Werk

Titel: Elektrodynamik. Optik

Ort: Berlin

Jahr: 1954

PURL: https://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?245319514_0051|log91

Kontakt/Contact

Digizeitschriften e.V.
SUB Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen

info@digizeitschriften.de

Wärme bei konstantem Druck, λ = Wärmeleitfähigkeit, T = Temperatur) beschreibt die Wärmeleitung in einem isobaren und stationären Geschwindigkeitsfeld $\mathfrak{w}$. Sie wird auf eine zur x-Achse parallele Konvektionsströmung im Halbraum $y \geq 0$ mit dem Geschwindigkeitsprofil $w_x = (\tau/\varrho\,\nu)\,y$ (τ = Wandschubspannung, ν = kinetische Zähigkeit) angewandt, wenn in der (x, z)-Ebene von $x = 0$ bis $x = +\infty$ die Wand $y = 0$ gleichmäßig geheizt wird. Die Berechnung der Temperatur im Gas läßt sich auf die Lösung der Differentialgleichung $\partial^2 T/\partial\xi^2 + \partial^2 T/\partial\eta^2 = \eta\,\partial T/\partial\xi$ mit den Randbedingungen $T = 0$ für $\eta \to \infty$, ξ beliebig und $T = T(\xi, 0)$ für $\eta = 0$ zurückführen. Die Lösung wird als Fourier-Integral dargestellt und für verschiedene Fälle genähert berechnet, so 1) $T(\xi, 0) = 0$ für $\xi < 0$, $= 1$ für $\xi > 0$ und 2. $T(\xi, 0) = 1$ für $\xi > 0$, während $T(\xi, 0)$ für $\xi < 0$ auf einer vorgegebenen Strecke praktisch auf Null abfällt; diese Strecke ist verfügbar und kann so gewählt werden, daß die Übereinstimmung mit den Meßergebnissen möglichst günstig wird. Aus der Lösung für die geheizte Halbebene läßt sich ohne weiteres die Lösung für das geheizte Band ermitteln. Die Reibungswärme und die Temperaturabhängigkeit der Stoffkonstanten (Wärmeleitfähigkeit usw.) bleiben unberücksichtigt.

J. Meixner.

Karush, W. and A. V. Martin: Thermal contraction of a split hollow cylinder. J. appl. Phys. **24**, 1427—1431 (1953).

Elektrodynamik. Optik:

Melvin, M. Avramy: The new classical electrodynamics. Nature **171**, 890—892 (1953).

Bemerkungen zu Arbeiten von Dirac (dies. Zbl. **43**, 428; **48**, 204). *G. Höhler.*

Hinteregger, H.: Induktionserscheinungen bei Materiebewegung in primären Magnetfeldern und ihre experimentellen Anwendungsmöglichkeiten. III. Theoretische Grundlagen für die Erfassung der allgemeinen Fälle. Acta phys. Austr. **7**, 337—354 (1953).

Stöhr, Alfred: Über gewisse nicht notwendig lineare $(n + 1)$-Pole. Arch. elektr. Übertragung **7**, 546—548 (1953).

L'A. généralise quelques propriétés des $(n+1)$-pôles linéaires aux $(n+1)$-pôles non linéaires qui vérifient la condition de symétrie de la matiice des dérivées $\partial(\varphi_k - \varphi_0)/\partial i_l$ des différences de potentiel entre la borne générique d'indice k et une borne fixe d'indice 0, par rapport à l'intensité dans la borne générique d'indice l. En particulier, il montre le caractère canonique (au sens de la Mécanique analytique) de la transformation entre les tensions et les intensités d'entrée et de sortie d'un $2 \cdot 2n$-pôle qui vérifie la condition préétablie. Certaines formules sont étendues au continu pour des morceaux de matière conductrice avec distribution continue de courant à l'intérieur. *P. Puig Adam.*

Emersleben, Otto: Das elektrostatische Selbstpotential äquidistanter Ladungen auf einer Kreislinie. Math. Nachr. **10**, 135—167 (1953).

Verf. behandelt das im Titel angegebene Problem I. für alternierende Ladungsanordnung, II. für gleichnamige Ladungsanordnung von dem Betrage nach gleichen Ladungen. Insbesondere werden asymptotische Formeln für viele Ladungen auf dem Kreise angegeben. Auf das Feld dieser Ladungen selbst wird nicht eingegangen.

F. Penzlin.

Mazur, P. and B. R. A. Nijboer: On the statistical mechanics of matter in an electromagnetic field. I. Derivation of the Maxwell equations from electron theory. Physica **19**, 971—986 (1953).

Die Verff. leiten die Maxwellschen Gleichungen aus den Grundgleichungen der Elektronentheorie her, wobei als Ladungsträger Teilchen mit (beliebig vielen) punktförmigen evtl. gegeneinander beweglichen Einzelladungen fungieren. Besonderes Gewicht legen sie auf eine allgemeine, strenge und durchsichtige Behandlung der statistischen Seite des Problems, indem sie die Chapman-Enskog-Methode heranziehen. Das quantenstatistische Analogon wird nur kurz gestreift und dafür auf eine spätere Veröffentlichung verwiesen. *F. Penzlin.*

Reza, Fazlollah: Deux théorèmes sur les dipôles électriques. C. r. Acad. Sci., Paris **237**, 429—430 (1953).

Es wird gezeigt 1. Wenn $Z(S) = P(S)/Q(S)$, S komplexe Frequenz, $S = \omega + i\sigma$ die Impedanz eines passiven Zweipoles der N. T. ist, der aus einer endlichen Zahl von reaktiven Elementen besteht, so gilt das ebenfalls von der Funktion

$$Z_n(S) = [d^n(P(S))/dS^n]/[d^n(Q(S))/dS^n].$$

2. Wenn $Z(S) = P(S)/Q(S)$, die Impedanz eines Dipols mit Verlusten ist, der nur aus zwei Typen von Elementen besteht (Resistanzen und Induktanzen oder Resistanzen und Kapazitanzen), so gilt das gleiche von der Funktion

$$Z_n(S) = [d^n(P(S))/dS^n]/[d^n(Q(S))/dS^n].$$

W. O. Schumann.

Kuh, Ernest Shiu-jen: Potential analog network synthesis for arbitrary loss functions. J. appl. Phys. **24**, 897—902 (1953).

Für den Entwurf eines Filters mit vorgeschriebenem Durchlaßbereich ist ein Verfahren bekannt, bei dem die komplexe Frequenzebene oder ein konformes Bild derselben in geeigneter Weise mit Ladungsträgern besetzt wird, deren Potentialfeld mit der geforderten Übertragungsfunktion in Zusammenhang steht, dergestalt daß die Orte der Ladungsträger die Nullstellen und Pole der Übertragungsfunktion sind. Verf. zeigt, wie das Verfahren modifiziert werden kann, um die Lage der Pole und Nullstellen der Übertragungsfunktion eines Vierpols festzulegen, wenn dessen Dämpfung eine vorgeschriebene Abhängigkeit von der Frequenz approximieren soll.

A. Stöhr.

Miller, K. S. and R. J. Schwarz: On the interference of pulse trains. J. appl. Phys. **24**, 1032—1036 (1953).

Wenn in einer Schaltung gleichzeitig zwei Impulsreihen auftreten, wobei die erste Reihe z. B. aus rechteckigen Stromstößen von der zeitlichen Länge p_1 besteht, die sich nach der Zeit T_1 regelmäßig wiederholen, und bei der zweiten Reihe entsprechend p_2 und T_2 gilt, ist die Frage nach der Zeit der Überlappung von Pulsen der beiden Reihen wichtig. Die Lage der beiden Reihen ist durch die zeitliche Verschiebung s entsprechender benachbarter Pulse beider Reihen in einem bestimmten Zeitmoment (z. B. $t = 0$) gegeben (Anfangsphase genannt). Die Autoren stellen folgende Fragen: a) Für welchen mittleren Bruchteil der Zeit sind die Pulse zweier Reihen koinzident, bei gegebener Anfangsphase? b) Für welchen mittleren Bruchteil der Zeit sind die Pulse zweier Reihen koinzident, wenn die Anfangsphase zufallsmäßig schwankt? c) Für welchen mittleren Bruchteil der Zeit sind die Pulse zweier Reihen koinzident, aber während eines Zeitintervalls, das einer bestimmten Größe gleich ist oder sie überschreitet, wenn die Anfangsphase fest ist? d) Wie c), wobei aber die Anfangsphase statistisch schwanken soll. e) Wie können die benützten Methoden dazu dienen, diese Fragen bei mehr als zwei Pulsreihen zu beantworten? — Die Aufgabe wird gelöst mit der Theorie der linearen Kongruenzen, die aus der Zahlentheorie stammt. Für Genaueres muß auf die Arbeit verwiesen werden. *W. O. Schumann.*

Preston, Glenn W.: The equivalence of optimum transducers and sufficient and most efficient statistics. J. appl. Phys. **24**, 841—844 (1953).

Pryce, M. H. L.: The diffraction of radio waves by the curvature of the earth. Advances Phys., Quart. Suppl. philos. Mag. **2**, 67—95 (1953).

Statt der üblichen Kugelkoordinaten R, θ, Φ werden angenäherte Cartesische (x, y), in der horizontalen Ebene, kombiniert mit einer logarithmischen Vertikalkoordinate (z). Da Terme höherer Ordnung als $1/a$ (a Erdradius) vernachlässigt werden, ist die Methode auf Entfernungen bis zu einigen 100 km beschränkt. Aus den (auf diese Koordinaten umgeschriebenen) Maxwellschen Gleichungen werden die magnetischen oder elektrischen Feldgrößen eliminiert. Für die mit dem Faktor $(R/a)^{3/2}$ multiplizierten Feldgrößen ergibt sich eine Art Wellengleichung, die jedoch einen z proportionalen Term enthält. Durch Anpassung des Faktors kann auch eine mit z lineare Variation des Brechungsindex im Luftraum berücksichtigt werden („effektiver Erdradius"). Nun wird nach x und y eine Fourier-Transformation vorgenommen, und zwar für Feld- und Ladungsgrößen. (Das gibt für jede Fourier-Komponente statt einer punktförmigen Quelle eine über die x, y-Ebene „verschmierte".) Für jede Fourierkomponente (α, β) ergibt sich so eine inhomogene Differentialgleichung der Form

$$d^2u/dz^2 + (k_1 - \alpha^2 - \beta^2 + k_2 z)\, u = t(z)$$

[$t(z)$ ist im wesentlichen eine Diracsche Funktion $\delta(z - h)$, wo h die Höhe des Senders]. Im Erdraum ist die Gleichung demnach homogen, im Luftraum wird die Lösung der inhomogenen

Gleichung aus zwei unabhängigen Lösungen u, v der homogenen erhalten. (Als Koeffizienten treten dabei Integrale auf, die leicht berechnet werden können, da sie eine δ-Funktion enthalten.) Die homogene Gleichung wird auf $d^2u/d\xi^2 = \xi \cdot u$ transformiert, Lösungen sind die Airyschen Integrale Ai und Bi. Wählt man als u und v unabhängige Kombinationen davon, die den Randbedingungen genügen, so hat man die Lösung für jede Fourier-Komponente (α, β). Daraus erhält man durch Doppelintegration über α, β die endgültige Lösung. Für die Anwendung wird das Doppelintegral durch Transformation der α, β in Polarkoordinaten in ein einfaches verwandelt. Diese Integrale gehen von $-\infty$ bis zu einem großen positiven Wert, sie können ohne merklichen Fehler von $-\infty$ bis $+\infty$ erstreckt werden. Nach Erweitern des komplexen Integrationswegs zu einer geschlossenen Kontur wird in üblicher Weise das Integral aus den Residuen bestimmt. Die Pole des Integranden ergeben sich numerisch aus den Daten der Erde und den Eigenschaften der Airy-Funktionen. (Für sehr kurze Wellen entfällt der Erdeinfluß, dann sind allein die Wurzeln des Airy-Integrals bestimmend.) Die Lösung im Schattenraum ist also eine gut konvergente Residuenreihe, die der Watsonschen Lösung des exakten Kugelproblems entspricht. Es wird nachgewiesen, daß die Lösung im Lichtraum auf die direkte und reflektierte Welle der geometrischen Optik hinauskommt. — Die angegebene Methode ist für den elektrischen wie den magnetischen Dipol, also für Vertikal- und Horizontalpolarisation brauchbar. *K. Rawer.*

Marshall, J. S. and Walter Hitschfeld: Interpretation of the fluctuating echo from randomly distributed scatterers. I. Canadian J. Phys. **31**, 962—994 (1953).

Das Radar-Echo von zufallsmäßig räumlich verteilten Streuquellen (z. B. Regentropfen) ist „inkohärent". Die Zufallsschwankungen um den Mittelwert bedeuten eine wichtige Begrenzung der Genauigkeit der erreichbaren Information. Diese Schwankungen werden theoretisch untersucht, um das Ausmaß dieser Begrenzung festzustellen und um die Verbesserungen zu diskutieren, die durch eine Mittelung oder eine Modifikation der Methode der Aussendung der Pulse und der Registrierung auf dem Schirm der Braunschen Röhre möglich ist. Wenn k voneinander unabhängige Intensitätsmessungen gemittelt werden, wird der Schwankungswert um den Faktor $\sqrt{k}$ reduziert. Unabhängige Messungen können bei Regentropfen durch einzelne Pulse geliefert werden, die bei $\lambda = 10$ cm nach Zeitintervallen von 0,01 bis 0,02 sek gesendet werden, so daß je sek 50 bis 100 unabhängige Daten einer beitragenden Schicht geliefert werden können. Die Dicke dieser Schicht, die ein zur Zeit $t = 0$ ausgesendetes Signal zur Zeit t liefert, ist $h = \tau \cdot c$, wenn τ die Impulsdauer ist. Die Zahl der unabhängigen Daten kann erheblich vergrößert werden, wenn die aufeinanderfolgenden Pulse in der Hochfrequenz etwas voneinander abweichen, um etwa $1/\tau$, wenn τ die unveränderte Impulsdauer ist. Auch der Empfang des Echos jedes Pulses durch mehrere räumlich getrennte Antennen vergrößert den Betrag der unabhängigen Informationen. Die Mittelung der empfangenen Signale kann z. B. einfach durch eine Klassifikation nach ihrer Größe und, indem der Bruchteil gezählt wird, der über einer gewissen Schwelle liegt, durchgeführt werden. Besonders einfach ist es, viele unabhängige Signale bei einem Braunschen Rohr übereinander zu schreiben, wobei die hellsten Stellen des Schirmes den Spitzen der Verteilungskurve entsprechen. Hierzu sind keine quadratischen Empfänger brauchbar, dagegen lineare oder logarithmische Empfänger. *W. O. Schumann.*

Wallace, P. R.: Interpretation of the fluctuating echo from randomly distributed scatterers. II. Canadian J. Phys. **31**, 995—1009 (1953).

Verf. bringt die mathematischen Beweise für die von Marshall und Hitschfeld mitgeteilten Tatsachen (vgl. Teil I, vorsteh. Ref.). *W. O. Schumann.*

Wait, James R.: The fields of a line source of current over a stratified conductor. Appl. sci. Research, B **3**, 279—292 (1953).

Chandrasekhar, S.: Theoretical interpretation of the optical activity of quartz. Proc. Indian Acad. Sci., Sect. A **37**, 468—484 (1953).

Nach einem Überblick über die bisher durchgeführten theoretischen Untersuchungen verschiedener Autoren über das Drehvermögen des Quarzes für polarisiertes Licht sowie über die Doppelbrechung des Quarzes für Ausbreitung des Lichtes in Richtung bzw. senkrecht zur Richtung der optischen Achse gibt Verf. zunächst an, auf Grund welcher Annahmen er das Problem der optischen Aktivität des Quarzes behandelt. Die Struktur des Quarzes hat eine dreizählige Schraubachse. Jede Zelle besteht aus drei SiO_2-Tripeln in gleichem Abstand längs der zur Si-O-O-Ebene senkrechten Achse, jedes Tripel aber um 120° gegen die benachbarten gedreht. Es ist aber notwendig anzunehmen, daß die 3 SiO_2-Gruppen ein „Verbundsystem" bilden, also nicht voneinander unabhängig behandelt werden dürfen, da sonst das physikalische Verhalten bez. Lichtdrehung nicht verständlich ist. Es wird gezeigt, daß die charakteristischen Schwingungsfrequenzen der individuellen Einheiten in 2 Komponenten aufspalten, die wegen der Kopplung benachbarter „Ganzheiten" in dem Kristall sich voneinander unterscheiden. Verf. beschreibt das zugrunde gelegte Quarzmodell und gibt die theoretische Behandlung für rechts- und links-zirkular polarisiertes Licht bei Lichtausbreitung längs der optischen Achse sowie senkrecht zur optischen Achse. Für beide Fälle besitzen die Formeln der Rotationsdispersion die

gleiche Form. Es folgt eine Berechnung der Größe der Doublett-Aufspaltung (28 Å) der „charakteristischen" Wellenlänge der Formel für den Brechungsindex sowie Berechnung des Verhältnisses des Drehvermögens längs der und senkrecht zur optischen Achse, das sich gleich 2 ergibt. — Diskussion der Resultate und Zusammenfassung. *J. Picht.*

Bhatia, A. B. and W. J. Noble: Diffraction of light by ultrasonic waves. I. General theory. Proc. Roy. Soc. London, Ser. A **220**, 356—368 (1953).

Nach einem allgemeinen Überblick über bereits vorliegende einschlägige Arbeiten, ihre Methoden und Gültigkeitsgrenzen wird ein „Streuindex" τ (pro Volumen des streuenden Mediums) definiert. Mit Einfallswelle $\mathfrak{E}^0(t, x, y, z) = \mathfrak{B} \exp[i(\omega t - \mathfrak{k}\mathfrak{r})]$ ergibt sich bei Berücksichtigung der Streuung und Vielfachstreuung die Integralgleichung (mit Integration über das ganze Medium)

$$\mathfrak{E}(t, x, y, z) = \mathfrak{B} \exp[i(\omega t - \mathfrak{k}\cdot\mathfrak{r})] + \frac{1}{4\pi}\iiint\left\{-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \operatorname{grad}\operatorname{div}\right\} \times \left\{\frac{1}{r}\tau\left(t-\frac{r}{c}, x_1, y_1, z_1\right)\mathfrak{E}\left(t-\frac{r}{c}, x_1, y_1, z_1\right)\right\} dx_1\, dy_1\, dz_1. \tag{1}$$

Darin wird — nach plausibler Begründung — für den Streuindex angesetzt:

$$\tau(t,x) = \tau_0[1 + \Delta\cos(\Omega t - Kx)] = \tau_0[1 + \tfrac{1}{2}\Delta\exp\{i(\Omega t - Kx)\} + \tfrac{1}{2}\Delta\exp\{-i(\Omega t - Kx)\}]$$

(Δ = Amplitude der Dichtewelle/mittlere Dichte des Mediums und $K = 2\pi/\Lambda$) für fortschreitende Wellen. [Für stehende Wellen: $\tau(t, x) = \tau_0(1 + \Delta\cos\Omega t\cos Kx)$.] Der Einfachheit wegen wird angenommen, daß die einfallende Welle eine parallel zur x, y-Ebene, der Einfallsebene (also $\mathfrak{E} \equiv 0$), polarisierte ebene Welle ist, so daß $\mathfrak{E}_z(t, x, y, z) \equiv \mathfrak{E}_z(t, x, y)$ auch für die Sekundärwellen und die mehrfach gestreuten Wellen ist. Die Integralgleichung wird im Innern des Mediums mit dem Ansatz

$$E_z(t, x, y) = \sum_{l,m} N_{lm} \exp[i(\omega_{lm} t - p_l x - q_m y)]$$

zu lösen versucht, wo l, m Parameter sind. Das Streuungsmedium liegt zwischen $y = 0$ und $y = d$ und wird in x, z-Richtung unendlich ausgedehnt angenommen. Anschließend wird ein für die weitere Behandlung wesentlicher Integralausdruck diskutiert. Es werden dann für die verschiedenen parameterabhängigen Größen des zur Lösung der Differentialgleichung angegebenen Ansatzes Beziehungen abgeleitet, die sie zu berechnen gestatten. Es ergeben sich so die Frequenzen und Richtungen der gebeugten Spektren sowie drei unendliche Reihen linearer algebraischer Gleichungen für die Amplituden N_{lm} und andere Unbekannte. In ähnlicher Weise werden die gebeugten Spektren vor dem streuenden Medium berechnet, indem die zuvor gefundene Lösung auf der rechten Seite von (1) eingesetzt wird und die einfallende Welle zu dem Resultat hinzugefügt wird. Verf. findet so für die Frequenzen und Richtungen der Beugungsspektren

$$\omega_l = \omega + l\cdot\Omega \text{ mit } l = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \text{ und } \sin\Phi_l = c(k\sin\vartheta + lK)/(\omega + l\Omega),$$

wo Φ_l den Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung der gebeugten Welle l-ter Ordnung und der Lichteinfallsrichtung bezeichnet. Die Ergebnisse stimmen mit denen von Brillouin sowie von Raman und Nath sowie mit den experimentellen Ergebnissen von Bergmann, Villard und andern überein. — Es folgt ein mathematischer Anhang über Integralbeziehungen. *J. Picht.*

Bhatia, A. B. and W. J. Noble: Diffraction of light by ultrasonic waves. II. Approximate expressions for the intensities and comparison with experiment. Proc. Roy. Soc. London, Ser. A **220**, 369—385 (1953).

Es werden die Untersuchungen des Teiles I fortgesetzt. Insbesondere wird das im ersten Teil erhaltene dreifach unendliche System algebraischer Gleichungen näher behandelt, und es werden Näherungslösungen für diese gefunden. Es werden weiter die Verhältnisse untersucht für den Fall, daß $\Delta\cdot\Lambda^2/\lambda^2 \ll 1$, ≈ 1 und $\gg 1$ ist. Für die beiden letzten Fälle sind die Lösungen komplizierter, doch zeigt es sich, daß in diesem Falle eine endliche Zahl von Gleichungen genügt. Die theoretisch erhaltenen Ergebnisse zeigen die besonderen Charakteristika der experimentellen Ergebnisse sowohl bezüglich der Anzahl der erhaltenen Spektren als auch bezüglich der auftretenden Unsymmetrien. *J. Picht.*

● **Morgan, Joseph: Introduction to geometrical and physical optics.** New York-Toronto-London: McGraw-Hill Book Company, Inc. 1953. XI, 450 p. 42 s. $ 6.—.

Das Buch ist aus Vorlesungen für das undergraduate curriculum an der Texas-Universität entstanden und soll dem Lernenden als Hilfe dienen. Die ersten Teile geben einen kurzen Abriß der geometrischen Optik und der Theorie der optischen Instrumente. Ausführlich werden in den folgenden Abschnitten die Interferenz und

Beugung sowie ihre praktische Anwendung besprochen; hier sind die verschiedenen Auffassungen (Emanation, Wellenlehre, elektromagnetische Theorie) miteinander verglichen. Weitere Abschnitte behandeln die Erklärung der Dispersion, Verschlukkung und Streuung, sowie die Polarisation. In einer ausführlichen Darstellung wird die Entstehung der Spektren nach der Quantenlehre behandelt. Zum Schluß wird die Wellen- und Partikellehre für Licht und Stoff besprochen, dabei auch die Entdeckungen und Ableitungen der letzten Jahrzehnte (de Broglie, Heisenberg, Schrödinger usf.) erwähnt. Soweit keine genaueren Ableitungen gegeben werden können, wird der Lernende auf weiteres Schrifttum verwiesen. Bemerkt sei noch, daß am Schluß jedes Abschnittes eine Anzahl Übungsaufgaben steht.

H. Boegehold.

Suchy, Kurt: Schrittweiser Übergang von der Wellenoptik zur Strahlenoptik in inhomogenen anisotropen absorbierenden Medien. II. Lösung der Gleichungen für Wellennormale und Brechungsindex durch WBK-Näherung. Strahlenoptische Reflexion und Alternation. Ann. der Physik, VI. F. **13**, 178—197 (1953).

In Fortsetzung der früheren Untersuchung (dies. Zbl. 48, 207) werden die dort erhaltenen Gleichungen für Wellennormale und Brechungsindex durch die sogenannte WBK-Näherung gelöst. Zunächst wird eine Gegenüberstellung der für den Eikonalgradienten $\mathfrak{n}$ unter verschiedenen Annahmen erhaltenen Ausdrücke ($\mathfrak{n}_W$ = rein wellentheoretisch, $\mathfrak{n}_K$ = mit Berücksichtigung einer „Krümmungsbedingung", $\mathfrak{n}_P$ = mit Berücksichtigung einer „Polarisationsbedingung") — auch graphisch — gegeben. Wird in der Eikonaldyade

$$M_P = [\mathfrak{n} + \nabla/i\,k_0] \cdot [\mathfrak{n}\,I - I\,\mathfrak{n}]_{e_k = \text{const},\, g_k = \text{const}}$$

das Glied $(\nabla/i\,k_0) \cdot [\mathfrak{n}\,I - I\,\mathfrak{n}]_{e_k, g_k}$ fortgelassen, so ergibt sich die „Strahlendyade", die gleichfalls eine Näherung $\mathfrak{n}_S$ für $\mathfrak{n}$ darstellt. Als Näherungsverfahren für den Übergang zur reinen Strahlenoptik wird die Iterationsmethode kurz diskutiert, sodann die Störungsmethode näher besprochen. Anschließend wird die WBK-Methode zur Lösung der Wellennormalengleichung angewandt und der asymptotische Charakter der WBK-Methode diskutiert. Es werden weiter die beiden möglichen Ausbreitungsarten einer Welle behandelt, von denen der Verf. die eine als „Reflexion", die andere als „Alternation" bezeichnet. Auch die WBK-Lösung der Brechungsindex-Gleichung wird durchgeführt. Es werden weiter Divergenzzentren und die Reflexionspunkte durch die sie kennzeichnenden Bedingungsgleichungen untersucht. Es wird untersucht, unter welchen Bedingungen im Wellengleichungssystem das Glied $\nabla\mathfrak{E}$ unterdrückt werden darf bzw. was seine Vernachlässigung in den anderen Fällen physikalisch bedeutet. Endlich wird der Näherungsgrad der üblichen Eikonalgleichung bestimmt.

J. Picht.

Bertolini, Fernando: Traiettorie luminose in uno spazio trasparente. — Esistenza di regioni non illuminate da una sorgente luminosa puntiforme. Atti Accad. naz. Lincei, Rend., Cl. Sci. fis. mat. natur., VIII. Ser. **14**, 26—28 (1953).

Verf. zeigt, daß die Voraussetzungen eines von L. Tonelli über das Funktional $J(P) = \int_L f(P)\,ds$ (vgl. L. Tonelli, Fondamenti di calcolo delle variazioni, Vol. II, Bologna 1923, S. 56ff.) aufgestellten Satzes vermindert werden können. Es genügt zu fordern, daß $f(P)$ halbstetig nach unten ist. — Als Anwendung dieses Funktionals wird der Weg eines Lichtstrahls in einem durchlässigen Medium untersucht und die Existenz eines nicht-erhellten Gebietes einer punktförmigen Lichtquelle nachgewiesen.

W. Quade.

Hagen, G. B.: Über die Konstruktion von Elektronenbahnen in Potentialfeldern. Ann. der Physik, VI. F. **13**, 257—284 (1953).

Die Genauigkeit der zeichnerischen Bahnermittlung auf Grund des Snelliusschen Brechungsgesetzes wird an Hand einer numerisch durchgerechneten Elektronenbahn abgeschätzt.

W. Glaser.