

**Universität Hamburg**  
**Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene**  
**Sommer-Semester 2014**

**Versuch: SALOME (Simple  
Accelerator for Learning Optics and  
Manipulation of Electrons)**

Praktikanten: Alexander Okupnik  
Vincent Koppen  
Betreuer: Dr. Velizar Miltchev

durchgeführt vom 1.9. bis zum 5.9.2014





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Aufbau . . . . .	1
<b>2</b>	<b>Energiemessung</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Emittanzmessung</b>	<b>6</b>
3.1	Messung durch Variation des Quadrupolstroms . . . . .	6
3.2	Messung durch Variation der Schirme . . . . .	6
<b>4</b>		<b>7</b>
4.1	. . . . .	7
<b>5</b>		<b>8</b>
5.1	. . . . .	8
<b>6</b>		<b>9</b>
6.1	. . . . .	9
<b>7</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>10</b>

# 1 Einleitung

Ziel eines Teilchenbeschleuniger ist es einen Teilchenstrahl oder -bunch zu beschleunigen und möglichst fokussiert auf einer Sollbahn zu halten. Einerseits um keine Teilchen zu verlieren, andererseits um z.B. bei einem Collider die Teilchendichte hoch zu halten. In unserem Versuch werden wir mit einem einfachen Linearbeschleuniger arbeiten und die Energie sowie die Emittanz, eine die Qualität des Strahls charakterisierende Größe die wir im Theorieteil erklären werden, zu messen.

## 1.1 Aufbau

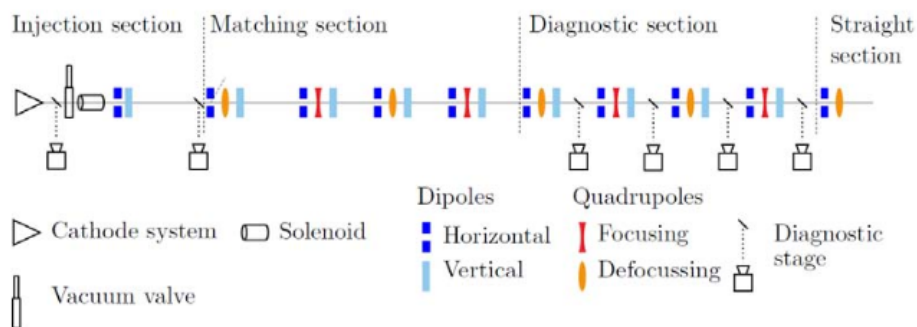


Abbildung 1.1:

Der Teilchenbeschleuniger besteht aus einem Kathodenstrahler zur Erzeugung des Strahls, einer Spule (Solenoidmagnet) dessen äußere Streufelder fokussierend wirken, einigen Dipol- und Quadromagneten.

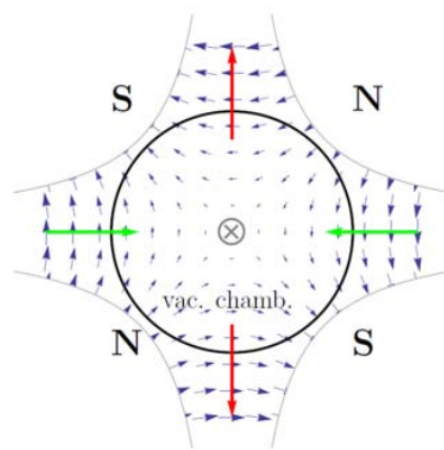
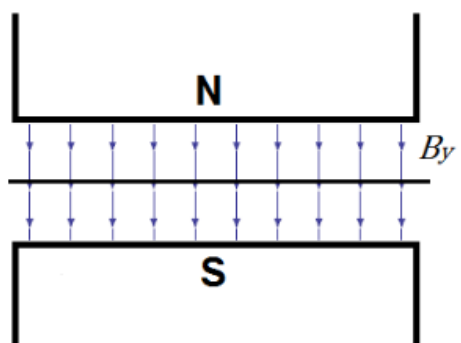


Abbildung 1.2: Di-und Quadropolschemata

## 2 Energiemessung

Zuerst führen wir eine Energiemessung des Elektronenstrahls mithilfe eines Dipolmagneten durch. Die Elektronen, aus dem der Strahl besteht, werden am Anfang des Beschleunigers thermisch durch die Kathode erzeugt und erhalten so ihre kinetische Energie und ihren Impulsbetrag, die sie von da an behalten, da sie im Beschleuniger nur mit den Feldern der Dipol- und Quadrupolmagnete über die Lorentzkraft wechselwirken.

Die Energiemessung geschieht, indem der Zusammenhang zwischen Ablenkung durch einen der Dipole und Stärke des Dipols gemessen wird, da erstere theoretisch linear von der letzteren abhängt. Genauer gilt:

Sei  $L_{eff}$  die Länge des Einflussbereichs des Dipols, sei dahinter eine Driftstrecke mit Länge  $L_{drift}$  und am Ende ein Schirm. Sei  $x$  der Versatz des Strahls auf dem Schirm in die Richtung, in die er vom Dipol abgelenkt wird. Es gilt dann  $x = x_0 + \frac{dx}{dI}I$ , wobei  $x_0$  der Versatz auf dem Schirm ohne Wirkung des Dipols ist. (Man bedenke, dass  $\frac{dx}{dI}$  negativ sein kann.)  $I$  ist der Strom des Dipols und dieser ist proportional zur Dipolfeldstärke  $B$ . Es gibt also ein  $\kappa$  so, dass  $\kappa I = BL_{eff}$ . Sei  $v$  die Geschwindigkeit der auf den Schirm treffenden Elektronen,  $\beta := \frac{v}{c}$ ,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $\gamma := \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ,  $m_e$  die Elektronenmasse und  $e$  die Elementarladung. Dann gilt:

$$\beta\gamma = \frac{e\kappa L_{drift}}{m_e c \left| \frac{dx}{dI} \right|} \quad (2.1)$$

Wir messen eine Reihe von Wertepaaren für  $I$  und  $x$ , indem wir zuerst mit Blick auf das Kamerabild des Schirms 3 ein Intervall für den Dipolstrom  $I$  aussuchen, bei dem der Strahl ganz auf dem Schirm zu sehen ist. Dann messen wir für (0,05 A)-Schritte innerhalb dieses Intervalls Werte für  $x$  mit den Messergebnissen, die in Tabelle 2.1 dargestellt sind. Die Messung wird dabei so durchgeführt, dass zuerst der Strahl ganz vom Schirm abgelenkt wird, indem der Strom des horizontalen Dipols V14NJ um 1 A verstellt wird. Dann wird von der Kamera ein Bild aufgenommen (durch Mittelung über 50 frames), welches im Folgenden als Hintergrund von den Bildern mit Strahl abgezogen wird. Das Bildanalyse-Programm ermittelt dann jeweils nach Mittelung über 20 frames die  $x$ -Position des Intensitätsmaximums, welches der Strahlmitte entspricht, nachdem mit der Maus ein enger Bereich um den Strahlfleck im Kamerabild abgegrenzt wird.

Aus den Messwerten in Tabelle 2.1 ermitteln wir mithilfe linearer Regression einen Wert für  $\frac{dx}{dI}$ , woraus wir mit (2.1) einen Wert für  $\beta\gamma$  erhalten. Wir finden  $\frac{dx}{dI} = -0,0147 \pm 0,0002 \frac{\text{m}}{\text{A}}$  (siehe hierzu auch Abbildung 2.1) und daraus mit Fehlerfortpflanzung  $\beta\gamma = 0,168 \pm 0,002$ . Wegen  $\gamma = \sqrt{1 + \beta^2\gamma^2}$  erhalten wir damit  $\gamma = 1,0139 \pm 0,0004$ .

$I$ [A]	$x$ [mm]
-3,50	4,07
-3,45	3,41
-3,40	2,71
-3,35	2,05
-3,30	1,23
-3,25	0,37
-3,20	-0,10
-3,15	-0,58
-3,10	-1,44
-3,05	-2,19
-3,00	-2,85
-2,95	-3,55
-2,90	-4,16
-2,85	-5,05
-2,80	-6,21
-2,75	-6,82
-2,70	-7,85
-2,65	-8,56
-2,60	-9,21
-2,55	-9,78
-2,50	-10,17

Tabelle 2.1: Messung des horizontalen Versatzes  $x$  auf Schirm 3 bei Ablenkung durch den Dipol H15Match betrieben mit Strom  $I$ .

Da  $\gamma = \frac{E}{m_e c^2} = 1 + \frac{E_{\text{kin}}}{m_e c^2}$  gilt, wenn  $E$  die Gesamtenergie des einzelnen Elektrons ist, erhalten wir schliesslich für seine kinetische Energie  $E_{\text{kin}} = 7,1 \pm 0,2$  keV, wobei wir den Literaturwert  $m_e c^2 = 511$  keV verwenden. Wir erhalten dann für den Impuls  $p = m_e c^2 \gamma \beta_c^{\frac{1}{2}} = 85,6 \pm 1,2^{\frac{1}{2}}$  keV.



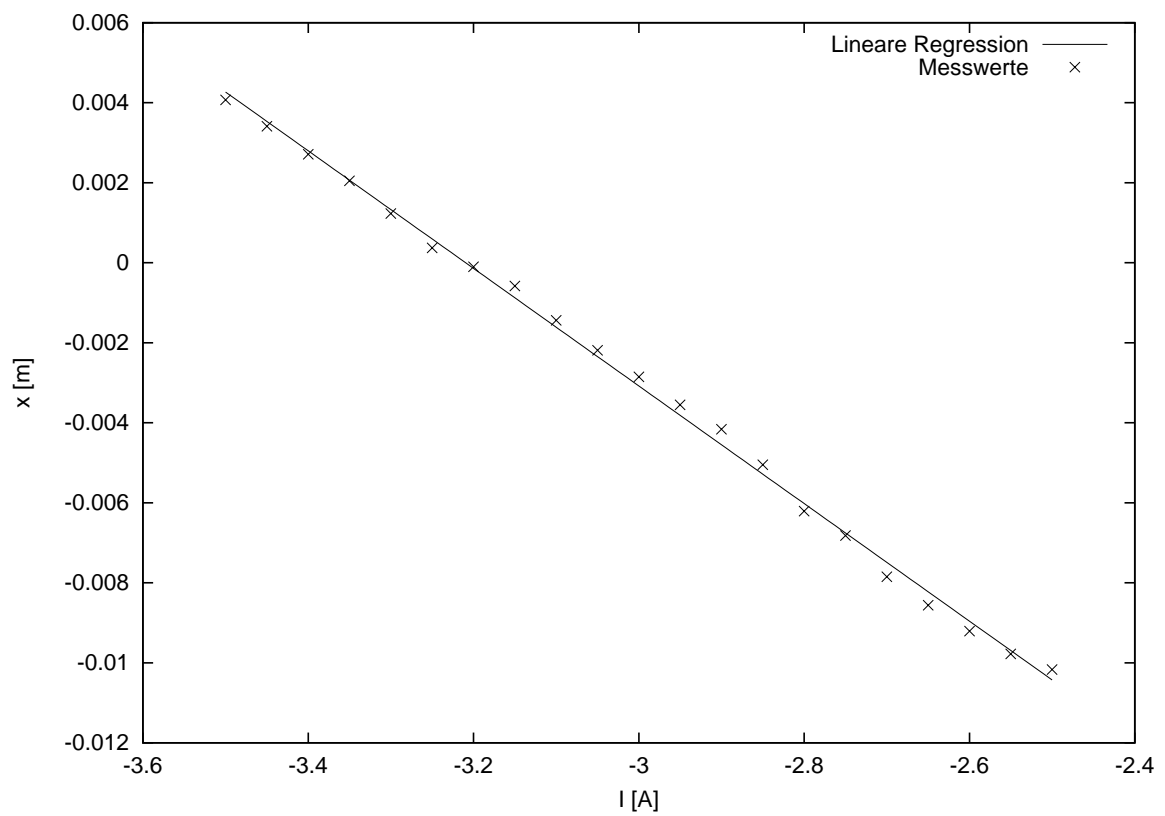


Abbildung 2.1: Messwerte aus Tabelle 2.1 mit Regressionsgerade gegeben durch  $x = -0,0147 \cdot I - 0,0472$ .

### 3 Emittanzmessung

An jedem Punkt  $z$  entlang des Orbits hat der Elektronenstrahl unter Anderem die Größen  $\langle x^2 \rangle(z)$ ,  $\langle xx' \rangle(z)$ ,  $\langle x'^2 \rangle(z)$ , bzw.  $\langle y^2 \rangle(z)$ ,  $\langle yy' \rangle(z)$ ,  $\langle y'^2 \rangle(z)$ . Wenn  $R = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix}$  die Transformationsmatrix der Größen  $x$  und  $x'$  eines einzelnen Elektrons von  $z_0$  zu  $z_1$  ist, dann gilt

$$\begin{pmatrix} \langle x^2 \rangle(z_1) \\ \langle xx' \rangle(z_1) \\ \langle x'^2 \rangle(z_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11}^2 & 2R_{12}R_{11} & R_{12}^2 \\ R_{21}R_{11} & R_{21}R_{12} + R_{22}R_{11} & R_{21}R_{12} + R_{22}R_{11} \\ R_{21}^2 & 2R_{22}R_{11} & R_{22}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle x^2 \rangle(z_0) \\ \langle xx' \rangle(z_0) \\ \langle x'^2 \rangle(z_0) \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

und es gilt Analoges für  $y$ .

Für die entlang des Orbits erhaltene Emittanz  $\varepsilon$  gilt

$$\varepsilon = \sqrt{\langle x^2 \rangle(z) \langle x'^2 \rangle(z) - \langle xx' \rangle(z)^2} \quad \forall z \quad (3.2)$$

Wir werden hierzu die Größen  $a_1 := \langle x^2 \rangle$ ,  $a_2 := \langle xx' \rangle$  und  $a_3 := \langle x'^2 \rangle$  (genauso für  $y$ ) direkt vor dem Quadrupolmagneten V46MATCH bestimmen und daraus dann die transversalen Emittanzen  $\varepsilon_x$  und  $\varepsilon_y$  und ihre normierten Varianten  $\varepsilon_{x,n}$  und  $\varepsilon_{y,n}$  erhalten.

Für ersteres werden wir den Elektronenstrahl  $n$ -mal auf verschiedene Weise transformieren (über verschiedene Strecken oder Optiken), wobei  $b_i$  die Größe  $\langle x^2 \rangle$  nach der  $i$ -ten Transformation und  $R^{(i)}$  die entsprechende Transformationsmatrix ist. Das für großes  $n$  überbestimmte lineare Gleichungssystem

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11}^{(1)2} & 2R_{12}^{(1)}R_{11}^{(1)} & R_{12}^{(1)2} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ R_{11}^{(n)2} & 2R_{12}^{(n)}R_{11}^{(n)} & R_{12}^{(n)2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

an die zu ermittelnden Unbekannten  $a_1, a_2, a_3$  ist dann Grundlage für einen  $\chi^2$ -Fit.

#### 3.1 Messung durch Variation des Quadrupolstroms

#### 3.2 Messung durch Variation der Schirme

# 4

## 4.1

# 5

## 5.1

# 6

## 6.1

## 7 Literaturverzeichnis