— über die Ruhelage hinaus zurück. Sie wird dann vom Anstreichband wieder erfaßt und das Spiel beginnt von neuem. Die Grundperiode dieses Vorgangs ist (normalerweise) die Periode der tiefsten Eigenschwingung der Saite (Ziff. 10, S. 57). Die Saitenbewegung verläuft hiernach gemäß einer Dachkurve (Abb. 86). Die zuerst von H. v. HELMHOLTZ[1] durchgeführte Berechnung zeigt, daß eine derartige Saitenschwingung durch den Fourieransatz

$$y = \frac{8A}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \sin \frac{n\pi x}{l} \sin n\omega_0 t, \qquad n = 1, 2, 3 \ldots \qquad (130)$$

beschrieben wird, hierbei bedeutet x die Entfernung des betrachteten Saitenpunktes von dem einen Saitenende, l die Länge der Saite, $\omega_0 = \frac{\pi}{l}\sqrt{\frac{P}{\varrho}}$ (Ziff. 10, S. 57) ist die tiefste Eigenfrequenz der Saite.

Unter bestimmten Bedingungen — und zwar dann, wenn bei vorgegebener Bogengeschwindigkeit der Bogendruck zu gering ist bzw. wenn bei vorgegebenem Bogendruck die Bogengeschwindigkeit über einen bestimmten Wert hinaus gesteigert wird — treten Schwingungstypen auf, welche von dem in Abb. 86 dargestellten „HELMHOLTZschen Typ" abweichen, es treten dann nämlich in der Saitenschwingung nicht nur eine, sondern mehrere Unstetigkeitsstellen auf. Die Dinge liegen dann so, daß die Saite die Rückbewegung nicht in einem Zug ausführt, sondern daß sie zwei- oder mehrmals am Bogen hängen bleibt und von diesem ein Stück mitgeführt wird. Man bezeichnet diese Schwingungstypen nach der Zahl der in ihnen vorkommenden Unstetigkeiten als Typen „zweiter" bzw. „dritter Ordnung" (höhere Typen als dritter Ordnung kommen selten vor). In Abb. 87 sind auf photographischen Aufnahmen von O. KRIGAR MENZEL und A. RAPS[2] Saitenschwingungen der verschiedenen Typen zu erkennen. Im Fourieransatz der Typen höherer Ordnung tritt nicht, wie beim Helmholtztyp, die Grundschwingung besonders stark auf, sondern diejenige Partialschwingung, deren Ordnungszahl der Ordnungszahl des Typs entspricht.

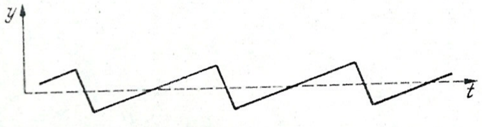


Abb. 86. Schwingungskurve eines Saitenpunktes. (Nach H. BACKHAUS.)

[1] HELMHOLTZ, H. v.: Die Lehre von den Tonempfindungen, 6. Aufl., S. 615. Braunschweig 1913. Vgl. hierzu insbesondere auch H. LAMB: Dynamical Theory of Sound, S. 75. London 1925. — VOIGT, W.: Göttinger Nachr. **1890**, 502. — LINDEMANN, F.: Ber. Naturforsch. Ges. Freiburg **7**, 500 (1880). — RAMAN, C. V.: Beitrag „Musikinstrumente und ihre Klänge" zum Handbuch d. Physik **8**, 369ff. (1927). — WITT, A.: Techn. Phys. Sowjet. **4**, 261 (1937).

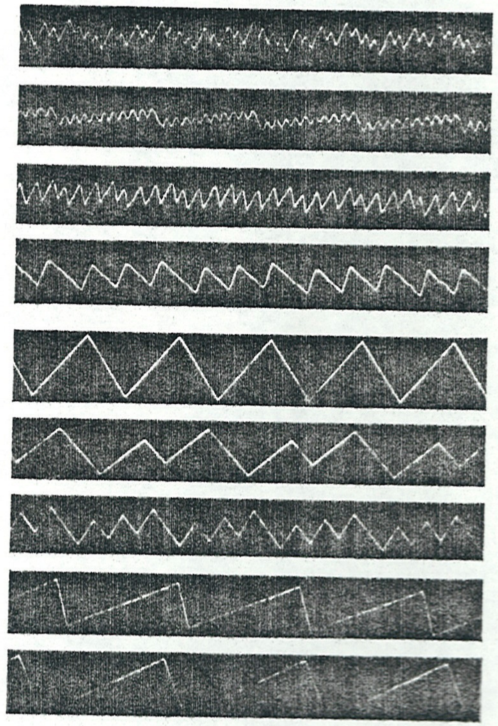
[2] KRIGAR-MENZEL, O., u. A. RAPS: Ann. Phys., (N. F.) **44**, 623 (1891).

Trendelenburg, F., Einf. i.d. Akustik
1939 Bln, Springer, Abb. 87 S. 101 (MoS.k.: Ak 102)
1961 Bln/Gö/Hdbg! = 3. Aufl. Abb. 114 S. 150 (MoS.k. Ak 103)

Die durch die Saitenschwingung auf den Steg ausgeübte Kraft kann man in erster Näherung proportional der Neigung der Saite am Stegende gegen die Ruhelage ansetzen, die Amplituden der verschiedenen Teilkräfte sind [wie sich durch Differentiation aus (130) ergibt] umgekehrt proportional zur Ordnungszahl der betreffenden Teilkraft.

T

Lage des Beobachtungspunktes	Lage der Anstrichstelle
in Bruchteilen der Saitenlänge	
1/15	etwa 1/4
1/15	etwa 3/11
1/15	etwa 2/7
1/15	etwa 1/3
3/7	1/7
2/7	3/7
1/7	2/7
1/10	1/15
1/7	1/15



Dia 2/19

⊥

Abb. 87. Schwingungsformen verschiedener Punkte einer Violinsaite. (Nach O. KRIGAR-MENZEL und A. RAPS.)

Die von der Saitenschwingung herrührenden Kräfte wirken über den Steg auf den Resonanzkörper. Die einzelnen Teilschwingungen werden in das Schallfeld um so mehr abgestrahlt, je stärker die Resonanzvergrößerung und je größer der Strahlungswiderstand des Instrumentenkörpers bei der betreffenden Frequenz ist.

Wir hatten oben (Ziff. 6, S. 91) gesehen, daß der Strahlungswiderstand einer strahlenden Fläche dann sehr klein ist, wenn die Ausdehnung der Fläche klein gegen die Wellenlänge ist. Diese Erscheinung tritt