

Возбуждение Fe I и Fe II в электрон-атомных столкновениях

Ю.М.Смирнов

Методами протяженных пересекающихся пучков и оптической спектроскопии исследовано возбуждение предполагаемых лазерных уровней Fe I и Fe II в электрон-атомных столкновениях. Определены полные сечения возбуждения для уровней $z^5P_3^o$, $x^5D_4^o$, $z^5F_5^o$ атома железа. Измерены сечения возбуждения переходов с нечетных уровней Fe II, имеющих энергию возбуждения 38000–48000 см^{-1} (от основного уровня Fe II).

Ключевые слова: атомы железа, неупругие столкновения, сечение возбуждения.

Введение

Возможность получения лазерной генерации на переходах атома железа впервые рассматривалась в [1, 2]. Было показано, что наиболее вероятно на генерации на переходах с резонансных уровней на метастабильные: $a^5P_3 - z^5P_3^o$ (868.862 нм) и $a^5F_5 - z^5F_5^o$ (501.207 нм). Однако в ходе последующих экспериментальных исследований [3, 4] генерация была получена на переходе $a^5P_3 - x^5D_4^o$ (452.862 нм), а не на ожидавшихся переходах. Эта ситуация была проанализирована в работе [4], где на основе имеющихся данных об атомных постоянных Fe I было показано, что исходя из критерия $B_{ki} \sim \lambda^3 A_{ki} q_{\max}$, характеризующего усиление на переходе $k \rightarrow i$, наиболее вероятно ожидать генерацию именно на линии 452.862 нм. (Здесь λ – длина волны лазерного перехода, A_{ki} – вероятность перехода $k \rightarrow i$, q_{\max} – сечение возбуждения уровня k в максимуме оптической функции возбуждения (ОФВ)).

Вместе с тем в [4] указаны две основные трудности, которые необходимо преодолеть для получения мощной генерации на обсуждаемом переходе. Эти трудности связаны с тем, что уровень $x^5D_4^o$ расположен на 39625.80 см^{-1} выше основного уровня a^5D_4 и, следовательно, для его эффективного возбуждения в разряде необходима более высокая электронная температура, чем в других лазерах на парах металлов. Кроме того, время жизни уровня $x^5D_4^o$ для рабочего канала составляет всего лишь 50 нс, вследствие чего к системе возбуждения предъявляются жесткие требования в отношении крутизны фронтов импульсов тока.

Следует также отметить довольно невысокую надежность данных об атомных постоянных, использованных при проведении анализа в [4]. Вероятности переходов взяты из работы [5], в которой абсолютные значения A_{ki} , как правило, существенно отличаются от результатов других исследований. Кроме того, в [4] использовались сечения возбуждения, полученные по приближенной формуле.

Существует возможность получения лазерной генерации не только на обсуждавшихся выше переходах Fe I, но и на переходах однозарядного иона железа. В работе [6] рассмотрены возможности использования реакции асимметричной перезарядки



где A и B – атомы инертного газа и переходного металла соответственно. Обсуждаются перспективы получения инверсной населенности в разряде с полым катодом на переходах ионов Sc II, Ti II, V II, Cr II, Mn II, Fe II, Co II, Ni II, Cu II, Zn II. В частности, при разряде в смеси Fe – Ne было реализовано усиление излучения [7] на ряде переходов с группы высоко расположенных уровней однозарядного иона железа (102000–110000 см^{-1} над основным уровнем Fe II).

Есть основания ожидать, что новые существенные результаты в лазерах на парах железа могут быть достигнуты с применением электронно-пучковой накачки. В недавней работе [8] представлена физико-математическая модель лазера на парах марганца в смеси с гелием (неоном), в котором накачка осуществляется пучком электронов с энергией несколько килоэлектронвольт. Показано, что эффективность и энергоъем такого лазера на один-два порядка превышают таковые для газоразрядных систем. Вместе с тем утверждается, что «так как механизмы возбуждения в пучковых и газоразрядных лазерах существенно различаются, выбор атома металла, наиболее эффективного для генерации в условиях пучкового лазера, не обязательно совпадает с таковым для газоразрядного лазера» ([8, с.978]).

Исходя из этого представляет несомненный интерес рассмотрение лазера на парах железа с электронно-пучковым возбуждением. Однако не только построение физико-математической модели, но даже проведение правдоподобных упрощенных оценок сталкивается с дефицитом информации об атомных постоянных Fe I и Fe II. В последние годы, особенно в связи с решением астрофизических задач, появилась более достоверная и обширная информация о временах жизни уровней и вероятностях переходов Fe I и Fe II. Вместе с тем сведения о сечениях возбуждения электронным ударом для этих объектов до

Московский государственный энергетический институт (технический университет), Россия, 111250 Москва, Красноказарменная ул., 14

Поступила в редакцию 24 апреля 2000 г.

настоящего времени почти полностью отсутствуют. Цель данной работы – уменьшение этого дефицита.

1. Эксперимент

Исследовано возбуждение уровней атома и однозарядного иона железа электронным ударом в реакциях



где e и e' – налетающий и рассеянный электроны; e'' – электрон, выбитый из атома железа при его ионизации. Для проведения эксперимента использован метод протяженных пересекающихся пучков [9] с регистрацией оптического излучения атомов и ионов, возбужденных в области пересечения пучков.

Для создания пучка атомов порошок карбонильного железа (особочистое, ТУ-6-09-3000-73, класс 6-2) с суммарным содержанием примесей менее 0.001 % испарялся в результате нагрева электронным лучом. Для удаления физически сорбированных газов с разветвленной поверхности частиц порошка и, что не менее важно, для получения стабильной поверхности расплавленного металла порошок предварительно расплавлялся и отливался в виде слитка металла. Изготовленный слиток помещался в графитовый тигель на слой порошка толщиной около 8 мм, служивший эффективным термоизолятором. Таким образом значительно уменьшалась мощность, передаваемая от расплавленного металла тиглю, и, кроме того, исключалось растворение графита в жидком железе и образование карбидов.

При температуре поверхности жидкого металла 1800 К концентрация атомов в области пересечения пучков достигала $2.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Ввиду необходимости исследования интенсивных резонансных линий Fe I, расположенных в УФ области вблизи $\lambda = 250 \text{ нм}$, при их регистрации концентрация атомов понижалась до $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ с целью минимизации роли реабсорбции. Для линий Fe II, включая резонансные, эта мера была несущественной, поскольку содержание ионов в пучке не превышает 10^{-4} от числа атомов.

Испаряющиеся атомы железа находятся не только на основном уровне a^5D_4 , но и на других уровнях основного терма $a^5D_{3,2,1,0}$. Заселение этих уровней определяется как термическим механизмом возбуждения, так и самим процессом выхода атома из расплавленного металла. Строго говоря, оно не является термодинамически равновесным; тем не менее при оценке населенности низколежащих уровней атома железа целесообразно ограничиться использованием распределения Больцмана, поскольку более корректный расчет крайне сложен. Оценка дает следующие населенности (в процентах от общей концентрации атомов в пучке; в скобках указана энергия уровня в обратных сантиметрах): 45.8 для a^5D_4 (0), 30.3 для a^5D_3 (415), 14.3 для a^5D_2 (704), 7.4 для a^5D_1 (888), 2.2 для a^5D_0 (978). Ближайший возбужденный уровень метастабильного терма a^5F с энергией $E = 6928 \text{ см}^{-1}$ имеет пренебрежимо малую населенность.

Область пересечения пучков приближенно представляет собой прямоугольный параллелепипед размером $13 \times 28 \times 200 \text{ мм}$. Регистрируются фотоны, вылетающие в направлении наибольшего размера области пересече-

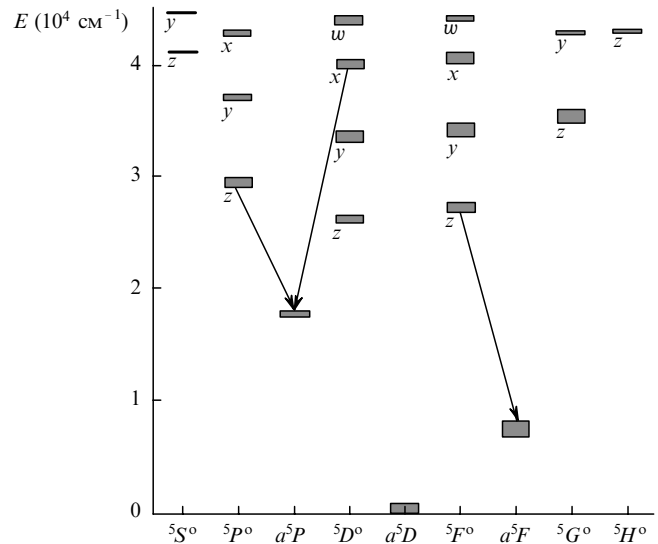


Рис.1. Диаграмма квинтетных состояний атома железа.

ния. Ширина распределения электронов по энергиям на входе в коллектор электронов составляет 0.9 эВ при энергии 100 эВ и 1.0 эВ при энергии 20 и 200 эВ (для 90 % электронов). Плотность тока пучка не превышала 1.0 мА/см^2 во всем рабочем диапазоне энергий 0–200 эВ. Реальное спектральное разрешение установки было равно $\sim 0.1 \text{ нм}$ в коротковолновой части спектра при $\lambda \leq 600 \text{ нм}$; в желто-красной части спектра оно увеличивалось примерно вдвое в результате замены дифракционной решетки монохроматора. При определении масштаба абсолютных сечений в качестве эталонного источника использовалось излучение спектральных линий атома гелия. Для проведения калибровки гелий напускался в вакуумную камеру вместо пучка атомов железа с максимально возможным сохранением остальных условий эксперимента, которые не были специфичны для исследования возбуждения атома и иона железа. Эти условия, а также контрольные эксперименты детально изложены в ряде предшествующих работ [10–12].

Экспериментальная погрешность определения относительных сечений возбуждения спектральных линий составляет 3–12 % в зависимости от интенсивности линии и ее положения в спектре. Погрешность определения абсолютных сечений находится в пределах от ± 15 до ± 24 %. Более детальное обсуждение вклада различных источников погрешностей содержится в [10].

2. Результаты и их обсуждение

В области спектра 200–837 нм измерены около 800 сечений возбуждения спектральных линий атома Fe при энергии возбуждающих электронов 50 эВ. Для большинства линий зарегистрированы ОФВ в диапазоне энергий электронов 0–200 эВ. В настоящей работе представлены результаты, относящиеся к трем указанным во Введении лазерным уровням Fe I.

Диаграмма состояний атома железа представлена на рис.1. Поскольку все обсуждаемые лазерные переходы происходят в пределах квинтетной системы термов, синглеты, триплеты и септеты на диаграмме не показаны. В целях упрощения рисунка не показано расщепление термов по J , т. к. у атома железа оно сравнительно невелико. Изображены все состояния, расположенные ниже 45000

Табл.1. Сечения возбуждения атома железа.

Верхний уровень	Нижний уровень	λ (нм)	A_{ki} (с ⁻¹) [13]	A_{ki} (с ⁻¹) [5]	Q_{50} (10 ⁻¹⁸ см ²)	$A_{\text{rec}}^{\Sigma} / A_{\text{tot}}^{\Sigma}$ (%)	Q_{50}^{Σ} (10 ⁻¹⁸ см ²)	Q_{max}^{Σ} (10 ⁻¹⁸ см ²)	$E(Q_{\text{max}})$ (эВ)	ОФВ на рис.2
$z^5P_3^o$	a^5D_4	344.061	$1.71 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^7$	10.8	94.4	18.7	23.6	7.5	<i>a</i>
	a^5D_3	349.057	–	$8.3 \cdot 10^6$	5.20					
	a^5D_2	352.604	–	$1.9 \cdot 10^6$	1.55					
	a^5F_4	585.318	$1.7 \cdot 10^2$	–	–					
	a^5F_3	868.863	–	$1.9 \cdot 10^6$	–					
	a^5F_2	882.423	–	10^6	–					
$x^5D_4^o$	a^5D_4	252.285	$2.9 \cdot 10^8$	$3.2 \cdot 10^8$	36.5	99.6	56.9	63.4	28	<i>б</i>
	a^5D_3	254.961	$3.6 \cdot 10^7$	$7.4 \cdot 10^7$	6.70					
	a^5F_5	305.745	$4.5 \cdot 10^7$	$9 \cdot 10^7$	10.1					
	a^5F_4	309.997	–	–	2.00					
	a^5F_3	313.411	$1.4 \cdot 10^6$	–	–					
	a^3F_4	361.566	$7.5 \cdot 10^4$	–	–					
$z^5F_5^o$	a^5P_3	452.862	$6.3 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^7$	1.34	100	25.8	38.7, 41.6	6.7, 16	<i>в</i>
	a^5D_4	371.993	$1.63 \cdot 10^7$	$2.3 \cdot 10^7$	25.6					
	a^5F_5	501.207	$5.5 \cdot 10^4$	$6.1 \cdot 10^4$	0.20					
	a^5F_4	512.736	$1.14 \cdot 10^4$	–	0.05					

см⁻¹, кроме состояния v^5D^o , частично налагающегося на состояние w^5D^o . Стрелками отмечены лазерные переходы, упоминаемые во Введении. Что касается четных квинтетных состояний, помимо изображенных на рис.1 состояний a^5P , a^5D , a^5F , то самое низколежащее из них e^5D имеет энергию около 45000 см⁻¹.

Хотя непосредственным результатом измерения сечений путем регистрации оптического излучения возбужденных атомов являются сечения возбуждения спектральных линий Q_{ki} , в теоретическом рассмотрении и во многих прикладных проблемах обычно используют сечения возбуждения энергетических уровней q_k . Связь между этими величинами устанавливается соотношением

$$q_k = \sum_m Q_{km} - \sum_l Q_{lk}, \quad (4)$$

где первая сумма учитывает конкуренцию излучательных переходов с уровня k (ветвление), а вторая – каскадное заселение уровня k при переходах с вышележащих уровней. Поскольку $Q_{ki}/Q_{km} = A_{ki}/A_{km}$, для учета ветвления может быть также использована информация о вероятностях переходов. Для многих объектов (атомов, ионов) она известна более подробно и с более высокой точностью, чем информация о сечениях.

Каскадное заселение в настоящей работе не рассматривается, поскольку полученная информация о каскадных переходах не имеет систематического характера. Вместе с тем опыт работы автора данной статьи с рядом других атомов и ионов, для которых учет вклада каскадных переходов мог быть произведен сравнительно полно, позволяет утверждать, что типичный вклад каскадных переходов составляет 10–30 % от полного сечения возбуждения уровня. При этом сложная структура, которую могут иметь ОФВ, чаще связана с конкуренцией различных механизмов возбуждения уровня, чем с наличием каскадного заселения.

В табл.1 представлены сечения возбуждения трех уровней атома железа, рассматриваемых в [1–4] как верхние лазерные уровни. Исследованный процесс возбуждения соответствует реакции (2). В табл.1 включены все известные переходы с обсуждаемых уровней. Здесь приведены

верхний (лазерный) и нижний уровни, длина волны перехода λ , вероятности переходов A_{ki} по данным работ [13] и [5], сечения возбуждения Q_{50} при энергии электронов 50 эВ, отношение суммарной вероятности измеренных в настоящей работе переходов A_{rec}^{Σ} к суммарной вероятности всех известных по данным [5], [13] переходов A_{tot}^{Σ} , полное сечение возбуждения Q_{50}^{Σ} при энергии электронов 50 эВ, полное сечение возбуждения в максимуме ОФВ Q_{max}^{Σ} , положение максимума $E(Q_{\text{max}})$. В последней колонке даны ссылки на ОФВ, приведенные на рис.2.

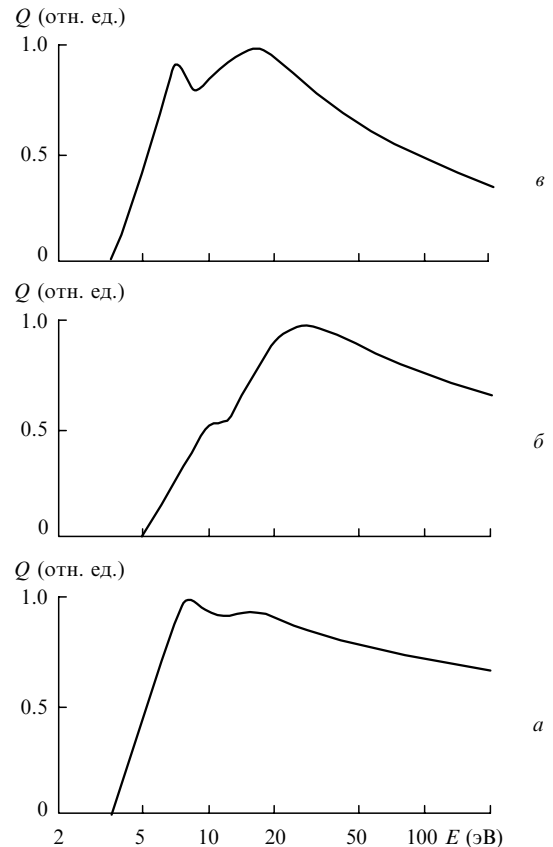


Рис.2. Нормированные оптические функции возбуждения Q для Fe I.

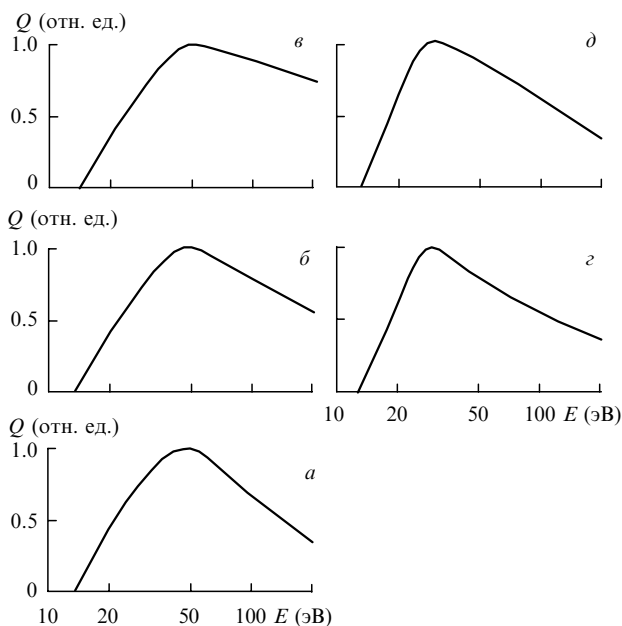


Рис.3. Нормированные оптические функции возбуждения Q для Fe II.

Отношение $A_{\text{rec}}^{\Sigma} / A_{\text{tot}}^{\Sigma}$ позволяет ввести поправки к полным сечениям, учитывающие вклад слабых линий. Видно, однако, что поправка значимо отличается от единицы лишь для уровня $z^5P_3^{\circ}$. Вместе с тем видны довольно существенные различия между абсолютными вероятностями переходов в работах [5] и [13]; в частности, для лазерного перехода Fe I с $\lambda = 452.862$ нм, изученного в [4], вероятности A_{ki} различаются в 3.2 раза. В УФ области с $\lambda = 250$ нм это различие уменьшается в 2–1.1 раза. Тем не менее данные из работы [5] приходится использовать, поскольку для переходов с уровня $z^5P_3^{\circ}$ в [5] даны пять значений A_{ki} , тогда как в [13] – лишь два. Кроме того, для факторов ветвления по данным [5] погрешность не столь велика, как для абсолютных вероятностей A_{ki} .

Помимо атомных, в настоящей работе измерены также 60 сечений возбуждения спектральных линий однозарядного иона железа. Асимметричная перезарядка в реакции (1) происходит как процесс, при котором одновременно имеют место ионизация атома железа и возбуждение образовавшегося однозарядного иона. С другой стороны, выбор уровней в [6] обусловлен рассмотрением процессов, соответствующих реакции (1). Однако при использовании в качестве буферного газа какого-либо из тяжелых инертных газов (Ag или особенно Kr) в процессе (1) будут эффективно заселяться уровни Fe II с энергией возбуждения около $38000-48000$ см⁻¹. При возбуждении электронным ударом заселение этих уровней также значительно более вероятно, чем заселение уровней, рассмотренных в работе [6].

Согласно данным работы [14], все нечетные уровни Fe II, расположенные в указанном выше интервале энергий, относятся к конфигурации $3d^6(^5D)4p$. Информация о сечениях возбуждения этих уровней электронным ударом, полученная в настоящей работе, представлена в табл.2. Здесь энергия нижнего E_1 и верхнего E_2 уровней отсчитывается от основного уровня однозарядного иона железа. В табл.2 включены только те термы, для переходов с которых зарегистрированы ОФВ, показанные на рис.3. На диаграмме состояний Fe II (рис.4) показаны изученные термы и переходы с них (за исключением интерком-

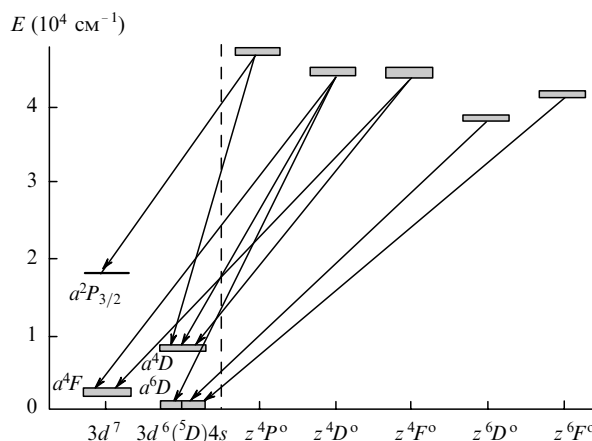


Рис.4. Диаграмма состояний Fe II с исследованными переходами.

бинационного перехода на дублетный уровень $a^2P_{3/2}$, все остальные переходы соответствуют не отдельным линиям, а мультиплетам).

Как видно из представленных данных, измеренные сечения возбуждения не превышают 10^{-17} см². Сечения возбуждения кватертных и секстетных уровней мало различаются по абсолютным значениям. Максимумы ОФВ расположены довольно далеко от порога возбуждения; это обстоятельство могло бы значительно повысить необходимую электронную температуру в случае возбуждения Fe II в газовом разряде, однако при возбуждении пучком электронов с энергией порядка нескольких килоэлектронвольт оно не должно создать значительных трудностей.

В процессе (3) исходные атомы находятся в состоянии $3d^64s^2 a^5D$. При возбуждении на рассматриваемые нечетные уровни конфигурации $3d^6(^5D)4p$ происходит отрыв одного из эквивалентных $4s$ -электронов, а другой совершает вполне разрешенный переход $4s \rightarrow 4p$. В то же время большинство низколежащих четных уровней Fe II (потенциально – нижних лазерных уровней) относится к конфигурации $3d^7$; отрыв одного $4s$ -электрона с одновременным превращением другого ($4s \rightarrow 3d$) значительно менее вероятен, что является благоприятным фактором с точки зрения получения инверсной населенности. Однако еще два низколежащих терма Fe II – a^6D (основной) и a^4D – относятся к конфигурации $3d^6(^5D)4s$ и, по-видимому, должны эффективно заселяться электронным ударом в процессе (3).

В заключение следует отметить, что в сравнительно недавней работе [15] измерены времена жизни 186 уровней Fe I, в том числе двух верхних лазерных уровней $z^5F_5^{\circ}$ и $x^5D_4^{\circ}$. С более высокой точностью, чем в предшествующих работах, измерены вероятности переходов для 478 спектральных линий Fe I; к сожалению, в это число не попала ни одна из полученных или предполагаемых лазерных линий атома железа. В более поздней работе [16] с высокой точностью подтверждено время жизни τ для уровня $x^5D_4^{\circ}$, измеренное в [15]. Для Fe II также получены расширенные и уточненные данные о временах жизни уровней z^4P° , z^4D° , z^4F° , z^6D° [17] и уровней z^6P° , z^6D° , z^6F° [18]. Все эти исследования выполнены с применением лазерно-индуцированной флуоресценции. Накопление информации об атомных постоянных Fe I и Fe II создает предпосылки для построения реалистичной физико-математической модели электронно-пучкового лазера на переходах Fe I и Fe II.

Табл.2. Сечения возбуждения однозарядного иона железа.

λ (нм)	Переход	$J \rightarrow J'$	E_1 (см ⁻¹)	E_2 (см ⁻¹)	Q_{50} (10 ⁻¹⁸ см ²)	Q_{max} (10 ⁻¹⁸ см ²)	$E(Q_{max})$ (эВ)	ОФВ на рис.3
224.917	$a^6D - z^4D^o$	9/2-7/2	0	44446	0.51	0.52	48	\bar{b}
233.131	$a^4F - z^4F^o$	9/2-7/2	1872	44753	0.41	0.41	50	\bar{e}
234.810	$a^4F - z^4D^o$	9/2-7/2	1872	44446	1.31	1.33	48	\bar{b}
235.489	$a^4F - z^4F^o$	5/2-3/2	2837	45289	0.20	0.20	50	\bar{e}
236.000	$a^4F - z^4F^o$	9/2-9/2	1872	44232	1.82	1.83	50	\bar{e}
236.029	$a^4F - z^4D^o$	7/2-5/2	2430	44784				
236.202	$a^4F - z^4F^o$	7/2-7/2	2430	44753	1.23	1.23	50	\bar{e}
237.050	$a^4F - z^4F^o$	3/2-3/2	3117	45289	0.55	0.55	50	\bar{e}
237.373	$a^6D - z^6F^o$	9/2-9/2	0	42114	0.61	0.72	28	\bar{d}
237.928	$a^4F - z^4D^o$	7/2-7/2	2430	44446	0.59	0.60	48	\bar{b}
238.204	$a^6D - z^6F^o$	9/2-11/2	0	41968	3.97	4.36	28	\bar{d}
238.324	$a^4F - z^4D^o$	5/2-5/2	2837	44784	0.34	0.34	48	\bar{b}
238.438	$a^4F - z^4D^o$	3/2-3/2	3117	45044	0.19	0.19	48	\bar{b}
238.863	$a^6D - z^6F^o$	7/2-7/2	384	42237	0.62	0.73	28	\bar{d}
239.541	$a^6D - z^6F^o$	5/2-3/2	667	42401	2.26	2.66	28	\bar{d}
239.563	$a^6D - z^6F^o$	7/2-9/2	384	42114				
239.924	$a^4F - z^4D^o$	3/2-5/2	3117	44784	0.55	0.60	48	\bar{b}
239.924	$a^6D - z^6F^o$	5/2-5/2	667	42334				
240.443	$a^6D - z^6F^o$	3/2-1/2	862	44439	0.95	1.12	28	\bar{d}
240.448	$a^6D - z^6F^o$	5/2-7/2	667	42237				
240.666	$a^6D - z^6F^o$	3/2-3/2	862	42401	0.39	0.46	28	\bar{d}
241.052	$a^6D - z^6F^o$	3/2-5/2	862	42334	0.77	0.91	28	\bar{d}
241.107	$a^6D - z^6F^o$	1/2-1/2	977	42439	0.25	0.29	28	\bar{d}
241.331	$a^6D - z^6F^o$	1/2-3/2	977	42401	0.53	0.62	28	\bar{d}
256.253	$a^4D - z^4P^o$	7/2-5/2	7955	46967	1.26	1.28	45	\bar{a}
256.347	$a^4D - z^4P^o$	5/2-3/2	8391	47389	0.86	0.88	45	\bar{a}
256.691	$a^4D - z^4P^o$	3/2-1/2	8680	47626	0.52	0.53	45	\bar{a}
257.792	$a^4D - z^4P^o$	1/2-1/2	8846	7626	0.30	0.31	45	\bar{a}
258.259	$a^4D - z^4P^o$	3/2-3/2	8680	47389	0.52	0.53	45	\bar{a}
258.588	$a^6D - z^6D^o$	9/2-7/2	0	38660	1.65	2.14	28	\bar{z}
259.154	$a^4D - z^4P^o$	5/2-5/2	8391	46967	0.71	0.73	45	\bar{a}
259.373	$a^4D - z^4P^o$	1/2-3/2	8846	47389	0.20	0.20	45	\bar{a}
259.837	$a^6D - z^6D^o$	7/2-5/2	384	38858	1.38	1.79	28	\bar{z}
259.940	$a^6D - z^6D^o$	9/2-9/2	0	38458	5.92	7.70	28	\bar{z}
260.709	$a^6D - z^6D^o$	5/2-3/2	667	39013	1.08	1.40	28	\bar{z}
261.107	$a^4D - z^4P^o$	3/2-5/2	8680	46967	0.39	0.40	45	\bar{a}
261.187	$a^6D - z^6D^o$	7/2-7/2	384	38660	4.30	5.59	28	\bar{z}
261.382	$a^6D - z^6D^o$	3/2-1/2	862	39109	0.68	0.88	28	\bar{z}
261.762	$a^6D - z^6D^o$	5/2-5/2	667	38858	2.85	3.83	28	\bar{z}
262.167	$a^6D - z^6D^o$	1/2-1/2	977	39109	0.92	1.20	28	\bar{z}
262.567	$a^6D - z^6D^o$	7/2-9/2	384	38458	1.76	2.29	28	\bar{z}
263.105	$a^6D - z^6D^o$	3/2-5/2	862	38858	1.97	2.56	28	\bar{z}
263.132	$a^6D - z^6D^o$	5/2-7/2	667	38660				
273.697	$a^4D - z^4D^o$	3/2-1/2	8680	45206	0.45	0.45	48	\bar{b}
273.955	$a^4D - z^4D^o$	7/2-7/2	7955	44446	5.87	5.93	48	\bar{b}
274.648	$a^4D - z^4F^o$	3/2-5/2	8680	45079	5.43	5.43	50	\bar{e}
275.574	$a^4D - z^4F^o$	7/2-9/2	7955	44232	9.22	9.22	50	\bar{e}
349.467	$a^2P - z^4P^o$	3/2-5/2	18360	46967	0.26	0.27	45	\bar{a}

1. Walter W.T., Solimene N., Piltch M., Gould K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **2**, 474 (1966).
2. Петраш Г.Г. *УФН*, **105**, 654 (1971).
3. Linevsky M.J., Karras T.W. *Appl.Phys.Letts*, **33**, 720 (1978).
4. Дивин В.Д., Исаков В.К. *Квантовая электроника*, **11**, 1038 (1984).
5. Корлисс Ч., Бозман У. *Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов* (М., Мир, 1968, с.105); Corliss C.H., Vozman W.R. *Experimental transition probabilities for spectral lines of seventy elements* (Washington, NBS Mono 153, 1962).
6. Johansson S., Litzen U. *J.Phys.B*, **13**, L253 (1980).
7. Johansson S. *Phys.Scripta*, **18**, 217 (1978).
8. Арланцев С.В., Борович Б.Л., Бучанов В.В., Юрченко Н.И. *Квантовая электроника*, **23**, 977 (1996).
9. Смирнов Ю.М. *Физика электронных и атомных столкновений* (Л., Изд-во ФТИ АН СССР, 1985, с.183).
10. Smirnov Yu.M. *J.Phys. II*, **4**, 23 (1994).
11. Kuchenev A.N., Smirnov Yu.M. *Phys.Scripta*, **51**, 578 (1995).
12. Кученев А.Н., Самсонова Е.А., Смирнов Ю.М. *Автометрия*, № 5, 109 (1990).
13. Fuhr J.R., Martin G.A., Wiese W.L., Younger S.M. *J.Phys.Chem. Ref.Data*, **10**, 305 (1981).
14. Reader J., Sugar J. *J.Phys.Chem.Ref.Data*, **4**, 353 (1975).
15. O'Brian T.R., Wickliffe M.E., Lawler J.E., Whaling W., Brault J.W. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **8**, 1185 (1991).
16. Langhans G., Schade W., Helbig V. *Zs.Phys.D*, **34**, 151 (1995).
17. Hannaford P., Lowe R.M. *J.Phys.B*, **16**, L43 (1983).
18. Schade W., Mundt B., Helbig V. *J.Phys.B*, **21**, 2691 (1988).

Yu.M.Smirnov. Excitation of FeI and FeII in electron-atom collisions.

The techniques of extended intersecting beams and optical spectroscopy were employed to investigate the excitation of the presumed laser levels of FeI and FeII in electron-atom collisions. The total excitation cross sections for the $z^5P_3^o$, $x^5D_4^o$ and $z^5F_5^o$ levels of atomic iron were determined. Measurements were made of the excitation cross sections for transitions arising from the odd levels of FeII with an excitation energy ranging from 38000 to 48000 cm^{-1} relative to the ground level of FeII.