Physik.

Sitzungsberichte der physikalischen Sektion des „Lotos".

1. Sitzung am 2. Februar 1922.
   W. Kossel (Kiel): Über Atomkräfte.
2. Sitzung am 8. Februar 1922.
   Ph. Frank: Die Grundhypothese der speziellen Relativitätstheorie.

Das Relativitätsprinzip wird gewöhnlich auf eine der beiden folgenden Arten formuliert. Entweder: Es ist nicht möglich, aus den Experimenten in einem bewegten System zu entscheiden, ob sich das System als Ganzes bewegt oder nicht. Diese Formulierung leidet an der Unklarheit, daß sich nicht definieren läßt, was unter einem Experiment „im System" zu verstehen ist. Versucht man eine mehr mathematische Formulierung, so lautet sie gewöhnlich: Die Naturerscheinungen werden durch Gleichungen beschrieben, die gegenüber den Lorentztransformationen invariant sind. Diese Formulierung hat bekanntlich wieder die Schwierigkeit, daß sich diese Invarianz keineswegs auf alle Gleichungen bezieht, sondern nur auf die, welche Naturgesetze ausdrücken, daß sich aber wieder nicht allgemein sagen läßt, wodurch diese Gleichungen von anderen unterscheidbar sind. Falls man sich auf die reine Mechanik beschränkt, so kann man allerdings ein einfaches Kriterium angeben: Naturgesetze sind solche Gleichungen, aus denen Anfangslagen und Anfangsgeschwindigkeiten eliminiert sind. Da diese Gleichungen gegenüber der Galileitransformation invariant sind, folgt für die integrierten Gleichungen, daß sie für jedes Bezugssystem gestatten, aus der relativ zum System angegebenen Anfangslage und Anfangsgeschwindigkeit die weitere relative Bewegung durch Gleichungen auszudrücken, die eine vom Bezugssystem unabhängige Gestalt haben. Dementsprechend kann man dann das Relativitätsprinzip formulieren: Durch Anfangslage und -geschwindigkeit der Körper relativ zu einem Bezugssystem ist die weitere Bewegung relativ zu diesem System eindeutig bestimmt. Die negative Formulierung dieses positiven Satzes lautet dann: Man kann aus dem Verlauf der Erscheinungen relativ zu einem System nichts über Bewegung des Systems als Ganzes schließen.

Dadurch (in Verbindung mit der positiven Formulierung) erhält der Begriff „Experimente in einem bewegten System" einen präzisen Sinn. Diese Formulierung läßt sich nun auf das Relativitätsprinzip der Optik deshalb nicht ohne weiteres übertragen, weil wir hier nicht wissen, welche Größen an Stelle von Anfangslagen und Geschwindigkeiten treten. Denn wir kennen die Größen, die auf die Lichtfortpflanzung in bewegten Körpern von Einfluß sind, nicht mit derartiger Sicherheit. Es müssen daher an Stelle der vollständig aufgezählten Anfangsbedingungen der Mechanik die experimentellen Bedingungen treten, unter denen ein Versuch angestellt wird. Wir formulieren demgemäß das Relativitätsprinzip so: Durch die relativ zu einem bewegten System festgelegten Versuchsbedingungen ist auch auf dem Gebiete der Strahlung der Verlauf der Erscheinungen relativ zum System eindeutig festgelegt. Zu den Versuchsbedingungen gehört auch das Herstellen, Aufstellen und Richten der Uhren, das Anlegen der Maßstäbe usw. Es zeigt sich bei strenger Durchführung dieses Gedankens, daß man aus dem so formulierten Prinzip zwangsläufig das ganze Gebäude der Relativitätstheorie herleiten kann, und daß vieles, was sonst willkürlich und formalistisch erscheint, wie das Messen der Zeit mit nach Ortszeit gehenden Uhren, sich als notwendige Folge des Prinzips der relativ zum System festgelegten Versuchsbedingungen ergibt. Die Lorentztransformationen sagen dann aus, wie sich durch solche relativ zum System festgelegte Anfangsbedingungen hergestellte Uhren in verschiedenen Systemen zueinander verhalten, wodurch sich auch die Frage klärt, ob nun die Ortszeit eigentlich die „wirkliche" Zeit ist oder nicht.

Eine ausführlichere Darstellung wird im „Physikalischen Wörterbuch", herausgegeben von Berliner und Scheel (Verlag J. Springer), erscheinen.

3. Sitzung am 8. März 1922.

V. Rothmund: Über den Atomkern.

4. Sitzung am 10. Mai 1922.

R. Fürth: Bohrs neueste Arbeiten über den Bau der Atome und die Eigenschaften der chemischen Elemente.

5. Sitzung am 24. Mai 1922.

N. v. Raschewski: Zur physikalischen Interpretation der Relativitätstheorie.

Es wird der Versuch gemacht, unter Annahme des Paschsky-Prinzipes[1]) als Grundhypothese und Beibehaltung der klassischen Vorstellungen über Raum und Zeit eine physikalische Interpretation der Lorentztransformationen zu geben. Obwohl es auf Grund der folgenden Betrachtungen nicht gelingt, die spezielle Lorentztransformation zu gewinnen, so erhalten wir doch ganz analoge Transformationsgleichungen, als deren erste Näherung die Lorentztransformationen angesehen werden können.

---

[1]) W. v. Raschewski, Phys. Zeitsch. 23, 2, 1922.

Es sei dem Paschsky-Prinzip gemäß der Geschwindigkeitshodograph des Lichtes, das von einer mit der absoluten Geschwindigkeit v sich bewegenden Lichtquelle emittiert wird, durch die Gleichung

$$\sigma_\varphi = \frac{\sigma}{1 \pm \varkappa \cos. \varphi}$$

gegeben.

σ_φ ist dabei die Lichtgeschwindigkeit in einer Richtung, die mit v den Winkel φ einschließt. $\varkappa$ ist eine Funktion von v.

Eine einfache Rechnung[2]) ergibt dann, daß bei der Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit mit den üblichen Methoden des „Hin- und Hergehens“ des Lichtstrahles immer der innerhalb des Systems konstante Wert σ erhalten wird, unabhängig von der Orientierung der Apparate. Es ist also unmöglich, die absolute Bewegung des Systems zu entdecken, solange wir nicht imstande sind, die wahre, „unidirektionale“ Lichtgeschwindigkeit zu ermitteln. Demnach wird ein sich im bewegten System befindender Beobachter die Annahme machen, daß auch diese wahre Lichtgeschwindigkeit nach allen Richtungen denselben Wert besitzt. Das kommt aber darauf hinaus, daß der Beobachter anstatt der wahren universellen Zeit t eine scheinbare Zeit $\tau' = t \mp \frac{\varkappa}{\sigma} x$ benutzt.

Es ist nämlich die Zeit, welche das Licht braucht, um vom Mittelpunkt einer Kugel vom Halbmesser l, die sich mit der Geschwindigkeit v bewegt, auf ihre Oberfläche zu gelangen, gleich

$$\frac{l}{\sigma\varphi} = \frac{l(1 \pm \varkappa \cos. \varphi)}{\sigma}$$

also von der Richtung φ abhängig. Bei Benützung der scheinbaren Lokalzeit τ' wird diese Zeit gleich

$$\frac{l(1 \pm \varkappa \cos. \varphi)}{\sigma} \mp \frac{\varkappa}{\sigma} l \cos. \varphi = \frac{l}{\sigma}$$

was unsere Behauptung bestätigt[3]).

Demnach benützen die Beobachter im bewegten System bei allen ihren physikalischen Messungen und bei der Beschreibung aller physikalischen Erscheinungen nicht die universelle Zeit t, sondern die Lokalzeit τ' Daher sind auch alle beobachteten Geschwindigkeiten nicht die wahren, die durch $\frac{dx}{dt}$ gegeben sind, sondern nur scheinbare, durch $\frac{dx}{d\tau'}$ ausgedrückte.

Es wird nun der Ausdruck dieser scheinbaren Geschwindigkeiten durch die wahren berechnet. Unter der Annahme, daß für die wahren Geschwindigkeiten die Galilei-Transformation und das Geschwindigkeitsparallelogramm gelten, erhalten wir beim Einsetzen der Ausdrücke für die scheinbare Geschwindig-

[2]) l. c. S. 3.
[3]) W. v. Raschewsky, Phys. Rev. 1921, 373.

keit und Lokalzeit in diese Transformation Gleichungen, die der Lorentzschen analog sind, obwohl von einer Kontraktion keine Rede sein kann. Unter Zugrundelegung dieser Anschauungen kann eine Erklärung aller bisher bekannten Tatsachen gegeben werden. Die Transformationsformeln haben die Gestalt

$$x_2 = \gamma\,(x_1 - u\,\tau_1);\quad y_2 = y_1;\; z_2 = z_1;\quad \tau_2 = \gamma\,(\tau_1 - \lambda\,x_1).$$

γ und λ sind Funktionen von $\varkappa$.

Im speziellen Fall, wenn das eine System S_2 sich in absoluter Ruhe befindet, haben die Formeln die Gestalt:

$$x_2 = \frac{x_1 + \upsilon\,\tau_1}{1 - \frac{\varkappa\,\upsilon}{\sigma}};\quad y_2 = y_1;\; z_2 = z_1;\qquad \tau_2 = \frac{\tau_1 + \frac{\upsilon}{\sigma^2}\,x_1}{1 - \frac{\varkappa\,\upsilon}{\sigma}}$$

Verfasser glaubt, daß konsequente Durchführung und Prüfung aller Folgen des Paschsky-Prinzips uns darüber Aufklärung geben wird, ob die Einsteinsche Relativitätstheorie die einzige mit der Erfahrung verträgliche ist; mit anderen Worten, ob neben dem Galilei-Ritzschen und Einsteinschen Relativitätsprinzip nicht andere, allgemeinere möglich sind, eine Frage, die a priori nicht beantwortet werden kann.

6. Sitzung am 14. Juni 1922.

W. Trkal: Eine allgemeine Bedingung zur Quantelung bedingt periodischer Bewegungen.

Aus einer wohlbekannten Gleichung der analytischen Mechanik erhält man durch Bildung des Zeitmittels für konservative dynastische Systeme mit k Freiheitsgraden die folgende:

$$\text{(A)}\quad \lim_{T=\infty\cos}\left(\sum_{r=1}^{k}\frac{1}{T}\int_0^T p_r\,\dot{q}_r\,dt - \frac{1}{T}\int_0^T L\,dt\right) = \lim_{T=\infty\cos}\frac{1}{T}\int_0^T w\,dt = W$$

wo p_r, q_r ($r = 1 \ldots k$) die generalisierten Koordinaten und Impulse, W die gesamte Energie, L die Lagrangesche Funktion und T die Zeit bedeuten.

Für den Fall bedingt periodischer Bewegung geht (A) über in:

$$\text{(B)}\qquad \sum_{r=1}^{k}\frac{1}{T_r}\int_0^{T_r} p_r\,\dot{q}_r\,dt - \frac{1}{T^*}\int_0^{T^*} L\,dt = W$$

wo T_r die den Funktionen $p_r\,q_r$ und T^* die der Funktion L entsprechende Periode bedeutet. Sei $\bar{L}$ das Zeitmittel von L,

$$\nu_r = \frac{1}{T_r},\quad \int_0^T p_r\,\dot{q}_r\,dt = \oint p_r\,dq_r = I_r,\ \text{so ist}$$

(C) $$\sum_{r=1}^{k} I_r \nu_r - \bar{L} = W$$

Da

$$W = W(I_1, I_2, \ldots I_k), I_r = I_r(\alpha, \varepsilon, \ldots)$$

wo $\alpha, \varepsilon, \ldots$ die zu quantelnden Größen sind (z. B. die große Halbachse und numerische Exzentrizität der Sommerfeldschen Kepler-Ellipse), so ist

(D) $$\frac{\delta W}{\delta \alpha} = \sum_{r=1}^{k} \frac{\delta W}{\delta I_r} \frac{\delta I_r}{\delta \alpha} = \sum_{r=1}^{k} \nu_r \frac{\delta I_r}{\delta a}, \quad \frac{\delta W}{\delta \epsilon} = \sum_{r=1}^{k} \frac{\delta W}{\delta I_r} \frac{\delta I_r}{\delta \epsilon} = \sum_{r=1}^{k} \nu_r \frac{\delta I_r}{\delta \epsilon} \text{ usw.}$$

weil

(E) $$\frac{\delta W}{\delta I_r} = \nu_r \qquad (r = 1, 2, \ldots k)$$

Führen wir in C an Stelle der explizit vorkommenden I_r nach den Sommerfeldschen Quantenbedingungen die Werte $n_r h$ ein, so folgt aus D

(F) $$\frac{\delta}{\delta \alpha}\left(\sum_{r=1}^{k} n_r h \nu_r - \bar{L}\right) = 0, \quad \frac{\delta}{\delta \varepsilon}\left(\sum_{r=1}^{k} n_r h \nu_r - \bar{L}\right) = 0$$

wofür auch geschrieben werden kann

$$\delta\left(\sum_{r=1}^{k} n_r h \nu_r - L\right) = 0$$

wo die zu quantelnden Größen variiert werden.

Die Überlegungen lassen sich auf das Bohrsche Atommodell anwenden, wobei sich einige Vereinfachungen ergeben.

7. Sitzung am 28. Juni 1922.

R. Fürth: Dielektrizitätskonstanten von Lösungen und ihre Deutung nach der Dipoltheorie von Debye.

Nach der zweiten Drudeschen Methode wurde eine Reihe von wäßrigen Lösungen auf die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante von der Konzentration untersucht, und zwar mit elektrischen Schwingungen mit einer Wellenlänge von ca. 60 cm.

Aus dem Beobachtungsmaterial seien die folgenden Resultate herausgehoben:

Lösungen von Dextrose und Lävulose ergaben annähernd lineare Änderungen der Dielektrizitätskonstante mit der Konzentration, jedoch nicht entsprechend der normalen Mischregel, sondern so, als ob die Konstante der gelösten Substanz negativ wäre.

Rohrzuckerlösungen zeigen bereits Abweichungen von der Linearität, die Abnahme erfolgt zunächst langsamer und dann rascher.

Im Gegensatz zu den Zuckerarten geben organische Körper wie Carbamid und Glykokoll Erhöhung der Dielektrizitätskonstanten des Lösungsmittels, die Kurve steigt zunächst steil an, um dann im Sättigungsgebiet fast horizontal zu enden.

Sehr auffallend ist das Verhalten von Sacharinlösungen. Diese geben bei kleinen Konzentrationen zunächst Erhöhung der

Dielektrizitätskonstanten bis zu einem Maximum bei der Konzentration von ca. 0,5% ($\varepsilon = 90$), um dann sehr rasch herunterzugehen bis auf den Wert 30 etwa in der Nähe der Sättigung.

Von kolloiden Lösungen wurden Gelatine- und Eiweißlösungen in Wasser untersucht. Sie zeichnen sich dadurch aus, daß ihre Dielektrizitätskonstante schon bei sehr kleinen Konzentrationen stark unter 80 herabgedrückt wird. Der steile Abfall geht dann bei höheren Konzentrationen allmählich in einen flacheren Verlauf über, um kontinuierlich in den Wert von ε für die feste Substanz überzugehen.

Es läßt sich zeigen, daß die beobachteten Abhängigkeiten qualitativ mit der Debyeschen Annahme fertiger Dipole in den betreffenden Lösungen in gutem Einklange stehen, indem sich je nach der Zahl und Größe der Dipole die oben als typisch hervorgehobenen Funktionsverläufe erwarten lassen. Besonders der Verlauf der Dielektrizitätskonstante bei den kolloiden Lösungen, die bei größerer Konzentration in ein Gel übergehen, folgt unmittelbar aus Debyes Theorie der anomalen Dispersion im Gebiete langer elektrischer Wellen, wenn man die außerordentlich starke Vergrößerung der Viskosität durch geringe Zusätze der Substanz zum Lösungsmittel berücksichtigt.

Die ausführliche Wiedergabe der Versuche ist in den Ann. d. Phys. erschienen[1]). Die Versuche werden fortgesetzt.

8. Sitzung am 8. November 1922.

Ph. Frank: Eine einfache Herleitung des Satzes von der Trägheit der Energie.

9. Sitzung am 6. Dezember 1922.

F. Goldschmied: Ionenhydratation und Ionenradien.

Der Vorsitzende:	Der Schriftführer:
Prof. Dr. Ph. Frank.	Doz. Dr. R. Fürth.

---

[1]) R. Fürth: Ann. d. Phys. 70, 63, 1923.