

Spektrometer

Einführung

Ein Spektrometer dient der spektralen Zerlegung von Licht. Spektren in allen Wellenlängenbereichen sind die wichtigsten Informationsquellen über die elektronische Struktur der Materie und den Aufbau der Atome. Auch fast alles, was man über die Sterne weiß, ist aus ihren Spektren abgeleitet.

Funktionsweise eines Spektrometers

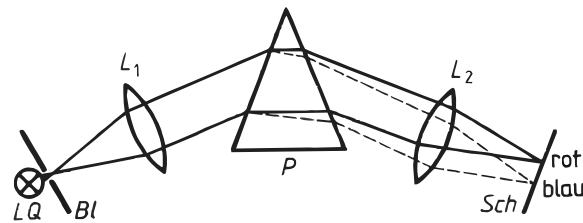


Abbildung 1: Mit Hilfe einer Spaltblende Bl vor einer Lichtquelle LQ und einer Sammellinse L_1 wird ein paralleles Lichtbündel hergestellt. Beim Eintritt in das Prisma P und beim Wiederaustritt wird das Lichtbündel gebrochen. Im Bereich des sichtbaren Lichts steigt der Brechungsindex mit wachsender Frequenz leicht an, weshalb blaues Licht stärker gebrochen wird als rotes Licht. Eine Linse L_2 sammelt die verschiedenfarbigen Parallellichtbündel ein und fokussiert sie auf einen Bildschirm Sch . In unserem Fall betrachten wir die Brennebene von L_2 durch ein Okular. (Entnommen aus Wegener, *Physik für Hochschulanfänger*)

Abbildung 1 zeigt schematisch den Strahlengang in einem zur Lichtzerlegung geeigneten Prismenspektrometer. Hier wird die Dispersion des Lichts ausgenutzt, also die Tatsache, dass der Brechungsindex n des Prismenmaterials von der Frequenz ν bzw. der Wellenlänge λ des Lichts abhängt (vgl. hierzu auch Versuch O1).

Ersetzt man das Dispersionsprisma durch ein Beugungsgitter (siehe Abb. 2), lässt sich die Wellenlänge des Lichts einfach ermitteln. Man bestimmt durch Abzählen die Beugungsordnung m und anhand der Winkelskala des Spektrometers den zugehörigen Beugungswinkel ϑ_m . Zusammen mit der Gitter-

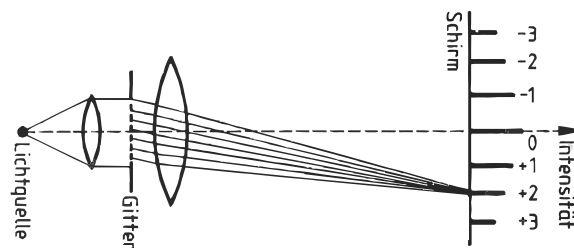


Abbildung 2: Strahlengang mit Gitter als dispersivem Element. (Entnommen aus Wegener, *Physik für Hochschulanfänger*)

konstanten g , die typischerweise vom Hersteller angegeben wird, folgt die gesuchte Wellenlänge (zur Herleitung vergleiche Versuch O6)

$$\lambda = \frac{g \cdot \sin \vartheta_m}{m} \quad \text{mit} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1)$$

Betrachtet man das Licht der Sonne oder einer Glühlampe¹ durch ein Spektrometer, erhält man bekanntermaßen eine vielfarbige kontinuierliche Verteilung von Lichtquellenbildern, das “kontinuierliche Spektrum des weißen Lichts” (vgl. Abb. 3, links). Enthält das Licht nur wenige, benachbarte Wellenlängen, beobachtet man im Gitterspektrometer ein “Linienspektrum”, das aus Spektrallinien² besteht (vgl. Abb. 3, rechts).

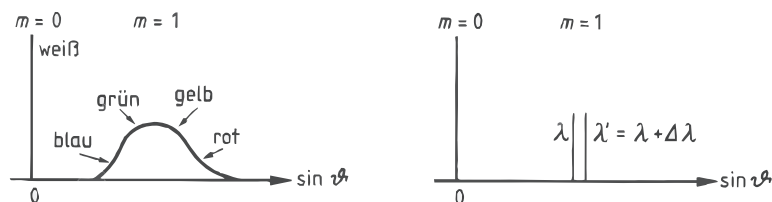


Abbildung 3: Helligkeitsverteilung in der nullten und ersten Beugungsordnung eines Gitters, wenn weißes Licht einfällt (links) und wenn das einfallende Licht zwei Wellenlängen enthält (rechts). (Entnommen aus Wegener, *Physik für Hochschulanfänger*)

¹Lichtquellen, die aufgrund eines glühenden Drahtes Licht emittieren (thermische Lichtquellen), strahlen ein kontinuierliches Spektrum ab, das in guter Näherung dem Planckschen Strahlungsgesetz folgt. Das Maximum der entsprechenden Intensitätsverteilung $I(\lambda)$ ist invers proportional zur Oberflächentemperatur T des Strahlers, also $\lambda_{\max} \propto 1/T$.

²Der Name *Spektrallinie* kommt daher, dass man im Spektrometer das Bild des linienförmigen Lichtquellenspaltes sieht. Wäre der Spalt rund, würde man fraglos von Spektralpunkten sprechen...

Auflösungsvermögen

Eine wichtige Größe ist die Differenz der Beugungswinkel $\Delta(\sin \vartheta)$ bezogen auf unterschiedliche Wellenlängen. Für ein Beugungsgitter erhält man aus Gleichung (1)

$$\frac{\Delta(\sin \vartheta_m)}{\Delta\lambda} = \frac{m}{g}. \quad (2)$$

Folglich steigt die Differenz zwischen den Winkeln für zwei benachbarte Wellenlängen mit zunehmender Beugungsordnung (und abnehmender Gitterkonstante) an.

Ist die Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ zweier Linien zu klein, überlappen die Spektrallinien und erscheinen als eine (breite) Linie; die Linien werden nicht mehr “aufgelöst”. Das spektrale Auflösungsvermögen A eines Spektrometers ist definiert als

$$A = \lambda / \Delta\lambda_{\min}, \quad (3)$$

wobei $\Delta\lambda_{\min}$ die kleinste noch trennbare Wellenlängendifferenz zweier Linien ist, und λ die mittlere Wellenlänge der Linien. Nach Lord Rayleigh können zwei Linien gerade noch getrennt werden, wenn das Hauptmaximum der einen mit dem ersten Minimum der Nachbarlinie zusammenfällt. Aus Gleichung (14) des Versuchs O6 (Beugung am Gitter) wissen wir, dass die beiden Minima bei $\sin \vartheta = \pm \lambda / Ng$ um das Hauptmaximum bei $\sin \vartheta_m$ herum liegen (N ist die Anzahl der beleuchteten Gitterspalte). Folglich gilt

$$|\Delta\lambda| = \frac{g}{m} |\Delta(\sin \vartheta_m)| \geq \frac{g}{m} \frac{\lambda}{Ng} = \frac{\lambda}{mN}, \quad (4)$$

und der kleinste noch auflösbare Wellenlängenunterschied $\Delta\lambda_{\min}$ genügt der Gleichung

$$\lambda / \Delta\lambda_{\min} = mN. \quad (5)$$

Das Rayleigh-Kriterium kann auch folgendermaßen verstanden werden: Um zwei Linien aufzulösen, darf ihr Abstand $\Delta(\sin \vartheta_m)$ nicht kleiner als die Linienbreite λ / Ng (= halber Abstand zwischen den beiden Minima erster Ordnung) der Spektrallinie sein.

Linienpektren von Gasen

Kirchhoff und Bunsen zeigten 1860, dass die optischen Linienspektren charakteristisch für die chemischen Elemente sind, die das Licht emittieren oder absorbieren. Eine erste gesetzmäßige Ordnung in die Spektren der Atome brachte Balmer 1885 (durch Ausprobieren) mit der nach ihm benannten Formel für die von Wasserstoff-Atomen emittierten Spektrallinien. Aufgrund des 1911 von Rutherford aufgestellten Atommodells konnte Bohr 1913 die

Grundlagen für die Quantisierung der Elektronenbahnen im Atom formulieren. Diese Quantisierungsvorschriften wurden von Sommerfeld wesentlich verfeinert.

Die Atome eines Gases können zum Beispiel durch Licht oder Elektronenstoß (vgl. hierzu auch Versuch A2) angeregt werden, d.h. ein Elektron wird vom Grundzustand in eines der diskreten Niveaus höherer Energie angehoben. Relaxiert das Elektron in einen energetisch tiefer gelegenen Zustand, kann die überschüssige Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung abgegeben werden. Die Energie des emittierten Photons, und damit die Wellenlänge der emittierten Strahlung, entspricht der Energiedifferenz ΔE zwischen Anfangs- und Endzustand

$$\Delta E = \frac{hc}{\lambda}, \quad (6)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c und dem Planckschen Wirkungsquantum h . In praktischen Einheiten beträgt $hc = 1240 \text{ eV nm}$.

Ganz allgemein lässt das Emissionsspektrum von Gasentladungslampen wie Dampfampfen, Neonröhren oder Energiesparlampen, Rückschlüsse auf die Zusammensetzung des Füllgases zu. In Natrium, zum Beispiel, wird der erste angeregte Zustand durch Anheben des Valenzelektrons vom $3s$ - in den $3p$ -Zustand erreicht. Dieses Niveau ist durch die Spin-Bahn-Kopplung in die beiden Zustände $P_{1/2}$ und $P_{3/2}$ mit Gesamtdrehimpuls $J = 1/2$ und $J = 3/2$ aufgespalten (Feinstruktur-Aufspaltung). Die Übergänge aus diesen beiden Zuständen in den Grundzustand erzeugen die Natrium D -Linien, das bekannte gelbe Linienpaar des Natriums bei $\lambda = 589,0$ und $589,6 \text{ nm}$.

Mehr zu den Energieniveaus findet sich in der Anleitung zu Versuch A2 und in Lehrbüchern zur Atomphysik (siehe auch Abschnitt *Weiterführende Literatur*).

Leuchtdioden

Die Energiezustände von Elektronen in kristallinen Festkörpern sind nicht diskret, sondern überdecken kontinuierlich ganze Energiebereiche, die sogenannten Energiebänder. Die Bänder entstehen aus den scharfen, diskreten Energieniveaus der einzelnen Atome durch Wechselwirkung der Wellenfunktionen benachbarter Atome.

Halbleiter sind dadurch charakterisiert, dass es bei $T = 0$ ein vollbesetztes oberstes Energieband gibt, das Valenzband. Das nächsthöhere Band, das Leitungsband, ist bei $T = 0$ vollständig leer (vgl. Abb. 4, links). Der Bereich zwischen den Bandkantenenergien E_L und E_V ist verboten, dort gibt es keine elektronischen Zustände. Die Differenz $E_L - E_V$ ist die Bandlücke E_G ("energy gap"), sie liegt bei Halbleitern etwa bei $1 - 3 \text{ eV}$.

Elektrische Leitung funktioniert nur, wenn Ladungsträger etwas (kinetische) Energie aufnehmen können. Bei $T = 0$ ist ein Halbleiter also nicht

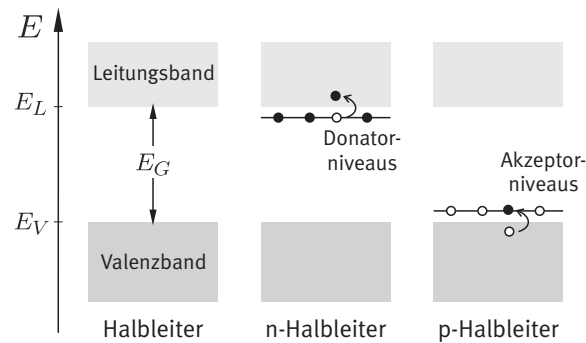


Abbildung 4: Schematische Energiebänder eines Halbleiters (links), eines n-dotierten Halbleiters (Mitte) und eines p-dotierten Halbleiters (rechts).

leitfähig, da im Valenzband keine freien Zustände höherer Energie vorhanden sind. Bei $T > 0$ können Elektronen thermisch in das Leitungsband angeregt werden, und so zusammen mit den nun unbesetzten Zuständen im Valenzband, den sogenannten “Löchern”, für Leitfähigkeit sorgen.

Mit *Dotierung* bezeichnet man den (absichtlichen) Einbau von Fremdatomen im Kristallgitter, die zusätzliche Energiezustände in der Bandlücke erzeugen (vgl. Abb. 4, Mitte und rechts). Ersetzt man beispielsweise in Silizium (vierwertig, d.h. vier Valenzelektronen) ein Si-Atom durch ein fünfwertiges Phosphor-Atom, sättigen vier der Elektronen die vier Bindungen zu den Nachbar-Si-Atomen ab. Das fünfte Elektron ist nur sehr schwach elektrostatisch an das P-Atom gebunden, es kann mit sehr wenig Energieaufwand in das Leitungsband angeregt werden, P wird als Donator bezeichnet. Genau umgekehrt fehlt bei Bor ein Elektron, um die Bindungen abzusättigen. Ein Loch ist schwach an das B-Atom gebunden, es kann leicht in das Valenzband gelangen. Das B-Atom akzeptiert also ein Elektron, B ist ein Akzeptor. Bei hinreichender Verunreinigung mit P wird Silizium *n*-leitend, durch B wird es *p*-leitend.

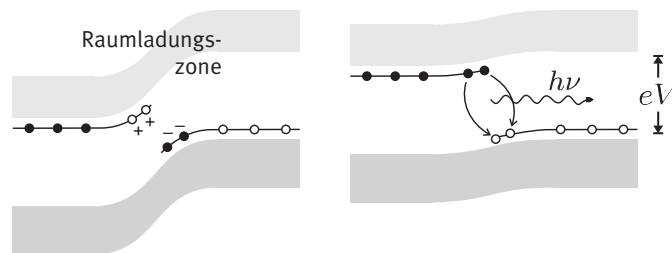


Abbildung 5: Qualitatives Schema eines pn-Übergangs im thermischen Gleichgewicht (links) und bei angelegter Spannung V in Durchlassrichtung (rechts). Rekombinationsenergie wird in Form von Photonen der Energie $h\nu$ frei.

Bringt man einen n - und einen p -leitenden Halbleiter in Kontakt, so gleichen sich die unterschiedlichen Konzentrationen von Elektronen und Löchern aus, indem Elektronen so lange vom n - in das p -Gebiet diffundieren (und Löcher in umgekehrter Richtung), bis sich ein Gleichgewichtszustand eingestellt hat. Durch die Ladungsverschiebung entsteht eine Raumladungszone, die ein weiteres Diffundieren verhindert. Der Aufbau einer Leuchtdiode entspricht im Wesentlichen dem einer solchen pn -Halbleiterdiode (vgl. Abb. 5, links).

Wird an den pn -Übergang eine Spannung in Durchlassrichtung angelegt, so wandern Elektronen in das Übergangsgebiet, es fließt Strom. Ist die angelegte Spannung größer als die Bandlücke, können Elektronen die Raumladungszone überwinden und auf der p -Seite mit den Löchern rekombinieren, also in das energetisch günstiger gelegene Valenzband wechseln. Bei diesem Übergang kann die Energie in Form von Licht abgegeben werden, dessen Wellenlänge etwa der Bandlücke entspricht (vgl. Abb. 5, rechts). Dann gilt

$$E_G = \frac{hc}{\lambda}. \quad (7)$$

Weiterführende Literatur

Wie Linienspektren zustande kommen ist zum Beispiel in *Atom- und Quantenphysik* von H. Haken und H.C. Wolf ausführlich beschrieben. Halbleiterdioden werden in jedem Festkörperphysikbuch eingeführt (z.B. *Festkörperphysik* von H. Ibach und H. Lüth).