

**Berichtigungen und Bemerkung zur Arbeit:
„Zur allgemeinen-relativistischen Quantenmechanik.**

II. Kosmologische Quantenerscheinungen¹⁾“.

Von **Herbert Jehle** in Berlin.

(Eingegangen am 11. Mai 1936.)

S. 694 oben: . . . f^4 positiv imaginär. — S. 694: Die Normierungsbedingung für ψ lautet nach Integration über das Gebiet der ψ -Funktion: $i = \dots (1,45)$. — S. 695: Der Absatz „Sind . . . gelangt“ ist zu streichen. — S. 697: . . . $2\sqrt{-g}\bar{\psi}\psi \langle \frac{dx^4}{ds} \rangle$ in einem Koordinatensystem, in welchem das betrachtete Massenpunktsystem als Ganzes ruht, nach dem Erhaltungssatz (1,41), (1,45) . . . — S. 697: also auch $R = \rho$ (3,1). — S. 698: Die genauere Form der Feldgleichung, die von (3,22) abweicht, wird in einer späteren Note besprochen²⁾. — S. 700, Zeile 21: (4,43); Zeile 26: (4,43) und (4,5). — S. 705: Zeile 8 bis 11 ist zu streichen. Statistische Deutung und bessere Integration der Wellengleichung vgl. Vierteljahrsschrift der astronomischen Gesellschaft **70**, 335, 1935, sowie eine später in dieser Zeitschrift erscheinende Note über die Unbestimmtheitsrelation

$$\Delta x_{\bar{v}} \cdot \Delta v_v \geq M.$$

Infolge der Nichtunterscheidbarkeit von Einstein-Rotverschiebung und Doppler-Effekt besteht diese Relation für die Teilchen, aus denen ein Nebel von der Gesamtmasse M zusammengesetzt ist, und zwar prinzipiell, falls die Teilchen nicht als Individuen identifizierbar sind (z. B. Moleküle, die nur in großen Zeitabständen gelegentlich ein Lichtquant emittieren). Es sprechen Gründe dafür, daß diese Unbestimmtheitsrelation bei richtiger Interpretation auch für ein Sternsystem gilt, dessen Teilchen (Sterne) identifizierbare Individuen mit bestimmbarem Ort (z. B. parallaktisch) und bestimmbarer Geschwindigkeit (zeitliche Verfolgung der Bahn) sind, wobei dann Δx_v , Δv_v als statistische Orts- und Geschwindigkeitsstreuungen der Sterne innerhalb des Systems in Erscheinung treten. Diese Unbestimmtheitsrelation rechtfertigt den Übergang von der klassisch-relativistischen Mechanik zur Wellenmechanik. Der Übergang liegt ja formal sehr nahe, weil er eine allgemeine Methode ist, und weil die klassische Theorie als Grenzfall $M \rightarrow 0$ der Wellenmechanik bestehen bleibt.

¹⁾ ZS. f. Phys. **94**, 692, 1935. — ²⁾ Vgl. E. Schrödinger, Ann. d. Phys. (4) **82**, 265, 1927; J. G é h é n i a n, Bull. de Belg. (5) **21**, 1071, 1935.