

Die Polarisation des Lichtes der Sterne

Autor(en): **Müller, Helmut**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Orion : Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft**

Band (Jahr): - **(1952)**

Heft 37

PDF erstellt am: **24.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-900541>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

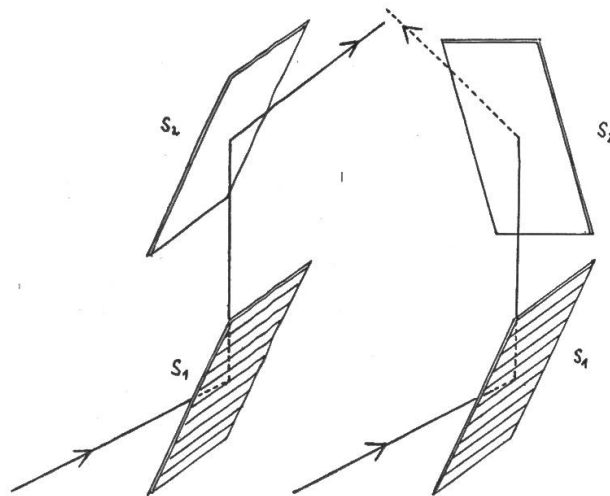
Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Die Polarisation des Lichtes der Sterne

Von Dr. HELMUT MÜLLER, Zürich

Während die Wellennatur des Lichtes durch die mannigfaltigsten Interferenzversuche klargestellt werden konnte, bei denen man das Licht von kohärenten punktförmigen Lichtquellen über verschieden lange Wege leitete, so dass es sich dann je nach der Phase der interferierenden Wellen verstärkte oder auslöschte, war damit aber noch keineswegs erwiesen, ob es sich bei den Lichtwellen um longitudinale oder um transversale Wellen handelte, d. h. ob die Schwingungen in der Fortpflanzungsrichtung erfolgten, wie beispielsweise bei den Schallwellen, oder senkrecht dazu. Die Entscheidung dieser Frage brachten erst die Polarisationserscheinungen. Als Beispiel dafür kann man folgenden einfachen Versuch anstellen.

Abb. 1



Polarisation des Lichtes durch Reflexion

links	rechts
Reflexionsebenen parallel, austretender Strahl maximale Lichtstärke	Reflexionsebenen senkrecht zueinander, austretender Strahl minimale Lichtstärke

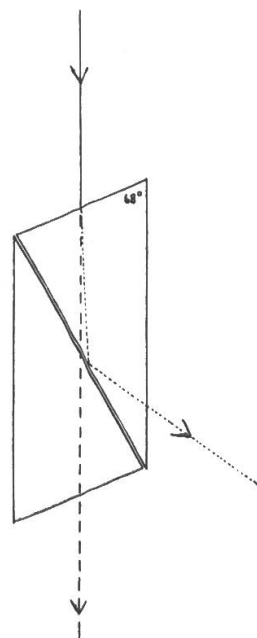
Man lässt ein schmales Lichtstrahlenbündel hintereinander an zwei Glasspiegeln reflektieren; dreht man nun den zweiten Spiegel um den einfallenden Strahl als Achse, so findet man, dass der reflektierte Strahl je nach der Stellung des zweiten Spiegels eine ganz verschiedene Intensität hat. Sind die beiden Spiegel so zueinander orientiert, dass die Reflexionsebenen, also die Ebenen, in der der

einfallende und der reflektierte Strahl jeweils liegen, bei beiden Reflexionen zueinander parallel sind, so hat man ein Maximum der Intensität, und umgekehrt ein Minimum, wenn diese beiden Ebenen aufeinander senkrecht stehen. Ein solches Verhalten könnte man nicht verstehen, wenn es sich beim Licht um longitudinale Wellen handeln würde; denn wie sollten Teilchen, die in der Fortpflanzungsrichtung schwingen, eine Verschiedenheit senkrecht zu dieser Richtung verursachen können; es erklärt sich aber völlig zwanglos, wenn man annimmt, dass die Schwingungen transversal erfolgen und dass ferner durch die Reflexion bewirkt wird, dass die Teilchen nicht mehr wahllos nach allen Richtungen schwingen wie beim natürlichen Licht, sondern dass nun die Schwingungen nur noch in einer bestimmten festen Ebene erfolgen, und zwar schwingt der elektrische Vektor des Lichtes senkrecht zur Reflexionsebene, der magnetische Vektor in der Reflexionsebene, wie sich später aus der Maxwellschen elektromagnetischen Lichttheorie ergab. Diese Erscheinung nennt man nun Polarisation, und man sagt, das reflektierte Licht sei ganz oder teilweise linear polarisiert, je nachdem, ob alles Licht in der festen Ebene schwingt, wie man es bei geeigneter Wahl des Einfallswinkels erreichen kann, oder ob nur ein Teil in dieser Ebene schwingt, während der Rest sich weiter wie natürliches Licht verhält. Jedenfalls ist es dadurch verständlich, dass polarisiertes Licht durch eine abermalige Reflexion geschwächt oder gar ausgelöscht werden kann, wenn die durch die zweite Reflexion festgelegte Schwingungsebene nicht mit der Schwingungsebene des polarisierten Lichtes zusammenfällt, sondern möglicherweise sogar auf ihr senkrecht steht.

Wie durch Reflexion, so kann man eine Polarisation des Lichtes auch dadurch erreichen, dass man es durch Kristalle, speziell durch doppelbrechende Kristalle schickt, bei denen entsprechend dem kristallinen Charakter gewisse Richtungen und Ebenen ausgezeichnet sind, wodurch das Licht gezwungen wird, in bestimmten Ebenen zu schwingen, die durch die Struktur und die Orientierung des Kristalls festgelegt sind. So wird bei den doppelbrechenden Kristallen ein Lichtstrahl in zwei räumlich getrennte Strahlen zerlegt, deren Divergenz von der Art des Kristalles und vom Einfallswinkel in bezug auf die optische Achse des Kristalles abhängt, und diese beiden Strahlen erweisen sich als vollständig linear polarisiert, und ihre Schwingungsrichtungen stehen aufeinander senkrecht. Durch geeignete Massnahmen kann man auch den einen dieser beiden Strahlen zum Verschwinden bringen, so dass nur ein einziger Strahl völlig linear polarisierten Lichtes übrig bleibt. Zu diesem Zweck kittet man z. B. bei den bekannten Nikolschen Prismen zwei geeignet geschnittene Kalkspatprismen mit Kanadabalsam aneinander und bewirkt damit, dass der eine der beiden Strahlen, für den der Brechungsindex grösser ist als für den andern, an der Kittschicht total reflektiert und somit unschädlich gemacht wird, während der andere noch ungestört hindurchgehen kann, weil für ihn der Winkel für die Totalreflexion infolge der geringeren Ablenkung gerade

noch nicht erreicht ist. Bei den Turmalinkristallen hingegen und den ähnlich aufgebauten Polaroidfolien macht man sich die Tatsache zu Nutze, dass der eine der beiden Strahlen in dem Kristall so stark absorbiert wird, dass wenigstens in bestimmten Wellenlängenbereichen praktisch nur noch ein Strahl hindurchkommt.

Abb. 2



Strahlengang im
Nicolschen Prisma

Bringt man nun zwei derartige Polarisatoren hintereinander in einen Lichtweg, so wird durch den ersten gemäss seiner Orientierung nur Licht einer ganz bestimmten Schwingungsrichtung durchgelassen, und ist der zweite Polarisator genau gleich orientiert, so wird das gesamte durch den ersten Polarisator gehende Licht hier ungestört durchkommen. Dreht man aber den zweiten Polarisator um 90° , so dass seine Schwingungsrichtung nun senkrecht auf der des ersten steht, so kann jetzt das vom ersten Polarisator kommende Licht nicht hindurchgelangen, und der Lichtstrahl ist völlig ausgelöscht. Man spricht im ersten Fall von parallelen Polarisatoren, im zweiten Fall von gekreuzten; in den Zwischenstellungen wird das Licht entsprechend einem Cosinusetz mehr oder weniger stark geschwächt.

Bei den Himmelskörpern liegt im allgemeinen keine Veranlassung dazu vor, dass ihr Licht polarisiert ist, ausser beim Mond und den Planeten, die im reflektierten Licht leuchten, denn jedes reflektierte Licht ist teilweise polarisiert, und doch kam man in neuester Zeit auf Grund von theoretischen Erwägungen zu der Vermutung, dass auch das Licht gewisser Fixsterne teilweise polarisiert sein müsse, und zwar handelt es sich um Sterne der frühen Typen, also O-, B-, A-Sterne, bei denen das Licht an den freien Elektronen der ausgedehnten Atmosphären gestreut ist, und infolge dieses Streu-

prozesses sollte man eine nach dem Rande des Sternes hin zunehmende Polarisation erwarten, die am Rande selbst den Betrag von etwa 12 % erreicht. Nun kann man ja allerdings im allgemeinen den Rand eines punktförmigen Sternes nicht explizit beobachten, ausser in einem ganz besonderen Fall, wenn wir nämlich einen Bedeckungsveränderlichen haben, und zwar ein solches Doppelsternpaar, wo ein Stern vom frühen Typ durch einen grossen und möglichst lichtschwachen Begleiter bedeckt wird; dann wird man kurz vor oder nach der totalen Bedeckung im wesentlichen Licht von den Randpartien des Hauptsternes bekommen. Allerdings wird dabei auch noch das Licht des bedeckenden Begleiters wirksam sein, der aus diesem Grunde möglichst schwach im Verhältnis zum Hauptstern sein sollte, aber auch im günstigsten Fall wird der Polarisationsgrad des insgesamt empfangenen Lichtes dadurch herabgesetzt werden, so dass man im ganzen nur noch mit wenigen Prozenten Polarisation rechnen kann.

Einen ersten Versuch, eine solche Polarisation bei einem Stern nachzuweisen, machte in den Jahren 1946 und 1947 W. A. Hiltner am Yerkes und am McDonald Observatorium. Als ganz besonders geeignet für diese Untersuchung hatte er sich das Sternpaar RY Persei ausgewählt, bei dem ein B-Stern von einem F-Riesen bedeckt wird, der im Verhältnis zum Hauptstern sehr lichtschwach ist, denn das Minimum der Lichtkurve liegt um 2.0 Grössenklassen tiefer als das Maximum. Die Versuchsanordnung war dabei denkbar einfach. Kurz vor dem Fokus des grossen Yerkes-Refraktors war ein doppelbrechendes Kalkspatprisma angebracht, durch das auf der photographischen Platte im Fokus dicht nebeneinander zwei Bilder des Sternes erzeugt wurden. Ist das Licht des Sternes unpolarisiert, so müssen beide Bilder bei jeder Stellung des Prismas stets gleich hell sein, ist es aber auch nur teilweise polarisiert, so muss gemäss unseren früheren Ueberlegungen die Helligkeit beider Bilder variieren, wenn man das Prisma dreht, also die Lage der Schwingungsebenen, die durch das Prisma gegeben sind, ändert. Entsprechend dem geringen Grad der zu erwartenden Polarisation ist dieser Helligkeitsunterschied allerdings nur klein, und wenn auch diese ersten Beobachtungsreihen eine gewisse geringe Polarisation erkennen liessen, wobei sich der Polarisationsgrad im Verlauf der Bedeckung des B-Sternes etwa dergestalt änderte, wie man es theoretisch erwarten konnte, so war doch die Streuung der Messungen verhältnismässig gross, und die Beträge lagen so an der Grenze der Beobachtungsgenauigkeit, dass die gewonnenen Resultate nicht völlig überzeugend wirken.

Es wurde jedenfalls damit klar, dass man weitere Fortschritte nur durch eine wesentliche Steigerung der Beobachtungsgenauigkeit erreichen konnte, und das ist nur dadurch möglich, dass man photoelektrische Methoden einführt. Es bieten sich da nun allgemein zwei verschiedene Möglichkeiten. Bei der einen Methode bringt man einfach im Lichtweg vor der Photozelle irgendeinen Polarisator an, durch den nur Licht einer ganz bestimmten Schwin-

gungsrichtung durchgelassen wird, und misst nun den entstehenden Photostrom bei verschiedenen Stellungen des Polarisators, den man sukzessive immer um gewisse Beträge dreht. Ist das einfallende Licht völlig unpolarisiert, so wird bei jeder Stellung des Polarisators stets die gleiche Lichtmenge hindurchgelangen, ist es aber auch nur teilweise polarisiert, so wird die durchgelassene Lichtmenge bei verschiedenen Stellungen des Polarisators verschieden sein, und trägt man nun die gemessene Stromstärke oder Spannung als Ordinate zu dem Drehwinkel des Polarisators von irgendeiner Anfangsstellung aus gezählt als Abszisse an, so erhält man eine sinusartige Kurve, aus der man direkt den Grad der Polarisation, wie auch die Schwingungsrichtung des einfallenden Lichtes entnehmen kann. Bei der andern Methode ist die Anordnung genau die gleiche, aber man dreht den Polarisator nicht sukzessive um bestimmte Beträge, sondern man lässt ihn ziemlich rasch rotieren. Beim Einfall von polarisiertem Licht wird durch die demzufolge periodisch wechselnde Lichtintensität in der Photozelle eine periodisch wechselnde elektrische Spannung hervorgerufen, die man durch geeignete Massnahmen in einen Wechselstrom transformieren kann, aus dessen Amplitude und Phase man dann auf den Polarisationsgrad und die Schwingungsrichtung des einfallenden Lichtes schliessen kann. Diese zweite Methode, die man sinngemäss auch die Flackermethode nennt, hat gegenüber der ersten den Vorteil, dass der Dunkelstrom der Zelle praktisch unschädlich gemacht wird, und dass man auch geringe Spuren von Polarisation noch verhältnismässig leicht entdeckt; die erste Methode zeichnet sich hingegen durch ihre Einfachheit und Uebersichtlichkeit aus, da man hier direkt den Polarisationsgrad und die Schwingungsrichtung ablesen kann.

Aus diesem Grunde hat Hiltner bei seinen weiteren Versuchen im Jahre 1948 diese direkte Methode angewandt. Er benutzte dabei als Polarisator eine Polaroidfolie, die im Wellenlängenbereich von 4200—5300 ÅE wirksam war, und als Photozelle einen Sekundärelektronenvervielfacher vom bekannten Typ IP21. Zunächst noch auf den eingangs erwähnten theoretischen Erwägungen fussend führte er seine Messungen an Bedeckungsveränderlichen durch, als er aber hier eine Polarisation fand, die unabhängig von der Phase des Bedeckungslichtwechsels war, dehnte er seine Untersuchungen auch auf andere Sterne aus, bei denen er auf Grund seiner bisherigen Ergebnisse eine Polarisation vermuten konnte, wie bei einer Gruppe stark geröteter Sterne früher Typen aus dem Perseushaufen η und χ Persei. Alles in allem waren es nur rund 20 Sterne zwischen der 6. und 12. Grösse, und die gefundenen Polarisationsgrade lagen zwischen 4 und 12 %. Besonders interessant war aber dabei der Befund, dass bei am Himmel nahe benachbarten Sternen sowohl die Lage der Schwingungsrichtung, als auch der Grad der Polarisation meist sehr ähnlich war. Es lag darum der Schluss nahe, dass man die Ursache der Polarisation nicht im Stern selbst zu suchen hatte, sondern irgendwo im interstellaren Raum. Hiltner äusserte

auf Grund dieses ersten noch ziemlich spärlichen Materials folgende Vermutungen. Da die Polarisation besonders gross in niederen galaktischen Breiten ist, und da ein positiver Farbenexzess eine notwendige, wenn auch nicht hinreichende Bedingung für die Polarisation zu sein scheint, so ist es naheliegend, die Ursache dafür in den Wolken interstellaren Staubes zu suchen, die auch diese starke galaktische Konzentration zeigen und die durch ihre selektive Absorption die Rötung des Sternlichtes bewirken. Man muss dazu nur noch die Annahme machen, dass die Teilchen, aus denen diese Wolken bestehen, nicht kugelförmig sind, wie man bisher geglaubt hatte, sondern vorwiegend länglich, und dass diese länglichen Teilchen durch irgendeine Kraft ausgerichtet sind, z. B. durch Magnetfelder, deren Vorhandensein im interstellaren Raum man auch zur Erklärung anderer Erscheinungen benötigt, oder auch durch Strömungseinflüsse. Diese staubförmige Materie ist ja nun bekanntlich nicht gleichförmig verteilt, sondern ist in zahlreichen Wolken konzentriert, und so wird das Licht eines weit entfernten Sternes auf dem Wege zu uns mehrere solche Wolken durchlaufen, wobei die verfärbende Wirkung dieser Wolken sich addieren wird, die polarisierende Wirkung aber nur, wenn die Richtung der Teilchen in sämtlichen durchlaufenen Wolken die gleiche ist, während sie sich andernfalls sogar eventuell aufheben kann, und daher ist der Farbenexzess eines Sternes wohl eine notwendige, aber keine hinreichende Bedingung für seinen Polarisationsgrad. Schliesslich ist auch noch der Beobachtungsbefund beachtenswert, dass in niederen galaktischen Breiten der elektrische Vektor des Lichtes nahezu parallel zur Milchstrassenebene schwingt, während seine Richtung in höheren Breiten eher regellos verläuft, und ferner ist der Polarisationsgrad selber anscheinend unabhängig vom Wellenlängenbereich, wenigstens zwischen 4200 und 5300 ÅE.

Diese Schlüsse, die man aus diesem ersten Material von nur 20 Sternen gezogen hatte, wurden im grossen und ganzen völlig durch eine recht umfangreiche Beobachtungsreihe bestätigt, die am Naval Observatory von J. S. Hall und A. H. Mikesell im Jahre 1949 durchgeführt worden ist. Diese Autoren verwendeten für ihre Untersuchung die zweite der vorhin erwähnten Methoden, die sogenannte Flackermethode. Als Polarisator hatten sie ein Glan-Thompson-Prisma, das ist eine Art Nikolsches Prisma mit geraden Endflächen, das sich dadurch auszeichnet, dass es über einen sehr grossen Wellenlängenbereich hin wirksam ist, und als photoelektrischen Empfänger genau wie Hiltner einen Sekundärelektronenvervielfacher vom Typ 1P21. Das Glan-Thompson-Prisma liessen sie mittelst eines Synchronmotors mit 15 Umdrehungen in der Sekunde rotieren, so dass bei Einfall von polarisiertem Licht ein Flacker-effekt von 30 Schwankungen in der Sekunde entstand, der entsprechend in der Photozelle einen Wechselstrom von 30 Perioden erzeugte. Durch eine besondere Anordnung wurde dann noch erreicht, dass dieser Wechselstrom sich selbsttätig in einer Zeitspanne von 2 Minuten auf einem Registrierblatt aufzeichnete, aus dem man

dann Phase und Amplitude direkt entnehmen konnte. Um nun wiederum aus der Phase und Amplitude des Wechselstroms auf die Schwingungsrichtung und den Polarisationsgrad des einfallenden Lichtes schliessen zu können, war vorgesehen, dass man nach Bedarf eine geneigte planparallele Platte in den Lichtweg einführte, durch die künstlich eine schwache Polarisation erzeugt wurde, die man aus dem Neigungswinkel und dem Brechungsindex der Platte theoretisch berechnen konnte. Als Lichtquelle für diese Eichaufnahme benutzte man dabei stets den gleichen Stern, von dem man den Polarisationsgrad mass, nur sorgte man in diesem Fall dafür, dass dann sein Licht durch Zwischenschaltung eines Depolarisators vom Lyotschen Typ erst vollständig depolarisiert wurde. Ein derartiger Depolarisator besteht aus zwei planparallelen Quarzplatten von 1 mm und 2 mm Dicke, die beide parallel zu den optischen Achsen des Kristalls geschnitten sind und die so gegeneinander orientiert sind, dass ihre Schwingungsrichtungen einen Winkel von 45° bilden, und diese Anordnung erweist sich als ausserordentlich wirkungsvoll auch bei sehr stark polarisiertem Licht. Man registrierte also zuerst die Wechselstromkurve des ausgewählten Sternes, wobei man durch eine genügend kleine Blende dafür sorgte, dass auch nur Licht dieses einen Sternes mit nur wenig umgebendem Himmels-hintergrund auf den Polarisator gelangte, und dann registrierte man die Kurve, die sich ergab, wenn man den Depolarisator und die geneigte planparallele Platte in den Lichtweg einführte, wobei der Neigungswinkel der Platte bekannt sein musste. Aus dem Vergleich beider Kurven konnte man dann mühelos Polarisationsgrad und Schwingungsrichtung des Sternlichtes bestimmen. Bestand schliesslich noch begründeter Verdacht, dass auch das Licht des Himmels-hintergrundes, das noch durch die Blende gelangte, polarisiert sei und damit die Ergebnisse verfälschen könnte, wie z. B. bei Erhellung des Himmels durch das polarisierte Mondlicht, so wurde noch eine weitere Registrierkurve von einem Stück Himmels-hintergrund in unmittelbarer Nachbarschaft des Sternes aufgenommen und je nachdem eine entsprechende Korrektur an den Messungen des Sternes angebracht. Da man die Eichaufnahme immer mit dem gleichen Stern machte, dessen Polarisation man gerade mass, so brauchte man das Fernrohr verhältnismässig wenig zu verstellen und konnte auf diese Weise etwa 4—5 Sterne in der Stunde beobachten und ungefähr halb soviel, wenn auch noch der Himmelsgrund mitgemessen werden musste.

Nach dieser Methode führten nun Hall und Mikesell im Jahre 1949 1314 Messungen an 551 ausgesuchten Sternen bis zur 9. Grösse durch, und zwar waren es fast ausschliesslich B-Sterne, die einen Farbenexzess von mehr als 0.14 Grössenklassen aufwiesen, so dass man mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit erwarten konnte, dass ihr Licht polarisiert sei. Da die einzelnen Sterne wiederholt in verschiedenen Nächten beobachtet wurden, lagen doch im Durchschnitt von jedem Stern 2—3 Messungen vor, so konnte man daran die innere Genauigkeit der Messungen prüfen. Für den wahrschein-

lichen Fehler der prozentualen Polarisation ergab sich etwa 0.1 % für schwach polarisierte Sterne, und dieser Fehler wuchs bis auf etwa 0.3 % an für Sterne, deren Polarisationsgrad grösser als 2 % war. Der wahrscheinliche Fehler des Positionswinkels der Schwingungsrichtung ist schwieriger anzugeben, weil er natürlich stark vom Grad der Polarisation selber abhängt; er ist für Polarisationen über 1 % etwa 5 Grad, während für Polarisationen kleiner als 0.4 % die Festlegung der Schwingungsrichtung praktisch illusorisch wird. Die Beträge der Polarisation selbst gingen im übrigen bis zu 7 %.

Wie schon erwähnt war, bestätigen die Ergebnisse aus diesem so umfangreichen Material im wesentlichen die schon von Hiltner gewonnenen Resultate. Auch hier zeigt sich wieder das starke Anwachsen des Polarisationsgrades mit Annäherung an die galaktische Ebene, und während die Schwingungsrichtung des elektrischen Lichtvektors in höheren galaktischen Breiten nach dem Gesetz des Zufalls verteilt zu sein scheint, kann man in niederen Breiten deutlich erkennen, dass der elektrische Vektor nahe parallel zur galaktischen Ebene liegt. Ganz besonders stark ausgeprägt ist diese Erscheinung in der Gegend des Perseus um 105 Grad Länge, wo alle diese Vektoren fast streng parallel zueinander und zur Milchstrassenebene verlaufen, während sich ausnahmsweise eine mehr zufällige Verteilung auch in niederen Breiten bei den Längen um 40 Grad im Cygnus und um 340 Grad im Sagittarius zeigt, wo gleichzeitig auch die Polarisationsgrade selber wesentlich geringer sind. Man muss annehmen, dass wir in diesen beiden Gegenden den schon vorher erörterten Fall vor uns haben, dass hier mehrere Wolken hintereinander gelagert sind, deren Teilchen aber jeweils anders gerichtet sind, so dass sich die polarisierende Wirkung zum Teil wieder aufhebt, wenn das Licht eines sehr fernen Sternes auf dem Wege zu uns eine Anzahl solcher Wolken durchläuft. Mit diesem Bild steht auch noch folgender Beobachtungsbefund im Einklang, dass gerade in diesen Gegenden des Himmels die interstellaren Linien eine komplexe Struktur haben, was besagt, dass mehrere derartige Gaswolken, durch die diese Linien erzeugt werden, hintereinander liegen, wobei diese verschiedenen Wolken auch noch stark verschiedene Radialgeschwindigkeiten haben. In der Gegend des Perseus dagegen sind die interstellaren Linien einfach. Auch die Beobachtung der Radiowellen aus dem Kosmos zeigt gerade in den genannten Gebieten Besonderheiten; man findet nämlich Maxima des kosmischen Rauschens in der Gegend vom Cygnus und vom Sagittarius, in der Gegend des Perseus hingegen ein Minimum, und man deutet diesen Befund so, dass das galaktische Rauschen als ein Mass für die Menge der zwischen uns und dem Rand der Milchstrasse liegende Materie aufzufassen ist, und diese Menge ist besonders gross in der Richtung zum Milchstrassenzentrum, die mit der Richtung zum Sagittarius übereinstimmt, und in der Richtung zum Cygnus, wo wir längs eines Spiralarmes blicken; und wo viele Materie sich befindet, da sind auch viele kosmische Staubwolken, und die Chance ist gross, dass die Lichtstrahlen auf dem

Wege zu uns viele Wolken mit verschiedener Teilchenrichtung durchsetzen. Interessant sind auch noch die Beziehungen zwischen dem Polarisationsgrad einerseits und den Farbenexzessen oder den Äquivalentbreiten verschiedener interstellarer Linien andererseits. Es ist stets eine Korrelation vorhanden, aber die Streuung ist meist ziemlich beträchtlich, wie ja auch nach unsern Ueberlegungen zu erwarten ist, da Gaswolken und Staubwolken nicht unbedingt identisch sein müssen. Die geringste Streuung findet sich bei den beiden sehr breiten interstellaren Linien bei 4430 ÅE und bei 6284 ÅE, und das bestätigt die Vermutung, dass diese beiden interstellaren Linien durch Moleküle oder durch den kosmischen Staub selber verursacht sind, dass sie also ihren Ursprung in den gleichen Wolken haben, die auch die Polarisation hervorrufen.

In neuester Zeit ist noch eine weitere sehr umfangreiche Messreihe über Polarisationen von Sternen von Hiltner durchgeführt worden. Es sind insgesamt 841 Sterne, die auch alle wieder mehrfach durchgemessen wurden, und Hiltner benutzte wieder, wie bei seinen ersten Versuchen, die erste Methode mit dem festen Polarisator. Die Reihen von Hall und Mikesell einerseits und Hiltner andererseits haben 228 Sterne gemeinsam, und das Befriedigende ist, dass der Vergleich dieser beiden Reihen, die mit verschiedenen Instrumenten und nach verschiedenen Methoden gewonnen wurden, gute Uebereinstimmung ergibt, so dass die daraus erhaltenen Resultate ein hohes Mass von Zutrauen verdienen. Dementsprechend stimmen auch die Ergebnisse beider Arbeiten sehr gut miteinander überein.

Wenn wir nun zum Abschluss noch einmal ganz kurz auf die Ursachen eingehen, die dieses Ausrichten der länglichen Staubpartikel bewirken könnten, so finden wir hier im wesentlichen zwei verschiedene Anschauungen vertreten. Nach der ersten Ansicht sind interstellare Magnetfelder für das Ausrichten verantwortlich, und diese Deutung ist verhältnismässig naheliegend, weil man auch aus anderen Gründen an die Existenz solcher interstellaren Magnetfelder glaubt; so benötigt man sie auch, um die kosmische Strahlung zu erklären. Im übrigen genügen schon sehr schwache Felder von grössenordnungsmässig 10^{-6} Gauss, und man kann auch verständlich machen, dass unter dem Einfluss der Rotation der Milchstrasse auf diese Felder die elektrischen Lichtvektoren parallel zur galaktischen Ebene liegen. Die zweite Anschauung versucht, dieses Ausrichten rein dynamisch zu deuten durch Bewegungen der Wolkenpartikel relativ zum interstellaren Gas, und auch nach dieser Theorie kann man die bevorzugte Schwingungsrichtung des polarisierten Sternlichtes verstehen. Wie aber auch die endgültige Entscheidung ausfallen möge, so ist doch auf jeden Fall sicher, dass mit der Untersuchung der Polarisation des Sternlichtes ein neuer Beobachtungszweig eröffnet worden ist, der uns noch mannigfache Aufschlüsse besonders über die Zustände im interstellaren Raum zu geben verspricht.