

# Laboratorio Intermedio

## Espectros atómicos\*

Juan Sebastián Parada  
*Universidad de Los Andes*

Daniel Forero  
*Universidad de Los Andes*  
(Dated: 26 de octubre de 2017)

En el presente informe se reportan los resultados del experimento de espectros atómicos. A lo largo de dicho experimento se tomaron mediciones sobre los espectros de distintos elementos. Se calibró la medición utilizando el espectro del mercurio y se obtuvo una relación  $\lambda(d)$ , con  $d$  medida con el espectrómetro. Posteriormente se calculó la constante de Rydberg como  $R_\infty = 10905632,4428 \pm 11037 \text{ m}^{-1}$ . Además se compararon las mediciones de las longitudes de onda de distintas líneas en los espectros de algunos gases nobles, con las reportadas en la referencia [3]. Se obtuvieron valores bajos de error porcentual, lo que indica una buena aproximación de  $\lambda(d)$  a las longitudes de onda teóricas.

### I. INTRODUCCIÓN

Un espectro atómico es una serie de líneas de colores con espacios oscuros entre ellas, generadas por átomos excitados. Cada color en un espectro atómico corresponde a un rayo de luz con una longitud de onda determinada. Estos rayos son emitidos por la transición del átomo excitado entre dos niveles de energía distintos. Gracias a los espectros atómicos se pueden identificar elementos, ya que cada elemento produce un conjunto único de líneas espectrales [1].

Los espectros atómicos son explicados mediante la combinación entre la mecánica clásica y la mecánica cuántica. Estos espectros demuestran que la energía en una onda electromagnética está cuantizada. Más aún, estos espectros permiten evidenciar que al interior de los átomos solo son posibles valores discretos de energía. Por lo tanto, los espectros atómicos involucran ideas que rompen con las concepciones macroscópicas relacionadas con la naturaleza de la radiación electromagnética y de la materia misma.

Motivados por esto, en este texto se presenta un análisis experimental de los espectros de emisión del hidrógeno, helio, mercurio, neón, kriptón, argón y xenón, obtenidos mediante una rendija y un espectrómetro de prisma. Mediante una calibración de las longitudes de onda del mercurio, se calculan las longitudes de onda de los otros elementos y se realiza una comparación con los datos reportados en la literatura. Adicionalmente, mediante la longitud de onda de una línea espectral del hidrógeno obtenida con la calibración mencionada, se obtiene la constante de Rydberg experimentalmente.

Para exponer el estudio realizado, en la sección II se presenta la definición de algunos conceptos teóricos necesarios para comprender y llevar a cabo el análisis experimental. Posteriormente, en la sección III se expone

el montaje experimental utilizado y en la sección IV se presentan los resultados obtenidos, junto con su respectivo análisis. Por último, en la sección V se exponen las conclusiones obtenidas a partir de la práctica realizada.

### II. MARCO TEÓRICO

Para comprender en su totalidad el fenómeno analizado experimentalmente, en esta sección se exponen los conceptos teóricos relacionados con los espectros atómicos.

#### A. Índice de refracción

El índice de refracción  $n$  de un material es la razón entre la rapidez de la luz  $c$  en el vacío y la rapidez  $v$  en el material [8]:

$$n = \frac{c}{v}. \quad (1)$$

Para el vacío,  $n = 1$  y para otros materiales  $n \geq 1$ , ya que la luz siempre viaja con una menor velocidad en un material que en el vacío. Además, como  $n$  es el resultado de la razón entre dos velocidades, es una cantidad adimensional.

Para cualquier material se cumple que la velocidad  $v$  de propagación de una onda, su frecuencia  $f$  y su longitud de onda  $\lambda$  se relacionan mediante la expresión

$$v = \lambda f. \quad (2)$$

Adicionalmente, la frecuencia de la onda no cambia cuando pasa de un material a otro [8]. Por lo tanto se puede encontrar una nueva relación entre el índice de refracción, la longitud de onda  $\lambda$  de la luz en un material y la longitud de onda  $\lambda_0$  de la luz en el vacío:

---

\* Llevado a cabo el 17 y 31 de agosto de 2017



Figura 1. Difracción por un prisma. Tomado de [8]

$$n = \frac{\lambda_0 f}{\lambda f} = \frac{\lambda_0}{\lambda}. \quad (3)$$

### B. Espectrómetro de prisma

El espectrómetro de prisma es un instrumento que permite descomponer la luz en sus colores espectrales. Para ello, la luz pasa a través de un prisma y, como resultado, se pueden observar espectros ópticos. Cuando un rayo de luz blanca incide sobre el prisma se genera el fenómeno de dispersión, según el cual la rapidez de las ondas que se propagan al interior del prisma y el índice de refracción dependen de la longitud de onda. Más aún, a partir de la ecuación 3 se puede concluir que el valor del índice de refracción disminuye al aumentar la longitud de onda. Por lo tanto, la velocidad de las ondas con longitud de onda mayor se incrementa. Como resultado, las ondas con una mayor longitud de onda (luz violeta) se desvían según la ley de Snell a un ángulo mayor con respecto a la dirección original de la luz blanca. La ley de Snell establece que

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (4)$$

donde  $\theta_1$  y  $\theta_2$  son los ángulos de incidencia y de refracción, respectivamente,  $n_1$  es el índice de refracción del medio exterior al prisma y  $n_2$  es el índice de refracción del prisma. Debido a que para longitudes de onda mayores el índice de refracción disminuye, los ángulos  $\theta_2$  a los que se refractan los rayos con mayor  $\lambda$  son mayores con respecto a los ángulos a los que se difractan las longitudes de onda menores (luz roja), obteniendo así la división de la luz en los colores que la componen, como se observa en la figura 1.

### C. Difracción por una rendija

En la figura 2 se presenta la vista lateral de una rendija, o ranura. Según el principio de Huygens, si una onda plana incide en la rendija desde la izquierda, cada elemento de área de la abertura de la ranura puede considerarse

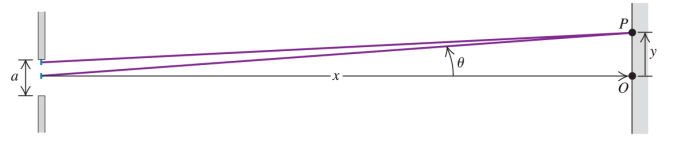


Figura 2. Vista lateral de una rendija. Tomado de [8]

como una fuente de ondas secundarias [8]. Así, se genera una división de la onda incidente en múltiples haces, que generan un patrón de difracción a una distancia horizontal  $x$  a la derecha de la rendija. Cuando la distancia  $x$  es mucho mayor que el ancho de la rendija  $a$ , los rayos provenientes de puntos separados por una distancia  $a/2$  se pueden considerar como paralelos. La diferencia de caminos entre los dos haces mostrados en la figura 2 es  $(a/2) \sin \theta$ , por lo que existirá interferencia constructiva si se cumple

$$\frac{a}{2} \sin \theta = m\lambda \quad (m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots), \quad (5)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda de los dos haces.

### D. Rejilla de difracción

Una rejilla de difracción es una serie de ranuras paralelas del mismo ancho y separadas por distancias iguales  $d$  entre sus centros [8], como se puede observar en la figura 3. Las direcciones a ángulos  $\theta$  para las que se obtienen máximos de intensidad son aquellas con respecto a las cuales la diferencia de trayecto correspondiente a ranuras adyacentes es un múltiplo entero  $m$  de la longitud de onda. Así, se cumple [8]

$$d \sin \theta = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (6)$$

Al iluminar una rejilla de difracción con luz blanca, el patrón obtenido es una serie de líneas con distintas longitudes de onda a ángulos determinados por la ecuación 6. Cada valor de  $m$  corresponde a una longitud de onda distinta, con lo que se divide la luz original en los colores que la componen. En el patrón obtenido, las longitudes de onda largas (extremo rojo del espectro) se encuentran a ángulos más grandes con respecto a las longitudes de onda menores (extremo violeta del espectro).

### E. Teoría atómica de Bohr

En 1913 Bohr desarrolló un modelo a partir del cual se podía explicar cuantitativamente el espectro del hidrógeno. Este modelo se basó en cuatro postulados [7]:

- Un electrón en un átomo se mueve en una órbita circular alrededor del núcleo bajo la influencia de la atracción de Coulomb entre el electrón y el núcleo, obedeciendo las leyes de la mecánica clásica

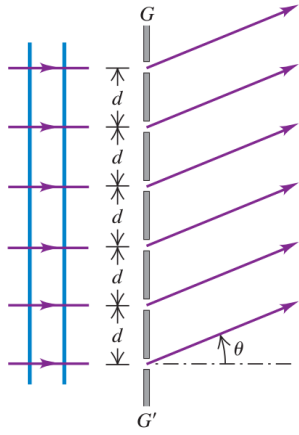


Figura 3. Rejilla de difracción [8]

- En lugar de las orbitas infinitas que serían posibles en la mecánica clásica, solo es posible que un electrón se mueva en una orbita en la que su momento angular orbital  $L$  sea un múltiplo entero de la constante de Planck dividida entre  $2\pi$ , es decir, un múltiplo entero de  $\hbar$ .
- A pesar de que esté acelerando constantemente, un electrón que se mueve en una orbita permitida no radia energía electromagnética. Así, la energía total se mantiene constante.
- Radiación electromagnética es emitida si el electrón, inicialmente en una orbita con energía  $E_i$ , realiza una transición a una orbita con energía total  $E_f$ . La frecuencia de la radiación emitida  $\nu$  es igual a la cantidad de  $(E_i - E_f)$  dividida en la constante de Planck.

Mediante estos postulados, Bohr describió la estructura de los átomos a través de la mezcla de la mecánica clásica y la mecánica cuántica [7]. El electrón moviéndose en una trayectoria circular obedece las leyes de la mecánica clásica, pero la idea de la cuantización del momento angular orbital concuerda con la mecánica cuántica. Además, Bohr asume que el electrón obedece la ley de Coulomb característica de la mecánica clásica, pero no obedece la emisión característica de radiación en la mecánica clásica generada por una partícula cargada acelerada.

#### F. Espectro de emisión y absorción

Un prisma o una rejilla de difracción permiten separar las diversas longitudes de onda de un rayo de luz y formar un espectro. Si la fuente de la luz es un sólido caliente o un líquido, se obtiene un espectro continuo, es decir, un espectro que contiene todas las longitudes de onda. Si la fuente luminosa es un gas que conduce una descarga eléctrica o una sal volátil calentada en una llama, solo

aparecen algunos colores en forma de líneas paralelas. A este espectro se le denomina espectro de emisión y cada elemento en estado gaseoso tiene un conjunto único de longitudes de onda en su espectro de emisión [8]. Por otra parte, si se hace pasar luz blanca a través de un gas, se observa un espectro con una serie de líneas negras que corresponden a las longitudes de onda que se han absorbido. A este espectro se le denomina espectro de absorción.

#### G. Líneas espectrales

Las líneas espectrales observadas en los espectros de emisión se generan por las transiciones atómicas entre los distintos niveles de energía descritos por el modelo de Bohr. Según este modelo, un átomo puede hacer una transición de un nivel de energía a uno de menor energía, al emitir un fotón cuya energía es igual a la diferencia de energía entre los niveles inicial y final, con energías  $E_i$  y  $E_f$ , respectivamente. Si la energía del fotón es  $hf = hc/\lambda$ , entonces

$$hf = \frac{hc}{\lambda} = E_i - E_f, \quad (7)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda del rayo generado por la transición atómica,  $h$  es la constante de Planck y  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío.

En 1885, Balmer encontró una fórmula, mediante ensayo y error, para calcular las longitudes de onda de las líneas del espectro del hidrógeno [8]:

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\infty} \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (8)$$

donde  $n$  es un número entero mayor o igual a 3 y  $R_{\infty}$  es la constante de Rydberg, con un valor numérico de

$$R_{\infty} = 1,097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}. \quad (9)$$

Posteriormente, Rydberg encontró una fórmula más general mediante el estudio de diferentes elementos, según la cual

$$\frac{1}{\lambda} = R_{\infty} \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (10)$$

donde se cumple  $n_1 < n_2$ , con  $n_1$  y  $n_2$  números enteros.

#### H. Espectros de emisión de H, He, Hg, Ne, Ar, Kr y Xe

En la figura 4, se presentan los espectros de emisión del hidrógeno, helio y mercurio. Además, en la figura 5

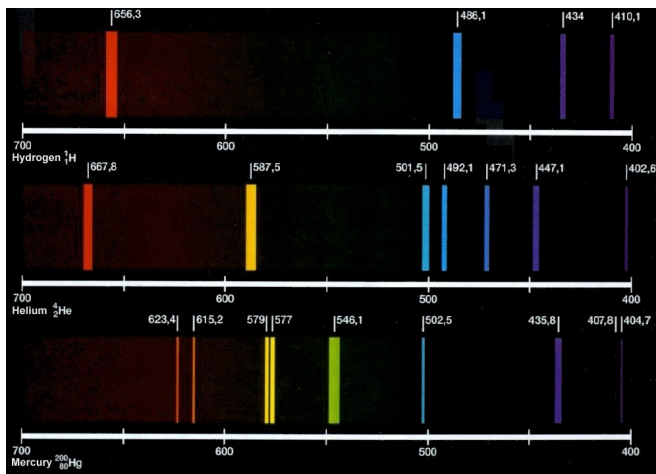


Figura 4. Espectros de emisión del hidrógeno, helio y el mercurio. Tomado de [6]

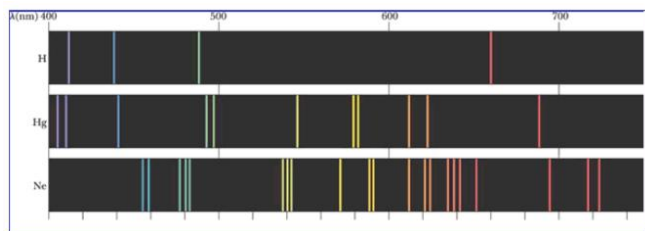


Figura 5. Espectro de emisión del neón comparado con los espectros del hidrógeno y helio. Tomado de [5]

se puede visualizar el espectro del neón y en la figura 6 se pueden observar los espectros del argón, kriptón y xenón. Adicionalmente, las transiciones entre niveles de energía que generan las longitudes de onda del espectro del hidrógeno se pueden visualizar en la figura 7.

### III. MONTAJE EXPERIMENTAL

Para el desarrollo del experimento se utilizó el montaje mostrado en la figura 8. El espectrómetro consiste en tres partes: colimador, telescopio y lámpara auxiliar. El colimador consiste en una rendija de ancho ajustable, que permite que el tubo se vea más claramente a través

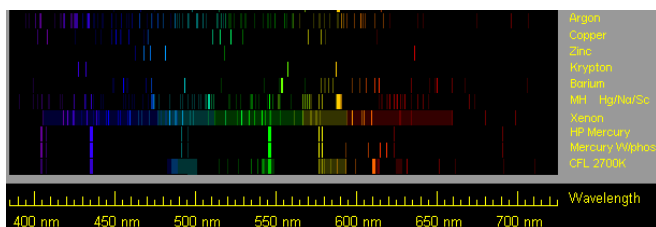


Figura 6. Espectros de emisión de varios elementos, incluidos el argón, el kriptón y el xenón. Tomado de [4]

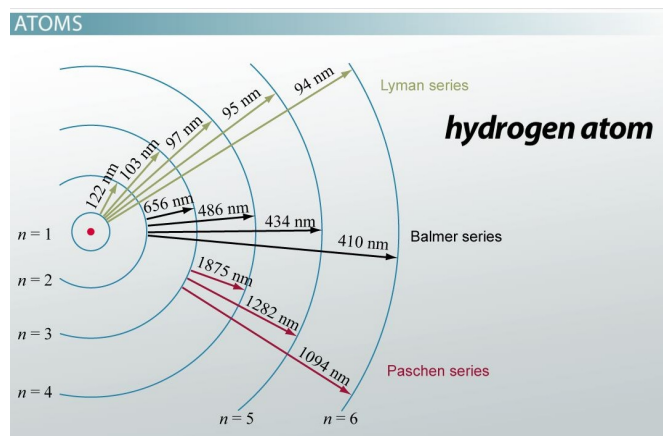


Figura 7. Longitudes de onda generadas por las transiciones electrónicas en el átomo de hidrógeno. Tomado de [2]

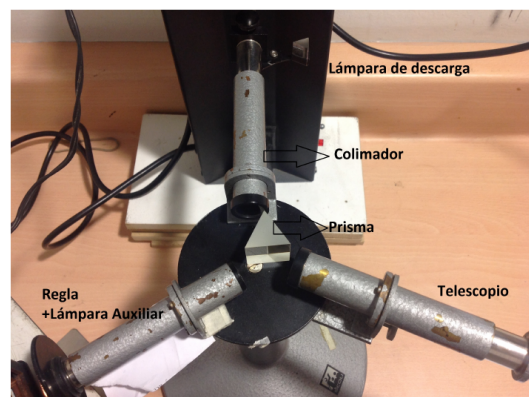


Figura 8. Montaje del espectrómetro para el experimento, tomado de guía de laboratorio.

del telescopio. Este último se utiliza para observar las distintas regiones del espectro, ya que es posible moverlo alrededor de la base. La lámpara auxiliar permite proyectar la regla sobre el espectro, de manera que se puedan realizar mediciones con precisión.

El prisma es el elemento encargado de la difracción de la luz proveniente del tubo. Para calibrar el montaje se movieron los distintos elementos, en especial el prisma, de forma que se viera el espectro del mercurio sobre la regla proyectada. Una vez logrado esto, se ubicó el cero de la regla en la primera línea espectral de dicho elemento. El montaje se inmovilizó en esta configuración para lograr la mayor consistencia posible en las mediciones.

### IV. RESULTADOS Y ANÁLISIS

En primer lugar, el montaje debió ser calibrado, por lo cual, utilizando el tubo de mercurio se tomaron mediciones de las distintas líneas espectrales ubicando el cero de la regla  $d = 0$  en la línea amarilla. Se obtuvieron los

$d(\pm 0,05 \text{ cm})$	$\lambda(\text{nm})$
0.0	579.0
0.2	577.0
2.5	546.1
16.8	435.8

Cuadro I. Mediciones realizadas con el tubo de mercurio y longitudes de onda correspondientes.

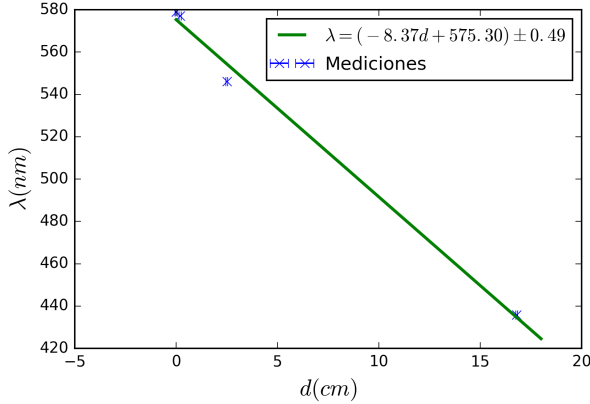


Figura 9. Estimación de la longitud de onda  $\lambda$  en función de la distancia  $d$  medida.

datos mostrados en el cuadro I. Con estos datos se realizó una regresión lineal, de forma que se obtiene una función  $\lambda(d)$  que, dada una medición en centímetros de la regla, retorna la longitud de onda estimada de la línea. Esto se ilustra en la figura 9.

Posteriormente, se experimentó con el espectro del helio, para el cual se midieron distintas líneas espectrales, se estimó la longitud de onda y se obtuvo un error porcentual. Los resultados se reportan en el cuadro II. Se puede ver que el ajuste realizado (con  $r^2 = 0,993$ ) es, en efecto, bastante bueno, ya que se obtienen porcentajes de error bajos. No obstante, se podría mejorar mediante la medición de más líneas del mercurio, de forma que se obtenga una muestra mayor. Con el tubo de hidrógeno se logró medir únicamente una línea, para la cual se obtuvo una longitud de onda de  $\lambda = 489,04 \pm 0,49 \text{ nm}$ , que se acerca al valor de la literatura  $\lambda_{teo} = 486,1 \text{ nm}$  correspondiente a la transición de  $n = 4$  a  $n = 2$ . Con esta información se calcula la constante de Rydberg de acuerdo a la ecuación 10. Se obtuvo un valor de

$d(\pm 0,05 \text{ cm})$	$\lambda(\pm 0,49 \text{ nm})$	$\lambda_{teo}(\text{nm})$	%error
0.3	572.79	587.50	2.50
8.2	506.63	501.50	1.02
9.4	496.58	492.10	0.91
12.7	468.95	471.30	0.50
17.0	432.94	447.10	3.17

Cuadro II. Mediciones realizadas con el tubo de helio, valores estimados de longitud de onda y errores porcentuales correspondientes.

$R_\infty = 10905632,4428 \pm 11037 \text{ m}^{-1}$ . Las discrepancias con el valor teórico (ecuación 9) se atribuyen a altas incertidumbres generadas por el grosor y por la baja intensidad de algunas de las líneas espectrales del mercurio. Esto genera la propagación del error y, por lo tanto, diferencias en el valor obtenido experimentalmente de la constante de Rydberg a partir de la calibración. Adicionalmente, se podrían realizar numerosas mediciones de la constante de Rydberg si se utiliza una regla de mayor longitud. Así, se podría realizar el cálculo presentado anteriormente para más líneas espectrales del hidrógeno, reduciendo la incertidumbre calculada.

A continuación, se tomaron mediciones sobre distintas líneas espectrales de diferentes gases nobles. Estas mediciones fueron contrastadas con los valores reportados en la referencia [3]. En primer lugar se tomó el tubo espectral del neón, para el cual se obtuvieron los resultados mostrados en el cuadro III.

$d(\pm 0,05 \text{ cm})$	$\lambda(\pm 0,49 \text{ nm})$	$\lambda_{teo}(\text{nm})$	%error
0.0	575.30	576.44	0.20
0.3	572.79	574.83	0.36
0.7	569.44	571.92	0.43
1.0	566.93	565.67	0.22
1.7	561.06	556.28	0.86
7.0	516.68	514.49	0.42
12.7	468.95	470.44	0.32

Cuadro III. Resultados obtenidos para el tubo con neón.

Después, se tomó el tubo con xenón, del cual se obtuvieron los datos reportados en el cuadro IV.

$d(\pm 0,05 \text{ cm})$	$\lambda(\pm 0,49 \text{ nm})$	$\lambda_{teo}(\text{nm})$	%error
12.0	474.81	473.42	0.29
14.7	452.20	452.19	0.00
15.7	443.82	444.81	0.22
16.6	436.29	436.92	0.15

Cuadro IV. Resultados obtenidos para el tubo con xenón.

Por otro lado, las mediciones realizadas sobre el tubo con argón arrojaron los resultados del cuadro V.

$d(\pm 0,05 \text{ cm})$	$\lambda(\pm 0,49 \text{ nm})$	$\lambda_{teo}(\text{nm})$	%error
0.5	571.11	565.07	1.07
2.5	554.36	555.87	0.27
3.2	548.50	549.59	0.20
9.2	498.26	496.51	0.35
13.2	464.76	463.72	0.22
15.6	444.66	444.89	0.05
19.3	413.67	413.17	0.12

Cuadro V. Resultados obtenidos para el tubo con argón.

Finalmente, utilizando el tubo con kriptón, se tomaron las medidas mostradas en el cuadro VI.

$d(\pm 0,05 \text{ cm})$	$\lambda(\pm 0,49 \text{ nm})$	$\lambda_{teo}(\text{nm})$	%error
3.5	545.99	546.82	0.15
5.8	526.73	530.87	0.78
19.8	409.49	409.87	0.09

Cuadro VI. Resultados obtenidos para el tubo con kriptón.

Como se puede ver en los cuadros III a VI, los errores porcentuales son bastante bajos, en general. Lo anterior es evidencia de que el ajuste realizado al principio arroja resultados cercanos a los valores esperados para las longitudes de onda de las distintas líneas. Las discrepancias con los valores teóricos se asocian con la propagación de error de la calibración y con la incertidumbre en la medición de las longitudes de onda de las líneas espectrales con alto grosor y baja intensidad de cada uno de los elementos.

## V. CONCLUSIONES

A partir de los resultados obtenidos se puede concluir lo siguiente:

- La constante de Rydberg,  $R_\infty = 10905632,4428 \pm 11037 \text{ m}^{-1}$ , obtenida a partir de la medición de la longitud de onda correspondiente a la transición entre los niveles 2 y 4 del átomo de hidrógeno, difiere de la constante teórica  $R_\infty = 1,097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$  por  $64367,5572 \text{ m}^{-1}$ . El valor experimental difiere del teórico por las incertidumbres generadas en la medición de la longitud de onda de las líneas espectrales del mercurio. Específicamente, el grosor y la baja intensidad de las líneas espectrales del mercurio generan una propagación de error desde la cali-

bración. Adicionalmente, la calibración podría mejorarse mediante el uso de una regla de mayor longitud, para abarcar una mayor cantidad de líneas espectrales del mercurio en la interpolación.

- Mediante la calibración del mercurio se calcularon longitudes de onda de las líneas espectrales del neón, helio, kriptón, argón y xenón con un error porcentual máximo de 3,17% con respecto a los valores reportados en la literatura. Los errores porcentuales mayores se atribuyen no solo a la calibración realizada con el mercurio, sino que también se relacionan con incertidumbres y propagación de error generados por el alto grosor y la baja intensidad de algunas líneas espectrales de cada uno de estos elementos.
- Los errores porcentuales más grandes entre las longitudes de onda obtenidas y las longitudes teóricas se obtuvieron para el helio. Los errores porcentuales en las mediciones de las longitudes de onda de las líneas espectrales del xenón, argón, kriptón y neón son menores a 1,07%, es decir, los datos obtenidos difieren de los datos teóricos en máximo 6,04 nm, lo que demuestra mediciones experimentales cercanas a los datos teóricos.
- Mediante la implementación de una regla de mayor longitud podría obtenerse la longitud de onda de más líneas espectrales del hidrógeno mediante la calibración realizada con el mercurio. Así, sería posible repetir el cálculo de la constante de Rydberg para múltiples longitudes de onda de las líneas espectrales del hidrógeno. Gracias a esto, se podría reducir la incertidumbre de  $\pm 11037 \text{ m}^{-1}$  en la medición experimental.

- 
- [1] Atomic spectra. [https://chem.libretexts.org/Core/Physical\\_and\\_Theoretical\\_Chemistry/Quantum\\_Mechanics/09.\\_The\\_Hydrogen\\_Atom/Atomic\\_Theory/Electrons\\_in\\_Atoms/Atomic\\_Spectra](https://chem.libretexts.org/Core/Physical_and_Theoretical_Chemistry/Quantum_Mechanics/09._The_Hydrogen_Atom/Atomic_Theory/Electrons_in_Atoms/Atomic_Spectra). Accessed: 2017-09-26.
- [2] Electron transitions & spectral lines. <http://study.com/academy/lesson/electron-transitions-spectral-lines.html>. Accessed: 2017-09-19.
- [3] Nist: Basic atomic spectroscopic data. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/periodictable.htm>. Accessed: 2017-09-26.
- [4] Spectra! <http://donklipstein.com/spectra.html>. Accessed: 2017-09-19.
- [5] Spectral lines. <http://chemistry.tutorcircle.com/inorganic-chemistry/spectral-lines.html>. Accessed: 2017-09-19.
- [6] Types of emission and absorption spectra. <http://poozacreations.blogspot.com.co/2012/03/types-of-emission-and-absorption.html>. Accessed: 2017-09-19.
- [7] Robert Eisberg, Robert Resnick, and Judith Brown. Quantum physics of atoms, molecules, solids, nuclei, and particles. *Physics Today*, 39:110, 1986.
- [8] Francis Weston Sears, A Lewis Ford, and Roger A Freedman. *Física universitaria: con física moderna*, volume 2. Pearson educación, 2005.