

Master Praktikum
Physikalische Chemie



Versuch K:
Elektronen-Loch-Paarrekombination

Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät

Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Versuchsprotokoll

Vorgelegt von

Parham Dabidian,
Natalie Schumacher

Wintersemester 2025/26

Assistenten: David Klaverkamp
Michelle Rademacher

Tag der Abgabe: 08. Dezember 2025

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung.....	3
1.1	Theoretischer Hintergrund	3
1.1.1	Grundlagen der Halbleiterphysik	3
1.1.2	Eigenschaften von Zinksulfid.....	5
1.1.3	Zeitaufgelöste Spektroskopie	6
2	Durchführung	7
3	Auswertung	8
4	Fazit.....	16
5	Literaturverzeichnis	17

1 Einleitung

Ziel des Versuches war das Emissionsverhalten des Farbpigments von „Leuchtsternen“ zu untersuchen. Dazu wurden zeitabhängige Emissionsspektren von kupferdotiertem Zinksulfid bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen. Diese experimentellen Rohdaten wurden anschließend hinsichtlich des Untergrundes, der spektralen Empfindlichkeit und „Ausreißern“ korrigiert. Abschließend wurden die Reaktionsordnung, die Ratenkonstante und die Aktivierungsenergie E_a aus den gemessenen Daten ermittelt werden.

1.1 Theoretischer Hintergrund

1.1.1 Grundlagen der Halbleiterphysik

Festkörper und Moleküle unterscheiden sich hinsichtlich ihrer elektronischen und spektroskopischen Eigenschaften. Diese Unterschiede können mit dem Teilchen-im-Kasten-Modell erklärt werden. Die Energieniveaus E_n eines Elektrons lassen sich in diesem Modell nach der folgenden Formel mit $n = 1, 2, 3 \dots$ berechnen.^[1]

$$E_n = \frac{h^2}{8m_e l^2} n^2 \quad (1)$$

Das Elektron mit der Masse m_e wird in einem Würfel mit der Kantenlänge l eingesperrt. h ist die Planck'sche Konstante. Für typische Moleküle liegt die Kantenlänge bei $\sim 10 \text{ \AA}$ und der Abstand der Energieniveaus in der Größenordnung von 9000 cm^{-1} . Da dieser Abstand groß ist gegenüber der thermischen Energie $k_b T$ (Boltzmann-Konstante k_b) und gegenüber typischen spektroskopischen Linienbreiten, weisen Moleküle diskrete elektronische Niveaus auf.^[1]

Der Energieabstand in makroskopischen Festkörpern mit der Kantenlänge von beispielsweise 1 cm beträgt etwa $9 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-1}$. Im Festkörper sind die Energieniveaus also (quasi-)kontinuierlich. In der Festkörperphysik werden Gruppen solcher Niveaus als Bänder bezeichnet. Bei der Betrachtung von Isolatoren und Halbleitern wird zwischen Valenz- und Leitungsbandern unterschieden. Der Abstand zwischen dem höchsten Niveau des Valenzbandes und dem tiefsten Niveau des Leitungsbandes wird als Band- bzw. Energielücke E_g bezeichnet. Je nach Größe der Bandlücke wird zwischen Isolatoren ($E_g > \sim 1600 \text{ cm}^{-1}$) und Halbleitern ($E_g \sim 1600 \text{ cm}^{-1}$) unterschieden.^[1] Bei Leitern überlappen Valenz- und Leitungsband.^[2] In Abbildung 1 ist das Bändermodell schematisch für Isolatoren, Halbleiter und Leiter dargestellt.

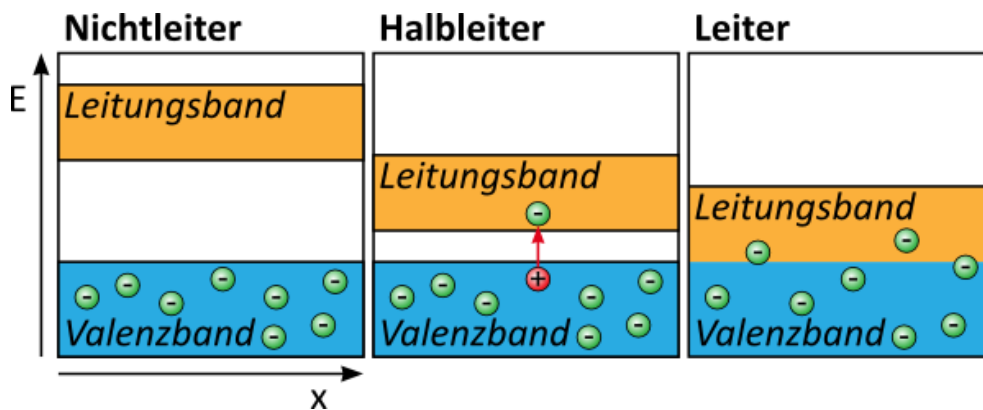


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Bändermodells für Nichtleiter (Isolatoren), Halbleiter und Leiter. Abbildung aus Ref^[2] entnommen.

Die elektrische Leitfähigkeit von Halbleitern und Leitern kann mit dem Bändermodell beschrieben werden. Durch die Überlappung der Valenz- und Leitungsbander in Leitern besitzen diese elektrische Leitfähigkeit, allerdings nimmt die elektrische Leitfähigkeit mit zunehmender Temperatur ab. Durch Erhöhung der Temperatur nimmt die Schwingung des Gittersystems zu. Dies führt zu erhöhter Streuung der Elektronen. Somit nimmt die elektrische Leitfähigkeit ab.^[3] In Halbleitern sind für $T = 0 \text{ K}$ alle Ein-Elektronenzustände des Valenzbandes besetzt und das Leitungsband ist leer. Für $T > 0 \text{ K}$ befinden sich allerdings einige Elektronen aufgrund thermischer Anregung im Leitungsband. Die fehlenden Elektronen im Valenzband werden als Löcher bezeichnet und verhalten sich wie Elektronen mit positiver Ladung. Mit zunehmender Temperatur nimmt auch die elektrische Leitfähigkeit von Halbleitern zu.^[1]

Trifft ein Photon mit der Energie $h\nu \geq E_g$ auf den Halbleiter, so kann dieses absorbiert werden und ein Elektronen-Loch-Paar bilden. Für $h\nu > E_g$ kann es anschließend zur Relaxation von Elektronen und Löchern innerhalb ihrer Bänder kommen. Die elektronischen und spektroskopischen Eigenschaften von Halbleitern können gezielt durch das Einbringen von Fremdstoffen (Dotierung) gesteuert werden.^[1] Die Fremdatome besitzen eine andere Anzahl von Valenzelektronen, wodurch es zu einem Überschuss oder Mangel an Elektronen in den Bindungen kommt. Im Bändermodell entspricht dies zusätzlichen, ortsgebundenen Energieniveaus. Diese liegen meist in der Bandlücke des Halbleiters und können somit die Energiedifferenz zum Leitungsband verringern. Bei der Dotierung wird zwischen n- und p-Dotierung unterschieden. Werden beispielsweise in einem Siliziumkristall fünfwertige Atome eingebracht, handelt es sich um eine n-Dotierung (negativ-Dotierung). Silizium besitzt vier Valenzelektronen. Die fünfwertigen Dotierungsatome (z.B. Phosphor) stellen je ein Elektron zur Verfügung und werden als Donatoren bezeichnet. Werden dreiwertige Atome, wie Bor, eingebracht, handelt es sich um eine p-Dotierung (positiv-Dotierung). Diese Dotierungsatome werden als Akzeptoren bezeichnet, da diese je ein Loch mit sich bringen.^[2] Abbildung 2 zeigt schematisch die Dotierung eines Siliziumgitters.

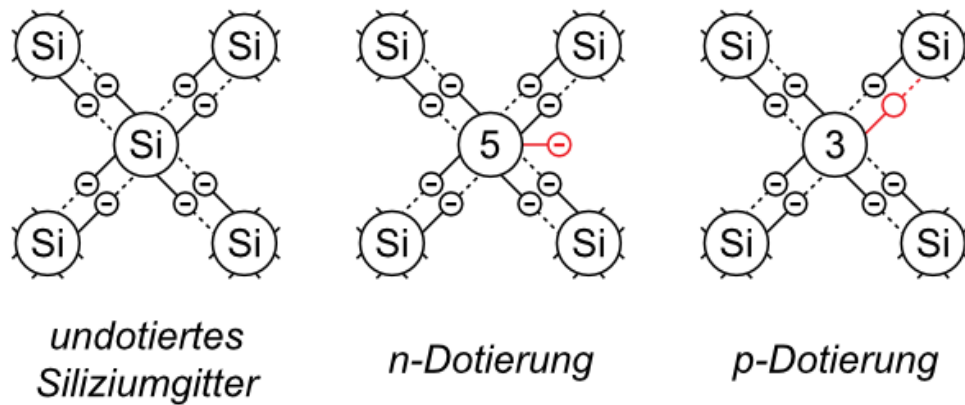


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Dotierung eines Siliziumgitters: undotiertes Siliziumgitter (links), Dotierung mit einem Donator (n-Dotierung, Mitte) und Dotierung mit einem Akzeptor (p-Dotierung, rechts). Abbildung aus Ref^[2] entnommen.

1.1.2 Eigenschaften von Zinksulfid

Kristallines Zinksulfid ZnS kommt in zwei Modifikationen, der Zinkblende und dem Wurtzit, vor. Die Zinkblende ist bei Raumtemperatur thermodynamisch stabil, Wurtzit bildet sich beim Erhitzen auf hohe Temperaturen und ist bei Raumtemperatur metastabil. In kommerziell erhältlichen Leuchtfarben liegt Zinksulfid allerdings eher als Wurtzit vor.^[1]

Die Energielücke beträgt für beide Modifikationen $\sim 3100 \text{ cm}^{-1}$. Für die Photoanregung von ZnS sind also Photonen im UV-Bereich erforderlich und die resultierende Emission liegt ebenfalls im UV-Bereich. Durch Dotierung kann die Emission in den sichtbaren (Vis-) Spektralbereich verschoben werden. Das in diesem Versuch verwendete Zinksulfid ist mit Kupfer(II)-Ionen dotiert (ZnS:Cu). Die d-Niveaus der Kupferionen liegen energetisch zwischen Valenz- und Leitungsband des Zinksulfids und bilden diskrete Zustände. Die grüne Photolumineszenz von ZnS:Cu kann stark vereinfacht mit folgendem Prozess beschrieben werden, allerdings gibt es auch andere Interpretationen. Das angeregte Elektron im Leitungsband kann strahlend auf das Kupferion übergehen. Das Elektron muss dafür das Kupferion allerdings „finden“. Somit sind diffusive Prozesse vorgeschaltet und je nach Bedingung ist ein Nachleuchten nach Stunden noch zu beobachten. Anders als in der Molekülspektroskopie werden diese langsamen Emissionsprozesse in der Festkörperphysik ohne Bezug auf die Multiplizität als Phosphoreszenz bezeichnet. In Festkörpern können Prozesse 1. Ordnung auftreten, beispielsweise die „unmittelbare“ Rekombination von Elektron-Loch-Paaren. Elektron und Loch können sich im Festkörper allerdings auch getrennt bewegen. Somit treten ebenfalls Prozesse 2. Ordnung und Mischformen auf.^[1]

1.1.3 Zeitaufgelöste Spektroskopie

In der zeitaufgelösten Spektroskopie wird ein spektroskopisches Signal $S(\lambda, t_d)$ als Funktion der Wellenlänge λ und der Zeit t_d nach der Anregung gemessen. In diesem Versuch bezieht sich die Zeit auf das Ausschalten der Lampe, das Signal bezieht sich auf einen Photonenfluss.^[1]

Zur spektralen Aufspaltung des Lichtes wird ein Gitterspektrograph verwendet. Die spektrale Aufspaltung erfolgt dabei über ein optisches Gitter. Während der Passage durch das Gitter werden die Lichtstrahlen gebeugt und somit nach Wellenlängen aufgefächert. Die Detektion erfolgt über eine CCD-Zeile (*charge-coupled device*, CCD). Diese wandelt die auftreffenden Photonen in elektrische Signale um.^[1, 4] Abbildung 3 zeigt den schematischen Aufbau und Strahlengang eines Diodenarray-Spektralphotometers.

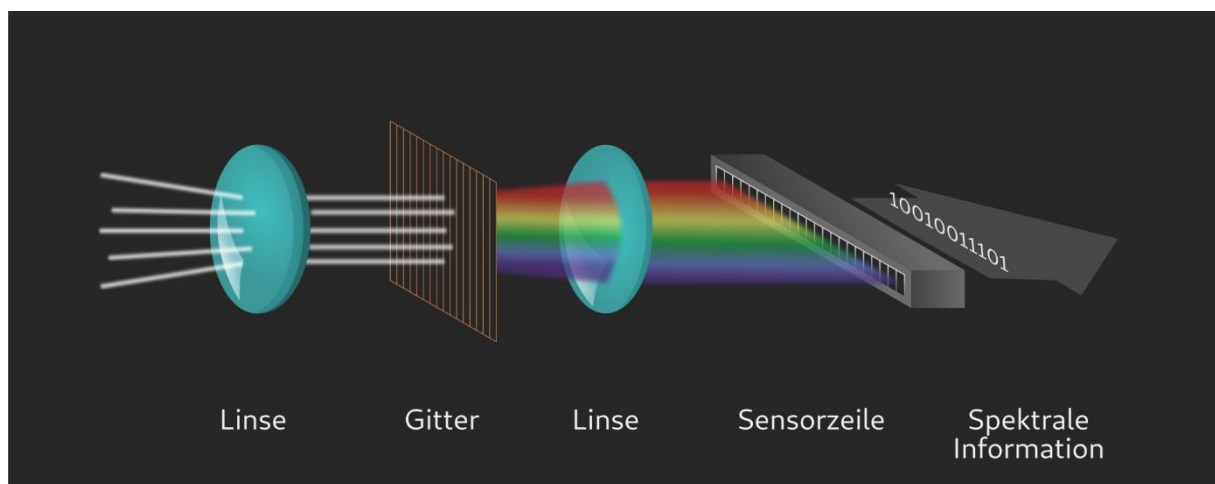


Abbildung 3: Schematische Darstellung des Strahlengangs eines Diodenarray-Spektralphotometers. Abbildung aus Ref^[4] entnommen.

Es besteht ein Zusammenhang zwischen Signalstärke und Wellenlänge. Dies ist eine Folge der spektralen Abhängigkeit der Transmission der optischen Komponenten, der Gittereffizienz und der Quanteneffizienz des Detektors. Daher müssen die gemessenen Spektren hinsichtlich dieses Effektes korrigiert werden. In diesem Versuch wird dazu das Spektrum einer konventionellen Glühlampe aufgenommen ($S_{mess}(\lambda)$). Dieses Spektrum kann genähert durch das Schwarzkörper-Spektrum beschrieben werden ($S_{ideal}(\lambda)$). Der Quotient dieser beiden Spektren entspricht der Korrekturfunktion (Gleichung (2)).^[1]

$$C(\lambda) = \frac{S_{ideal}(\lambda)}{S_{mess}(\lambda)} \quad (2)$$

2 Durchführung

1. Zunächst wurde durch Bestrahlen eines Leuchtsterns und eines gelösten Fluoreszenzfarbstoffs für 30 sek. mit UV-Licht qualitativ das Leuchten beobachtet.
2. Des Weiteren wurde im Vorfeld des Versuchs durch die Praktikumsverantwortlichen mittels Diodenarray-Spektrographen und zeitaufgelöster Messung bei verschiedenen Temperaturen und Zeitpunkten nach Anregung das Emissionsspektrum von ZnS:Cu aufgenommen. Zur spektralen Korrektur der wurde vorher das Emissionsspektrum der Glühbirne (nicht-idealer schwarzer Strahler) ohne Probe bei einer Nennspannung von 6 V, aufgenommen. Danach wurde ein Leuchtstern und das gelöste Fluoreszenzfarbstoff-Pulver bei 20 °C Raumtemperatur bestrahlt und das erhaltene Emissionsspektrum aufgenommen.

3 Auswertung

3.1 Korrekturterm und Leuchtstern-Messung

In Abbildung 4 ist deutlich zu erkennen, dass der Verlauf des schwarzen Emissionsspektrums keinen idealen Schwarzkörper verkörpert. Die rote Kurve ähnelt von der Form einer BOLTZMANN-Verteilung und folgt aus dem PLANCK'SCHEN STRAHLUNGSGESETZ mit der PLANCK-Konstante h :

$$J(\lambda, T) = \frac{2\pi \cdot h \cdot c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\left(\frac{h \cdot c}{\lambda k_B T}\right)} - 1}$$

Die Intensität J ist für Schwarzkörper eine Funktion der Wellenlänge λ und der Temperatur T (hier: 2900 K) und beschreibt die Form des Emissionsspektrums bei gegebenen Bedingungen.

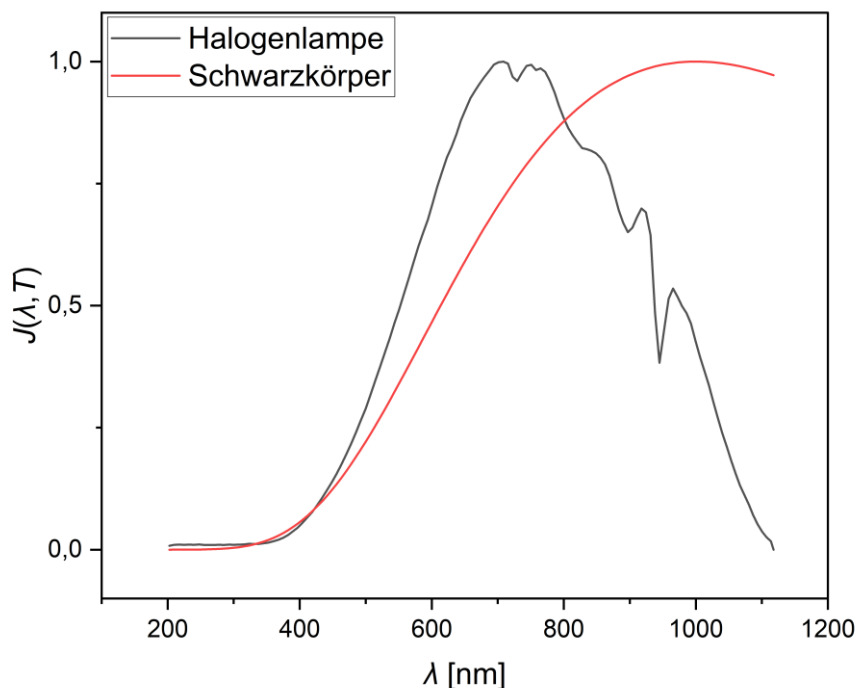


Abbildung 4: Auf $J_{\max.} = 1$ normierte Emissionsspektren der verwendeten Glühlampe (schwarz) bei einer Betriebsspannung von 6 V und einem idealen Schwarzkörperstrahler bei 2900 K (rot).

Im Vergleich zum Intensitätsverlauf für den Schwarzkörper ist jener der Glühlampe deutlich gestaucht und übersteigt die rote Kurve ab 420 nm. Jenseits von 799,8 nm fällt die schwarze Kurve stark ab und zeigt einige Ausreißer an Stelle eines glatten Kurvenverlaufs. Jenseits von 1000 nm, dem Intensitätsmaximum für den Schwarzkörper ist eine stark abnehmende schwarze Kurve mit $J < 0,5$ zu sehen und die Näherung durch den schwarzen Strahler wird für

zunehmendes λ schlechter. Abweichend zum Schwarzkörper ist keine/kaum Lichtemission jenseits von 1100 nm festzustellen, was für diesen Versuch und das Spektrum im *ViS*-Bereich jedoch keine Rolle spielt, da eine ausreichende Breitbandemission für die Glühlampe stattfindet.

Die Abweichungen sind unter anderem auch durch das verwendete Gehäuse der Lampe bedingt, welches aus Glas besteht und *EMR* im IR-Bereich durch Schwingungsanregungen absorbiert. Der Spektograph mit einem Diodenarray zur Detektion und einer Glasfaser als Lichtleiter bewirken ebenfalls aufgrund von spektraler Abhängigkeit der Transmission und Sensitivität ebenfalls Intensitätsabweichungen. Außerdem spielt die Effizienz des hier verwendeten Reflexionsgitters und Quanteneffizienz des *CCD* eine Rolle.

Um die Fehlerkorrektur durchzuführen, wird die Korrekturfunktion aus den normierten Messdaten der Glühlampe und der normierten Funktion $J(\lambda, T)$ nach Gleichung 2 numerisch ermittelt.

$$C(799,8 \text{ nm}) = \frac{J_{\text{ideal}}(799,8 \text{ nm}; 2900 \text{ K})}{J_{\text{mess}}(799,8 \text{ nm})} = \frac{0,87695}{0,88482} = 0,9911$$

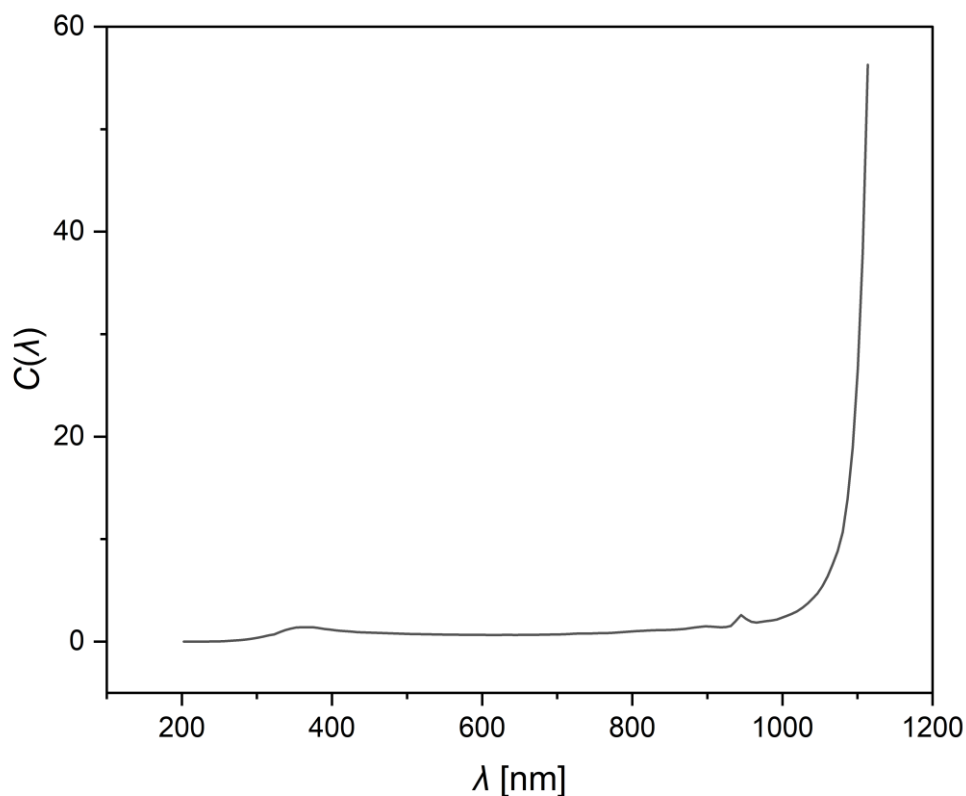


Abbildung 5: Numerisch ermittelte Korrekturfunktion C , aufgetragen gegen die Wellenlänge.

Abbildung 5 verdeutlicht die Eignung des Korrekturterms zwischen 200 und 900 nm. Bei ca. 950 nm wird die Korrektur des Ausreißers im Spektrum des nicht-idealen schwarzen Strahler

klar (Vgl. Abbildung 4). Die Intensitätsverteilung der Emission eines schwarzen Strahlers reicht weit in den IR-Bereich und verursacht hier den exponentiell ansteigenden Wert des Korrekturterms jenseits von 1000 nm.

Um eine rauscharme Basisline zu erhalten, wurde die Annahme getätigt, dass der Prozess der Photolumineszenz hier verzögert auftritt. So müsse direkt zu Beginn der Messung durch jene Verzögerung keine Emissionsbande vorliegen. So kann durch Subtrahieren der ersten Messreihe von den Folgemessreihen eines Datensatzes eine numerische Lösung für die Basislinienkorrektur erfolgen. Hier beispielhaft für $\lambda = 499,9 \text{ nm}$ und $t_d = 1 \text{ s}$:

$$S_{neu}(\lambda) = S_{alt}(\lambda) - S_{Basis}(\lambda)$$

$$S_{neu}(499,9 \text{ nm}) = 4405,47 - 9,86 = 4395,61$$

Durch anschließende Multiplikation mit der numerischen Korrekturfunktion $C(\lambda)$ werden die Daten dann als korrigiertes Signal gegen λ aufgetragen:

$$S_{kor.}(\lambda) = S_{neu}(\lambda) \cdot C(\lambda)$$

$$S_{kor.}(499,9 \text{ nm}) = 4,40 \cdot 10^3 \cdot 7,64 \cdot 10^{-1} = 3,36 \cdot 10^3$$

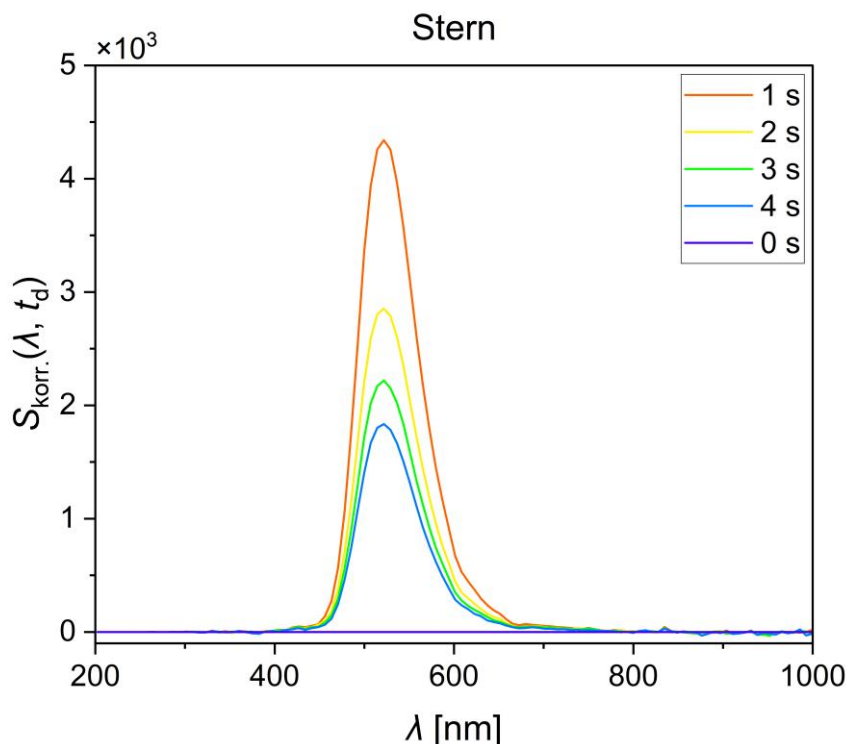


Abbildung 6: Basislinienkorrigierte Emissionsspektren des Leuchtsterns in 1-Sekunde-Abständen.

Das Maximum der Absorptionsbande des Leuchtsterns liegt bei 521,8 nm und weist daher eine Emission grünen Lichts auf. Durch die Zeitauflösung ist zu sehen, dass die Intensität des Peaks mit der Zeit abnimmt. In der ersten Messung bei 0 s ist noch keine Emission sichtbar, was auf eine verzögerte Emission durch den vorgeschalteten Diffusionsprozess vom Elektron schließen lässt.^[1]

3.2 Konturplot des ZnS:Cu-Pulvers

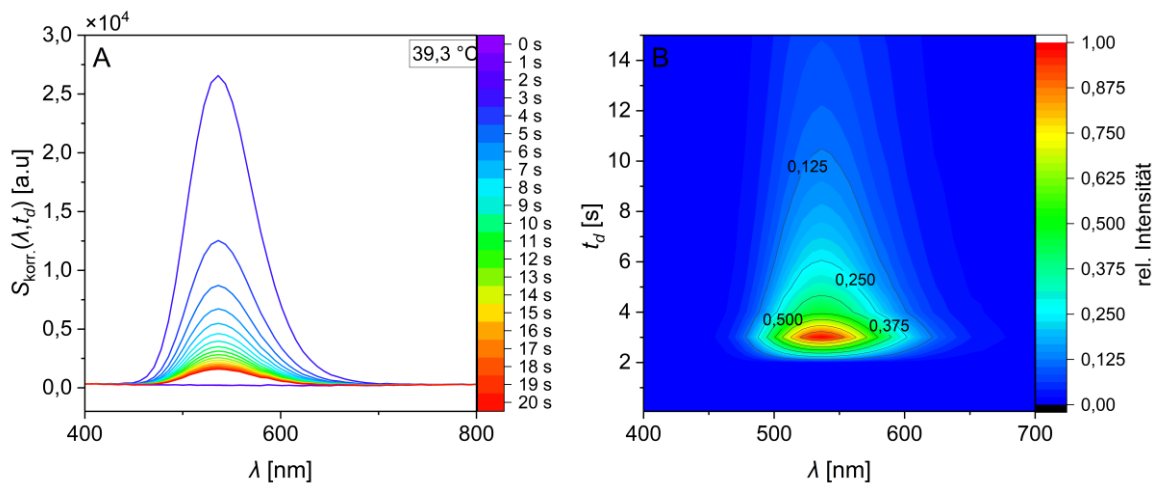


Abbildung 7: **A:** Zeitlich aufgelöste Änderung der Emissionsbande von ZnS:Cu zwischen 400 nm und 800 nm bei 39,3 °C; **B:** Konturliniendiagramm der Zeit nach der Anregung t_d , aufgetragen gegen λ .

In den Plots der zeitaufgelösten Spektren wird die zeitliche Information verständlich. Erst in der 4. Messung (3 s) ist eine deutliche, leicht asymmetrische Bande bei 536,3 nm zu sehen. Hier ist die Intensität maximal und nimmt mit der Zeit stark ab. Dies ist anhand des Konturplots (Abb. 7B) erkennbar. Bei einer Zeitverschiebung von 3 s ist die relative Intensität der Emission bei 536,3 nm maximal und nimmt dann mit zunehmender Messdauer deutlich ab, bis nach 15 s kaum Emissionsintensität vorliegt.

3.3 Untersuchung der Kinetik mit zeitaufgelöster Spektroskopie

Im folgenden Abschnitt soll eine Untersuchung der Kinetik des Emissionsprozesses erfolgen. Die Spektren weichen insofern von den vorherigen ab, dass hier die Basislinienkorrektur durch Subtraktion des jeweiligen Werts einer Messreihe bei 704 nm erfolgte. Dies kann zu Verfälschungen der Ergebnisse führen, da die später durchgeführten Integrationen $I(\lambda)$ durch größeres Rauschen und Abweichungen beeinträchtigt werden.

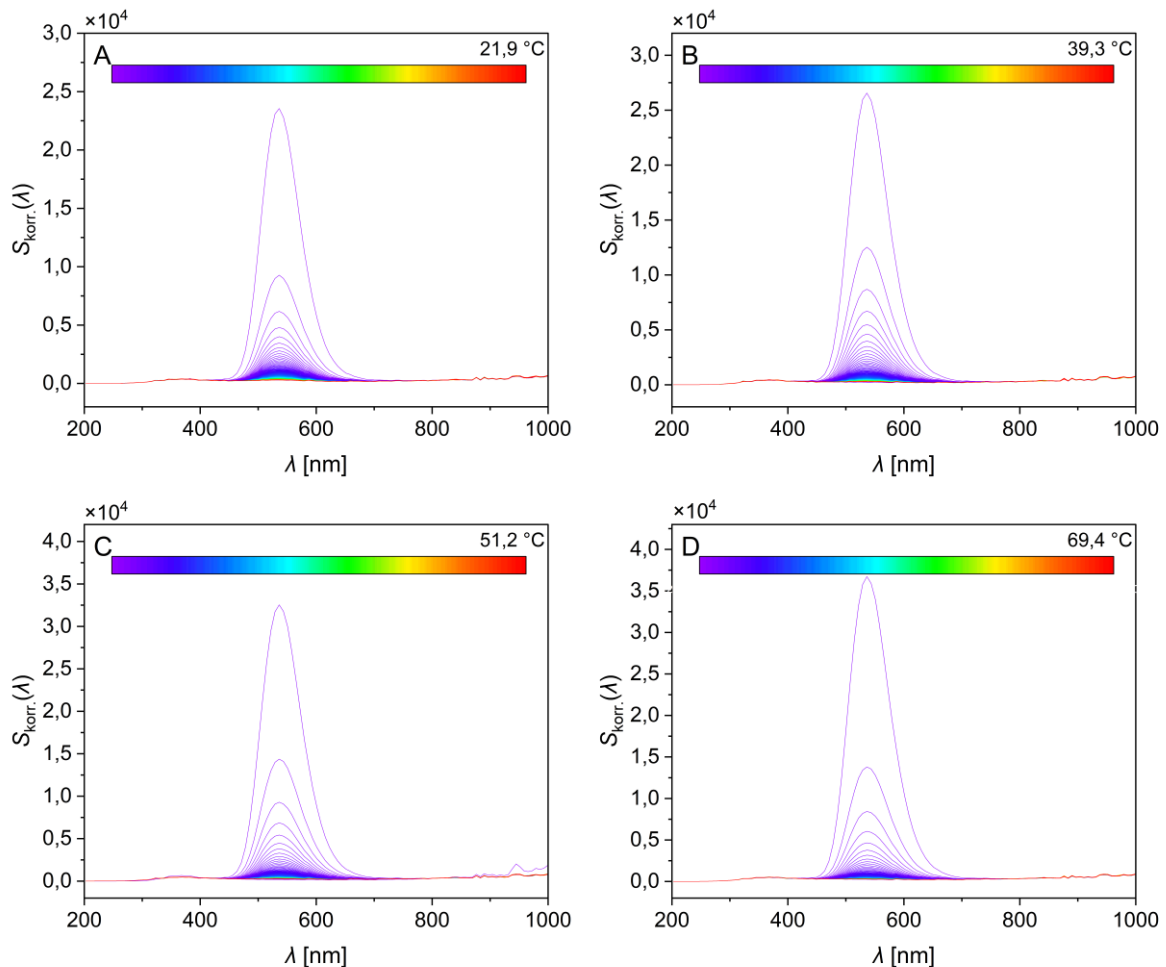


Abbildung 8: Zeitaufgelöste korrigierte Spektren A-D des ZnS:Cu-Pulvers bei verschiedenen Temperaturen zwischen 200 nm und 1000 nm.

Für alle Spektren A-D kommt es zu einer deutlichen Abnahme der Signalintensität mit der Zeit in exponentiellem Verlauf. Hier wird höherer Temperatur ein größerer Zeitversatz beobachtet. Tritt die Emission für Spektrum 8 A-B bereits bei $t_d = 2$ s auf, so tritt sie für 8 C-D nach $t_d = 4$ s bzw. $t_d = 5$ s auf.

Das heißt, dass das „Auslesen“ der Dioden langsamer geschieht als für niedrigere Temperaturen. Diese Beobachtung kann einen Zusammenhang zwischen der Elektron-Loch-Paarrekombination und des dafür notwendigen diffusiven Zusammentreffens von Elektron und Loch (auf diskretem Akzeptorniveau) aufzeigen.

3.3.1 Bestimmung des Zeitgesetzes:

Um die Kinetik zu untersuchen, muss die Integration der Emissionsintensitäten eines jeden Messzeitpunktes t_d erfolgen, um die absolute emittierte Strahlungsenergie I zu quantifizieren. Anschließend können aus dem zeitlichen Verlauf Rückschlüsse auf die Reaktionsordnung gezogen werden. Aus Betrachtung der Kurvenverläufe und Bandenbreite für die Messreihen folgt die Wahl eines breiten Integrationsfensters zwischen 701 nm und 404 nm.

$$I_{t_d}(\lambda) = \int_{404 \text{ nm}}^{701 \text{ nm}} S_{\text{korrr.}}(\lambda, t_d) d\lambda$$

Aus der numerischen Lösung der Integrale erfolgen die verschiedenen Auftragungen nach Reaktionsordnungen zur Lösung des Zeitgesetzes.

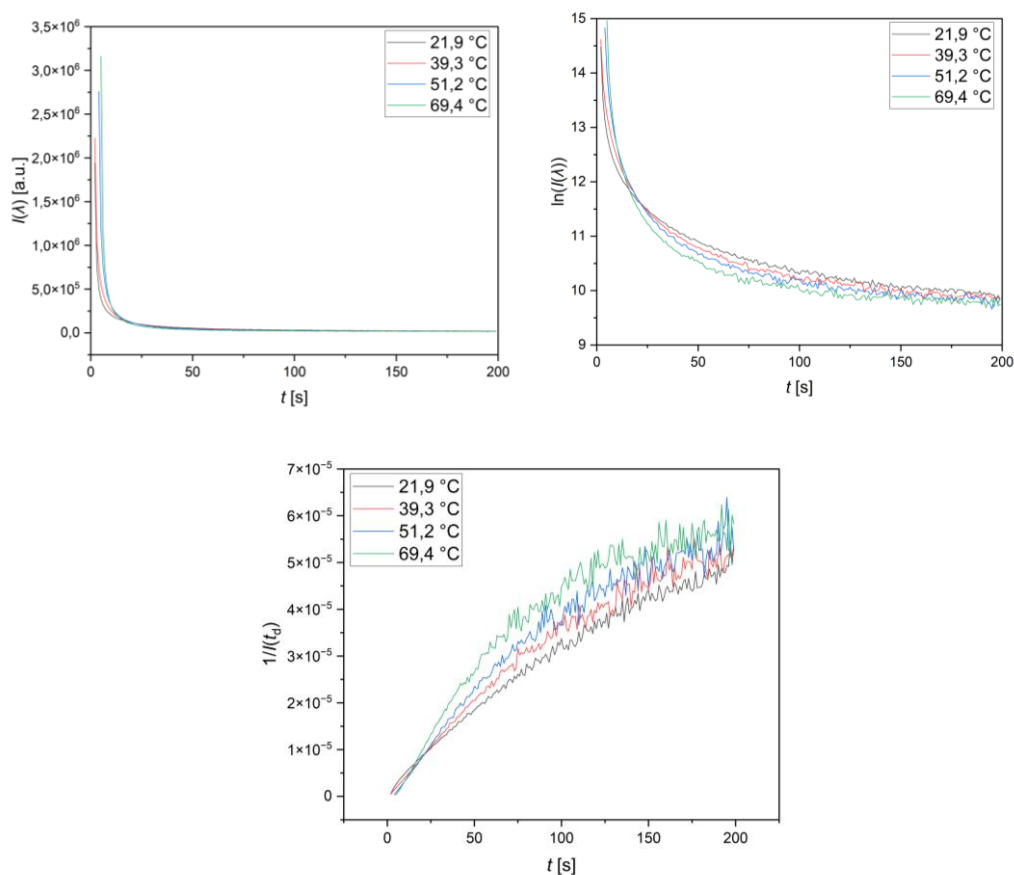


Abbildung 9: Verläufe der Strahlungsenergie. Auftragungen des Integrals, natürlichen Logarithmus und des Kehrwerts des Integrals gegen die Zeit nach Ausschalten der Lichtquelle.

Aus dem Verlauf von I gegen t sei für einen Prozess nullter Ordnung eine Gerade erkennbar, hier liegt hingegen ein starker exponentieller Zerfall vor. Dass es sich genähert um einen Prozess 2. Ordnung handelt, folgt aus der Auftragung von $\ln(I)$ gegen t , da die Kurven nicht asymptotisch gegen 0 konvergieren.

3.3.2 Bestimmung der Ratenkonstanten:

Hier kann durch Subtraktion mit zu niedriger Basislinie fälschlicherweise eine zu kleine Änderung der Ratenkonstanten vorliegen. Des Weiteren ist die Basislinienkorrektur bei kleinen Messwerten eine Quelle prozentual größerer Fehler/Abweichungen und führt daher zu dem deutlichen Rauschen (Vgl. Abbildung 9).

Die Ratenkonstante eines Prozesses zweiter Ordnung kann aufgrund des Zeitgesetzes

$$-\frac{dI}{dt} = k[A]^2 \rightarrow \frac{1}{I(t_d)} = kt + \frac{1}{I_0}$$

$$y = m \cdot x + y_0 \rightarrow k = m$$

durch lineare Regression im Intervall nahezu geraden Kurvenverlaufs zwischen 0 und 50 Sekunden die bestimmt werden:

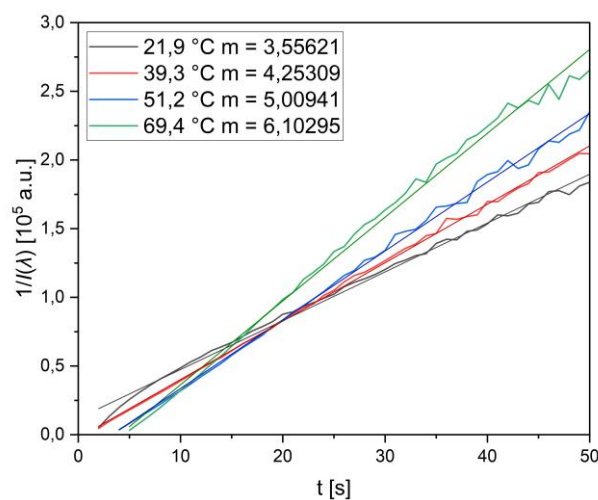


Abbildung 10: Auftragung des reziproken Integrals $1/I$ gegen die Zeit t und Regressionsgeraden mit Angabe der Steigungen.

Die Regressionsgeraden weisen eine mit der Temperatur zunehmende Steigung auf, was auf einen aktivierten Prozess hindeutet. Mit zunehmender Temperatur ist der Zerfall schneller, da aktivierte Zustände statistisch wahrscheinlicher werden (e^- -Loch-Paare). Das macht auch die zunehmende Leitfähigkeit bei höheren T für Halbleiter klar.

Tabelle 1: Ratenkonstanten für die Elektron-Loch-Paarrekombination in ZnS:Cu bei verschiedenen Temperaturen.

Temperatur [°C]	21,9	39,3	51,2	69,4
$k [10^{-7} \text{ s}^{-1}]$	3,56	4,25	5,01	6,10

3.3.3 Bestimmung der Aktivierungsenergie:

Nach der ARRHENIUS-GLEICHUNG hängt die Ratenkonstante k des hier untersuchten Emissionsprozesses mit der Aktivierungsenergie E_a zusammen. Hierzu liefert die in Abbildung X ermittelte Regressionsgeradengleichung folgende Zusammenhänge zwischen Steigung m und Aktivierungsenergie, sowie dem Präexponentiellen Faktor A und dem y-Achsenabschnitt y_0 :

$$k = A \cdot e^{\frac{-E_A}{RT}}$$

$$\ln(k) = -\frac{E_A}{R} \cdot \frac{1}{T} + \ln(A); \quad y = m \cdot x + y_0$$

Aus dem Vergleich der Gleichungen wird deutlich:

$$E_A = -m \cdot R; \quad A = e^{y_0}$$

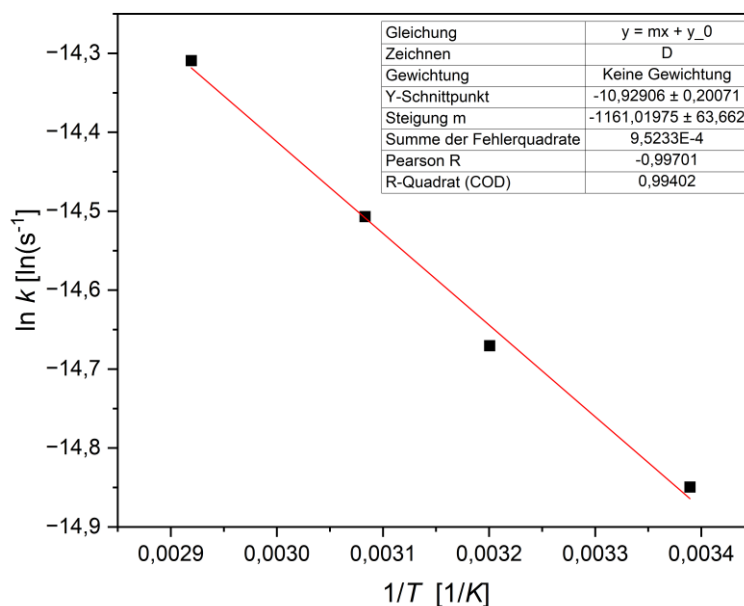


Abbildung 11: Regressionsgerade der temperaturabhängigen Logarithmen der Ratenkonstanten k .

$$y = -1161,01975 \text{ K} \cdot x - 10,92906$$

Durch Einsetzen der Regressionsdaten folgt somit:

$$E_A = 9,653 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}; \quad A = 1,793$$

Mit $9,653 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$ liegt die ermittelte Aktivierungsenergie für die grüne Emission von ZnS:Cu ca. 30 % unterhalb der Untergrenze des Intervalls von $14-17 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$, welches in der Literatur angegeben wird.^[6]

4 Fazit

Die graphisch aus den Integrationen der Messdaten ermittelten Ratenkonstanten liegen in der richtigen Größenordnung (Vgl. Abschnitt 3.3). Dennoch ist durch Abweichungen bei den Integralen aufgrund suboptimaler Basislinienkorrektur und nicht vollständig idealisierter Messbedingungen, wie Temperatur und Abdunkelung sowie Homogenität der Messproben, ist eine Verfälschung der Messergebnisse denkbar. Ebenfalls könnte die Wartezeit vor den Messungen mit dem temperierten Kupferblock zwecks besseren Temperatúrausgleichs erhöht werden. Insgesamt sind keine großen Ausreißer in den Diagrammen zu sehen und mit einem R^2 -Wert von $>0,99$ von einer sehr guten Modellanpassung der Regressionsgerade an die k -Werte (Vgl. Abb. 11) ist der Versuch gut geeignet, die Temperaturabhängigkeit und Aktivierungsbarriere der Elektronen-Loch-Paarrekombination aufzuzeigen. Mit 9,7 beziehungsweise 14-17 kJ/mol liegt die Aktivierungsbarriere niedrig und auch bei Raumtemperatur ist, wie durch die Anwendung in Kinderzimmern sicherlich bekannt, die grüne Photolumineszenz der ZnS:Cu-Proben möglich. Die klare Bande bei 536 nm kommt vermutlich hauptsächlich durch Rekombination eines relaxierten Lochs auf dem Akzeptorniveau (Cu) mit einem Elektron im Leitungsband zustande.

5 Literaturverzeichnis

- [1] Praktikumsskript Masterpraktikum Physikalische Chemie, Versuch K: Elektronen-Loch-Paarrekombination, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Düsseldorf, **Wintersemester 2025/26**.
- [2] K. Echternkamp, "Halbleiterdioden" <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/6779> (05.12.2025).
- [3] E. Hornbogen, H. Warlimont, B. Skrotzki, *Metalle - Struktur und Eigenschaften der Metalle und Legierungen*, 7. Aufl., Springer Vieweg, Berlin, Deutschland, **2008**. 978-3-662-57763-9.
- [4] Silicann Systems GmbH, "Spektrometer" <https://www.silicann.com/spektrometer/> (05.12.2025).
- [6] Lisensky, George C., Manish N. Patel, and Megan L. Reich. "Experiments with glow-in-the-dark toys: kinetics of doped ZnS phosphorescence." *Journal of chemical education* 73.11 (1996): 1048.