

Zeitschrift: Orion : Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft
Herausgeber: Schweizerische Astronomische Gesellschaft
Band: 50 (1992)
Heft: 251

Artikel: Polarisiertes Licht in der Astronomie
Autor: Povel, H.P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-899001>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 08.02.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>



Polarisiertes Licht in der Astronomie

H.P. POVEL¹

Das was das menschliche Auge als Licht wahrnimmt, ist die Intensität der elektromagnetischen Strahlung in einem schmalen Bereich des sich von den Radiowellen bis zu den hochenergetischen Gammastrahlen erstreckenden Spektrums. Eine andere Eigenschaft des Lichts, dessen Polarisation, können wir nur mit Hilfe spezieller optischer Einrichtungen wahrnehmen.

Aufbau und Struktur astronomischer Objekte lassen sich aus der räumlichen, zeitlichen und spektralen Verteilung der Intensität der Strahlung ermitteln, die von diesen Objekten emittiert wird. Aus der Polarisation des Lichts erhält man indirekt Informationen über die Stärke und die Richtung des Magnetfelds dieser Objekte oder im Raum dazwischen.

Das erste Kapitel dieses Aufsatzes enthält einen kurzen historischen Überblick über die Entdeckung polarisierten Lichts in der Astronomie und eine Einführung in die Grundlagen der Polarisation des Lichts. Im zweiten Kapitel wird erläutert, mit welchen optischen Komponenten man die Polarisation messen kann und wie ein astronomisches Polarimeter aufgebaut ist. Im letzten Kapitel folgt schliesslich die Beschreibung einiger wichtiger astronomischer Quellen polarisierten Lichts.

1. Polarisiertes Licht

1.1 Historisches

Die erste nachweisbare Beobachtung polarisierten Lichts geht auf die Wikinger zurück, die bereits vor rund 1000 Jahren mit dichroischen Kristallen die Polarisation des Himmelslichts beobachteten und diesen Effekt als Navigationshilfe benützten. Die systematische Erforschung der Polarisation des Lichts begann jedoch erst in der ersten Hälfte des 19. Jahrhunderts durch berühmte Wissenschaftler wie J. Babinet, J.B. Biot, D. Brewster, A.J. Fresnel, M. Faraday, W. Nicol und andere, die durch ihre Untersuchungen den Grundstein für unser Verständnis der Polarisation des Lichts und deren Messung legten. Die Suche nach Polarisationserscheinungen in der Natur wurde auch auf astronomische Quellen ausgedehnt. So entdeckte D.F. Arago bereits 1809 die Polarisation des vom Mond reflektierten Lichts. Aber erst 100 Jahre später wurden weitere Entdeckungen polarisierten Lichts in der Astronomie gemacht. Eine Auswahl davon ist im Folgenden in historischer Reihenfolge zusammengestellt:

1908: G.E. Hale findet stark zirkular polarisiertes Licht in der Umbra von Sonnenflecken, was durch die Zeeman-Aufspaltung der Spektrallinien in Magnetfeldern von etwa 3000 Gauss erklärt wird.

1942: Y. Öhman beobachtet die Linearpolarisation des von Gaswolken im M31 (Andromeda-Nebel) gestreuten Lichts.

1947: H.W. Babcock entdeckt zirkular polarisiertes Licht von 78 Vir (Spektraltyp A) und erklärt diese Beobachtung durch den Zeeman-Effekt in einem starken, mit einer schnellen Rotation des Sterns verbundenen, globalen Magnetfeld von etwa 1500 Gauss, das in Richtung des Beobachters zeigt.

1949: G.E. Hall und W.A. Hiltner beobachten, dass das Licht von entfernten Sternen aus der Milchstrasse parallel zur galaktischen Ebene linear polarisiert ist (einige %). Die Polarisation ist in der galaktischen Ebene am grössten.

1951: L. Davis und J. Greenstein erklären die Linearpolarisation des Sternlichts durch Streuung an kleinen länglichen, dia- oder paramagnetischen rotierenden Staubeilchen, die im interstellaren Magnetfeld ausgerichtet sind.

1954: V.A. Dombrovsky entdeckt die starke Linearpolarisation der Kontinuumsstrahlung einiger Filamente des Krebsnebels. Dies wird durch Synchrotronstrahlung erklärt.

1958: W.A. Hiltner findet interstellare Polarisation bei Kugelsternhaufen in M31 (einige %). Die Polarisation und damit die Richtung des Magnetfelds ist parallel zu den Spiralarmen (wie bei der Milchstrasse).

1970: J. Kemp beobachtet spektral diffuse Zirkularpolarisation des Licht von einem Weissen Zwergen (1-3 %) und erklärt dies durch Graukörperstrahlung in einem extrem starken Magnetfeld von 10^7 Gauss.

1.2 Die Vektornatur des Lichts

In der Elektrodynamik (J.C. Maxwell, 1864) wird das Licht als ein elektromagnetisches Feld beschrieben, das sich als transversale Welle mit Lichtgeschwindigkeit durch den Raum ausbreitet. Das Feld wird durch zwei Vektoren charakterisiert: den elektrischen Vektor \mathbf{E} und den magnetischen Vektor \mathbf{H} . Beide Vektoren stehen senkrecht aufeinander und auf der Ausbreitungsrichtung z . Im Weiteren betrachten wir nur den zweidimensionalen Vektor $\mathbf{E}=(E_x, E_y)$ des elektrischen Felds an einer festen Stelle auf der z -Achse. Die *Polarisation* der Lichtwelle ist die Beschreibung des Verhaltens des \mathbf{E} -Vektors in der x, y -Ebene (Abb. 1).

Die beiden Komponenten des \mathbf{E} -Vektors lassen sich allgemein durch folgende Schwingungen darstellen:

$$E_x(t) = e_x \cos(\omega t),$$

$$E_y(t) = e_y \cos(\omega t + \delta).$$

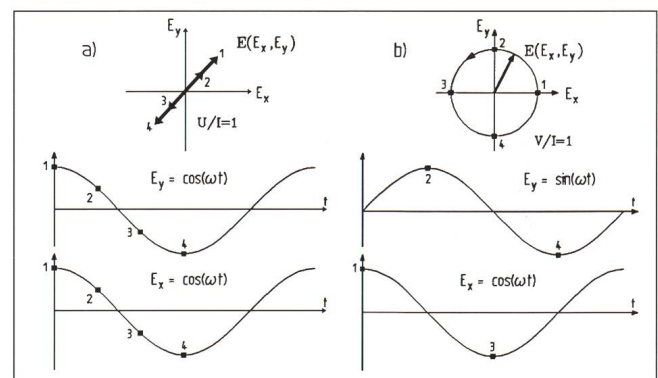


Abb. 1: Vektormodell des Lichts. a) Linear polarisiertes Licht (normierte Stokes-Parameter $U/I=1, Q = V = 0$), b) Zirkular polarisiertes Licht ($V/I=1, Q = U = 0$)

¹ Institut für Astronomie, ETH-Zentrum, 8092 Zürich. In Anlehnung an einen Vortrag gehalten bei der 2. Internationalen Astronomiewoche in Arosa 1991.



Die z-Komponente verschwindet, da die elektromagnetische Welle transversal ist. $\omega/2\pi$ ist die Frequenz der Welle,

$$E = \sqrt{e_x^2 + e_y^2}$$

die Länge des **E**-Vektors und δ der Phasenunterschied zwischen den beiden Schwingungskomponenten. Die Intensität *I* des Lichts ist proportional zu E^2 . Das Verhalten von **E** in der x,y-Ebene wird als Polarisation des Lichts bezeichnet. Die Polarisation wird durch die drei Parameter e_x , e_y und δ vollständig beschrieben. Häufig nimmt man jedoch noch die Intensität als vierten abhängigen Parameter dazu.

Elektrischer Vektor			Stokes-Parameter			Polarisation
e_x	e_y	δ	Q/I	U/I	V/I	
$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	0°	0	+1	0	linear, 45°
1	0	-	+1	0	0	linear, 0°
0	1	-	-1	0	0	linear, 90°
$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	$\pm 90^\circ$	0	0	± 1	rechts/links zirkular

Tabelle 1: Zusammenhang zwischen den Vektorgrößen und den normierten Stokes-Parametern.

Zur Vereinfachung der Berechnung des Verhaltens polarisierter Strahlung bei der Wechselwirkung mit Materie, z.B. beim Strahlungstransport oder in optischen Geräten mit polarisierenden Komponenten wurden die sogenannten Stokes-Parameter *Q*, *U*, *V* und *I* eingeführt, die an die Stelle von e_x , e_y , δ und *I* treten. Der Zusammenhang zwischen den Vektorgrößen und den normierten Stokes-Parametern ist in Tabelle 1 dargestellt.

Wenn **E** eine konstante Richtung im Raum hat, spricht man von linear polarisierter Strahlung. Dies ist der Fall, wenn $\delta = 0^\circ$ bzw. 180° (Abb. 1a), oder eine der beiden Komponenten e_x , e_y gleich Null ist. Falls δ einen anderen Wert hat, dann dreht sich **E** um die Ausbreitungsrichtung z. Wenn $e_x = e_y$ und $\delta = -90^\circ$ ist, dann beschreibt **E** einen Kreis im Gegenuhrzeigersinn, wenn man gegen z schaut (Abb. 1b). Man spricht dann von rechts zirkular polarisierter Strahlung. Der Drehsinn von **E** definiert zusammen mit der Ausbreitungsrichtung eine Rechtsschraube. Bei $\delta = +90^\circ$ spricht man von links zirkular polarisiertem Licht, das eine Linksschraube definiert.

Für alle anderen weniger ausgezeichneten Phasenwinkel δ dreht sich der **E**-Vektor auf einer Ellipse und man spricht von elliptisch polarisiertem Licht. Dieser Polarisationszustand ist als eine Mischung aus linear und zirkular polarisiertem Licht zu betrachten. Ein Sonderfall ist in diesem Bild das unpolarisierte Licht, das durch keine Drehrichtung oder Schwingungsrichtung ausgezeichnet ist. Man kann sich vorstellen, dass in diesem Zustand die Phase δ sich zufällig zwischen -180° und $+180^\circ$ ändert und somit alle Polarisationszustände vorkommen.

Der vierte Stokes-Parameter *I* entspricht der Gesamtintensität des teilweise polarisierten Lichts. *I* setzt sich allgemein aus einem unpolarisierten Anteil I_u und einem polarisierten Anteil I_p zusammen:

$$I = I_u + I_p$$

Als Polarisationsgrad definiert man den relativen polarisierten Anteil des Lichts

$$P = \frac{I_p}{I} = \frac{I_p}{I_u + I_p}$$

2. Die Messung polarisierten Lichts

2.1 Optische Komponenten für die Polarimetrie

Polarimeter enthalten gewöhnlich eine Anzahl optisch aktiver Komponenten, die den Zustand der Polarisation der Strahlung verändern. Man unterscheidet Polarisatoren, auch Polarisationsfilter genannt, die nur eine Polarisationsrichtung durchlassen und Verzögerungselemente (Phasenschieber, Konverter), welche die Polarisationseigenschaft verändern, d.h. elliptisch polarisiertes Licht in linear polarisiertes Licht umwandeln und umgekehrt.

2.1.1 Polarisatoren

Es gibt verschiedene Arten von Polarisatoren. Die genauesten und effektivsten basieren auf dem Prinzip der Doppelbrechung. In einem doppelbrechenden Material ist der Brechungsindex von der Richtung der Polarisation abhängig. Damit kann man zwei senkrecht aufeinander stehende Polarisationsrichtungen räumlich voneinander trennen (Abb. 2). Doppelbrechung tritt in verschiedenen Kristallen auf Grund deren besonderer innerer Struktur auf. Ausserdem kann Doppelbrechung durch mechanische Spannung in amorphen Materialien,

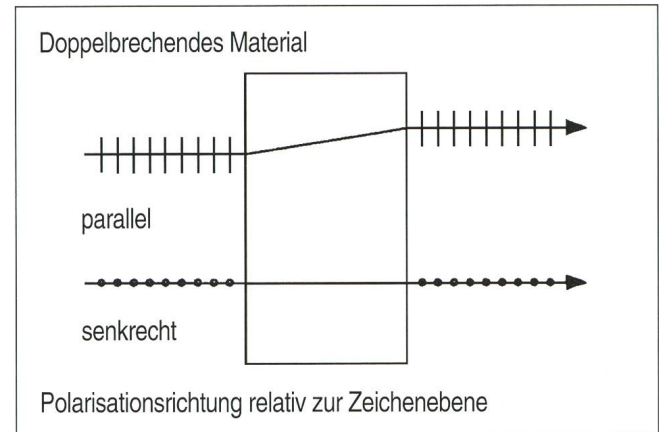


Abb. 2: Räumliche Trennung von senkrecht zueinander polarisierten Lichtstrahlen durch ein doppelbrechendes Material.

wie z.B. Glas erzeugt werden. Der am häufigsten für Polarisatoren verwendete doppelbrechende Kristall ist Kalkspat. Ein anderer weitverbreiteter Polarisator typ benutzt die anisotrope optische Absorption gewisser Materialien, den sogenannten Dichroismus, der auf der unterschiedlich starken Absorption in verschiedenen Polarisationsrichtungen beruht. Ein bekannter dichroischer Polarisator ist das von E. Land (1928) entwickelte Polaroid, das aus einer dünnen Schicht parallel ausgerichteter nadelartiger Kristalle besteht, die in einer Plastikschicht eingebettet sind.

Die Durchlassrichtung eines idealen Polarisators ist so definiert, dass von einer Lichtwelle, deren elektrischer Feldvektor **E** mit dieser Richtung den Winkel α einschliesst, die Intensität

$$I(\alpha) = I \cos^2(\alpha)$$

durchgelassen wird, wobei *I* die ursprüngliche Intensität ist. Diese Winkelabhängigkeit wird als Gesetz von Malus (1808) bezeichnet. In Durchlassrichtung wird die polarisierte Welle ungeschwächt durchgelassen, während sie in der dazu senkrechten Richtung vollständig absorbiert wird. Bei einem realen

Polarisator ist die Abschwächung nicht vollständig und auch in Durchlassrichtung wird bereits ein Bruchteil des Licht absorbiert. Das Gesetz von Malus lässt sich leicht durch die Vektornatur des Lichts erklären. Es wird nämlich nur die Komponente $E(\alpha) = E \cos(\alpha)$ des \mathbf{E} -Vektors durchgelassen und da I proportional zu E^2 ist, folgt daraus bereits alles (Abb. 3).

2.1.2 Verzögerungselemente

In doppelbrechenden Materialien ist, wie schon oben erwähnt, der Brechungsindex von der Polarisationsrichtung abhängig. Dies hat eine unterschiedliche Laufzeit und damit eine Phasenverschiebung der beiden orthogonalen Komponenten eines einfallenden polarisierten Lichtstrahls zur Folge. Mit einem solchen Verzögerungselement kann man die Polarisations-eigenschaften des Lichts beeinflussen. Dies soll an zwei Beispielen erläutert werden:

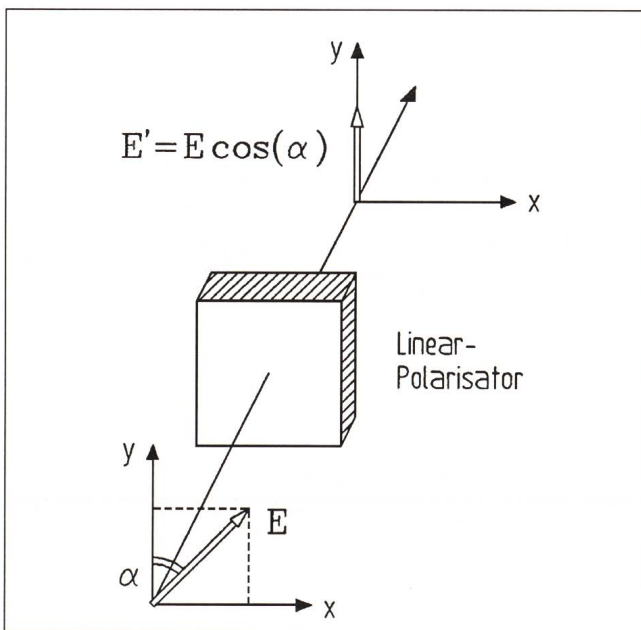


Abb. 3: Ein Linearpolarisator lässt nur die in seine Durchlassrichtung fallende Komponente des einfallenden linear polarisierten Lichts durch.

- a) Das einfallende Licht sei unter 45° linear polarisiert, mit den Komponenten

$$E_x = E_y = \frac{E}{\sqrt{2}} \cos(\omega t).$$

Die Dicke und die Orientierung des Verzögerungselementes wird so gewählt, dass die beiden Feldkomponenten nach Verlassen des Elementes genau um eine halbe Wellenlänge $\lambda/2$ gegeneinander verschoben sind, d.h. der relative Phasenunterschied 180° beträgt ($\lambda/2$ -Platte). Die Feldkomponenten nach der Platte sind

$$E'_x = E_x, \quad E'_y = \frac{E}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + \pi) = -E_y,$$

d.h. die Polarisationsrichtung wurde um 90° gedreht (Abb. 4a).

- b) Nun wird die Dicke der Platte so gewählt, dass dahinter der Gangunterschied $\lambda/4$ bzw. der relative Phasenunter-

schied 90° beträgt ($\lambda/4$ -Platte). Eine unter 45° linear polarisierte Welle hat nach Verlassen des Verzögerungselements die Komponenten

$$E'_x = E_x, \quad E'_y = \frac{E}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + \pi/2) = \frac{E}{\sqrt{2}} \sin(\omega t)$$

und ist somit zirkular polarisiert (Abb. 4b). Umgekehrt wird durch eine $\lambda/4$ -Platte eine zirkular polarisierte Welle in eine linear polarisierte umgewandelt.

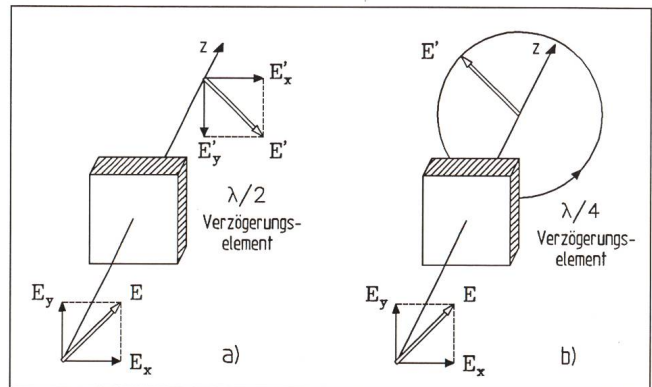


Abb. 4: Wirkung von Verzögerungselementen auf linear polarisiertes Licht. a) Drehung der Polarisationsrichtung um 90° durch eine $\lambda/2$ -Platte, b) Umwandlung in zirkular polarisiertes Licht durch eine $\lambda/4$ -Platte.

Als Verzögerungselemente verwendet man doppelbrechende Materialien, wie z.B. Glimmerplättchen oder geeignet geschnittene Quarz- oder Magnesiumfluorid-Platten. Doppelbrechung erhält man auch durch Ausrichtung elektrisch polarer Moleküle in einem transversalen elektrischen Feld (Kerr-Effekt, z.B. in Nitrobenzol), oder einem longitudinalen elektrischen Feld (Pockels-Effekt, z.B. in KDP), oder durch infolge mechanischer Verspannung erzeugte Anisotropie an sich isotroper Materialien. Da diese Art von Doppelbrechung gesteuert werden kann, lassen sich damit Polarisations- bzw. Intensitätsmodulatoren realisieren, wie im folgenden Abschnitt erklärt wird.

2.2 Polarimeter

Durch die zuvor beschriebenen optischen Komponenten kann der Polarisationszustand des Licht auf eindeutige Weise beeinflusst und folglich auch analysiert werden. Ein Polarimeter besteht aus einer Anzahl Polarisatoren und Verzögerungselementen, mit denen der Stokes-Vektor (I, Q, U, V) des einfallenden Lichts in einen neuen Stokes-Vektor (I', Q', U', V') transformiert wird. Am Ausgang des Geräts wird die Intensität I' , die von den ursprünglichen Stokes-Parametern I, Q, U und V abhängt, mit einem Photodetektor gemessen. Der Einfluss eines Polarisators oder eines Verzögerungselements auf den Stokes-Vektor kann mathematisch durch eine vierdimensionale Matrix (Müller-Matrix) dargestellt werden. Das Verhalten einer Kombination hintereinander aufgestellter Komponenten wird durch das Produkt der Matrizen der einzelnen Komponenten beschrieben. Mit diesem Formalismus wird die Berechnung der Eigenschaften komplexer optischer Geräte mit verschiedenen die Polarisation des Lichts beeinflussenden Komponenten sehr vereinfacht. Wir wollen hier nicht weiter auf dieses Verfahren eingehen und die Funktion eines Polarimeters an einem einfachen Beispiel erläutern.



Der relative Anteil

$$P = \frac{I_p}{I}$$

polarisierten Lichts an der Gesamtintensität $I=I_p + I_u$ soll bestimmt werden. Durch einen Linearpolarisator geht der Anteil

$$I' = \frac{I_u}{2} + I_p \cos^2(\alpha)$$

hindurch. Der winkelunabhängige Intensitätsanteil $I_u/2$ ist der Mittelwert der durchgelassenen unpolarisierten Komponente. Der winkelabhängige Teil wurde bereits in Kap. 2.1.1 erläutert. Wenn man den Linearpolarisator dreht und damit α variiert, ändert sich die Intensität. Man findet zwei Extremwerte:

$$I'_{min} = \frac{I_u}{2}$$

und

$$I'_{max} = \frac{I_u}{2} + I_p.$$

Daraus berechnet man

$$P = \frac{I'_{max} - I'_{min}}{I'_{max} + I'_{min}}.$$

Die Genauigkeit der Polarisationsmessung wird durch zufällige Intensitätsschwankungen begrenzt. Es gibt zwei unterschiedliche Quellen für solche Schwankungen:

- a) Bei niedriger Intensität machen sich unvermeidliche, durch die Quantennatur des Lichts verursachte statistische Fluktuationen bemerkbar. Dieses Quantenrauschen ist proportional zu \sqrt{I} und der dadurch verursachte relative Fehler lässt sich nur durch eine längere Messdauer, bzw. eine Erhöhung der Intensität (Grösse des Teleskops) herabsetzen.
- b) Durch thermische Bewegungen in der Erdatmosphäre entstehen Helligkeitsschwankungen (Szintillationen, Seeing) mit Frequenzen bis zu einigen 100 Hz. Massgebend für die erreichbare Genauigkeit der Polarisationsmessung ist die Zeit zwischen der Messung der beiden Intensitäten I'_{max} und I'_{min} im Vergleich zu der Zeit zwischen den Intensitätsschwankungen. Der messbare Unterschied zwischen I'_{max} und I'_{min} und damit die erreichbare Messgenauigkeit der Polarisation hängt von den in dieser Zeit auftretenden Helligkeitsschwankungen ab. Um die atmosphärischen Störungen auszuschalten, muss man die Frequenz der Messungen höher als die obere Grenzfrequenz der Störungen wählen. Der Linearpolarisator wirkt somit wie ein Modulator, der mit einer oberhalb der Seeing-Frequenz gewählten Modulationsfrequenz eine zur Polarisation proportionale Intensitätsmodulation erzeugt.

Moderne Polarimeter funktionieren alle nach diesem Modulationsprinzip. Der dem gemessenen photoelektrischen Signal des Detektors überlagerte, zur Modulation synchrone Wechselstromanteil wird durch elektronische Demodulation zurückgewonnen (Synchron-Demodulator oder Lock-In-Verstärker). Die Amplitude des demodulierten Signals ist proportional zur Polarisation des einfallenden Lichts (Abb. 5). Je nach Aufbau und Ausbau des Polarimeters kann damit nur ein Stokes-Parameter

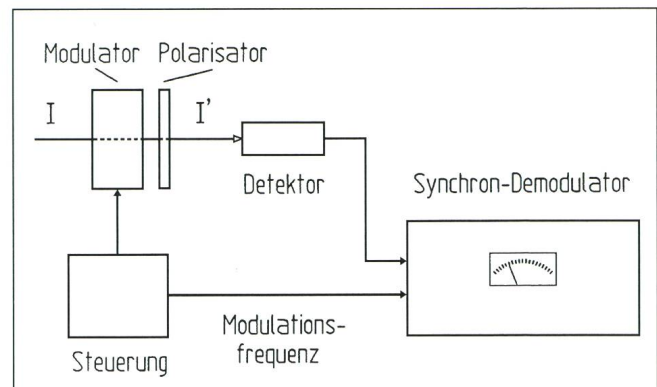


Abb. 5: Schematischer Aufbau eines einfachen Polarimeters. Die zur Polarisation des einfallenden Lichts proportionale Intensitätsmodulation wird mit einem Synchron-Demodulator gemessen.

(meistens V) oder sogar der vollständige Stokes-Vektor simultan gemessen werden. Als Modulatoren kommen elektrooptische Elemente wie Pockels- oder Kerr-Zellen und photoelastische Modulatoren, die auf dem Prinzip der Spannungsdoppelbrechung basieren, sowie rotierende Verzögerungspalten zum Einsatz. Mit derartigen Instrumenten können heute im besten Fall Polarisierungen bis hinunter zu 10^{-5} gemessen werden.

3. Quellen polarisierten Lichts in der Astronomie

Polarisierte elektromagnetische Strahlung entsteht bei einer Vielzahl physikalischer Prozesse, so bei der Reflexion (a), bei der Streuung (b), bei der Emission von Licht durch Atome, die sich in elektrischen oder magnetischen Feldern befinden (c), sowie bei der Beschleunigung geladener Teilchen (d) und beim Durchgang von Licht durch Material, das in asymmetrischer Weise auf die verschiedenen Polarisationsrichtungen wirkt (e).

Obwohl die Entdeckung polarisierten Lichts von astronomischen Quellen bereits auf den Anfang des letzten Jahrhunderts zurückgeht, ist die ausgedehnte Untersuchung der Polarisation ein verhältnismässig junges Gebiet der Astronomie. Dies ist zum einen auf die technischen Schwierigkeiten und zum anderen darauf zurückzuführen, dass die Astronomen nur eine geringe Polarisation des Lichts von den Sternen erwarten. In der modernen Astrophysik ist die Messung der Polarisation des Lichts eine wichtige Methode zur Bestimmung der Magnetfelder ganz unterschiedlicher Objekte. Von den oben genannten Prozessen, die zu einer Polarisation führen, spielen (b), (c) und (d) in der optischen Astronomie eine wichtige Rolle.

3.1 Polarisation durch Streuung

a) Rayleigh- und Thomson-Streuung

Bei der Streuung von Licht an atomaren Teilchen tritt eine charakteristische Linearpolarisation auf. Wenn das einfallende Licht unpolarisiert ist, beobachtet man, dass das unter 90° gegen die Einfallrichtung gestreute Licht linear polarisiert ist. Gegen die Vor- und Rückwärtsrichtung ist das gestreute Licht zunehmend unpolarisiert (Abb. 6). Dieser Effekt lässt sich durch die Anregung von Dipolschwingungen der streuenden Teilchen durch den elektrischen Feldvektor des einfallenden Lichts erklären. Man nennt dies *Rayleigh-Streuung*. Diese nimmt umgekehrt proportional zu λ^4 zu, d.h. blaues Licht wird



stärker gestreut als rotes. Damit lässt sich die Polarisation und die Farbe des Himmelslichts erklären. Der Himmel leuchtet blau, weil der blaue Anteil des ursprünglich weissen Sonnenlichts stärker gestreut wird. Die Polarisation ist unter 90° zur Sonne maximal. Sie kann in dieser Richtung mehr als 50% betragen.

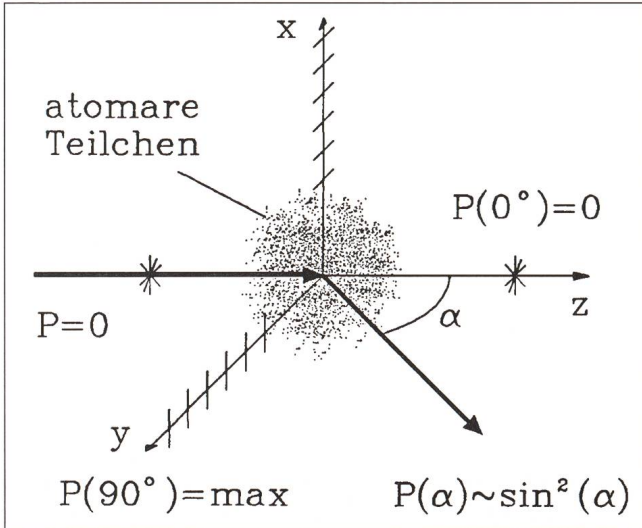


Abb. 6: Polarisation des Lichts durch Rayleigh-Streuung an atomaren Teilchen. Das von links einfallende unpolarisierte Licht wird um den Winkel α gestreut. Die Polarisation des gestreuten Lichts ist bei $\alpha = 90^\circ$ maximal und verschwindet bei $\alpha = 0^\circ$.

In der Kontinuums-Korona der Sonne wird nahezu unabhängig von der Wellenlänge eine starke Linearpolarisation bis zu 60% beobachtet. Die Richtung der Polarisation ist tangential zur Sonne. Die Stärke der Polarisation nimmt mit

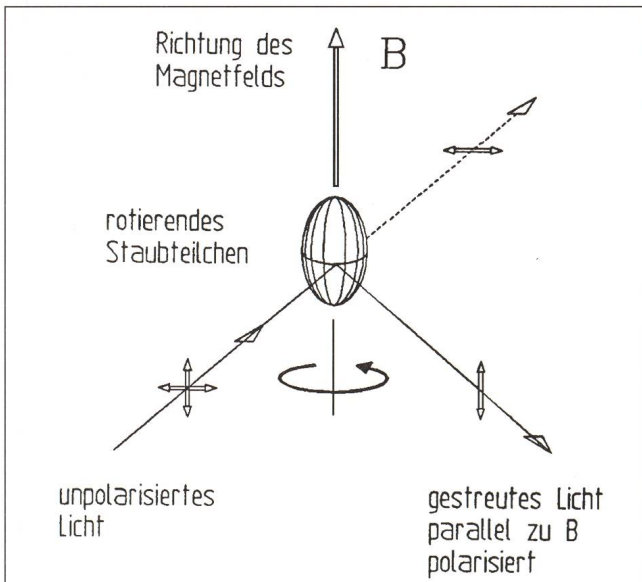


Abb. 7: Polarisation des Lichts durch Streuung an magnetischen, sphärisch asymmetrischen, rotierenden Staubteilchen, die in einem Magnetfeld ausgerichtet sind. Das einfallende Licht ist unpolarisiert, das gestreute Licht ist in Folge des länglichen Querschnitts des Staubteilchens (teilweise) linear polarisiert.

dem Winkelabstand von der Sonne zu und ist bei etwa drei Sonnenradien am grössten. Diese Linearpolarisation wird durch *Thomson-Streuung* des Sonnenlichts an freien Elektronen in der Korona erklärt. Unter 90° sollte die Polarisation 100% betragen. Dieser Wert wird jedoch durch geometrische Effekte verringert.

b) Streuung an interstellarer Materie

Im Raum zwischen den Sternen befindet sich staubförmige Materie. Dies stellt man durch eine Schwächung und Rötung des Lichts von entfernten Sternen fest (interstellare Extinktion), das an kleinen Staubteilchen im interstellaren Raum gestreut wird, deren Grösse wenigstens einige Wellenlängen des Lichts beträgt. Von G.E. Hall und W.A. Hiltner wurde erstmals eine schwache lineare Polarisation des Sternlichts beobachtet, die sich durch Streuung des Lichts an länglich geformten, rotierenden, magnetischen Staubteilchen, die im interstellaren Magnetfeld ausgerichtet sind, erklären lässt (Abb. 7). Die Polarisation kommt durch den unterschiedlichen Streuquerschnitt für parallel und senkrecht zur grossen Achse der Teilchen schwingendes Licht zustande. Der Polarisationsgrad hängt einerseits von der Beschaffenheit der Staubteilchen und andererseits von der Stärke des Magnetfelds ab. Da wenig über die Form der Staubteilchen bekannt ist, kann man hieraus keine genauen Aussagen über die Stärke des Magnetfelds gewinnen. Wohl aber kann man aus der Polarisationsrichtung etwas über den Verlauf der Magnetfelder lernen. Die Stärke der interstellaren Magnetfelder wird auf etwa 10^{-5} Gauss geschätzt (das ist ein Millionstel des Erdmagnetfelds). Die Feldlinien verlaufen näherungsweise in der Milchstrassenebene, entlang der Spiralarme. Entsprechende Beobachtungen wurden auch bei anderen Galaxien gemacht. Man nimmt an, dass die Magnetfelder eine wichtige Rolle in der Dynamik von Spiralgalaxien spielen. Zur Messung der Polarisation diffuser optischer Strahlung aus den Spiralarmen von Galaxien, wie z.B. M51 (Abb. 8) verwendet man heute CCD-Kameras mit einem Linearpolarisator, dessen Orientierung zwischen den einzelnen Aufnahmen verändert wird.

3.2 Der Zeeman-Effekt

Alle quantitativen Messungen der Magnetfelder der Sonne und einiger Sterne gehen auf den Zeeman-Effekt zurück. Im Jahre 1896 zeigte der holländische Physiker P. Zeeman, dass die Emissionslinien einer Lichtquelle, die sich in einem starken Magnetfeld befindet, in mehrere Linien aufspalten, die polarisiert sind. Aus dem Polarisationsmuster kann man die Stärke und Richtung des Magnetfelds bestimmen.

Eine vollständige Erklärung des beim Zeeman-Effekt beobachteten Linienmusters ist nur mit Hilfe der Quantenmechanik möglich. In einigen Fällen ist jedoch auch eine klassische Erklärung der Aufspaltung möglich. Man spricht dann vom normalen Zeeman-Effekt.

Ein einfaches Bild gibt bereits die Grösse der normalen Zeeman-Aufspaltung richtig wieder (Abb. 9): Ein Elektron, welches einen Atomkern umkreist, erzeugt einen Kreisstrom mit einem magnetischen Dipolmoment M . Dieses präzessiert wie ein Kreisel unter dem Einfluss eines äusseren Magnetfelds B mit einer Winkelgeschwindigkeit $\omega_L = MB/J$ (Larmor-Frequenz), wobei J der Betrag des Drehimpulses des Kreisstroms ist.

Das Verhältnis M/J kann man klassisch berechnen. Es ergibt sich

$$\omega_L = \frac{e}{2mc} B.$$



Die Präzessionsfrequenz ω_L überlagert sich der Frequenz ω der ungestörten Elektronenkreisbewegung. Man erhält so drei mögliche Frequenzen: ω , $\omega + \omega_L$ und $\omega - \omega_L$ (Zeeman-Triplett).

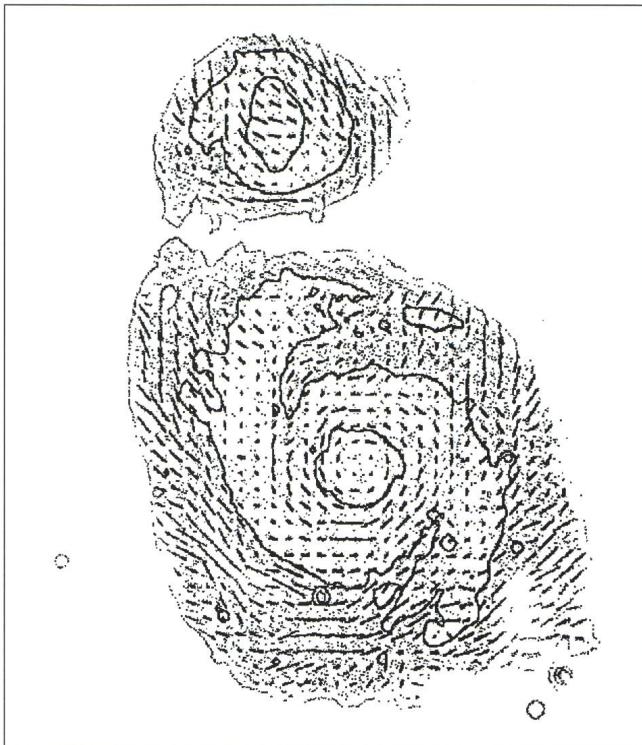


Abb. 8: Linearpolarisation des Lichts von M51 (aufgenommen von S.M. Scarrott et al, Durham/England, bearbeitet nach einer Vorlage aus Sterne und Weltraum 1989, 441).

Die Polarisationsverhältnisse im Zeeman-Triplett können ebenfalls klassisch erklärt werden. Senkrecht zum **B**-Feld beobachtet man drei linear polarisierte Linien, die beiden äusseren parallel, die mittlere senkrecht zum Feld. Dies entspricht einer linearen Schwingung des Elektrons (Dipol).

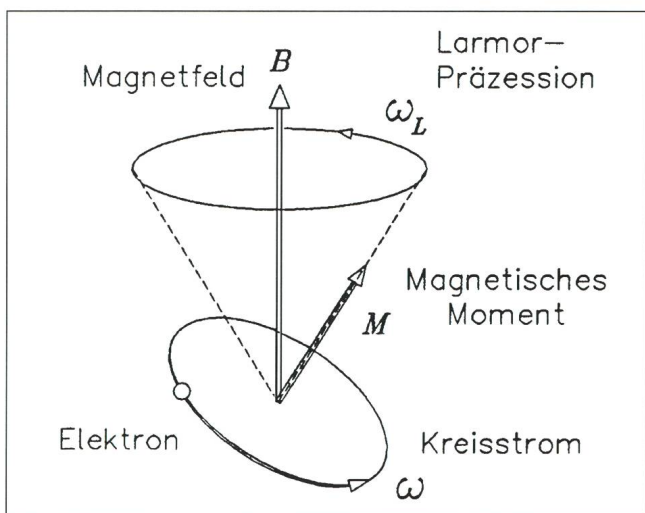


Abb. 9: Klassisches Modell für den Zeeman-Effekt. Das in einem Atom durch den Kreisstrom des Elektrons erzeugte magnetische Moment präzessiert in einem äusserem Magnetfeld.

Bei Beobachtung in Feldrichtung fehlt die mittlere Komponente und die beiden äusseren sind entgegengesetzt zirkular polarisiert. Dies entspricht einer Kreisbewegung des Elektrons. Der Frequenzabstand der beiden äusseren Komponenten beträgt $2\nu_L = 2\omega_L/2\pi$. Die entsprechende Wellenlängendifferenz ist

$$2\lambda_L = 2\nu_L \lambda^2/c \approx 10^{-11} g \lambda^2 B \text{ \AA/Gauss}$$

Der sogenannten Landé-Faktor g berücksichtigt die quantenmechanische Struktur des speziellen Atoms und kann nicht klassisch hergeleitet werden. g ist von der Grössenordnung 1. Für ein Feld von 30 kGauss erhält man im Sichtbaren ($\lambda = 6000 \text{ \AA}$) eine Aufspaltung $2\lambda_L = 1 \text{ \AA}$. Die Halbwertsbreite der Fraunhofer-Linien des Sonnenspektrums beträgt typisch 0.1 \AA , d.h. bei einer Feldstärke von 3 kGauss ist die Aufspaltung gleich gross wie die Linienbreite. Bei kleineren Feldstärken kann nur noch eine Verbreiterung der Linien beobachtet werden. Da jedoch, wie wir oben erwähnt haben, die beiden äusseren Zeeman-Komponenten entgegengesetzt zirkular polarisiert sind, ist es möglich, diese mit einem Trick räumlich voneinander zu trennen. Eine solche Anordnung ist der Differentialanalysator von H.D. Babcock, der aus einer $\lambda/4$ -Platte und einem polarisierenden Strahlteiler aus Kalkspat besteht (Abb. 10). Durch die $\lambda/4$ -Platte werden die beiden entgegengesetzt zirkularpolarisierten Zeeman-Komponenten in orthogonal linear polarisierte umgewandelt, die dann von dem Strahlteiler räumlich getrennt und anschliessend mit einem Spektrographen analysiert werden. Mit diesem Instrument können stellare Magnetfelder bis hinunter zu 10^{-2} Gauss bestimmt werden.

Die oben beschriebene Anordnung wurde von H.D. und H.W. Babcock für die Messung von Sonnenmagnetfeldern modifiziert. Da das Sonnenlicht eine viel grössere Intensität hat, sind damit noch **B**-Felder bis hinunter zu 10^{-4} Gauss messbar. Das Instrument besteht aus einer Pockels-Zelle als Polarisationsmodulator und einem Linearpolarisator, die vor dem Eintrittspalt des Spektrographen angeordnet sind (Abb. 11). Der Modulator wechselt mit einer Frequenz oberhalb der Seeing-Frequenz (siehe Kap.2.2) zwischen $+\lambda/4$ und $-\lambda/4$ -Verzögerung hin und her. Damit wechselt auch die Linearpolarisation der beiden nicht aufgelösten Zeeman-Komponenten zwischen zwei orthogonalen Zuständen. Am Ausgang des Spektrographen misst man mit zwei Photodetektoren die Intensität an der rechten und linken Flanke der Linie. Da der Linearpolarisator nur eine Polarisationsrichtung durchlässt, sind die Signale aus den beiden Detektoren um 180° phasenverschoben. Die Signalamplituden sind zur Eingangs-Zirkularpolarisation proportional.

3.3 Synchrotron-Strahlung

Der von der bekannten Supernova aus dem Jahre 1054 im Sternbild Stier hinterlassene, als Krebsnebel bezeichnete Überrest ist ein besonders interessantes, häufig untersuchtes astronomisches Forschungsobjekt. So ist der Krebsnebel eine starke Radio-, Röntgen- und Gammaquelle, er enthält einen 30 ms-Pulsar und emittiert, was uns hier besonders interessiert, in einigen Filamenten bis zu 70% linear polarisiertes Licht. Ein Teil des vom Krebsnebel emittierten Lichts ist Synchrotronstrahlung. Diese Strahlung entsteht, wenn sich geladene hochenergetische Teilchen in einem Magnetfeld bewegen (Abb. 12). Durch das Feld werden die Teilchen in Spiralbahnen um die Feldrichtung gezwungen (Lorentz-Kraft). Die dabei auftretende Beschleunigung hat zur Folge, dass die Teilchen



elektromagnetische Strahlung emittieren (und dabei Energie verlieren). Da die Beschleunigung umgekehrt proportional zur Teilchenmasse ist, spielen bei diesem Prozess praktisch nur die Elektronen eine Rolle. Die Synchrotronstrahlung ist bei hochrelativistischen Elektronen scharf in einem Kegel in Bewegungsrichtung gebündelt und senkrecht zu den Feldlinien polarisiert. Dies ist ein wichtiges Erkennungsmerkmal für die Synchrotronstrahlung. Je nach Feldstärke und Energie der Elektronen kann die Synchrotronstrahlung vom Radio- bis in den Röntgenbereich reichen. Die Wellenlänge der maximalen Intensität liegt bei

$$\lambda = \frac{6.5 \times 10^{13}}{BE^2} \text{ m ,}$$

dabei ist B die Feldstärke in Gauss und E die Energie der Elektronen in eV. Für $B = 1$ kGauss und $E = 1$ MeV ist $\lambda = 6.5$ cm, d.h. das Maximum des Spektrums liegt im Radiobereich. Bei derselben Feldstärke und $E = 400$ MeV ist $\lambda = 400$

nm. Bei hochenergetischen Elektronen und starken Magnetfeldern liegt das Spektrum also im Sichtbaren. Das Licht des Krebsnebels erscheint blau-weiss. Dies lässt auf eine hochenergetische Elektronenquelle verbunden mit einem starken Magnetfeld im Innern des Nebels schliessen. Aus einer Vielzahl von Untersuchungen, vorallem im Radiobereich ist folgendes Modell hervorgegangen. Im Innern des Krebsnebels befindet sich als Überrest der Supernova ein schnell rotierender Neutronenstern. Dessen starkes mitrotierendes Magnetfeld dient als Beschleunigungsfeld für relativistische Elektronen. Da das Magnetfeld nicht mit der Rotationsachse des Neutronensterns übereinstimmt und der Emissionskegel der Synchrotronstrahlung geometrisch mit dem Magnetfeld verbunden ist, sehen wir einen Strahlungspuls genau dann, wenn der Emissionskegel uns überstreift. Die im Magnetfeld des Pulsars beschleunigten hochenergetischen Elektronen treffen auf Magnetfelder in der Hülle und erzeugen dort die beobachtete blau-weiße stark linear polarisierte Synchrotronstrahlung (Abb. 13).

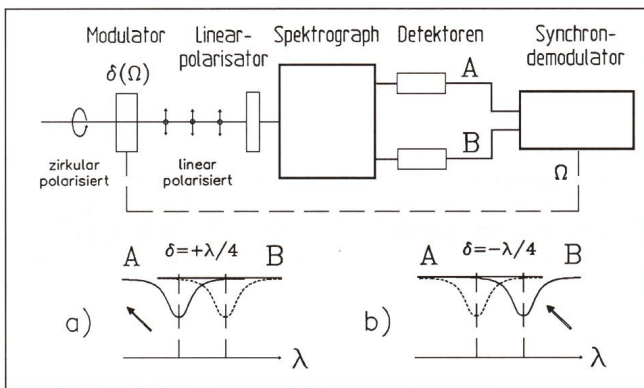


Abb. 10: Mit dem Differentialanalysator von H.D. Babcock können die entgegengesetzt zirkular polarisierten Zeeman-Komponente des Lichts getrennt werden.

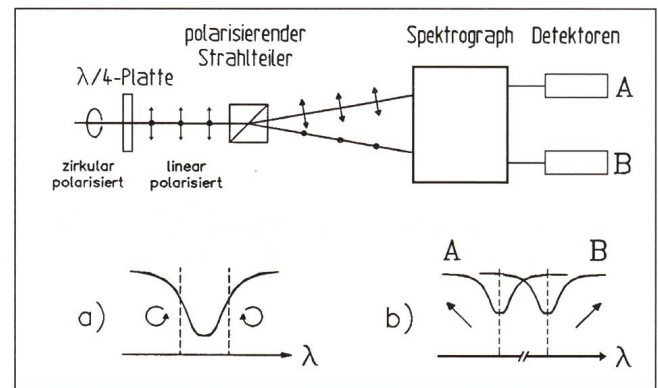


Abb. 11: Polarimeter für die Sonnenbeobachtung von H.D. und H.W. Babcock. Die entgegengesetzt zirkular polarisierten Zeeman-Komponenten werden von zwei Detektoren als um 180° phasenverschobene Signale erfasst und mit einem Synchron-Demodulator gemessen.

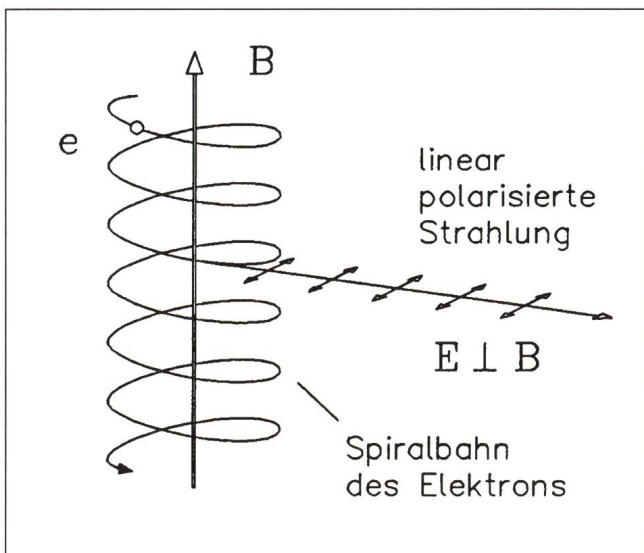


Abb. 12: Entstehung polarisierter Synchrotronstrahlung bei Bewegung eines hochenergetischen geladenen Teilchens in einem Magnetfeld.

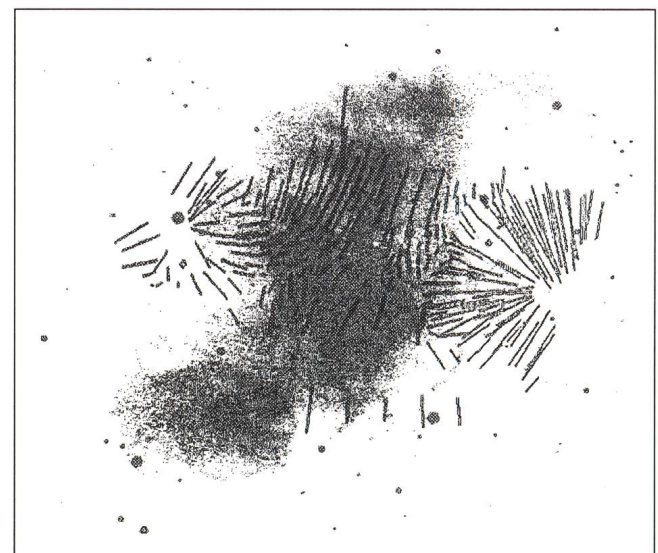


Abb. 13: Linear polarisiertes Licht vom Krebsnebel. Das Magnetfeld steht senkrecht auf der eingezeichneten Polarisationsrichtung (bearbeitet nach einer Vorlage von W.A. Hiltner, Ap.J. 125, 1957, 300)