

В. И. ЧЕРНЯЕВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННЫХ РИДБЕРГА ДЛЯ ВОДОРОДА И ДЕЙТЕРИЯ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 10 VI 1938)

В ряде работ (1) из спектров водорода и дейтерия вычислялись различные физические константы, например $\frac{e}{m_0}$, постоянная тонкой структуры α и т. д. Однако точного абсолютного значения постоянной Ридберга для дейтерия, вычисленной непосредственно из наблюдения спектров, до сих пор в литературе не имеется. Грубое определение R_D (2), в котором тонкая структура линий не рассматривалась, в счет не идет. Значение R_D , которое приводится в книге Уайта (3), повидимому просто вычислено при помощи имевшихся тогда данных для масс протона и дейтона. Целью настоящей работы являлось изучение тонкой структуры линий дейтерия и водорода для определения R_D и R_H и попутно для новых измерений ряда других констант.

Разрядная трубка внутреннего диаметра 5 мм, опущенная в жидкий воздух, наполнялась гелием или неоном при давлении около 0.1 мм, причем водород и дейтерий присутствовали в разряде лишь в виде следов (4) и приблизительно в одинаковом количестве. Трубка питалась либо трансформатором, дающим 2 000 V, либо постоянным током напряжения 3 000 V. Сила тока, шедшего через трубку, составляла 150—200 mA. Спектры фотографировались при помощи большой диффракционной решетки радиуса кривизны 640 см с общим числом штрихов 180 000 при 30 000 штрихов на дюйм, нарезанной Вудом и Ферри. Линии H_α и D_α снимались в первом порядке (так как красная часть второго порядка получается уже за щелью и решетка в этом месте диафрагмируется массивным ящиком, в котором она расположена для лучшей защиты от колебаний температуры), а линии H_β , D_β , H_γ и D_γ — во втором. На пластинки кроме линий наносились марки интенсивности при помощи ступенчатых фильтров, накладываемых непосредственно на пластинки. При помощи марок увеличенные проекции микрфотометрических кривых переводились в кривые интенсивности.

Систематического различия в виде контуров линий и в относительных интенсивностях главных компонент при наполнении трубки гелием и неоном и точно так же при разных источниках тока не найдено. Отношение интенсивности коротковолновой компоненты к длинноволновой несколько меняется от пластинки к пластинке (вероятно в зависимости от давления, которое точно не измерялось) и в среднем для десяти пластинок с H_α и D_α , четырех с H_β , D_β и стольких же с H_γ , D_γ дают числа табл. 1.

Таблица 1
 Отношение интенсивности коротковолновой составляющей дублетной структуры к длинноволновой $\left(\frac{I_k}{I_l}\right)$

Линия	$\frac{I_k}{I_l} = \text{наблюд.}$	$\frac{I_k}{I_l} = \text{теорет.}$
H _α	0.83	} 0.80
D _α	0.82	
H _β	0.91	} 0.91
D _β	0.89	
H _γ	0.96	} 0.96
D _γ	0.94	

Отношения интенсивностей близки к теоретическим, тогда как в большинстве исследований отступления больше. Но в настоящей работе сила тока была большой, а при увеличении силы тока распределение интенсивности должно приближаться к теоретическому (5). Вряд ли имеет реальное значение несколько меньшая величина отношения для D, так как линии H обладают большей шириной и поэтому более интенсивная длинноволновая компонента для H может слегка накладываться на коротковолновую, несколько приподнимая ее максимум.

На микрофотограммах и кривых интенсивности для H_α и D_α хорошо заметна асимметрия коротковолновой компоненты, происходящая от наличия компоненты 2S_{1/2}, P_{1/2} — 3P_{1/2}, S_{1/2}. Для линий H_β и D_β эта асимметрия значительно меньше и едва заметна для H_γ и D_γ. Длинноволновая компонента симметрична.

Длины волн максимумов длинноволновых компонент H_α и D_α тщательно промерялись с помощью неоновых нормалей λλ = 6506.528 Å, 6532.882 Å и 6598.953 Å, которые накладывались одновременно на пластинку, когда трубку наполнял неон и свечение водорода еще не преобладало(4). В среднем из шести пластинок получены следующие значения длин волн и соответствующих им вакуумных значений волновых чисел длинноволновых составляющих H_α и D_α.

Таблица 2

	λ воздух Å	ν, вакуум см ⁻¹
H _α ^l	6 562.846 ± 0.002	15 233.091 ± 0.0046
D _α ^l	6 561.063 ± 0.002	15 237.232 ± 0.0046
	Δλ = 1.783 ± 0.004	Δν = 4.141 ± 0.0092

Для перехода от волнового числа максимума длинноволновой группы компонент к волновому числу наиболее интенсивной компоненты (2P_{3/2} — 3D_{5/2}) следует ввести поправку.

Так как для нашего случая интенсивности дублетных компонент близки к теоретическим, то можно предположить, что и распределение интенсивностей среди отдельных компонент тонкой структуры совпадает с теорети-

ческим. В таком случае центр тяжести длинноволновой группы, состоящей из трех компонент, смещен относительно положения компоненты $2P_{3/2}-3D_{5/2}$ в сторону больших волн приблизительно на 0.006 см^{-1} . Однако при конечной ширине линий центр тяжести группы компонент не обязан совпадать с измерявшимся максимумом интенсивности. Виллиамс и Гиббс (6) показали, что при ширине компонент порядка доплеровской ширины, получающейся в трубке, погруженной в жидкий воздух, максимум интенсивности длинноволновой группы для H_α и D_α отстоит всего на 0.003 см^{-1} от положения компоненты $2P_{3/2}-3D_{5/2}$. Вводя поэтому поправку $+0.003 \text{ см}^{-1}$ к числам табл. 2, получим волновые числа компонент $2P_{3/2}-3D_{5/2}$:

$$H'_\alpha : (15\ 233.094 \pm 0.0046) \text{ см}^{-1},$$

$$D'_\alpha : (15\ 237.235 \pm 0.0046) \text{ см}^{-1}.$$

Из формулы Дирака для волновых чисел термов

$$\nu_i = -\frac{R}{n^2} \left[1 + \frac{\alpha^2}{n^2} \left(\frac{n}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4} \right) \right],$$

подставляя значение $\alpha^2 = 5.297 \cdot 10^{-5}$ (7) и соответственные квантовые числа, получим волновое число компоненты $2P_{3/2}-3D_{5/2}$:

$$\nu = 0.138889553 R.$$

Пользуясь измеренными значениями ν , приходим к числам:

$$R_H = (109\ 677.753 \pm 0.030) \text{ см}^{-1},$$

$$R_D = (109\ 707.567 \pm 0.030) \text{ см}^{-1}.$$

Если подставить $\alpha^2 = 5.305 \cdot 10^{-5}$ (8), то отличие от приведенных чисел достигает лишь 0.002 см^{-1} .

Далее, пользуясь формулами

$$\frac{M_P}{m_0} = \frac{\nu_D}{\nu_D - \nu_H} \frac{M_D - M_P}{M_D} - 1$$

и

$$\frac{e}{m_0} = \frac{M_P}{m_0} \frac{F}{A_H},$$

где m_0 , M_P и M_D —массы электрона, протона и дейтона соответственно, F —число Фарадея, A_H —атомный вес водорода, и подставляя значения M_D и M_P по Астону (9), измеренные значения ν и значение F по Берджу (8), получим значения отношения массы протона к массе электрона и удельного заряда электрона. Отсюда можно вычислить также постоянную Ридберга для бесконечно тяжелого ядра, атомный вес электрона, его массу и заряд и постоянную тонкой структуры α . При этом использованы данные Берджа (8) для скорости света, постоянной Планка и массы протона. Кроме того из значений R_D , R_H и $\frac{M_P}{m_0}$ вычислено отношение массы дейтона к массе протона.

В силу довольно большой погрешности для $\frac{M_P}{m_0}$ получается заметная погрешность для m_0 , а отсюда для e и α . Отсюда же проистекает большая неточность в определении R_∞ и $\frac{M_D}{M_P}$. Однако все вычисленные величины (за исключением возможно α) в пределах ошибок опыта совпадают с изме-

Таблица 3

Величина	Значение
Постоянная Ридберга для водорода, R_H	$(109\,677.75_3 \pm 0.030) \text{ см}^{-1}$
Постоянная Ридберга для дейтерия, R_D	$(109\,707.56_7 \pm 0.030) \text{ см}^{-1}$
Постоянная Ридберга для бесконечно тяжелого ядра, R_∞	$(109\,737.4_{58} \pm 0.16) \text{ см}^{-1}$
Отношение массы протона к массе электрона, $\frac{M_P}{m_0}$	$1\,837 \pm 4$
Удельный заряд электрона, $\frac{e}{m_0}$	$(1.758 \pm 0.004) \cdot 10^7 \frac{\text{эл. магн. ед.}}{\text{г}}$
Атомный вес электрона, A_{el}	$(5.488 \pm 0.010) \cdot 10^{-4}$
Масса электрона, m_0	$(9.11_8 \pm 0.030) \cdot 10^{-28} \text{ г}$
Заряд электрона, e	$(1.603 \pm 0.009) \cdot 10^{-20} \text{ CGSEM}$ или $(4.80_6 \pm 0.027) \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$
Постоянная тонкой структуры, α	$(7.39 \pm 0.10) \cdot 10^{-3}$
Отношение массы дейтона к массе протона, $\frac{M_D}{M_P}$	1.998 ± 0.018

рениями других авторов (1, 8, 9, 10). На значения R_D и R_H эта неточность в α не сказалась, так как для вычислений в этом случае бралось значение α , измеренное более точно, при помощи интерферометра, другими авторами. Кроме того погрешность в определении R почти исключительно происходит от неточности измерения абсолютных значений волновых чисел. Значение $\frac{M_D}{M_P}$, измеренное с помощью масспектрографа (9), равно 1.9985 ± 0.00015 . Наше значение в пределах ошибок опыта совпадает с этим; однако естественно, что при таком косвенном измерении неточность во много раз превосходит погрешность опытов Астона.

Лаборатория молекулярной и атомной спектроскопии.
Государственный оптический институт.
Ленинград.

Поступило
13 VI 1938.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ C. D. Shane a. F. H. Spedding, Phys. Rev., 47, 33 (1935); F. H. Spedding, C. D. Shane a. N. S. Grace, ibid., 47, 38 (1935); R. C. Williams a. R. C. Gibbs, ibid., 48, 971 (L) (1935); 49, 416 (A) (1936). ² A. Hagenbach u. H. Gärtner, Helv. Phys. Acta, 8, 314 (1935). ³ H. E. White, Introduction to Atomic Spectra, N. Y. (1934). ⁴ В. И. Черняев, ДАН, XIX, 245 (1938). ⁵ H. Bethe, Hndb. d. Physik, XIV, I Teil, § 43. ⁶ R. C. Williams a. R. C. Gibbs, Phys. Rev., 45, 475, 491(L) (1934). ⁷ F. H. Spedding, C. D. Shane a. N. S. Grace, loc. cit. ⁸ T. R. Birge, Rev. Mod. Phys., 1, 1 (1929). ⁹ F. W. Aston, Nature, 137, 357 (1936). ¹⁰ W. W. Houston, Phys. Rev., 30, 608 (1927).