

V46 -Faraday-Effekt an Halbleitern

Version Mai 2019

Ziel des Versuchs

Man bestimme die **effektive Masse** der **Leitungselektronen in n-dotiertem Galliumarsenid (n-GaAs)** mittels **Faraday-Rotation**.

Vorbereitung

Für die erfolgreiche Bearbeitung des Versuchs ist eine Einarbeitung in die elementaren Grundlagen der Bandstruktur von Halbleitern und des Faraday-Effekts nötig. Informationen dazu finden sich in:

(i) Bandstruktur von Halbleitern, effektive Masse von Ladungsträgern und Dotierung [1]. (ii) Zirkulare Doppelbrechung und Faraday-Effekt [2,3]. (iv) Faraday-Effekt und Bestimmung der effektiven Masse [4,5,6].

Nach Einarbeitung in die Literatur sollten Sie folgende Leitfragen beantworten können:

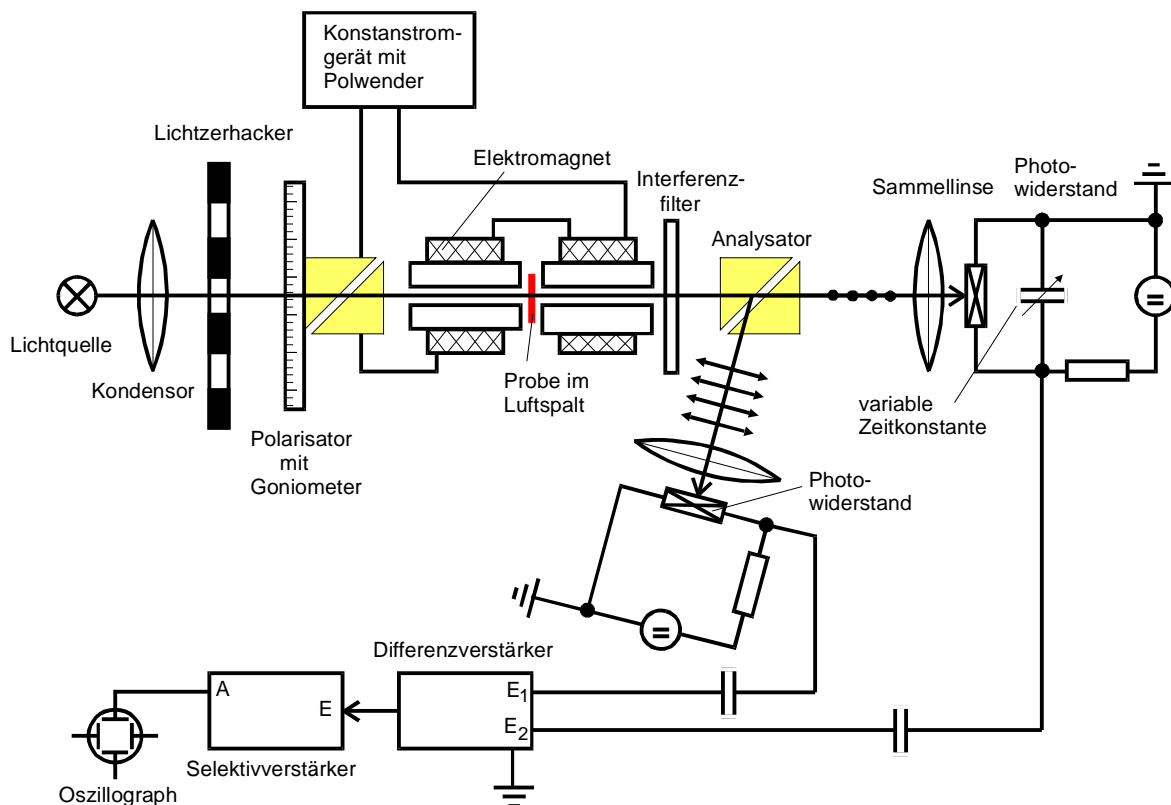
1. **Bandstruktur** und der Begriff der „**effektiven Masse**“: Unterschiede der elektronischen Struktur zwischen **Metallen, Halbleitern und Isolatoren**. Konzept der **effektiven Masse** von freien Ladungsträgern in Festkörpern.
2. **Dotierung** von Halbleitern: Warum ist Dotierung **nötig**? Rolle der **Donatoren und Akzeptoren**, ihre **Energieniveaus** im Banddiagramm.
3. **Faraday-Effekt**: Definition des Effekts der **Faraday-Rotation**. Phänomenologische Beschreibung.
4. **Bestimmung der effektiven Masse** von Ladungsträgern mithilfe des **Faraday-Effekts**: **Modell** und Ansatz. Wie beeinflusst das **Magnetfeld freie Elektronen**?
5. **Detektionstechnik**: Warum ermöglicht die **Modulation des Lichts** in Kombination mit **selektiver Verstärkung** eine **Unterdrückung des Signalrauschens**?
6. **Alternativer Ansatz zur Detektion**: Was ist der Hauptvorteil der **balancierten Detektion** mit **zwei Photodetektoren**? Kann man die Faraday-Rotation auch mit nur **einem Detektor** messen?

Versuchsaufbau

Da die hier verwendeten Halbleiterproben nur im **Infrarot halbwegs durchlässig** sind, muss für das Experiment ein **Infrarot-Messplatz** eingerichtet werden. Er ist in Abb.1 schematisch dargestellt.

Als Lichtquelle dient eine **Halogen-Lampe** (12V; 50W), deren Emissionsspektrum überwiegend im nahen Infrarot liegt. Die emittierte Strahlung wird mit Hilfe von **Interferenzfiltern** **monochromatisiert** (9 Interferenzfilter von 1,06 μm bis 2,65 μm). Das für die Messung notwendige **linear-polarisierte** Licht erzeugt man mit Hilfe eines sogenannten **Glan-Thompson-Prismas** aus **Kalkspat**, das vom sichtbaren Spektralbereich bis etwa 2,8 μm transparent ist. Die **scheibenförmige Probe** befindet sich in der **Symmetrieebene eines großen Elektromagneten**, dessen **Polschuhe in Längsrichtung durchbohrt** sind. Damit die Probe überhaupt ein Magnetfeld spürt, muss ein **Luftspalt** in das Ferromagnetikum hineingeschnitten werden. Um ein **zeitlich konstantes Magnetfeld** zu erhalten, wird die Wicklung des Magneten von einem **Konstantstromgerät** gespeist. Da man den **Drehwinkel θ verdoppeln** kann, wenn man das Feld umpolt, besitzt das Konstantstromgerät eine **Polwendevorrichtung**, die so konstruiert ist, dass beim Umpolen des Feldes keine gefährlichen Induktionsspannungen entstehen können.

Abbildung 1: Schematische Darstellung der Messapparatur



Zur Messung der Lichtintensität werden Photowiderstände aus PbS verwendet, deren spektrale Empfindlichkeit vom Sichtbaren bis ins nahe Infrarot reicht. Ihr Innenwiderstand ist über mehrere Zehnerpotenzen proportional zur Lichtintensität. Wie in Abb. 1 dargestellt, schickt man mittels einer Konstantspannungsquelle über einen Vorwiderstand einen Gleichstrom durch sie hindurch und misst den entstehenden Spannungsabfall. Da die Photowiderstände wegen ihres hohen Innenwiderstandes (ca. 1 M Ω bei Dunkelheit) auch merkliche Rauschspannungen produzieren, ist es zweckmäßig, mit einer Wechsellichtmethode zu arbeiten. Daher befindet sich im Strahlengang eine rotierende Sektorscheibe, die das Gleichlicht in Impulse zerhackt. Die am Photowiderstand abfallende Wechselspannung wird über einen Kondensator ausgekoppelt und schließlich mit einem Oszillographen nachgewiesen. Hinter dem Magneten befindet sich gemäß Abb.1 ein zweites Glan-Thompson-Prisma. Es wird benötigt, um die Drehung θ der Polarisations Ebene des Lichtes nach dem Durchgang durch die Probe zu messen. Um eine hohe Winkelauflösung zu erreichen, arbeitet man hier mit einem Zweistrahlverfahren, das der bekannten Methode der gekreuzten Polarisatoren weit überlegen ist. Wie in Abb. 1 angedeutet ist, treten aus dem zweiten Glan-Thompson-Prisma 2 Strahlenbündel aus, die senkrecht zueinander polarisiert sind. Die Intensitäten beider Strahlen werden mit Photowiderständen gemessen und die Signalspannungen auf die beiden Eingänge eines Differenzverstärkers gegeben. Dessen Ausgangsspannung, die proportional zur Differenz der Eingangsspannungen ist, verschwindet genau dann, wenn beide nach Betrag und Phase übereinstimmen. An den Ausgang des Differenzverstärkers wird über einen Selektivverstärker, der auf die Zerhackerfrequenz abgestimmt ist, ein Oszillograph angeschlossen. Dieser hat hier die Funktion eines Nulldetektors. Das heißt, man kann mit Hilfe dieses Gerätes mit hoher Auflösung feststellen, ob die von den beiden Photowiderständen kommenden Signalspannungen gleich sind oder nicht.

Zur Messung von θ geht man nun so vor, dass man bei maximalem (z.B. negativen) Feld die Lichtintensität in den beiden Strahlen auf den gleichen Wert einregelt, sodass am Ausgang des Differenzverstärkers die Spannung null anliegt. Das lässt sich immer erreichen, wenn man abwechselnd

das erste Glan-Thompson-Prisma um seine Längsachse dreht und die Zeitkonstante der beiden Photowiderstände aneinander anpasst. Zu diesem Zwecke ist an einem Photowiderstand ein Drehkondensator angebracht. Die zugehörige Winkelstellung θ_1 wird an einem Goniometer abgelesen, das fest mit dem ersten Prisma verbunden ist. Danach polt man das Feld um, gleicht wiederum auf die Signalspannung null ab und liest den Drehwinkel θ_2 am Goniometer ab. Da man das Feld um insgesamt $2B$ geändert hat, ist.

$$\theta = \frac{1}{2}(\theta_1 - \theta_2).$$

Justierung der Apparatur

Man entferne vorübergehend die Probe und das Interferenzfilter aus dem Strahlengang, um die Apparatur mit sichtbarem Licht justieren zu können.

Man überzeuge sich als erstes von der einwandfreien Arbeitsweise der Polarisationsvorrichtung. Hierzu demontiere man die Photowiderstandsgehäuse samt Abbildungsoptik und schaue in das Austrittsfenster für den durchgehenden Strahl des Analysatorprismas. Dort muss bei geeigneter Stellung des Polarisationsprismas die Lichtintensität verschwinden. Falls eine merkliche Lichtintensität übrigbleibt, versuche man diese durch vorsichtiges Drehen des Analysatorprismas um seine vertikale Achse zu eliminieren. (Wichtig: Für optimale Funktion des Prismas sollte das Licht senkrecht zu seiner Oberfläche einfallen. Dies sollte für beide Prismen überprüft werden.)

Im nächsten Schritt ist zu prüfen, ob die Lichtquelle mit Hilfe der 100 mm-Linsen auf die lichtempfindlichen Flächen der Photowiderstände abgebildet wird. Zur Kontrolle entferne man vorübergehend die Deckel von den Lichtschutzhauben zwischen Sammellinse und Photowiderstand. Durch Rotation des Polarisators sollte das Licht zwischen den beiden Photowiderständen hin und her geschaltet werden können. Hier ist guter Kontrast wichtig, d.h. das Licht sollte vollständig unterdrückt werden können. Achtung: Es sind zwei Lichtreflexe auf dem seitlichen Photowiderstand. Von diesen sollte nur derjenige gewählt werden, der vollständig unterdrückt werden kann.

Jetzt kann der Lichtzerhacker in Bewegung gesetzt werden. Man wähle am Steuergerät eine Wechsellichtfrequenz von einigen Hundert Hertz (z.B. 450 Hz) und regle die Mittenfrequenz des Selektivverstärkers auf den eingestellten Wert ein. Zum Justieren verbinde man einen Photowiderstand (auf den Licht gegeben wird) mit "Input" auf dem Selektivverstärker. Dann schließe man den Oszillographen an den Ausgang „Resonance“ an und justiere mit Hilfe der drei Frequenzstellknöpfe am Selektivverstärker diesen auf maximales Ausgangssignal ein. Aufgabe der Selektivverstärker in der Messanordnung ist es, Störspannungen, die das Signal eventuell verhüllen können, weitgehend zu unterdrücken. Das geht um so wirksamer, je schmaler seine Durchlasskurve ist. Ein Maß für ihre Breite ist der sogenannte Gütefaktor Q . Er sollte bei der Messung auf seinen Maximalwert $Q=100$ eingestellt werden. Die Störspannungen entstehen im wesentlichen durch das Rauschen der Photowiderstände und des Differenzverstärkers. Rauschspannungen, deren Frequenz ungefähr gleich der Messfrequenz ist, werden jedoch vom Selektivverstärker nur wenig unterdrückt. Aus diesem Grunde wird am Ausgang des Gerätes immer ein kleine Reststörspannung zu sehen sein.

Man setze die Probe und den Interferenzfilter mit $1.06\text{ }\mu\text{m}$ ein und verbinde die beiden Photowiderstände mit den A- und B-Inputs des Differenzverstärkers. Den Output des Differenzverstärkers verbinde man mit dem Input des Selektivverstärkers. Man überprüfe, dass durch Drehen des Polarisators die Signalamplitude auf nahezu Null gebracht werden kann. Ein minimales Signal ergibt sich mit einer Periodizität von 90° der Rotation des Polarisators. Falls die Minima näher als 90° beieinander liegen, sollte das Licht neu justiert werden. Dann ist das Setup bereit für die Messung der Faraday-Rotation.

Achtung: Der Selektivverstärker sollte nicht übersättigt werden (Rote Lampe "Overload"). Daher blockiere man das Licht, wenn die Probe oder der Interferenzfilter während der Messungen gewechselt wird.

Messprogramm

1. Man messe die Kraftflussdichte $B(z)$ in Richtung des einfallenden Lichtes in der Nähe des Luftspaltes bei maximalem Feldstrom mit einer Hallsonde.
2. Man messe die Faraday-Rotation an n-dotierten GaAs Proben (Probe 1 mit $N=1,2 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ und Dicke $L=1,36\text{ mm}$; Probe 2 mit $N=2,8 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ und $L=1,296\text{ mm}$) für verschiedene Wellenlängen im nahen Infrarot (9 Interferenzfilter von $1,06\mu\text{m}$ bis $2,65\mu\text{m}$).
3. Man führe die dieselbe Messung an hochreinem GaAs (Dicke $L=5,11\text{ mm}$) aus, um die Faraday-Rotation gebundener Ladungsträger zu erhalten.

Auswertung

1. Man trage $B(z)$ gegen z auf und ermittle die maximale Kraftflussdichte des Feldes. Diese ist gleich dem Feld am Ort der Probe.
2. Man stelle die Messergebnisse graphisch dar als $\theta_{KR} = f(\lambda^2)$.
3. Man bilde die Differenz der Faraday-Rotation zwischen dotierter und reiner Probe, um so den Faraday-Effekt der Leitungselektronen in GaAs zu erhalten. Sodann trage man den Drehwinkel gegen λ^2 auf und bestimme mittels einer Ausgleichsrechnung den Proportionalitätsfaktor zwischen beiden Größen und daraus schließlich m^* .

Die Gleichung zur Bestimmung der effektiven Masse anhand der gemessenen Parameter lautet:

$$\theta_{\text{frei}} = \frac{e_0^3}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 (m^*)^2} \lambda^2 \frac{NB}{n} .$$

θ_{frei} ist die Faraday-Rotation pro Einheitslänge in [rad/m], e_0 ist die Elementarladung, ϵ_0 ist die Influenzkonstante, c ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, m^* ist die effektive Masse des Elektrons, λ ist die Lichtwellenlänge, N ist die Donatorenkonzentration, B ist die Magnetfeldstärke, L ist die Probendicke, und n ist der Brechungsindex.

!!! Achtung: Man beachte die Einheiten der physikalischen Größen, sodass sich die Einheit [kg] für die effektive Masse der Elektronen ergibt.

Literatur

- [1] W. Demtröder, Experimentalphysik3(Springer-Verlag, Berlin 2010), pp. 483-495.
[1_2010_Demtroeder_Experimentalphysik3_483_495_HL_effektive_Masse.pdf](#)
- [2] J. Heintze und P. Bock, Lehrbuch zur Experimentalphysik Band 4: Wellen und Optik, (Springer-Verlag GmbH Deutschland 2017), Kapitel 9 „Polarisiertes Licht“
https://doi.org/10.1007/978-3-662-54492-1_9
[2_2017_Heintze-Bock_Chapter_PolarisiertesLicht_Faraday_effekt_2015_2016.pdf](#)
- [3]. Optical Switches, Eds. B. Li and S. J. Chua (Woodhead Publishing Limited, Oxford, 2010), Chapter 4 “Magneto-optical switches”.
[3_2010_Optical_switches_Faraday_effect.pdf](#)
- [4] S. D. Smith, T. S. Moss, and K. W. Taylor, The Energy-Dependence of Electron Mass in Indium Antimonide Determined from Measurements of the Infrared Faraday Effect, J. Phys. Chem. Solids 11, 131 (1959).
[4_1959_JPCS_11_131_Smith.pdf](#)
- [5] M. Cardona, Electron Effective Masses of InAs and GaAs as a Function of Temperature and Doping, Phys. Rev. 121, 752 (1961).
[5_1961_PhysRev_121_752_Cadona_Eletron_m_InAs_GaAs.pdf](#)
- [6] Anhang 1.
[6_Anhang_1_V46-Faraday_effekt-2019.pdf](#)