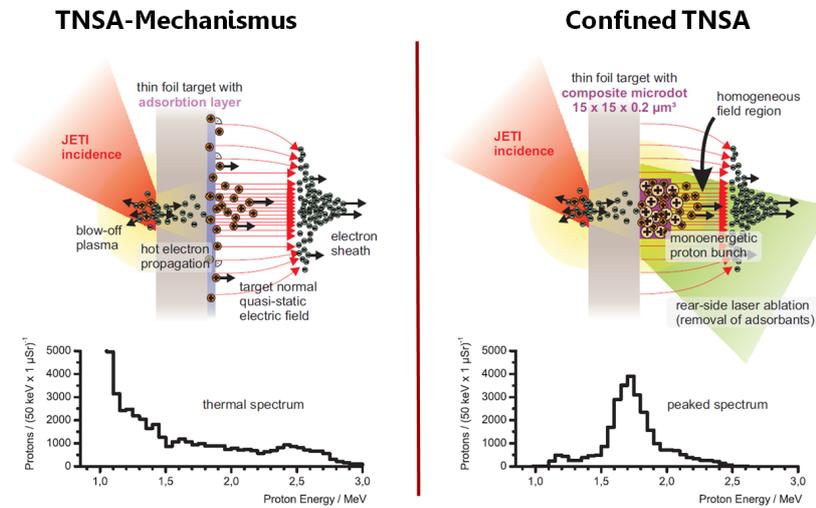


Abbildung 3.1: TNSA-Mechanismus vs. Confined TNSA [5]

Durch reguläre TNSA (links) wird ein thermisches Energiespektrum beschleunigter Protonen erzeugt. Der Ti:Sa-Laser JETI des Helmholtz-Instituts Jena erzeugt im Fokus vergleichbare Intensitäten wie DRACO und wurde hier unter 45° zur Folienoberfläche eingestrahlt, um die Plasmaausbeute zu erhöhen. Mithilfe der Confined TNSA (rechts) enthält das Energiespektrum ein eindeutiges Maximum. Über den Anregungslaser (grün) kann der PMMA-Quader (violett) im Beschleunigungslaserfokus (rot) positioniert werden. Der Plexiglas-Quader definiert außerdem das Teilchenspektrum, da bevorzugt die leichten Protonen beschleunigt werden.

3.2 Pulsed Power Solenoids

Confined TNSA ermöglicht zwar das Teilchen- und Energiespektrum des laserbeschleunigten Ionenstrahls zu filtern, allerdings ist eine Kollimation (Parallelisierung) und somit eine stabile Strahlführung dadurch nicht gewährleistet. Deshalb hat Dr. K. Harres in seiner Dissertation 2010 [2] den Einsatz von Hochfeldsolenoiden zum Strahlentransport laserbeschleunigter Protonen am Lasersystem PHELIIX der GSI untersucht. Die Spule des optimierten Solenoiden ist aus vier Lagen Kupferdraht zu je 27 Windungen gewickelt. Der Durchmesser beträgt 48 mm bei einer Länge von 150 mm. Um Protonen mit einer Energie von einigen MeV erfolgreich zu kollimieren, sind sehr hohe magnetische Felder im Bereich bis zu 10 T notwendig. Dazu wurde die Spule des Solenoiden mit Strömen im Kiloampèrebereich synchron zum Beschleunigungslaser gepulst.

Der Solenoid wurde möglichst dicht hinter der Targetfolie platziert, um einen hohen Durchsatz der beschleunigten Protonen zu ermöglichen. Damit es beim Einschlag auf der Spule nicht zu einem Kurzschluss zwischen den einzelnen Spulenwindungen kommt, wurde diese im Inneren mit einer 3 mm dicken Schicht glasfaserverstärktem Kunststoff ausgekleidet. Strahlkollimation durch Hochfeldsolenoiden nutzt aus, dass in dem inhomogenen Magnetfeld vor und hinter der

Spule lediglich Teilchen innerhalb eines schmalen Energiebereiches parallelisiert werden. Protonen mit zu hoher Energie haben eine zu kurze Wechselwirkungszeit mit den inhomogenen Magnetfeldern und bleiben defokussiert. Protonen mit geringer Energie haben eine zu lange Wechselwirkungszeit und werden folglich fokussiert.

Zur Detektion der kollimierten Protonenstrahlen wurden sog. RCF-Stapel verwendet, dargetselt in Abbildung 3.2 (rechts), die aus abwechselnd angeordneten radiochromatischen Filmen (RCFs) und PMMA-Blöcken bestehen. Diese wurden 405 mm hinter der Targetfolie aufgestellt. Aufgrund der endlichen Protonenreichweite in PMMA (4,5 mm bei 20 MeV [10]) werden von den tiefer liegenden Fotoplatten nur noch hochenergetische Protonen detektiert, da diejenigen mit geringer kinetischer Energie bereits im oberen Teil des Stapels gestoppt sind. Auf diese Weise kann jeder Fotoplatte eine bestimmte Protonenenergie zugeordnet werden. Die Ausleuchtung lässt nun Rückschlüsse auf den Grad der Kollimation zu. Abbildung 3.2 (links) zeigt die Ergebnisse bei einem Solenoidfeld von 6,48 T. Es ist deutlich zu erkennen, wie Protonen im Energiebereich zwischen 3 und 6 MeV auf den RCF-Stapel fokussiert wurden. Im Bereich zwischen 8 und 11 MeV ergab sich eine homogene Ausleuchtung (45 bzw. 54 mm Strahldurchmesser), wohingegen Protonen mit Energien $E_p > 14$ MeV defokussiert blieben. Schwache Intensitäten im Zentrum des RCF deuten darauf hin.

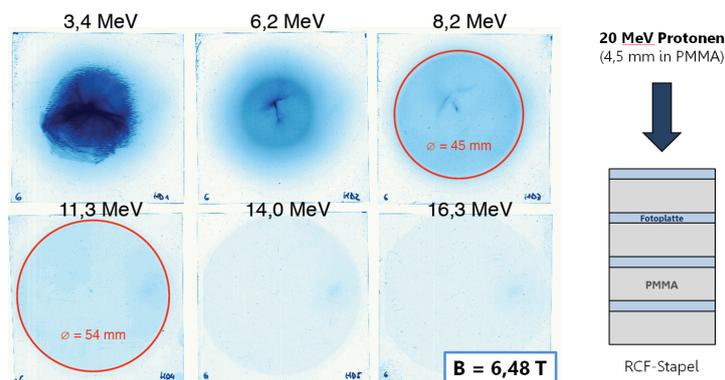


Abbildung 3.2: **Kollimierung durch Pulsed Power Solenoids [2]**

Der schematische Aufbau eines RCF-Stapels (rechts) zeigt, dass die verwendeten Fotoplatten Teilchen bestimmter Energien detektieren. Protonen mit den auf den Filmen (links) angegebenen Energien haben eine Reichweite in PMMA, die der Tiefe der Fotoplatte im RCF-Stapel entspricht. Bei einer magnetischen Feldstärke von 6,48 T ist in Film 1 (oben links) der überfokussierte, niederenergetische Teil des Protonenstrahls zu sehen. Die Filme 2,3 und 4 (unten links) zeigen einen mit der Energie im Umfang größer werdenden Strahl. Eine Kollimierung findet sich im Energieintervall von 8,2 bis 11,3 MeV. Der Strahl hat hier einen Durchmesser von 45 bzw. 54 mm.

Unter Verwendung des optimierten Hochfeldsolenoiden, der in Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum Dresden-Rossendorf entwickelt wurde, konnten Protonenstrahlen bestehend aus etwa 1.000 Teilchen mit Energien von bis zu 13 MeV über eine Distanz von 405 mm kollimiert transportiert werden. Die benötigten magnetischen Feldstärken lagen dabei sogar unter 8 T.

Kapitel 4

Zusammenfassung

Das in den vergangenen 60 Jahren gestiegene Interesse an Protonentherapie verlangt die Entwicklung kompakter und kostengünstiger Behandlungsanlagen. Die Laserbeschleunigung von Ionen könnte sich zukünftig als mögliche Alternative zu teuren Zylo- und Synchrotrons erweisen. Da der Beschleunigungsprozess auf Zentimeterskala stattfindet, kann die Strahlproduktion in unmittelbarer Patientennähe erfolgen. Außerdem senkt eine optische Strahlführung zusätzlich die Baukosten eines Therapiezentrums (Kapitel 1).

Hochintensive Laser ($I > 10^{18}$ W/cm²) können aus dünnen Metallfolien eine große Anzahl schneller Ionen lösen, die sich im Mittel senkrecht zur Targetrückseite ausbreiten (Abschnitt 2.1). Das eindimensionale TNSA-Modell (Abschnitt 2.3) erklärt die rückseitige Beschleunigung durch die Ausbildung eines heißen Elektronenplasmas im Laserfokus, das aufgrund des hohen Lichtdrucks durch die Metallfolie propagiert und sich dabei aufweitet. Bei seinem Austritt aus der Folienrückseite bildet sich ein elektrisches Gradientenfeld der Form $E(z) \propto (z + \xi)^{-1}$ (2.16), in dem Metallkationen auf einige MeV beschleunigt werden können.

Technische Weiterentwicklungen ermöglichen die Filterung und den Transport des laserbeschleunigten Ionenstrahls. So wird beispielsweise bei der Confined TNSA (Abschnitt 3.1) auf der Folienrückseite ein wasserstoffhaltiger Kunststoff aufgebracht, aus dem bevorzugt die leichteren Protonen beschleunigt werden. Außerdem ergibt sich ein deutliches Maximum im Energiespektrum (Abbildung 3.1) aufgrund erhöhter lateraler Feldhomogenität. Pulsed Power Solenoids (Abschnitt 3.2) kollimieren bestimmte Energieanteile des Ionenstrahls, die über die magnetische Feldstärke innerhalb der Spule, d.h. über den Spulenstrom, ausgewählt werden können.

Nichtsdestotrotz sind selbst bisher höchste Energien von 67,5 MeV (Dr. S. Gaillard, 2009) [1] für den klinischen Einsatz von laserbeschleunigten Protonen viel zu gering. Das Synchrotron des Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum liefert Protonen mit 48 bis 221 MeV [8]. Zudem sind Energievariabilität und Teilchenausbeute weitere kritische Faktoren, die den Einsatz der Laserbeschleunigung in der Medizin limitieren. Doch es ist nicht ausgeschlossen, dass durch die Verwendung stärkerer Hochleistungslaser und optimierter Targetstrukturen zukünftig klinisch relevante Energien erreicht werden.

Literaturverzeichnis

- [1] S.A. Gaillard: Increased proton energies – Above the [approximates to] 60 MeV empirical barrier, from high-contrast high-intensity short-pulse laser-interactions with micro-cone targets. Dissertation an der University of Nevada. URL: <http://proquest.umi.com/pqdlink?did=1944507081&Fmt=7&clientId=79356&RQT=309&VName=PQD> (2009).
- [2] K.J. Harres: Strahlentransport laserbeschleunigter Ionen. Dissertation an der Technischen Universität Darmstadt. URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2259/> (2010).
- [3] Particle Therapy Co-Operative Group (PTCOG): Hadron Therapy Patient Statistics (per end of 2011). URL: http://ptcog.web.psi.ch/patient_statistics.html (2012).
- [4] M. Passoni, L. Bertagna und A. Zani: Target normal sheath acceleration – theory, comparison with experiments and future perspectives. New Journal of Physics, 12 (045012). DOI: 10.1088/1367-2630/12/4/045012 (2010).
- [5] S.M. Pfothenhauer: Generation of monoenergetic ion beams with a laser accelerator. Dissertation an der Friedrich-Schiller-Universität Jena. URL: <http://www.db-thueringen.de/servlets/DocumentServlet?id=13053> (2009).
- [6] M.S. Schollmeier: Optimization and control of laser-accelerated proton beams. Dissertation an der Technischen Universität Darmstadt. URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/1232/> (2008).
- [7] Universitätsklinikum Heidelberg: Das Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum (HIT). URL: <http://www.klinikum.uni-heidelberg.de/Heidelberger-Ionenstrahl-Therapie-HIT.112189.0.html> (2013).
- [8] Universitätsklinikum Heidelberg: Daten und Fakten des HIT. URL: <http://www.klinikum.uni-heidelberg.de/UEber-uns.124447.0.html> (2012).
- [9] K. Zeil, J. Metzkes, T. Kluge, M. Bussmann, T.E. Cowan, S.D. Kraft, R. Sauerbrey und U. Schramm: Direct observation of prompt pre-thermal laser ion sheath acceleration. Nature Communications. DOI: 10.1038/ncomms1883 (2012).
- [10] J.F. Ziegler, J.P. Biersack und M.D. Ziegler: SRIM – The Stopping and Range of Ions in Matter. URL: <http://www.srim.org/SRIM/SRIMLEGL.htm> (Version 2012.01) (2012).