

# Возбуждение атома гольмия электронным ударом

Ю.М.Смирнов

*Методом протяженных пересекающихся пучков исследовано возбуждение атома гольмия электронным ударом. Получены сечения и оптические функции возбуждения для нечетных уровней  $^6S_1$ , в том числе для лазерного уровня  $22014\text{ см}^{-1}$ . Показано, что до соударения с электронами более 99 % атомов находятся на основном уровне. Измерены также сечения возбуждения шести четных уровней, предположительно участвующих в создании инверсной населенности в газоразрядном лазере на парах гольмия.*

**Ключевые слова:** атом гольмия, сечения возбуждения, лазерный уровень.

## Введение

Генерация в газовых лазерах на переходах в атомах и однозарядных ионах редкоземельных элементов (РЗЭ) была получена уже в первые годы после открытия лазеров [1, 2]. В этот период достигнута генерация в импульсном режиме на переходах в атомах самария, европия, тулия и иттербия [3]. В последующие годы число лазерных линий на переходах РЗЭ существенно увеличилось, однако все они по-прежнему принадлежали четырем названным элементам.

Несомненно, важнейшим фактором, определяющим принципиальную возможность получения лазерной генерации на переходах конкретного атома или иона, является строение электронной оболочки этой частицы: положение энергетических уровней и их квантовые характеристики, возможные переходы между уровнями, вероятности переходов и радиационные времена жизни и т. п. С этой точки зрения среди РЗЭ выделяются, например, европий и иттербий, у которых наименьшие возбужденные уровни отделены от основного уровня энергетическим интервалом, превышающим  $12000\text{ см}^{-1}$ . Однако атом самария в этом отношении гораздо ближе к неодиму или гадолинию, чем к европию или иттербию, и имеет большую группу низколежащих уровней [4].

Другой возможной причиной сложившейся ситуации является довольно высокое давление паров Sm, Eu, Tm, Yb при сравнительно умеренных температурах. На рис. 1 представлены зависимости давления насыщенного пара от температуры для ряда элементов, включая РЗЭ; основой рис. 1 послужил рис. 13.15в из работы [5]. Видно, что все РЗЭ вполне отчетливо разделяются на две группы: элементы с низкой (Yb, Eu, Sm, Tm) и средней (Dy, Ho, Er, Nd, Tb, Gd, Lu, Ce) температурами испарения. К последней группе относятся также празеодим и прометий, не представленные на рис. 1. Можно, как это сделано в [3], в качестве условной границы рассматривать температуру

$t$ , при которой давление насыщенного пара элемента достигает 0.1 Тор. Для четырех элементов первой группы эта температура оказывается менее  $1000^\circ\text{C}$  (в [3] вследствие опечатки в эту же группу попадает гадолиний с температурой якобы  $809^\circ\text{C}$ , тогда как в действительности она должна составлять  $1809^\circ\text{C}$ ). Для остальных РЗЭ соответствующая температура находится в интервале  $1300\text{--}2000^\circ\text{C}$ .

Совсем недавно температурный барьер между двумя группами был преодолен: в работе [6] сообщалось о получении лазерной генерации на одном из переходов атома гольмия. Трубка из окиси бериллия, использованная в качестве газоразрядного канала, могла нагреваться до  $1650^\circ\text{C}$ , что соответствует давлению насыщенного пара гольмия около 2 Тор. Генерация лазерного излучения фиксировалась в диапазоне температур  $1300\text{--}1600^\circ\text{C}$  (давление пара гольмия 0.1–1.1 Тор) на линии с длиной

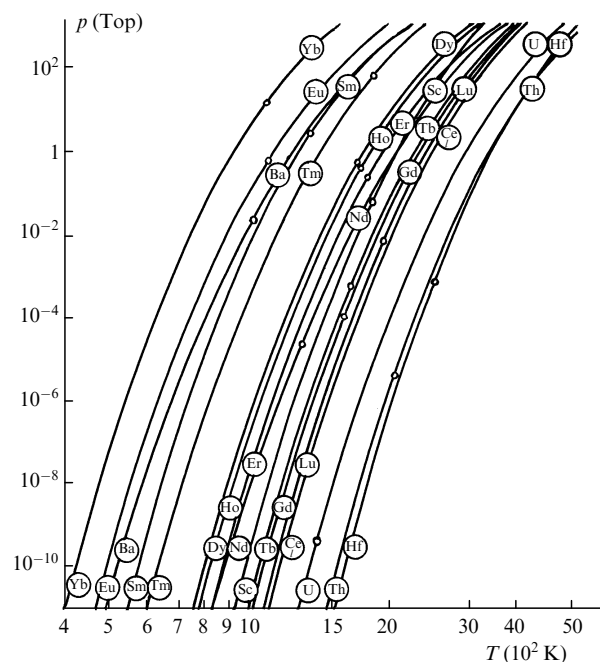


Рис. 1. Зависимости давления насыщенного пара элементов от температуры [5]; кружки – точки плавления; Ce находится в жидкой фазе.

волны  $\lambda = 1032 \pm 0.5$  нм. Она отнесена к переходу с уровня  $22014 \text{ см}^{-1}$  на уровень  $12344 \text{ см}^{-1}$ . Нижний уровень классифицирован как  $4f^{10}(^5I_7)5d_{3/2}6s^2(7, 3/2)_{13/2}$  в обозначениях  $J_1j$ -связи, а верхний – как  $4f^{11}(^4I^{\circ})5d6s(^3D)_{15/2}^{\circ}$  в обозначениях  $LS$ -связи. Для верхнего уровня терм не установлен, поскольку он является сильно смешанным; основной компонентой (30 %) является  $^4I^{\circ}$ , тогда как лидирующая примесная компонента  $(^4I^{\circ})(^3D)^2K^{\circ}$  составляет 27 %, а суммарное содержание остальных примесных компонент – около 43 % [7]. Таким образом, при получении лазерной генерации на вышеуказанном переходе происходит превращение  $4f \rightarrow 6s$ , которое в нормальной  $LS$ -связи запрещено.

Как отмечено в работе [6], «спектр гольмия является одним из наименее изученных среди РЗЭ». Публикация важной работы [8], в которой классифицировано 913 линий Но I из 1462, зарегистрированных ее авторами, значительно дополнила перечень ранее известных уровней атома гольмия. Однако ситуация с классификацией спектра Но I в видимой области при этом не изменилась, поскольку в [8] была исследована ИК область от  $2493$  до  $12344 \text{ см}^{-1}$ . В более поздней работе [9] были классифицированы четыре линии Но I и найдено положение трех новых уровней. Тем не менее замечание автора работы [6] о малой изученности спектра гольмия остается в силе до настоящего времени.

Этот факт обратил на себя внимание автора настоящей работы, когда при исследовании неупругих электрон-атомных столкновений возникла необходимость провести классификацию значительного числа спектральных линий атома и однозарядного иона гольмия. Полученные при этом результаты изложены в работе [10], где обсуждаются и основные принципы классификации с привлечением данных, получаемых при исследовании возбуждения атомов и ионов моноэнергетичными электронами.

В еще меньшей мере, чем спектры, изучены атомные постоянные Но I и Но II. В известной монографии [11] определены вероятности излучательных переходов  $A_{ki}$  для 25000 спектральных линий в спектрах 70 элементов, однако в [11] содержится лишь три вероятности  $A_{ki}$  для атома гольмия и ни одной – для его однозарядного иона. В более поздней работе [12] многоканальным методом задержанных совпадений измерены времена жизни 12 уровней Но I и двух уровней Но II, а также определены силы осцилляторов для 29 спектральных линий атома и для 4 спектральных линий однозарядного иона гольмия. Сравнительно недавно [13] измерены времена жизни трех уровней Но II, один из которых был исследован ранее в [12], и определены три вероятности  $A_{ki}$ .

Сечения возбуждения спектральных линий Но I были впервые измерены в работе [14] с установлением их масштаба на основе использования в качестве эталона сечений возбуждения молекулярного иона азота. В дальнейшем осуществлен переход к более надежному гелиевому эталону, для которого сечения возбуждения с высокой точностью определены в работе [15]. Новые результаты, полученные на этой основе для Но II, опубликованы в работе [16]. Масштабы сечений, установленные на основе азота и гелия, различаются почти в три раза.

При анализе условий получения лазерной генерации в [6] утверждается, что «верхний лазерный уровень имеет ту же четность, что и основное состояние, и не может возбуждаться прямым электронным ударом в разряде». Однако это утверждение не является в полной мере спра-

ведливым. Правило отбора по четности выполняется достаточно строго для большинства излучательных переходов атомов и ионов (особенно со сравнительно небольшой массой ядра). Однако при возбуждении электронным ударом оно проявляется не в форме строгого запрета, а лишь как фактор, несколько уменьшающий сечения возбуждения в запрещенных переходах по сравнению с разрешенными.

В настоящей работе исследуется возбуждение энергетических уровней атома гольмия, четность которых совпадает с четностью основного уровня и, следовательно, с четностью лазерного уровня Но I. При этом из полученного обширного материала отобраны преимущественно те переходы, для которых зарегистрированы оптические функции возбуждения (ОФВ).

## 1. Эксперимент

Как и при выполнении работ [14–16], был использован метод протяженных пересекающихся пучков. Поскольку принципы этого метода и аппаратное оснащение неоднократно обсуждались ранее (особенно детально – в работе [17]), их рассмотрение в настоящей работе нецелесообразно.

Исходя из задач настоящей работы, наиболее существенным фактором следует считать возможность термического заселения низколежащих уровней атома гольмия при его испарении. Нагрев гольмия осуществлялся путем непосредственного облучения поверхности металла электронным пучком. Давление насыщенного пара гольмия при температуре его плавления весьма велико (см. рис. 1), поэтому вполне возможно получение достаточно плотного атомного пучка при испарении гольмия из твердой фазы. При температуре поверхности металла  $1550 \text{ К}$  концентрация атомов в области пересечения атомного и электронного пучков составляла  $1.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Хотя это значение в пять раз ниже полученного при проведении эксперимента в [14], оптимизация работы всех систем на нашей установке дала более обширную и надежную информацию.

Современные технические возможности не позволяют непосредственно измерить концентрацию возбужденных атомов гольмия в первичном пучке. Оценка в предположении справедливости термодинамического равновесия дает следующие населенности низколежащих уровней Но I (в процентах от общей концентрации атомов в пучке): нечетные уровни  $4f^{11}6s^24I^{\circ}$ ,  $J = 15/2(0) - 99.27\%$ ,  $13/2(5419) - 0.57\%$ ,  $11/2(8605) - 0.026\%$ ,  $9/2(10696) - 0.0032\%$ ; четные уровни  $4f^{10}(^5I_8)5d_{3/2}6s^2(8, 3/2)$ ,  $J = 17/2(8378) - 0.048\%$ ,  $15/2(8427) - 0.042\%$ ,  $13/2(9147) - 0.019\%$ ,  $19/2(9741) - 0.015\%$ . В скобках указана энергия уровней в обратных сантиметрах. Таким образом, суммарная населенность четных уровней составляет  $0.114\%$ , т. е. она три порядка меньше суммарной населенности нечетных уровней.

По-видимому, реальная населенность обсуждаемых низколежащих возбужденных уровней меньше, чем приведенные выше оценки, поскольку при испарении атомов в вакуум с открытой поверхности равновесная населенность обычно не достигается и, кроме того, имеет место некоторая селективность распределения по уровням. Практически в нашем эксперименте возбуждение происходит лишь из одного основного уровня, поскольку его населенность превышает  $99\%$  общего числа атомов в пучке.

При исследовании наиболее интенсивных резонансных линий Но I концентрация атомов с целью минимизации реабсорбции понижалась до  $10^9 \text{ см}^{-3}$ . Однако для линий, обсуждаемых в настоящей работе, это несущественно, поскольку сечения их возбуждения сравнительно невелики и, главное, среди исследуемых переходов нет резонансных. Плотность тока электронного пучка в рабочем диапазоне энергий не превышала  $0.8 \text{ мА/см}^2$ . Ширина распределения электронов по энергиям составляла  $0.9 \text{ эВ}$  при энергии  $100 \text{ эВ}$  и  $1.0 \text{ эВ}$  при энергиях  $20$  и  $200 \text{ эВ}$  (для  $90\%$  электронов). Реальное спектральное разрешение было равно  $\sim 0.1 \text{ нм}$  при  $\lambda \leq 600 \text{ нм}$  и около  $0.25 \text{ нм}$  в более длинноволновой области. Прочие условия проведения эксперимента типичны для исследований с протяженными пучками [16, 17].

## 2. Результаты и их обсуждение

Результаты, полученные для нечетных уровней Но I, представлены в табл.1. Линии должны удовлетворять одному из следующих критериев: 1) наличие ОФВ, 2) принадлежность верхнего уровня к конфигурации  $4f^{11}5d6s$ , 3) наличие информации о терме верхнего уровня (а не только о конфигурации). Конфигурация  $4f^{11}5d6s$  выделена постольку, поскольку именно к ней относится лазерный уровень атома гольмия  $22014 \text{ см}^{-1}$ . В табл.1 даны длина волны  $\lambda$ , переход и внутреннее квантовое число  $J$ , энергии нижнего ( $E_{\text{low}}$ ) и верхнего ( $E_{\text{up}}$ ) уровней, сечения возбуждения при энергии  $50 \text{ эВ}$   $Q_{50}$  и в максимуме ОФВ  $Q_{\text{max}}$ , положение максимума ОФВ  $E(Q_{\text{max}})$  и номера ОФВ в соответствии с их нумерацией на рис.2. В табл.1 и 2 параметры линий, обнаруженные или классифицированные в настоящей работе, помещены в скобки. Для проведения классификации использованы сведения об уровнях Но I из работы [7], в ряде случаев дополненные более обширными данными работы [8]. В четырех случаях имеет место блендирование, причем три блендирующих линии не классифицированы. Во всех четырех случаях имеющаяся информация недостаточна для разделения бленд.

Из табл.1 следует, что эффективность возбуждения уровней, четность которых совпадает с четностью основного состояния, сравнительно невелика. Для большин-

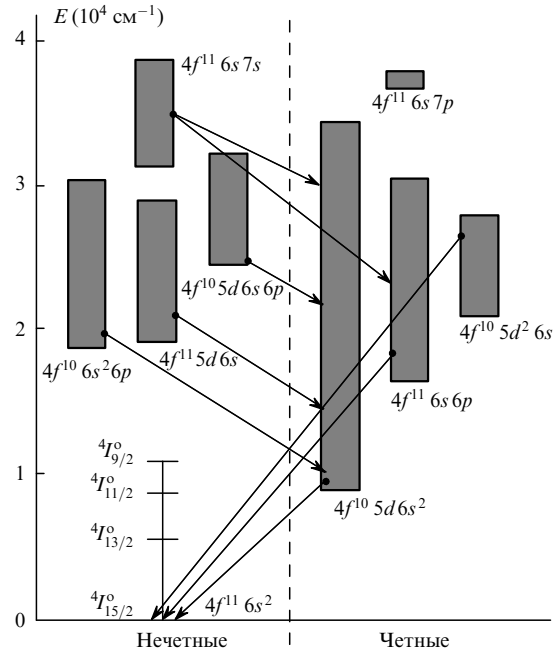


Рис.3. Диаграмма состояний всех известных конфигураций атома Но I.

ства исследованных уровней имеет место конкуренция излучательных переходов, т.е. ветвление. Измеренные сечения  $Q_{50}$  находятся в пределах  $(0.09 - 4.96) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , тогда как у наиболее интенсивных резонансных линий они превышают  $10^{-16} \text{ см}^2$ . В число исследованных линий входят два перехода с лазерного уровня  $22014 \text{ см}^{-1}$ , расположенных в красной части спектра. Однако непосредственно лазерный переход не зарегистрирован, поскольку он находится в ИК диапазоне за пределами рабочей спектральной области установки.

Диаграмма состояний атома гольмия представлена на рис.3; показаны все известные конфигурации Но I. Стрелками изображены все группы переходов между конфигурациями, для которых автором измерены сечения возбуждения при исследовании неупругих столкновений электронов с атомами гольмия. Однако из группы переходов с уровней нечетных конфигураций за рамками настоящей работы оставлены переходы  $4f^{10} 6s^2 6p \rightarrow$

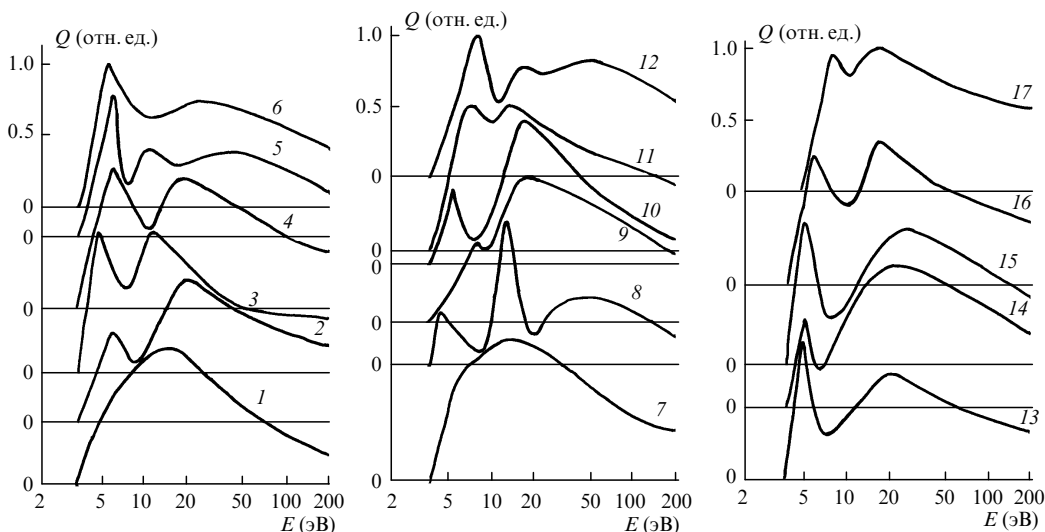


Рис.2. Оптические функции возбуждения переходов с нечетных уровней Но I, нормированные на единицу в максимуме и имеющие индивидуальные нули отсчета по оси ординат.

Табл.1. Сечения возбуждения атома гольмия (переходы с нечетных уровней).

$\lambda$ (нм)	Переход	$J$	$E_{low}$ (см $^{-1}$ )	$E_{up}$ (см $^{-1}$ )	$Q_{50}$ ( $10^{-18}$ см $^2$ )	$Q_{max}$ ( $10^{-18}$ см $^2$ )	$E(Q_{max})$ (эВ)	Номер ОФВ				
383.730	$4f^{10}5d6s^2(7, 3/2) - 4f^{11}6s7s(13/2, 0)^o$	13/2 - 13/2	12344	38397)	1.12	1.50	16	17				
406.757	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{11}6s7s(15/2, 0)^o$	15/2 - 15/2	8427	33005	1.40	-	-	-				
406.805	-	-	-	-								
419.024	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{11}6s7s(15/2, 0)^o$	13/2 - 15/2	9147	33005)					2.45	-	-	-
432.534	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{10}5d6s6p^o$	15/2 - 15/2	8427	31540)	0.57	0.71	5.0	15				
433.403	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{11}6s7s(15/2, 1)^o$	17/2 - 15/2	8378	31443)	0.80	0.94	25	14				
441.004	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{11}6s7s(15/2, 1)^o$	13/2 - 13/2	9147	31816)	0.26	-	-	-				
441.578	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{10}5d6s6p^o$	17/2 - 19/2	8378	31018)	1.21	1.51	8.0	12				
446.409	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{10}5d6s6p^o$	17/2 - 15/2	8378	30773)	1.38	2.08; 2.08	7.2; 14	11				
454.252	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{10}5d6s6p^o$	15/2 - 13/2	8427	30339	0.19	0.23	17	9				
462.822	$(4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{10}5d6s6p^o)$	17/2 - 15/2	8378	29979)	0.09	0.14	6.0	6				
467.711	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{11}6s7s(15/2, 1)^o$	19/2 - 17/2	9741	31116)	0.30	0.58	5.0	13				
469.050	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{10}5d6s6p^o$	17/2 - 19/2	8378	29692)	0.36	0.61	6.4	5				
469.857	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{10}5d6s6p^o$	19/2 - 19/2	9741	31018)	0.29	0.36	8.0	12				
471.752	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{10}5d6s6p^o$	13/2 - 13/2	9147	30339	1.10	1.33	17	9				
478.292	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{11}5d6s^o$	13/2 - 15/2	9147	30049	3.66	5.38	14	7				
479.887	$(4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{10}5d6s6p^o)$	13/2 - 15/2	9147	29979)	0.40	0.61	6.0	6				
483.745	$4f^{10}5d6s^2(8, 5/2) - 4f^{11}6s7s(15/2, 0)^o$	15/2 - 15/2	12339	33005)	0.30	-	-	-				
490.208	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{10}5d6s6p^o$	19/2 - 17/2	9741	30135)	0.31	0.67	13	8				
492.598	$4f^{10}5d6s^2(8, 5/2) - 4f^{10}5d6s6p^o$	19/2 - 17/2	11689	31984)	0.55	0.82	16	16				
504.473	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{10}5d6s6p^o$	15/2 - 17/2	8427	28244	0.83	1.84; 1.84	5.0; 12	3				
508.878	$4f^{10}5d6s^2(8, 5/2) - 4f^{10}5d6s6p^o$	15/2 - 17/2	12339	31984)	0.25	0.37	16	16				
510.436	$4f^{10}5d6s^2(8, 5/2) - 4f^{11}6s7s(15/2, 1)^o$	17/2 - 17/2	11530	31116)	0.51	0.98	5.0	13				
511.513	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{10}5d6s6p^o$	17/2 - 17/2	8378	27923)	0.55	0.72	20	2				
512.781	$(4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{10}5d6s6p^o)$	15/2 - 17/2	8427	27923)	0.55	0.72	20	2				
513.965	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{11}5d6s^o$	13/2 - 13/2	9147	28598)	0.32	0.47	6.4	4				
519.523	$(4f^{10}5d6s^2(8, 5/2) - 4f^{10}5d6s6p^o)$	17/2 - 15/2	11530	30773)	0.19	0.29; 0.29	7.2; 14	11				
521.711	$4f^{10}5d6s^2(8, 5/2) - 4f^{10}5d6s6p^o$	21/2 - 21/2	11322	30484)	1.01	1.94	17	10				
523.300	$4f^{10}5d6s^2(8, 5/2) - 4f^{11}6s7s(15/2, 1)^o$	15/2 - 15/2	12339	31443)	0.32	0.38	25	14				
523.325	$4f^{10}5d6s^2(8, 5/2) - 4f^{10}5d6s6p^o$	21/2 - 19/2	11322	30425)					-	-	-	
531.924	$(4f^{10}5d6s^2(8, 5/2) - 4f^{10}5d6s6p^o)$	19/2 - 21/2	11689	30484)					0.20	0.38	17	10
531.965	-	-	-	-	0.20	0.38	-	-				
537.347	$4f^{10}5d6s^2(8, 5/2) - 4f^{10}5d6s6p^o$	17/2 - 17/2	11530	30135)					0.63	1.37	13	8
548.169	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{10}5d6s6p^o$	15/2 - 17/2	8427	26664)					0.59	1.05	14	1
549.857	$(4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{10}5d6s6p^o)$	19/2 - 17/2	9741	27923)	0.42	0.55	20	2				
550.451	$(4f^{10}5d6s^2(8, 5/2) - 4f^{10}5d6s6p^o)$	17/2 - 19/2	11530	29692)	0.55	0.93	6.4	5				
555.314	$(4f^{10}5d6s^2(8, 5/2) - 4f^{10}5d6s6p^o)$	19/2 - 19/2	11689	29692)	0.25	0.42	6.4	5				
561.684	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{11}5d6s^o$	15/2 - 13/2	8427	26225)	0.24	-	-	-				
582.190	$(4f^{10}5d6s^2(8, 5/2) - 4f^{11}5d6s^4L^o)$	19/2 - 17/2	11689	28861)	0.53	-	-	-				
605.071	$(4f^{10}5d6s^2(8, 5/2) - 4f^{11}5d6s^4L^o)$	15/2 - 17/2	12339	28861)	1.16	-	-	-				
646.709	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{11}5d6s^4K^o$	15/2 - 17/2	8427	23885)	4.96	-	-	-				
655.097	$4f^{11}6s6p(15/2, 0) - 4f^{11}6s7s(15/2, 1)^o$	15/2 - 17/2	15855	31116	1.53	2.94	5.0	13				
669.432	$4f^{11}6s6p(15/2, 1) - 4f^{11}6s7s(15/2, 1)^o$	15/2 - 13/2	16882	31816	0.58	-	-	-				
677.468	$4f^{11}6s6p(15/2, 1) - 4f^{11}6s7s(15/2, 1)^o$	13/2 - 13/2	17059	31816	0.51	-	-	-				
678.543	$4f^{11}6s6p(15/2, 1) - 4f^{11}6s7s(15/2, 1)^o$	17/2 - 15/2	16709	31443	0.97	1.14	25	14				
681.104	$4f^{10}5d6s^2(7, 5/2) - 4f^{11}6s7s(15/2, 1)^o$	17/2 - 17/2	16438	31116	2.03	3.90	5.0	13				
686.585	$4f^{11}6s6p(15/2, 1) - 4f^{11}6s7s(15/2, 1)^o$	15/2 - 15/2	16882	31443	0.81	0.95	25	14				
693.949	$4f^{11}6s6p(15/2, 1) - 4f^{11}6s7s(15/2, 1)^o$	17/2 - 17/2	16709	31116	1.30	2.50	5.0	13				
733.193	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{11}5d6s^o$	17/2 - 15/2	8378	22014)	2.36	-	-	-				
758.920	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{11}5d6s^o$	17/2 - 17/2	8378	21552)	1.85	-	-	-				
759.187	-	-	-	-								
776.965	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{11}5d6s^o$	13/2 - 15/2	9147	22014)					2.73	-	-	-
761.705	$4f^{10}5d6s^2(8, 3/2) - 4f^{11}5d6s^o$	15/2 - 17/2	8427	21552	2.29	-	-	-				
781.548	$4f^{11}6s6p(15/2, 2) - 4f^{11}6s7s(15/2, 1)^o$	15/2 - 15/2	18651	31443	1.89	2.22	25	14				

Нечетные		Четные					
$4f^{11} 6s^2$	$4f^{11} 5d6s$	$4f^{10} 5d6s^2$			$4f^{11} 6s6p$	$4f^{10} 5d^2 6s$	
$4I^o$	$4I^o$	$5I_5$	$5I_2$	$5I_8$	$4I^o_{13/2}$		$5I$
		(5, 5/2)	(7, 3/2)	(8, 5/2)	(13/2, 1)	(13/2, 1)	

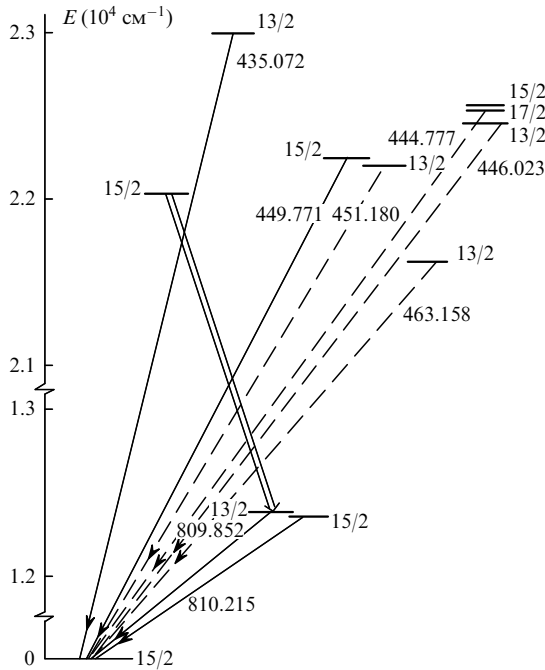


Рис.4. Упрощенная диаграмма энергетических уровней атома гольмия. Двойной стрелкой обозначен лазерный переход, дробное число вблизи уровней означает полный момент, а число вблизи стрелки – длину волны спектральной линии в нанометрах; штриховыми стрелками обозначены линии, впервые исследованные в настоящей работе.

$4f^{10} 5d6s^2$ , поскольку все сечения возбуждения переходов этой группы оказались сравнительно малы и ни одну ОФВ зарегистрировать не удалось.

Большинство исследованных спектральных линий обеспечивается разрешенными одноэлектронными переходами  $7s \rightarrow 6p$  и  $6p \rightarrow 6s$ . Однако, как отмечено во Введении, имеют место также переходы с более сложной перестройкой электронной оболочки,  $4f \rightarrow 6s$  и  $4f 7s \rightarrow 5d 6s$ , которые обеспечиваются прежде всего смешиванием конфигураций. Вместе с тем при возбуждении уровней нечетных конфигураций значительную роль, по-видимо-

му, играют столкновения, сопровождающиеся обменом электронами. Косвенно об этом свидетельствует форма ОФВ, показанных на рис.2. Все они, за исключением ОФВ 1 и 7, имеют острый максимум в окологороговой области, характерный для столкновений с заменой одного из электронов атомной оболочки налетающим электроном.

Обсуждая возможные механизмы образования инверсной населенности в лазере на парах гольмия, автор работы [6] приходит к выводу о том, что наиболее вероятны следующие процессы:

$$\text{Ho}^*(R) + \text{Ho}(0) \rightarrow \text{Ho}^*(L) + \text{Ho}(0) \pm \Delta E, \quad (1)$$

$$\text{Ho}^*(R) + \text{Rg} \rightarrow \text{Ho}^*(L) + \text{Rg} \pm \Delta E, \quad (2)$$

где  $\text{Ho}^*(R)$ ,  $\text{Ho}^*(L)$  и  $\text{Ho}(0)$  – атомы гольмия на возбужденных резонансном и верхнем лазерном уровнях, а также на основном уровне соответственно;  $\text{Rg}$  – атом инертного газа;  $\Delta E$  – дефект энергии между уровнями, обменивающимися возбуждением.

Рис.4 воспроизводит рис.2 из работы [6]. На нем показана часть схемы уровней атома гольмия, включающая в себя лазерные уровни и уровни, предположительно участвующие в создании инверсной населенности. Дефекты энергии  $\Delta E$  отобранных уровней относительно верхнего лазерного уровня находятся в диапазоне  $143 - 964 \text{ cm}^{-1}$ . Автор работы [6] с сожалением отмечает, что только для двух линий с верхними уровнями, приведенными на рис.4, известны сечения возбуждения электронным ударом [14]. В настоящей работе измерены сечения возбуждения для переходов с остальных уровней, за исключением уровня  $4f^{10} (5I) 5d^2 (3F) (7G) 6s_{15/2}$ , имеющего энергию  $22500.62 \text{ cm}^{-1}$ . Соответствующие резонансные переходы на рис.4 показаны штриховыми линиями.

Результаты измерений для этих уровней даны в табл.2. Все включенные в нее переходы оканчиваются на уровнях основного терма с  $J = 15/2 (0), 13/2 (5419), 11/2 (8605)$ . Кроме величин, приведенных в табл.1, здесь указано также содержание основной и лидирующей примесной компонент для верхних уровней (согласно данным работы [7]); ОФВ показаны на рис.5. Помимо резонансных, зарегистрированы также три перехода на более высокие уровни основного терма. Для линий 597.276 и 597.352 нм имеет место блендирование, однако на базе существующей информации выбор между ними невозможен. Следует отметить, что сечения возбуждения линий 435.072 и 449.771 нм, измеренные в настоящей работе, в среднем в 3.22 раза больше приведенных в [14].

Табл.2. Сечения возбуждения атома гольмия (переходы с четных уровней).

$\lambda$ (нм)	Верхний уровень	Состав (%)		$J$	$E_{\text{low}}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$E_{\text{up}}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$Q_{50}$ ( $10^{-18} \text{ cm}^2$ )	$Q_{\text{max}}$ ( $10^{-18} \text{ cm}^2$ )	$E(Q_{\text{max}})$ (эВ)	Номер ОФВ
		основной компонент	лидирующая примесь							
435.073	$4f^{10} (5I_5) 5d_{5/2} 6s^2 (5, 5/2)$	41 ( $5I$ ) $4K$		15/2 – 13/2	0	22978	32.0	40.0	19	3
(695.556)	$4f^{10} (5I_5) 5d_{5/2} 6s^2 (5, 5/2)$	41 ( $5I$ ) $4K$		11/2 – 13/2	8605	22978)	0.90	1.13	19	3
(444.777)	$4f^{10} (5I) 5d^2 (3F) (7K) 6s$	22 $8K$	18 ( $5I$ ) ( $3F$ ) ( $7H$ ) $8H$	15/2 – 17/2	0	22476)	0.81	–	–	–
(446.023)	$4f^{10} (5I) 5d^2 (3F) (7F) 6s$	24 $8F$	20 ( $5I$ ) ( $3F$ ) ( $7H$ ) $8H$	15/2 – 13/2	0	22414)	0.52	–	–	–
449.771	$(4f^{11} (4I^o_{13/2}) 6s6p (3P^o) (13/2, 1)$	43 ( $4I^o$ ) ( $3P^o$ ) $6K$		15/2 – 15/2	0	22227)	1.61	1.75	20	2
594.803	$(4f^{11} (4I^o_{13/2}) 6s6p (3P^o) (13/2, 1)$	43 ( $4I^o$ ) ( $3P^o$ ) $6K$		13/2 – 15/2	5419	22227)	2.58	2.80	20	2
(451.180)	$4f^{11} (4I^o_{13/2}) 6s6p (3P^o) (13/2, 1)$			15/2 – 13/2	0	22157)	0.82	–	–	–
597.276	$(4f^{11} (4I^o_{13/2}) 6s6p (3P^o) (13/2, 1)$			13/2 – 13/2	5419	22157)	6.18	–	–	–
597.352	$4f^{10} 5d 6s^2$	70	30 $4f^{11} 6s6p$	15/2 – 13/2	0	16735)				
(463.158)	$(4f^{11} (4I^o_{13/2}) 6s6p (3P^o) (13/2, 0)$			15/2 – 13/2	0	21584)	1.31	1.49	6.0	1

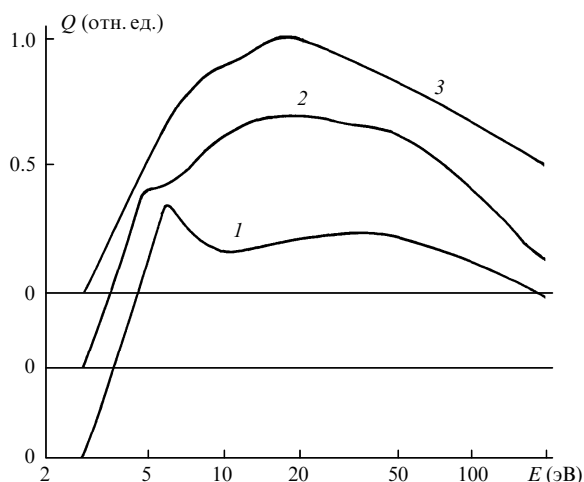


Рис.5. Оптические функции возбуждения переходов с четных уровней Ho I.

1. Cahuzac Ph. *Phys.Letts A*, **27**, 473 (1968).
2. Cahuzac Ph. *Phys.Letts A*, **31**, 541 (1970).
3. *Справочник по лазерам* (М., Сов. радио, 1978, с.184).
4. Радциг А.А., Смирнов Б.М. *Параметры атомов и атомных ионов (справочник)* (М., Энергоатомиздат, 1986, с.155).
5. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. *Техника и практика спектроскопии* (М., Наука, 1972, с.345).

6. Герасимов В.А. *Оптика и спектроскопия*, **87**, 156 (1999).
7. Martin W.C., Zalubas R., Hagan L. *Atomic energy levels. The rare-earth elements* (Washington, NBS-US, 1978, p.296).
8. Wyart J.-F., Camus P., Verges J. *Physica C*, **92**, 377 (1977).
9. Childs W.J., Cock D.R., Goodman J.S. *J.Opt.Soc.Amer.*, **73**, 151 (1983).
10. Smirnov Yu.M. *Spectrochim.Acta B*, **49**, 469 (1994).
11. Корлис Ч., Бозман У. *Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов* (М., Мир, 1968, с.153).
12. Горшков В.Н., Комаровский В.А. *Оптика и спектроскопия*, **47**, 631 (1979).
13. Worm T., Shi P.X., Poulsen O. *Phys.Scripta*, **42**, 569 (1990).
14. Бодылев А.Ю., Красавин А.Ю., Смирнов Ю.М. *Оптика и спектроскопия*, **57**, 983 (1984).
15. Van Zyl B., Dunn G.H., Chamberlain G., Heddle D.W.O. *Phys.Rev. A*, **22**, 1916 (1980).
16. Смирнов Ю.М. *ЖПТС*, **57**, 23 (1992).
17. Smirnov Yu.M. *J.Phys.II*, **4**, 23 (1994).

#### Yu.M.Smirnov. Electron-impact excitation of holmium atoms.

The electron-impact excitation of holmium atoms was studied by the method of extended intersecting beams. The cross sections and the optical excitation functions were obtained for odd levels of Ho I, including the  $22014 \text{ cm}^{-1}$  laser level. Over 99 % of the atoms were shown to reside in the ground level prior to collisions with electrons. Also measured were the excitation cross sections for six even levels, which presumably participate in the formation of inversion population in a gas-discharge holmium vapour laser.