

# **V602 Röntgenemission und Absorption**

Connor Magnus Böckmann

email: connormagnus.boeckmann@tu-dortmund.de

Tim Theissel

email: tim.theissel@tu-dortmund.de

28. Juni 2021

## **Inhaltsverzeichnis**

# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 Emission von Roentgenstrahlung

Zur Erzeugung von Roentgenstrahlung wird in einer evakuierten Röhre per glühelktrischem Effekt aus einem Glühdraht Elektronen emittiert und durch ein E-Feld zur Anode hin beschleunigt. Beim Eintreten der Elektronen in das Anodenmaterial wird Roentgenstrahlung frei in Form des kontinuierlichen Bremspektrums und der charakteristischen Strahlung des Anodenmaterials.

### 1.1.1 Bremspektrum

Das Bremspektrum resultiert aus der Abbremsung des Elektrons beim Eintritt in das Anodenmaterial. Die Energie der ausgesendeten Roentgenquants entspricht exakt dem Energieverlust des Elektrons durch die Abbremsung. Dabei entsteht ein kontinuierliches Spektrum, da das Elektron sowohl einen Teil seiner Energie, als auch die gesamte kinetische Energie abgeben kann. Naturlicherweise entsteht der Roentgenquant mit der grössten Energie, also der geringsten Wellenlänge  $\lambda_{min} = \frac{hc}{e_0 U}$ , bei vollständiger Abbremsung des Elektrons. Dabei wird die gesamte kinetische Energie  $E_{kin} = e_0 U$  in Strahlungsenergie  $E = h\nu$  umgewandelt.

### 1.1.2 Charakteristische Strahlung

Durch das Auftreffen der Elektronen kann das Anodenmaterial auch ionisiert werden. Dabei werden die Schalelektronen angeregt und auf eine höhere Schale gehoben, so dass in einer niedrigeren Schale eine Leerstelle entsteht. Beim Zurückfallen auf eine niedrigere Schale wird ein Roentgenquant frei, welcher exakt der Energiedifferenz zwischen dem oberen und unteren Niveau entspricht, also  $h\nu = E_m - E_n$ . Dementsprechend besteht das charakteristische Spektrum aus scharfen Linien. Dieses Linienspektrum ist charakteristisch für das Anodenmaterial. Bezeichnet werden diese Linien als  $K_\alpha, K_\beta, L_\alpha, \dots$ , wobei der Buchstabe die Schale bezeichnet, auf der der Übergang endet und der griechische Buchstabe anzeigt, woher das Elektron stammt. Ausserdem ist zu beachten, dass die Hüllenelektronen in einem Mehrelektronenatom die Kernladung abschirmen. Dieser Umstand reduziert die Coulomb-Anziehung beträchtlich, was die Bindungsenergie  $E_n$  auf der n-ten Schale zu  $E_n = -R_\infty z_{eff}^2 \cdot \frac{1}{n^2}$  ergibt. Dabei wird die effektive Kernladung  $z_{eff} = z - \sigma$  berücksichtigt mit der Abschirmkonstante  $\sigma$  und der Rydbergenergie  $R_\infty = 13.6 eV$ . Die Abschirmkonstante ist für jedes Elektron verschieden.

## 1.2 Absorption

Die Absorption von Roentgenstrahlung unter 1 MeV wird dominiert vom Comptoneffekt und dem Photoeffekt. Die Absorption nimmt mit höherer Energie ab, steigt jedoch sprunghaft an, wenn die Energie der Roentgenquanten gerade grösser als die Bindungsenergie einer nächsten Schale ist. Die Lage dieser Absorptionskanten  $h\nu_{abs} = E_n - E_\infty$  entspricht nahezu genau der Bindungsenergien der Elektronen. Diese Kanten werden

ebenso als K-, L-, M-,...Absorptionskante bezeichnet. Diese Kanten werden aufgrund der Feinstruktur noch in kleinere Teile unterteilt, etwa die L-Kanten ( $L_I, L_{II}, L_{III}$ ). Dabei muss zur Berechnung der Bindungsenergie  $E_{n,j}$  die Sommerfeldsche Feinstrukturformel benutzt werden. Sie ergibt sich zu

$$E_{n,j} = -R_{\infty}(z_{eff,1}^2 \cdot \frac{1}{n^2} + \alpha^2 z_{eff,2}^4 \cdot \frac{1}{n^3}(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n})).$$

Dabei ist  $R_{\infty}$  die Rydbergenergie,  $\alpha$  die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante,  $z_{eff}$  die effektive Kernladungszahl,  $j$  der Gesamtdrehimpuls und  $n$  die Hauptquantenzahl. Die Abschirmkonstante  $\sigma_K$  ergibt sich fuer die K-Schale ( $n=1$ ) zu  $\sigma_K = Z - \sqrt{\frac{E_K}{R_{\infty}} - \frac{\alpha^2 Z^4}{4}}$ .

Durch die Unmoeglichkeit der Aufloesung der  $L_I$ - und  $L_{II}$ -Kante in diesem Versuch vereinfacht sich die Berechnung der Abschirmkonstante fuer  $\sigma_L$  zu  $\sigma_L = Z - \left( \frac{4}{\alpha} \sqrt{\frac{\Delta E_L}{R_{\infty}}} - \right.$

$\left. \frac{5\Delta E_L}{R_{\infty}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( 1 + \frac{19\alpha^2 \cdot \Delta E_L}{32R_{\infty}} \right)^{\frac{1}{2}}$ . Die Energie  $E$  der resultierenden Roentgenquanten kann

ueber die Braggsche Reflexion untersucht werden. Dazu faellt der Roentgenquant auf ein dreidimensionales Gitter (z.B. ein LiF-Kristall). An jeder Gitterebene wird der Quant gebeugt. Sie interferieren miteinander, wobei sie konstruktiv interferieren beim Glanzwinkel  $\theta$ . Die Braggsche Bedingung lautet  $2d\sin\theta = n\lambda$  mit der Gitterkonstante  $d$ , der Wellenlaenge  $\lambda$  und der Beugungsordnung  $n$ .

## 2 Aufbau

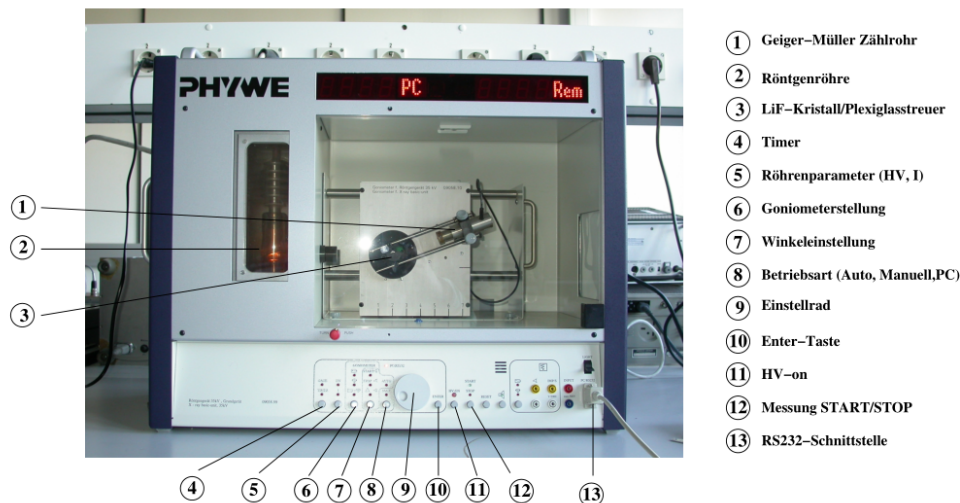


Abbildung 1: Biegung eines Stabes bei einseitiger Einspannung.

Aus: [V103]