

**9. Über die Breite
des Intensitätsminimums im Doppler-Effekt
bei Kanalstrahlen. Antwort an Hrn. Paschen;
von J. Stark.**

1. Die Frage, ob die reduzierte Breite ($\Delta\lambda/\lambda$) des Intensitäts-) minimums im Dopplereffekt bei Kanalstrahlen von der Wellenlänge abhängt, besitzt Bedeutung in theoretischer Hinsicht.¹ Deswegen sehe ich mich veranlaßt, gegenüber den Ausführungen des Hrn. Paschen auf die tatsächlichen Verhältnisse hinzuweisen.

Auf Grund vorläufiger Messungen²⁾ hatte ich behauptet, daß die Breite des Intensitätsminimums mit abnehmender Wellenlänge wachse. Spätere genauere Messungen, die ich zusammen mit Hrn. Steubing³⁾ anstellte, bestätigten dies vorläufige Resultat. Vor Veröffentlichung dieser neuen Messungen hatte Hr. Paschen⁴⁾ auf Grund eigener Messungen behauptet, die Breite des Intensitätsminimums sei unabhängig von der Wellenlänge. Beim Vergleich unserer Messungen mit denjenigen des Hrn. Paschen glaubten wir zu folgender Abwägung Anlaß zu haben: „Wenn wir es auch nicht für sicher erwiesen erachten können, daß v_1 ⁵⁾ eine Funktion der Wellenlänge ist, so möchten wir unserem Resultat doch

1) P. Debye, Physik. Zeitschr. **9**. p. 773. 1908.

2) J. Stark, Physik. Zeitschr. **7**. p. 259. 1906; Ann. d. Phys. **21**. p. 438. 1906.

3) J. Stark u. W. Steubing, Ann. d. Phys. **28**. p. 974. 1909.

4) F. Paschen, Ann. d. Phys. **23**. p. 247. 1907.

5) v_1 ist die aus der reduzierten Verschiebung $\Delta\lambda/\lambda$ berechnete Geschwindigkeit, für welche die Emission bewegter Intensität merkbar wird.

den Vorzug vor demjenigen Paschens geben, da es auf Grund eines größeren Beobachtungsmaterials unter steter Berücksichtigung der möglichen Fehlerquellen gewonnen wurde.“

Demgegenüber weist nunmehr Hr. Paschen¹⁾ auf seine sehr zahlreichen Messungen mit vielfach variiertem Anordnen hin, ferner auf die größere Dispersion seines Spektrographen im Vergleich zu derjenigen des unserigen.

Nun mag Hr. Paschen wohl viele Messungen angestellt haben; für die öffentliche Diskussion kommen aber nur diejenigen in Betracht, über welche er quantitative Angaben veröffentlicht hat. Der Leser mag auf Grund folgender Feststellungen in diesem Punkt selber urteilen.

Um eine etwaige Abhängigkeit der reduzierten Breite des Intensitätsminimums von der Wellenlänge aufzufinden, ist es geboten, die Breiten für zwei möglichst weit verschiedene Wellenlängen miteinander zu vergleichen, also für H_α $\lambda = 6563$ und H_β $\lambda = 4861$ oder H_γ $\lambda = 4341$ und H_δ 4102 \AA . Hr. Paschen teilt über H_α überhaupt keine Angabe mit, sondern lediglich für H_β , H_γ , H_δ , H_ϵ und H_ζ je eine Schwärzungskurve, aus der man die Breite des Intensitätsminimums entnehmen kann; diese Kurven sind hinsichtlich des Intensitätsminimums zum Teil nicht vergleichbar, weil bei einigen von ihnen am Rande der bewegten Intensität Unterexposition vorliegt. Paschen selbst weist auf die Abhängigkeit der Lage des Randes von der Größe der Schwärzung hin, und da er keine Angaben über die Breite des Intensitätsminimums für nahezu gleich große Schwärzungen verschiedener Wellenlängen macht, so scheint mir, kann man auf Grund der von ihm veröffentlichten Angaben über die Abhängigkeit jener Breite von der Wellenlänge überhaupt nichts Sicheres aussagen.

Steubing und ich teilten dagegen über die reduzierte Breite des Intensitätsminimums für H_α 3, für H_β 5, für H_γ 8, für H_δ 8 Messungen mit und nahmen dabei auf Unterexposition Rücksicht.

Die Dispersion betrug in Hrn. Paschens Messungen 8—9 \AA . auf 1 mm, bei uns für H_δ 13, für H_γ 9 bzw. 17, für

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. 37. p. 599. 1912.

H_β 14, für H_α 20 Å. auf 1 mm. Die größere Dispersion hat den Vorteil genauerer Messung einer kleinen Verschiebung, aber den Nachteil kleinerer Intensität im Dopplereffekt (Gefahr der Unterbelichtung).

2. T. Royds¹⁾ hat nun mit demselben Spektrographen, mit dem Hr. Paschen arbeitete, in dessen Institut Messungen über die Breite des Intensitätsminimums für H_α , H_β und H_γ ausgeführt und in Übereinstimmung mit unseren Resultaten Abhängigkeit der Breite von der Wellenlänge festgestellt. Er hat vor allem für den Fall, daß die Kanalstrahlen vom Beobachter fort auf eine nicht durchbohrte Kathode zulaufen, Beobachtungen gemacht. Diese Anordnung hat den Vorteil, daß in dem lichtemittierenden Kanalstrahlenraum Strahlen von kleiner Geschwindigkeit in relativ großer Zahl vertreten sind, daß also aus diesem Grunde die Emission bewegter Intensität bei kleiner Geschwindigkeit groß sein kann. Royds hat auch Messungen für den Fall, daß die Kanalstrahlen auf den Beobachter zulaufen, angestellt, wie Steubing und ich es ausschließlich getan haben, und erhält auch für diesen Fall dasselbe Resultat wie wir.

In der folgenden Tabelle sind die von uns und Royds gefundenen Werte für die Geschwindigkeit v_1 , bei welcher die Emission der bewegten Intensität merkbar wird, zusammengestellt. v_1 ist aus der Breite $\Delta\lambda$ des Intensitätsminimums nach der Formel berechnet

$$v_1 = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} c,$$

worin c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet.

Wellenlänge	v_1 nach Stark u. Steubing	v_1 nach Royds	Differenz
H_α 6563	$1,07 \cdot 10^7$	$1,20 \cdot 10^7$	$0,13 \cdot 10^7$
H_β 4861	1,26	1,43	0,17
H_γ 4341	1,28	1,49	0,21
H_δ 4102	1,39	—	—

1) T. Royds, Phil. Mag. 18. p. 895. 1909.

Wie man sieht, nimmt bei Royds wie bei uns v_1 mit abnehmender Wellenlänge zu; indes sind die Zahlen von Royds durchweg etwas größer als die unserigen. Ein Grund für diese Differenz ist sicher in folgendem zu finden. Wie ich ausführlich¹⁾ dargelegt habe, hat man die Breite des Intensitätsminimums von dem der ruhenden Linie zugewandten Rande der bewegten Intensität bis zu dem entfernteren (homologen) Rande der ruhenden Linie von gleicher Schwärzung wie derjenigen des Randes der bewegten Intensität zu messen. Dies haben wir getan, indem wir aus einem Spektrogramm von schwacher Belichtung die halbe spektrographische Breite b_1 der ruhenden Linie entnahmen und sie zu dem Abstand a addierten, der zwischen bewegtem Rand und Mitte der ruhenden Linie lag. Die richtige spektrographische Breite des Intensitätsminimums ist demnach $a + b_1$. Royds dagegen hat den Abstand des bewegten Randes von dem abgewandten Rand der jeweils wirklich erhaltenen ruhenden Linie gemessen. Nun ist aber die spektrographische Breite der ruhenden Linie unter sonst gleichen Umständen um so größer, je mehr Licht dem geometrischen Spaltbild auf der Platte zugeführt wird; der Grund hiervon ist bekanntlich die Diffusion des Lichtes in der photographischen Schicht. Royds erhielt also als Breite des Intensitätsminimums den Wert $a + b_1 + b_2$, wo b_2 die durch Überstrahlung verursachte Verbreiterung ist. Und da bei seiner Versuchsanordnung auch durch die Emission der negativen Glimmschicht die ruhenden Linien besonders intensiv erscheinen mußten, so war bei ihm b_2 merklich von Null verschieden und der dadurch bedingte kleine Fehler in der Berechnung von v_1 nach der Formel²⁾

$$v_1 = \frac{\Delta\lambda + kb_2}{\lambda}$$

mußte mit abnehmender Wellenlänge zunehmen. In der Tat wächst die Differenz in der obigen Tabelle mit abnehmender Wellenlänge.

Berücksichtigt man diese an den Zahlen von Royds an-

1) J. Stark u. W. Steubing, Ann. d. Phys. 28. p. 979. 1909.

2) k hat hierin die Dimension \AA mm^{-1} .

zubringende Korrektur, so erscheint auch die Übereinstimmung zwischen den absoluten Werten in den zwei Zahlenreihen, welche nach zwei verschiedenen Methoden erhalten wurden, überraschend gut.

3. Hr. Paschen erhebt nun gegen die Beweiskraft der Arbeit von Royds mehrere Einwände. Indes ist es leicht, ihre Haltlosigkeit nachzuweisen, soweit er sie überhaupt bestimmt formuliert hat. Zunächst teilt er eine briefliche Äußerung von Royds über die Schwierigkeit einer genauen Messung der Breite des Intensitätsminimums mit. Damit bringt er aber nichts Neues; Steubing und ich haben diese Schwierigkeit ausführlich¹⁾ diskutiert. Auch wird Hr. Royds nunmehr nach drei Jahren die Ungenauigkeit in seinen Messungen nicht für so groß erachten, daß er das Hauptresultat seiner Arbeit als fraglich erklärte. Hr. Paschen selbst gesteht zu, daß Royds die Größe $(\Delta\lambda + k b_2)/\lambda$ abhängig von der Wellenlänge gefunden hat. Nur hält er einerseits an der von ihm behaupteten Konstanz des Wertes $\Delta\lambda/\lambda$ fest und sucht andererseits nach Erklärungen für die Variabilität $(\Delta\lambda + k b_2)/\lambda$.

So spricht er am Schlusse seiner Ausführungen von der Notwendigkeit der Untersuchung der Abhängigkeit der photographischen Schwärzungskurve von der Wellenlänge. Nun ist nicht zu ersehen, was er mit dieser Andeutung meint; auch hat er nirgends mitgeteilt, daß er selber bei seinen Messungen, welche die von ihm behauptete Unabhängigkeit der reduzierten Breite $\Delta\lambda/\lambda$ von λ ergeben haben sollen, auf jene Abhängigkeit der Schwärzungskurve Rücksicht genommen habe. Sollte er aber mit seiner Andeutung eine Verschiedenheit der Schwärzungen für H_α , H_β und H_γ gemeint haben und hieraus das von Royds erhaltene Resultat erklären wollen, so wäre auf folgende Sätze in dessen Abhandlung hinzuweisen: „It is seen that the minimum velocity is not constant for different wavelengths, the differences being rather larger than the errors of measurement. Since H_α generally appears on the photographic plates weaker than H_β and stronger than H_γ , the result cannot be explained as a photographic effect.“

1) l. c. p. 978.

Sodann hält es Hr. Paschen für möglich, daß ein Teil der von Royds gefundenen Variabilität von $(\Delta\lambda + kb_2)/\lambda$ durch den Umstand bedingt sei, daß „die Linien jeder Serie mit höherer Ordnungszahl breiter werden“. Dieser Umstand würde indes nur dann von Bedeutung sein, wenn die wirkliche Breite der bewegten Linie für den Schwellenwert

$$v_1 = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} c$$

verschieden wäre von der Breite der ruhenden Linie. Aber davon abgesehen, ist die Behauptung Paschens jedenfalls für die ruhenden Linien der Wasserstoffserie, die bei niedrigem Gasdruck erhalten werden, unrichtig. Die wirkliche Breite nimmt vielmehr im Gegenteil mit wachsender Ordnungszahl ab und die spektrographische Breite ist bei der von Royds benutzten Dispersion aus photographischem Grunde um so größer, je größer die Schwärzung der ruhenden Linie ist, und sind die Schwärzungen ruhender Serienlinien angenähert gleich groß, so sind für jene Dispersion auch ihre spektrographischen Breiten gleich groß. Bei der Kleinheit der wirklichen Breite einer ruhenden Linie bei niedrigem Gasdruck und mäßiger Temperatur, verglichen mit der spektrographischen Breite (photographisches Spaltbild), ist dieses Verhältnis auch ohne weiteres zu verstehen und ich konnte es bei meinen verschiedenen Beobachtungen immer wieder experimentell bestätigt finden, und aus den erwähnten Schwärzungskurven des Hrn. Paschen selbst ist zu entnehmen, daß die spektrographischen Breiten von H_β , H_δ und H_ϵ bei nahezu gleicher Schwärzung gleich groß sind. Was die wirkliche Breite der Serienlinien des Wasserstoffes in Vakuumröhren bei niedrigem Druck und nicht hoher Gastemperatur (kleine Stromstärke) betrifft, so sei daran erinnert, daß bei sehr großem Auflösungsvermögen entgegen der allgemeinen Behauptung des Hrn. Paschen der Abstand der äußeren Komponenten von H_α zu $0,14 \text{ \AA.}$, von H_β zu $0,08 \text{ \AA.}$ gefunden wurde, ferner daß nach A. A. Michelson¹⁾ die wirklichen Breiten zusammengehöriger Linien desselben Elementes proportional der Wellenlänge sind,

1) A. A. Michelson, *Astrophys. Journ.* 2. p. 251. 1895.

also innerhalb einer Serie mit wachsender Ordnungszahl abnehmen.

Unmittelbar hinter dem vorstehenden Einwand behauptet Hr. Paschen: „Die Berechtigung der Beziehung auf den entfernten Rand der Ruhelinie ist jedenfalls nicht erwiesen.“ Es ist zu wünschen, daß Hr. Paschen dieser Behauptung durch Angabe von Gründen eine Unterlage gibt, und mitteilt, in welcher Weise die Breite des Intensitätsminimums nach seiner Ansicht richtig gemessen wird. Solange er das nicht tut, möchte ich die von mir angegebene Methode für richtig halten. Und wenn er weiter meint, wenn man auf die Mitte der ruhenden Linie die Messung der Breite des Minimums bezöge, so würde von der Variabilität der von Royds gemessenen Größe $(\Delta\lambda + k b_2)/\lambda$ mit λ nichts übrig bleiben, was die möglichen Fehler übersteige, so hätte Hr. Paschen folgenden Satz in der Abhandlung von Royds beachten sollen: „Even when the minimum was measured from the centre of the stationary line the *relative* differences in the values for different spectral lines were made but little smaller.“ Dieses Resultat ist in der Tat zu erwarten, da bei der von Royds verwendeten Dispersion in der Formel

$$v_1 = k \frac{(a + b_1 + b_2)}{\lambda} c = \frac{\Delta\lambda + k b_2}{\lambda} c$$

die Größe $(b_1 + b_2)$ beträchtlich kleiner als a ist; darum werden die nach der fehlerhaften Formel

$$v_1 = \frac{k a}{\lambda} c = \frac{\Delta\lambda - k b_1}{\lambda} c$$

berechneten Werte zwar absolut kleiner als die Werte nach der ersten Formel, relativ zueinander zeigen sie dagegen immer noch die Abhängigkeit von λ in einem Maße, welches die Fehler übersteigt.

Das Resultat der vorstehenden Auseinandersetzung ist folgendes. *Die Messungen von Steubing und mir und die Messungen, welche Royds mit dem Spektrographen des Herrn Paschen angestellt hat, zeigen in guter Übereinstimmung, daß die reduzierte Breite des Intensitätsminimums im Dopplereffekt*

bei Kanalstrahlen zunimmt mit abnehmender Wellenlänge. Alle von Hrn. Paschen gegen die Beweiskraft dieser Messungen erhobenen Einwände sind haltlos. Der von Hrn. Paschen behauptete Effekt (Unabhängigkeit jener Breite von der Wellenlänge) kann darum nicht reell sein, zum Nachweis seiner Existenz sind bis jetzt von keiner Seite, nicht einmal von Hrn. Paschen selber ausreichende quantitative Angaben veröffentlicht worden.

Aachen, Physik. Institut der Technischen Hochschule,
12. März 1912.

(Eingegangen 18. März 1912.)
