

[7] Д. К. Терехин, С. А. Фридрихов, Г. Г. Антонов. Опт. и спектр., 27, 209, 1969.

[8] А. Э. Фотиади, С. А. Фридрихов. Ж. прик. спектр., 12, 743, 1970.

[9] S. A. Fridrihov, A. E. Fotiadi. X Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, p. 153. Oxford, 1971.

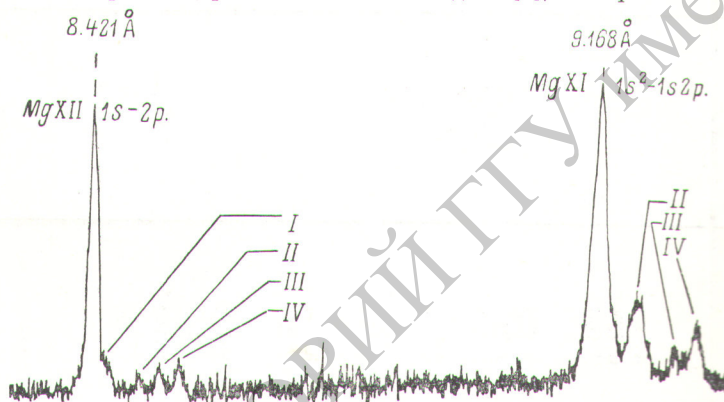
Поступило в Редакцию 14 сентября 1972 г.

УДК 539.184.2

НАБЛЮДЕНИЕ САТЕЛЛИТОВ РЕЗОНАНСНЫХ ПЕРЕХОДОВ H- И He-ПОДОБНЫХ ИОНОВ Mg И Al В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, Л. А. Вайнштейн, С. М. Захаров,
О. Н. Крохин и Г. В. Склизков

С помощью лазерной установки, обеспечивающей плотность потока, нагревающего излучения $\sim 10^{14}$ вт/см² [1], и спектрографа с выпуклым кристаллом [2] исследуются рентгеновские спектры магниевой и алюминиевой лазерной плазмы. На рисунке приведены спектрограммы, полученные за 2—3 вспышки лазера на пленке УФ-ВЧ. Характерной особенностью спектров является наличие сателлитов резонансных линий He-подобных ионов Mg XI и Al XII типа $1s^2nl-1s2pnl$ (см., например, [3]) и H-подобных ионов Mg XII и Al XIII типа $1snl-2pnl$. В таблице приведены длины волн наиболее интенсивных переходов, рассчитанные по методике [4], экспериментальные длины



волн из спектрограммы рисунка, а также предыдущие лабораторные [5] и астрофизические [6] наблюдения. Описание эксперимента, наблюдаемые интенсивности линий, подробные таблицы расчетных длин волн, вероятностей излучательных переходов и безызлучательного распада, обсуждение ионизационного равновесия и механизмов заселения верхних уровней наблюдаемых переходов, оценки температуры лазерной плазмы опубликованы в [7]. Отметим, что приведенные результаты представляют интерес для выяснения физических условий в термоядерной лазерной плазме [8] и солнечной короне [9]. Авторы благодарны Н. Г. Басову и С. Л. Мандельштаму за интерес к работе, И. Л. Бейгману, А. В. Виноградову, У. И. Сафроновой, Е. А. Юкову за обсуждение результатов. Авторы признательны В. М. Уваровой и М. Р. Шпольскому, предоставившим пленку УФ-ВЧ.

Литература

- [1] Н. Г. Басов, В. А. Бойко, С. М. Захаров, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков. Письма в ЖЭТФ, 13, 691, 1971.
- [2] Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, С. М. Захаров, Н. В. Склизков, А. Н. Федоров. Сб. ФИАН «Краткие сообщения по физике», № 12, 36, 1971.
- [3] A. N. Gabriel, S. Jordan. Nature, 221, 947, 1969.
- [4] Л. А. Вайнштейн, У. И. Сафронова. Сб. ФИАН «Краткие сообщения по физике», № 3, 40, 1972.
- [5] G. Flemberg. Ark. Mat. Astr. Fys., 28A, 1, 1942.
- [6] J. H. Parkinson. Nature Physical Science, 236, 68, 1972.

Переход	Магний				Алюминий		
	настоящая работа		искра [°]	корона [°]	настоящая работа		искра [°]
	расчет	лазерная плазма			расчет	лазерная плазма	
$5p^2P - 1s^2S$		6.580					
$4p^2P - 1s^2S$		6.738 *					
$3p^2P - 1s^2S$		7.106				6.053 *	
$1s7p^1P_1 - 1s^2S_0$		7.165				6.148	
?							
$1s6p^1P_1 - 1s^2S_0$		7.222				6.178	
$1s6p^1P_1 - 1s^2S_0$		7.310	7.3096			6.314	6.3137
$1s4p^1P_1 - 1s^2S_0$		7.474	7.4732			6.635	6.6345
$1s3p^1P_1 - 1s^2S_0$		7.850	7.8503			6.747	
?		8.062				6.801	
?						7.173 *	
$2p^2P - 1s^2S$		8.421 *				7.188	
$2p^2S_0 - 1s2p^1P_1$	8.4441	8.443			7.1912	7.227	
$2s2p^1P_1 - 1s2s^1S$	8.4943	8.494			7.2304		
$2s2p \left\{ \begin{array}{l} 3P_2 - \\ 3P_1 - \\ 3P_0 - \end{array} \right\} 1s2s^3S_1$	8.5193	8.522			7.2495	7.249	
	8.5230				7.2533		
	8.5240				7.2543		
$2p^2D_2 - 1s2p^1P_1$	8.5497	8.549			7.2742	7.273	
$2p^2P_2 - 1s2p^3P_1$	8.5820	8.575			7.2997		
$2s2p^3P_1 - 1s2p^1S_0$	8.5983	8.599			7.3131		
$1s2p^1P_1 - 1s^1S_0$	9.1690	9.168 *	9.1682	R 0.169		7.757 *	7.7568
?		9.185	a 9.1912	R 9.180		7.770	
				R ₂ 9.191			
$1s2s^2S_{1/2} - 1s^2p \left\{ \begin{array}{l} 2P_{1/2} \\ 2P_{3/2} \end{array} \right\}$	9.2181				7.7953		
	9.2215			I 9.223	7.7988		

* Взяты в качестве реперов.

Переход	Магний				Алюминий		
	настоящая работа		искра [°]	корона [°]	настоящая работа		искра [°]
	расчет	лазерная плазма			расчет	лазерная плазма	
$1s2p \left\{ \begin{matrix} 3P_2 - \\ 3P_1 - \end{matrix} \right\} 1s^2 1S_0$	9.227 9.230	9.227	<i>b</i> 9.2303	<i>I</i> 9.232		7.803	<i>b</i> 7.8063
$2s2p[1P]1s \left\{ \begin{matrix} 2P_{3/2} - \\ 2P_{1/2} - \end{matrix} \right\} 1s^2 2s^2 S_{1/2}$	9.2343 9.2352			<i>I</i> ₂ 9.237	7.8081 7.8090		
$2s2p[3P]1s \left\{ \begin{matrix} 2P_{3/2} - \\ 2P_{1/2} - \end{matrix} \right\} 1s^2 2s^2 S_{1/2}$	9.2833 9.2853	9.285	<i>c</i> 9.2832	<i>R</i> ₃ $\left\{ \begin{matrix} 9.284 \\ 9.286 \end{matrix} \right\}$	7.8461 7.9480	7.844	<i>c</i> 7.8464
$1s2p^2 2P_{3/2} - 1s^2 2p \left\{ \begin{matrix} 2P_{1/2} \\ 1P_{3/2} \end{matrix} \right\}$	9.2939 9.2974		<i>d</i> 9.2954		7.8538 7.8574		<i>d</i> 7.8564
$1s2s^3 S_1 - 1s^2 1S_0$	9.314			<i>F</i> 9.315			
$1s2p^2 \left\{ \begin{matrix} 2D_{3/2} - \\ 2D_{3/2} - \\ 2D_{5/2} - \end{matrix} \right\} 1s^2 2p \left\{ \begin{matrix} 2P_{1/2} \\ 2P_{3/2} \\ 2P_{3/2} \end{matrix} \right\}$	9.3150 9.3185 9.3193	9.318	<i>e</i> 9.3169		7.8709 7.8745 7.8752	7.872	
?				<i>R</i> ₄ 9.319 <i>R</i> ₄ 9.323			
$1s2p^2 4P_{3/2} - 1s^2 2p^2 P_{3/2}$	9.3831		<i>f</i> 9.3857		7.9255		
$2s2p[3P]1s \left\{ \begin{matrix} 4P_{3/2} - \\ 4P_{1/2} - \end{matrix} \right\} 1s^2 2s^2 S_{1/2}$	9.3909 9.3918		<i>g</i> 9.3915		7.9313 7.9323		
?			<i>h</i> 9.4079				

- [7] Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, Л. А. Вайнштейн, С. М. Захаров, О. Н. Крохин, У. И. Сафронова, Г. В. Склицков. Препринт ФИАН, № 113, 1973.
- [8] Н. Г. Басов, О. Н. Крохин. Вестн. АН СССР, № 6, 55, 1970.
- [9] Б. Н. Васильев, Ю. И. Гринева, И. А. Житник, В. И. Карев, В. В. Корнеев, В. В. Крутов, С. Л. Мандельштам. Сб. ФИАН «Краткие сообщения по физике», № 3, 29, 1972; Л. А. Вайнштейн, И. А. Житник, В. В. Корнеев, С. Л. Мандельштам. Сб. ФИАН «Краткие сообщения по физике», № 3, 35, 1972.

Поступило в Редакцию 23 сентября 1972 г.

УДК 533.36

ОЦЕНКА ГРАНИЦ СПЕКТРА РАЗМЕРОВ И ВЫБОР ДЛИН ВОЛН ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ

И. Э. Наац

При решении обратных задач теории рассеяния полидисперсными аэрозолями возникает необходимость в определении границ размеров, внутри которых данные оптические измерения состоятельны для оценки распределения частиц по размерам. В частности, эта задача имеет место и в методе спектральной прозрачности при восстановлении спектра размеров частиц по измерениям коэффициента ослабления $\beta(\lambda)$ для ряда длин волн [1].

Если интервал оптического зондирования $[\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$ достаточно широк, то оптические измерения вполне информативны для оценки спектра размеров в границах, охватывающих практически весь спектр исследуемых частиц. С другой стороны, чем уже интервал зондирования, тем уже границы, в пределах которых можно достоверно (в пределах точности оптических измерений) судить о микроструктуре зондируемого аэрозоля и тем большая часть спектра оказывается вне чувствительности данных измерений.

В связи с этим возникают две задачи теории оптического зондирования, а именно, определение границ размеров аэрозольных частиц, соответствующих в указанном выше смысле данному интервалу оптического зондирования и обратная ей — выбор длин волн зондирования в предположении, что границы размеров исследуемого аэрозоля известны. Ниже излагается метод приближенного решения указанных задач и его возможности иллюстрируются на примере анализа оптического эксперимента, в котором измеряется аэрозольный коэффициент ослабления (рассеяния) атмосферной дымки.

Предварительно рассмотрим следующую задачу. Пусть на длине волны λ с ошибкой σ измеряется оптическая аэрозольная характеристика $\beta(\lambda)$. Требуется оценить границы размеров r_1 и r_2 , такие, что если радиус аэрозольных частиц r удовлетворяет условию $r_1 \leq r \leq r_2$, то эти частицы в пределах точности оптического эксперимента «представлены» в данном оптическом измерении. Предположим, что измеряемое значение $\beta(\lambda)$ может быть представлено в виде интеграла

$$\beta(\lambda) = \int_{r_1}^{r_2} K(r, \lambda) \pi r^2 n(r) dr, \quad (1)$$

где $K(r, \lambda)$ — соответствующий фактор эффективности и r_1, r_2 — искомые границы спектра размеров $n(r)$. Будем полагать, что функция $n(r)$ определена в неограниченном интервале $[0, \infty]$ и ограничение пределов в (1) связано с конечной чувствительностью измерений. Иными словами, в силу того что $n(r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$ и $r \rightarrow \infty$, в измеренном значении $\beta(\lambda)$ не будут представлены как слишком малые, так и слишком большие частицы, поскольку их оптический вклад в $\beta(\lambda)$ сравним либо меньше ошибки измерения σ при данном λ .

Зафиксируем некоторое значение размера r_1 , тогда оптический вклад в рассеяние частиц, размеры которых меньше или сравнимы с r_1 , определяется интегралом

$$\Delta\beta(r_1, \lambda) = \int_0^{r_1} K(r, \lambda) \pi r^2 n(r) dr. \text{ Согласно вышесказанному, если } \Delta\beta \text{ сравнимо или}$$

меньше ошибки измерения σ , то область частиц $r \leq r_1$ можно считать не представленной в данном измерении $\beta(\lambda)$. Тогда неравенство $\Delta\beta(r_1, \lambda) \leq \theta\sigma$, где θ — некоторый доверительный коэффициент, можно использовать для оценки разрешаемой границы