lichen Kleinheit eingeführt wird, — den Maxwell'schen Zwangszustand aufrecht zu erhalten.

Wie immer man nun diese Elasticitätskräfte annehmen mag, jedenfalls muss ihre Energie E, da das Medium als isotrop vorausgesetzt ist, unabhängig von der Richtung der Coordinatenaxen sein, es kann also E nur von den drei Invarianten J_1, J_2, J_3 des Deformationsellipsoïds abhängen, es müssen sich daher die sechs Grössen N und T durch die drei Grössen

$$\frac{\partial E}{\partial J_1}, \quad \frac{\partial E}{\partial J_2}, \quad \frac{\partial E}{\partial J_3}$$

ausdrücken lassen. Andererseits sind aber die N und T mit den drei elektrischen Kraftcomponenten α, β, γ durch die Formel (1) verknüpft. Setzt man die auf beide Weisen resultirenden Werthe der N und T einander gleich, so erhält man sechs Gleichungen und durch Elimination von α, β, γ zwischen denselben drei nothwendigerweise von den Deformationen zu erfüllende Relationen. Da diese jedoch nach eingehender vom Verf. geführter Discussion als untereinander unvereinbar sich erwiesen, so kommt er zu dem Schlusse: „Es ist unmöglich die elektrischen oder magnetischen fernwirkenden Kräfte zu ersetzen durch Spannungen, welche aus den unendlich kleinen Deformationen eines einzigen elastischen Mittels resultiren.

Adl.

R. Blondlot. Démonstration élementaire de la proposition de Maxwell relative à l'action mécanique qui s'exerce entre les corps électrisés. J. de phys. (2), **6**, 507-509†; [Cim. (3), **23**, 279-280, 1888; [Beibl. **12**, 105, 1888; [Lum. él. **26**, 537-538.

Der Ausdruck für die Energie eines Systems von geladenen Leitern wird auf eine Form gebracht, in welcher jede Einheitszelle des Dielektricums einen Theil zur Energie beiträgt. Wird nun die Lage und die Gestalt der Leiter geändert, so wird die Aenderung der Energie durch zwei Glieder dargestellt. Nennt man nämlich ω und ε den Querschnitt und die Höhe einer Einheitszelle, so wird diese Aenderung gleich