Über die Reflexion des Lichtes an absorbierenden aktiven Körpern.

Von Privatdozent Dr. **FÖRSTERLING**-Danzig.

Im folgenden soll der Fall der Reflexion des Lichtes an absorbierenden aktiven Körpern nur in dem Falle senkrechter Inzidenz untersucht werden, und zwar soll entweder die optische Achse des einachsigen Kristalls senkrecht zur reflektierenden Fläche liegen, oder, was auf dasselbe hinauskommt, der Körper als isotrop vorausgesetzt werden. Die Behandlung dieser speziellen Frage aber auf Grund der strengen Formeln der Voigtschen Theorie, ohne die üblichen Vernachlässigungen, hat darum Interesse, weil eigenartige Beobachtungen von Herrn Giesel, O. Lehmann und F. Stumpf vorliegen. Diese Beobachtungen zeigen, daß bei senkrechter Inzidenz das reflektierte Licht für gewisse Farben zirkular polarisiert ist, auch wenn linear polarisiertes einfiel. Wir haben also die Theorie zu befragen, ob sich diese Erscheinungen durch reguläre Reflexion erklären lassen. Es wird sich zeigen, daß dies nicht möglich ist. Da es nach Herrn O. Lehmann nicht ausgeschlossen erscheint, daß die flüssige Kristallplatte nicht durchweg homogen ist, und daher in ihrem Innern Reflexionen auftreten können, so soll die Reflexion an der Grenze zweier aktiver Körper behandelt werden.

Seien X, Y, Z die Komponenten der elektrischen Feldstärke,
A, B, C „ „ „ magnetischen „
Ξ H Z „ „ „ elektrischen Polarisation,
A B Γ „ „ „ magnetischen „

so sind die Polarisationen durch die Gleichungen bestimmt:

$$\left.\begin{aligned} X &= \Theta_h\, \Xi + i\, d_h\, A \\ Y &= \Theta_h\, H + i\, d_h\, B \\ Z &= \Theta_h\, Z + i\, d_h\, \Gamma \end{aligned}\right|\quad h = 1, 2$$

und

$$\begin{aligned} A &= \Omega_h\, A - i\, d_h\, \Xi \\ B &= \Omega_h\, B - i\, d_h\, H \\ C &= \Omega_h\, \Gamma - i\, d_h\, Z \end{aligned}$$

und die Θ_1, Θ_2, Ω_1, Ω_2, d_1, d_2 sind die für den Körper charakteristischen optischen Constanten.

Als Grenzebene der zwei Körper wählen wir die X Y-Ebene. Dann verlangen die Grenzbedingungen der MAXWELLschen Theorie z. B. die Stetigkeit von A, B, Γ und X.

Lassen wir die Reflexion zunächst unter beliebigem Einfallswinkel stattfinden und wählen als Einfallsebene die X Z-Ebene, so wollen wir die einfallenden Komponenten parallel der Einfallsebene mit $E_p^{(1)}$ und $E_p^{(2)}$ (entsprechend den zwei existierenden Wellen), die senkrecht zur Einfallsebene mit $E_s^{(1)}$, $E_s^{(2)}$ bezeichnen, und entsprechend für die reflektierten $R_p^{(1)}$, $R_p^{(2)}$, $R_s^{(1)}$, $R_s^{(2)}$ und für die durchgehenden $D_p^{(1)}$, $D_p^{(2)}$, $D_s^{(1)}$ und $D_s^{(2)}$ einführen.

Die beiden Brechungsindices des ersten Mediums seien $n_1^{(1)}$ und $n_1^{(2)}$, die des zweiten $n_2^{(1)}$ und $n_2^{(2)}$; sie sind im allgemeinen komplexe Größen. Unter Hinzunahme der MAXWELLschen Gleichungen:

$$\frac{\partial \Xi}{\partial t} = \frac{\partial C}{\partial Y} - \frac{\partial B}{\partial Z}$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{\partial Y}{\partial Z} - \frac{\partial Z}{\partial Z}$$

nehmen dann die Grenzbedingungen die folgende Gestalt an:

$$\frac{1}{n_1^{(1)}} E_p^{(1)} + \frac{1}{n_1^{(2)}} E_p^{(2)} + \frac{1}{n_1^{(1)}} R_p^{(1)} + \frac{1}{n_1^{(2)}} R_p^{(2)} = \frac{1}{n_2^{(1)}} D_p^{(1)} + \frac{1}{n_2^{(2)}} D_p^{(2)}$$

$$\Omega_1'' \left\{ E_p^{(1)} + E_p^{(2)} - R^{(1)} - R_p^{(2)} \right\} - i\, d_1\, \Omega_1' \left\{ n_1^{(1)} E_s^{(1)} + n_1^{(2)} E_s^{(2)} - n_1^{(1)} R_s^{(1)} - n_1^{(2)} R_s^{(2)} \right\} = \Omega_2'' \left\{ D_p^{(1)} + D_p^{(2)} \right\} - i\, d_2\, \Omega_2' \left\{ n_2^{(1)} D_s^{(1)} + n_2^{(2)} D_s^{(2)} \right\}$$

$$\Omega_1' \left\{ E_s^{(1)} + E_s^{(2)} + R_s^{(1)} + R_s^{(2)} \right\} \Theta\; i \frac{d_1}{\Theta_1} \left\{ \frac{1}{n_1^{(1)}} E_p^{(1)} + \frac{1}{n_1^{(2)}} E^{(2)} + \frac{1}{n_1^{(1)}} R_p^{(1)} + \frac{1}{n_2^{(2)}} R_p^{(2)} \right\} = \Omega_2' \left\{ D_s^{(1)} + D_s^{(2)} \right\} + i \frac{d_2}{\Theta_2} \left\{ \frac{1}{n_2^{(1)}} D_s^{(1)} + \frac{1}{n_2^{(3)}} D_s^{(2)} \right\}$$

$$\Omega_1'\, \Theta_1 \left\{ n_1^{(1)} E_s^{(1)} + n_1^{(2)} E_s^{(2)} - n_1^{(1)} R_s^{(1)} - n_1^{(2)} R_s^{(2)} \right\} + 2\, i\, d_1 \left\{ E_p^{(1)} + E_p^{(2)} - R_p^{(1)} - R_p^{(2)} \right\} = \Omega_2'\, \Theta_2 \left\{ n_2^{(1)} D_s^{(1)} + n_2^{(2)} D_s^{(2)} \right\} + 2\, i\, d_2 \left\{ D_p^{(1)} + D^{(2)} \right\}$$

Hierin ist für den Augenblick zur Abkürzung gesetzt:

$$\Omega \left(1 - \frac{d^2}{\Theta\, \Omega} \right) = \Omega' \text{ und } \Omega \left(1 + \frac{d^2}{\Theta\, \Omega} \right) = \Omega''$$

Definiert man die oberen Indizes der Wellen durch die Festsetzungen:

$$n_h^{(1)} = \frac{\sqrt{\Theta_h\, \Omega_h} - d_h}{\Theta_h\, \Omega_h - d_h^2} \qquad n_h^{(2)} = \frac{\sqrt{\Theta_h\, \Omega_h} + d}{\Theta_h\, \Omega_h - d_h^2}$$

so hat man zu setzen:

$$\begin{array}{ll} E_p^{(1)} = -\, i\, E_s^{(1)} & E_p^{(2)} = +\, i\, E_s^{(2)} \\ R_p^{(1)} = -\, i\, R_s^{(1)} & R_p^{(2)} = +\, i\, R_s^{(2)} \\ D_p^{(1)} = -\, i\, D_s^{(1)} & D^{(2)} = +\, i\, D_s^{(2)} \end{array}$$

Wir wollen nun folgende Abkürzungen einführen:

$$E_s^{(1)} + E_s^{(2)} = E' \qquad E_s^{(1)} - E_s^{(2)} = E''$$
$$R_s^{(1)} + R_s^{(2)} = R' \qquad R_s^{(1)} - R_s^{(2)} = R''$$
$$D_s^{(1)} + D_s^{(2)} = D' \qquad D_s^{(1)} - D^{s(2)} = D''$$

Die p-Amplituden können dann aus den Grenzbedingungen eliminiert werden. Man erhält:

$$\sqrt{\Theta_1\,\Omega_1}\,E'' + d_1\,E' + \sqrt{\Theta_1\,\Omega_1}\,R'' + d_1 R' = \sqrt{\Theta_2\Omega_2}\,D'' + d_2\,D'$$

$$\sqrt{\frac{\Omega_1}{\Theta_1}}\left\{\sqrt{\Theta_1\,\Omega_1}\,E'' + d_1\,E' - \sqrt{\Theta_1\,\Omega_1}\,R'' - d_1 R'\right\} = \left\{\sqrt{\Theta_2\Omega_2}\,D'' + d_2\,D'\right\}\sqrt{\frac{\Omega_2}{\Theta_2}}$$

$$\sqrt{\frac{\Omega_1}{\Theta_1}}\left\{\sqrt{\Theta_1\,\Omega_1}\,E' + d_1\,E'' + \sqrt{\Theta_1\,\Omega_1}\,R' + d_1 R''\right\} = \left\{\sqrt{\Theta_2\Omega_2}\,D' + d_2\,D''\right\}\sqrt{\frac{\Omega_2}{\Theta_2}}$$

$$\sqrt{\Theta_1\,\Omega_1}\,E' + d_1\,E'' - \sqrt{\Theta_1\,\Omega_1}\,R' - d_1\,R'' = \sqrt{\Theta_2\Omega_2}\,D' + d_2\,D''$$

Setzt man zur Abkürzung:

$$\frac{1 - \sqrt{\dfrac{\Omega_1\,\Theta_2}{\Omega_2\,\Theta_1}}}{1 + \sqrt{\dfrac{\Omega_1 \quad 2}{\Omega_2\,\Theta_1}}} = r, \qquad \frac{d_1}{\sqrt{\Theta_1\,\Omega_1}} = \vartheta_1, \qquad 1 + \sqrt{\frac{\Omega_2\,\Theta_1}{\Omega_1\,\Theta_2}} = p,$$

so erhält man zwischen E und R die Beziehungen:

$$-\,r\left\{E'' + \vartheta_1\,E'\right\} = R'' + \vartheta_1\,R'$$
$$r\left\{E' + \vartheta_1\,E''\right\} = R' + \vartheta_1\,R''$$

Also: $$r\,[1 - \vartheta_1]\left\{E' - E''\right\} = [1 + \vartheta_1]\left\{R' + R''\right\}$$
$$r\,[1 + \vartheta_1]\left\{E' + E''\right\} = [1 - \vartheta_1]\left\{R' - R''\right\}$$

Hieraus folgt, daß nur dann das reflektierte Licht zirkular polarisiert ist, also $\quad R' = \pm R''$

ist, wenn $\quad E' = \pm E''$

gilt, also wenn das einfallende Licht zirkular polarisiert ist.

Für das durchgehende Licht gilt:

$$\frac{2}{p}\left\{\sqrt{\Omega_1\,\Theta_1}\;E'' + d_1\;E'\right\} = \sqrt{\Theta_2\,\Omega_2}\;D'' + d_2\;D'$$

$$\frac{2}{p}\left\{\sqrt{\Omega_1\,\Theta_1}\;E' + d_1\;E''\right\} = \sqrt{\Theta_2\,\Omega_2}\;D' + d_2\;D''$$

also:

$$\frac{2\left(\sqrt{\Omega_1\,\Theta_1} + d_1\right)}{p\left(\sqrt{\Omega_2\,\Theta_2} + d_2\right)}\left\{E' + E''\right\} = D' + D''$$

$$\frac{2\left(\sqrt{\Omega_1\,\Theta_1} - d_1\right)}{p\left(\sqrt{\Omega_2\,\Theta_2} - d_2\right)}\left\{E' - E''\right\} = D' - D''$$

Hieraus folgt, daß, wenn zirkulares Licht auf die Grenzfläche auffällt ($E' = \pm E''$), auch das durchgehende Licht zirkular polarisiert ist.

Jedenfalls haben wir das Resultat erhalten, daß ein aktiver Körper nicht zirkulares Licht reflektieren kann, wenn anderes als zirkular polarisiertes auffällt. Die Beobachtungen sind also nicht aus der Theorie der Reflexion ableitbar.

Ist $d_1 = o$, d. h. das erste Medium, nicht optisch aktiv, so ist

$$r\, E_s^{(2)} = R_s^{(1)} = i\, R_p^{(1)}$$
$$r\, E_s^{(1)} = R_s^{(2)} = -i\, R_p^{(2)};$$

fällt linear polarisiertes Licht ein, d. h. ist $E_s^{(1)} = + E_s^{(2)}$ (oder $E_s^{(1)} = - E_s^{(2)}$), so ist die gesamte reflektierte p-Komponente $= R_p^{(1)} + R_p^{(2)}$ immer gleich Null. Das reflektierte Licht bleibt also stets linear polarisiert, wenn eben solches einfällt, oder mit anderen Worten: zerlegt man das einfallende linear polarisierte Licht in zwei entgegengesetzt rotierende, zirkulare Schwingungen, so werden diese stets gleich stark reflektiert.

Mit diesem Ergebnis entfällt bis zu einem gewissen Grade eine gelegentlich hervorgehobene Schwierigkeit bei der Anwendung des KIRCHHOFFschen Satzes auf aktive Körper. Man kann zeigen, daß man ihn nur dann auf die beiden einzelnen zirkularen Wellen, die sich in einem aktiven Körper fortpflanzen, anwenden darf, wenn beide gleich stark reflektiert werden. Wir haben gezeigt, daß bei senkrechter Inzidenz dies nach dem VOIGTschen Ansatz stets der Fall ist. —

Der VOIGTsche Ansatz für die Lichtfortpflanzung in aktiven Körpern stellt also die eingangs erwähnten Beobachtungen nicht dar. Eine etwas nähere Betrachtung zeigt indes, daß es sich nicht um ein Versagen des speziellen Ansatzes handelt, sondern daß die Auffassung der erwähnten Beobachtungen als regelmäßig reflektiertes Licht allein aus Symmetriegründen auf Schwierigkeiten stößt.

Um etwas weiter Aufschluß über das reflektierte Licht zu gewinnen, habe ich mit Herrn STUMPF zusammen den Versuch gemacht, zu entscheiden, ob das reflektierte Licht vorwiegend von einer der beiden zirkularen Wellen herrührt, welche sich im Kristall fortpflanzen. Wir ließen also zirkulares Licht auf den Kristall senkrecht auffallen. Nach dem ersten Satz dieser Seite pflanzt sich dann nur eine Welle im Kristall fort. Dann beobachteten wir das reflektierte Licht. Man sah sogleich, daß wesentlich mehr (zirkular polarisiertes) Licht reflektiert wurde, wenn die stark absorbierte Welle auffiel. Man hat also anzunehmen, daß das reflektierte zirkulare Licht mit der stärker absorbierten Welle im Kristall zusammenhängt und nur durch deren Zustandekommen verursacht wird. Nach den Beobachtungen von Herren O. LEHMANN und GIESEL, die ich mit Herrn STUMPF bei dieser Gelegenheit bestätigen konnte, hat dann aber das reflektierte Licht denselben Rotationssinn wie das einfallende.

Denkt man sich nun die auffallende zirkulare Schwingung in zwei zueinander senkrechte Komponenten zerlegt, so können diese, da beide gleichwertig sind, keinen Gangunterschied bei der Reflexion erhalten. Da andererseits die Normalen der einfallenden und reflektierten Welle in entgegengesetzter Richtung weisen, so hat in bezug auf die Wellennormale die reflektierte Welle den entgegengesetzten Rotationssinn wie die einfallende. Sie hätte also denselben Umlaufsinn wie die nichtabsorbierte. Dies widerspricht den eben genannten Experimenten, nach denen die reflektierte Welle den entgegengesetzten Rotationssinn aufweist wie die durchgehende.

(Ebenso würde folgende naheliegende Vorstellung zu einem falschen Rotationssinn führen: Man könnte annehmen, daß im Innern des Kristalls diffuse Reflexion vorkommt, bei denen das Licht zugleich depolarisiert wird. Parallel der Achse wird dann eine zirkulare Welle durch Absorption vernichtet, die andere tritt aus dem Kristall heraus und gelangt zur Beobachtung.)