

УДК 539.186.188

А.А. Митюрева

Санкт-Петербургский государственный университет,  
физический факультет, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: mitalal@mail.ru

## ЭЛЕКТРОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

В работе подчеркнута большая роль научной школы профессора И.П. Запесочного в плодотворных исследованиях электронно-атомных столкновений и определении многих важнейших параметров в этой области. Также рассмотрены процессы электронного возбуждения атомов инертных газов в метастабильные состояния из основного и из метастабильных - в вышележащие. Описаны методы измерения сечений этих процессов и представлены значения величин определенных этими методами сечений.

**Ключевые слова:** электронно-атомные столкновения, метастабильные состояния, сечения и функции возбуждения, каскадное заселение, обобщенные сечения.

### Введение

Иван Прохорович Запесочный, его имя и дело – определенная эпоха в физике атомных столкновений, особенно в области эксперимента. Это есть и, собственно, огромный массив различных объектов (атомов и молекул), исследование в широкой области изменения их важнейших параметров столкновения, таких как электронная конфигурация, энергия частиц, обменное взаимодействие. Кроме того, широкий фронт интереса к различным явлениям столкновений, таких, например, как взаимодействие конфигураций, пост-столкновительное взаимодействие, обнаружение, изучение и объяснение тонкой структуры функций возбуждения. Все эти исследования проводились и проводятся на основе созданной под руководством И.П. Запесочного в Ужгородском университете превосходной экспериментальной базы для получения высокомонокинетического пучка электронов.

Работы Ивана Прохоровича по созданию моноэнергетических пучков электронов начинались, когда он был аспирантом Сергея Эдуардовича Фриша на кафедре оптики Ленинградского университета. Первая, пионерская работа, была посвящена тонкой структуре функций возбуждения линий атома ртути, и последующее мощное развитие этих работ на созданном им и

организованном в Ужгородском университете новом направлении изучения атомной физики, а затем и в созданном под его руководством Институте электронной физики НАН Украины. Экспериментальные работы по монокинетизации электронных пучков выполнены на высочайшем научном и техническом уровнях, имеют безусловный приоритет и мировое признание. Эти работы реализованы Иваном Прохоровичем совместно с одним из его первых и ближайших учеников – Отто Бартоломеевичем Шпеником, ныне академиком НАН Украины, заслуженным деятелем науки и техники Украины и, в свою очередь, имеющим большое число учеников и соратников. Замечу, что установленные еще в те годы научные контакты между Ужгородским и Ленинградским (Санкт-Петербургским) университетами продолжают укрепляться – так, недавно нами: А.Н. Завилопуло, Е.Ю. Реметой, А.В. Снегурским, О.Б. Шпеником и мною была написана совместная монография [1], посвященная образованию метастабильных состояний атомов и молекул различных элементов.

Другое интереснейшее направление исследований – электронное возбуждение атомов из возбужденных, главным образом, метастабильных, состояний. Эти исследования были начаты на кафедре оптики физического факультета Ленин-

градского университета под руководством заведующего кафедрой профессора Николая Петровича Пенкина. Ими занималась непосредственно я. В Ужгороде этим вопросом занимался один из первых учеников Ивана Прохоровича – Илья Сергеевич Алексахин вместе с Иваном Ивановичем Шафраньошом, который, в бытность мою студенткой кафедры оптики физического факультета ЛГУ, был на стажировке, оставил прекрасное воспоминание о себе и своей работе, и с которым мы с тех пор поддерживаем контакты и наилучшие отношения.

На этих исследованиях возбуждения и/или ионизации из возбужденных состояний остановимся подробнее. Проблема электронного нелинейного (двухэлектронного) процесса возбуждения (ионизации) известна давно, и если вопрос о ее важной роли и обсуждался и исследовался уже многие годы, то исследование многофотонного возбуждения (ионизации) находится, можно сказать, еще в стадии становления, поскольку экспериментальное изучение с соответствующей техникой, а именно, с коротко-импульсными лазерами высокой плотности и мощности излучения фемто- и атто-секундного диапазона становятся доступными только сегодня. И если в последнем случае при исследовании многофотонных процессов мы надеемся получить пока только лишь интегральную, аналоговую характеристику вероятности процесса в виде:

$$\sigma_{0k}^i = \{ \sigma_{01} \cdot \tau_1 \cdot \sigma_{12} \cdot \tau_2 \cdot \sigma_{23} \cdots \tau_i \cdot \sigma_{ik} \}, \text{ см}^{2i} \text{ с}^{(i-1)},$$

где  $\sigma_{ik}$  - сечение одночастичного (электронного или фотонного) перехода между промежуточными уровнями (причем возможны как реальные, так и виртуальные уровни, хотя последние существенны, однако, только для фотонных переходов), а  $\tau_i$  - время жизни этого промежуточного  $i$ -уровня, то для электронных процессов, в контрасте с предыдущим, можно находить эти сечения  $\sigma_{01}$  и  $\sigma_{12}$  – порознь, что, естественно, весьма ценно, особенно для теории. Именно определению этих сечений:  $\sigma_{01}$  и  $\sigma_{12}$  - порознь, для случая возбуждения уровней «1» и «2» электрон-

ным ударом и для представляющего наибольшую интерес для приложений случая, когда уровень «1» является метастабильным, а уровни: «0» – основным, и «2» – любым вышележащим по отношению к метастабильному, и была посвящена наша предыдущая работа. Первая ее часть, посвященная сечениям образования метастабильных состояний (ОМС) атомов инертных газов, изложена довольно подробно, например, в [1, 2], здесь остановимся на методах и результатах определения сечений возбуждения из метастабильных состояний (ВМС) атомов инертных газов.

### Экспериментальные методы возбуждения из метастабильных состояний атомов

Нами были предложены и разработаны несколько методов [3-11] экспериментального определения сечений возбуждения атомов инертных газов из их метастабильных состояний в вышележащие состояния (ВМС) электронным ударом. Схемы этих методов показаны на рис. 1-2.

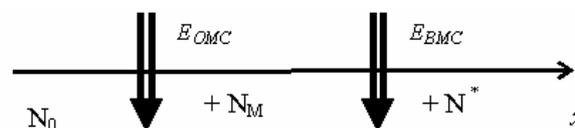


Рис. 1. Схема пространственного разделения электронных пучков.  $N_0$ ,  $N_M$ ,  $N^*$  - атомы в основном, метастабильном и излучающем состояниях, соответственно;  $E_{ОМС}$  - область образования метастабильных атомов,  $E_{ВМС}$  - область их возбуждения.

Эти методы можно разбить на две группы: названные нами способы *пространственного и временного разделения* метастабиль-образующих и метастабиль-возбуждающих электронных ударов. Идеология их прозрачна: одним ударом электронов мы создаем метастабильные атомы в объеме, содержащем инертный газ в нормальном состоянии, другим – возбуждаем их.

При пространственном разделении (рис. 1) для образования метастабильных атомов может использоваться электронный удар в плазме газового разряда или пучках электронов, а при временном разделении –

двухимпульсное возбуждение инертного газа: первый импульс образует метастабилити, а второй, сдвинутый относительно него во времени, возбуждает их в выше лежащие состояния (рис. 2).

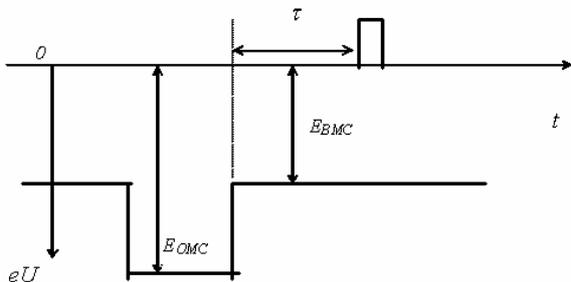


Рис. 2. Схема временного разделения импульсов электронного пучка.

Заметим, что сейчас широко обсуждается и применяется техника «pump-probe», которая интенсивно развивается в связи с появлением фемто- и аттосекундных лазеров для исследования многофотонных процессов возбуждения и ионизации.

Хорошо известно, что метастабильным называют такое возбужденное состояние атома, спонтанное разрушение которого с одновременным переходом последнего в основное состояние запрещено в дипольном приближении. Соответственно этому, метастабильный атом «живет» не наносекунды, как все остальные возбужденные атомы, а гораздо дольше – десятки-сотни секунд. Конечно, он может погибнуть и «гибнет» значительно раньше, часто через  $10^{-4}$  -  $10^{-5}$  долей секунды, но не спонтанно. И время жизни его весьма большое. Соответственно за это время он и успевает прореагировать со 2-м электроном одним из двух указанных способов. Весьма важно также, что метастабильные атомы запасают огромную энергию: десяток эВ у атомов тяжелых инертных газов, а у гелия более – 20 эВ.

Схема пространственного разделения была реализована в двух типах экспериментов: в, так называемых, системе «плазма-пучок» и в системе «электронных пучков». В методе «плазма-пучок» использовалась плазма тлеющего разряда в газоразрядной трубке, соединенной стеклянным патрубком с трубкой возбуждения, содержащей пучок моноэнергетических электронов. Одним из

достоинств этого метода является возможность формирования мишени сравнительно высокой плотности, т.е. возможность иметь для исследования большие плотности метастабильных атомов. Именно это обстоятельство было использовано нами и составило суть первого из предложенных методов пространственного разделения зон метастабиль-образующего и метастабиль-возбуждающего электронных ударов. В системе «электронных пучков» предлагается создать пригодную для измерений плотность метастабильных атомов моноэнергетическими электронами достаточно мощного электронного пучка. При этом, в принципе, можно избирательно заселять отдельные метастабильные состояния за счет регулирования энергии электронов, т.е. можно увеличить плотность возбужденных атомов, подбирая энергию электронов, соответствующую максимальной вероятности образования метастабильных частиц.

Способ временного разделения метастабиль-образующего и метастабиль-возбуждающего электронных ударов состоит в следующем. Имеется один импульсный пучок электронов. Первый импульс с энергией, соответствующей максимальной вероятности, образует метастабилити, второй импульс с энергией, соответствующей только *временному метастабильному состоянию (ВМС)*, возбуждает эти метастабильные атомы. Стробирующий импульс, сдвинутый во времени на задержку  $\tau$ , при которой все возбужденные состояния, за исключением метастабильных, успевают релаксировать, используется в схеме регистрации оптического сигнала. Преимущество временного способа - в сравнительной простоте установки, а также в большей гибкости эксперимента. В нашей работе этим методом выполнено наибольшее количество измерений.

При определении *ВМС* сечений калибровка сечений в абсолютную меру производилась путем измерения отношения интенсивностей исследуемой линии при заданных энергиях, соответствующих только прямому - возбуждению уровня из основного состояния (*ВОС*) атома и только - ступенчатому - *ВМС* процессам ее возбуждения, и далее рассчитывалась при условии

известного сечения  $BOC$  возбуждения, которое обычно выполняется. Измерялись потоки электронов  $n_e v_e$  при соответствующих энергиях возбуждения, концентрации нормальных  $N_0$  и метастабильных  $N_m$  атомов и отношение  $\gamma \equiv I_{ki}^{BMC} / I_{ki}^{BOC}$  оптических сигналов лучеиспускания при  $BMC$  и  $BOC$  возбуждениях. Величина  $\gamma$  есть отношение числа квантов, испущенных в одну и ту же спектральную линию  $\lambda_{ki}$ , идущую с уровня  $k$  на уровень  $i$ , но при разных энергиях электронов, соответствующих процессам  $BMC$  и  $BOC$  ее возбуждения. Сечения  $BMC$  возбуждения  $q_{ki}^{BMC}$  линии (либо  $Q_{mk}$  – уровня  $k$ , исходного для нее) находилось из формулы:

$$q_{ki}^{BMC} = \gamma \frac{(n_e v_e)^{BOC}}{(n_e v_e)^{BMC}} \cdot \frac{N_0}{N_m} \cdot q_{ki}^{BOC},$$

где  $q_{ki}^{BOC}$  – известное сечение  $BOC$  возбуждения этой линии (либо уровня  $k$ ).

Отметим, как *большое достоинство* такого способа определения абсолютных величин  $BMC$  сечений, *отсутствие необходимости* проведения абсолютных измерений величин яркостей спектральных линий, что всегда (а в случае измерения малых сигналов, особенно) представляет определенную трудность.

Функции  $BMC$  мы определяли из экспериментальных кривых зависимостей яркостей спектральных линий от энергий электронов в области, которая заключена между порогами ее возбуждения из метастабильного состояния ( $BMC$ -процесс) и возбуждения из основного состояния ( $BOC$ ), т.е. в интервале энергий между порогами  $BMC$  и  $BOC$  возбуждения:

$$E_{BMC} = \Delta E_{BMC} \div \Delta E_{BOC}.$$

Выше порога прямого возбуждения кривая яркости определяется только процессом  $BOC$  возбуждения, так как вклад  $BMC$  при этих энергиях пренебрежимо мал (отношение соответствующих сигналов составляет три-четыре порядка величины), и она совпадает с функцией  $BOC$  возбуждения этой линии. К счастью, этот интервал энергий между порогами  $BMC$  и  $BOC$  возбуждения:  $E_{BMC} = \Delta E_{BMC} \div \Delta E_{BOC}$ , для атомов инертных газов достаточно велик.

Заметим, что для исследования процесса  $OMC$ , также было предложено два способа измерения сечений [2, 12-17], которые можно рассматривать как новые варианты метода поглощения. Первый способ использует метод относительного поглощения линии линией для определения концентрации метастабильных атомов и метод сдвига фазы, разработанный для случая поглощения и определения эффективных времен жизни этих атомов в режиме свободного пролета их на стенки камеры возбуждения. Вариант второй позволяет определить непосредственно, так называемое, число возбуждений метастабильных атомов при рассмотрении нестационарного уравнения баланса при временном или частотном его представлении в методе поглощения.

Существенен вопрос о влиянии каскадного заселения на измеряемое сечение. Он важен тогда, когда из продуктов реакции регистрируется новое состояние мишени, как в оптическом методе, и что в случае процесса  $OMC$  он, можно сказать, является принципиальным, а определяемое сечение является эффективным. Известные понятия эффективного и оптического сечений являются комбинациями атомных констант, и в реальных условиях разреженной низкотемпературной плазмы сами являются, как и сечения прямого электронного возбуждения уровня, атомными константами, которые могут весьма значительно различаться между собой. Только в некоторых, и довольно редких случаях, когда и каскадные процессы малы и ими можно пренебречь, и когда с исследуемого уровня осуществляется только один переход в нижележащее состояние, или остальные столь маловероятны, что ими тоже можно пренебречь, – только в этих случаях эффективное сечение близко по величине и к оптическому сечению, и к сечению возбуждения уровня, и они могут быть взаимозаменяемы.

В результате проведенных описанными методами измерений получено следующие данные как о сечениях электронного возбуждения метастабильных состояний атомов инертных газов (табл. 1, рис. 3), так и о сечениях электронного

возбуждения из метастабильных состояний этих атомов на соответствующие вышележащие уровни (табл. 2).

Таблица 1

**Сечения электронного возбуждения метастабильных состояний атомов инертных газов в максимумах функций возбуждения ( $10^{-18} \text{ см}^2$ )**

	Сечения прямого электронного возбуждения			Эффективные сечения		
	He		Ne	Ar	Kr	Xe
$2^3S_1$	5.1	$n^3P_2$	3.4	34	39	46
$2^1S_0$	4.5	$n^3P_0$	1.3	9	10	–

В табл. 1 и на рис. 3 приведены в абсолютном масштабе функции возбуждения *ОМС* процесса атомов пяти инертных газов. Для тяжелых инертных газов очень существен каскадный вклад и менее существен – для легких. Эффективное сечение возбуждения  $^3P_2$ - и  $^3P_0$ -уровней тяжелых инертных газов по порядку величины составляет несколько единиц на  $10^{-17} \text{ см}^2$ , для легких – оно на порядок меньше. С возрастанием атомного номера величина сечения *ОМС* (за исключением Ne) растет, а максимум функции возбуждения сдвигается в более низкоэнергетическую область, и форма функции возбуждения становится более острой.

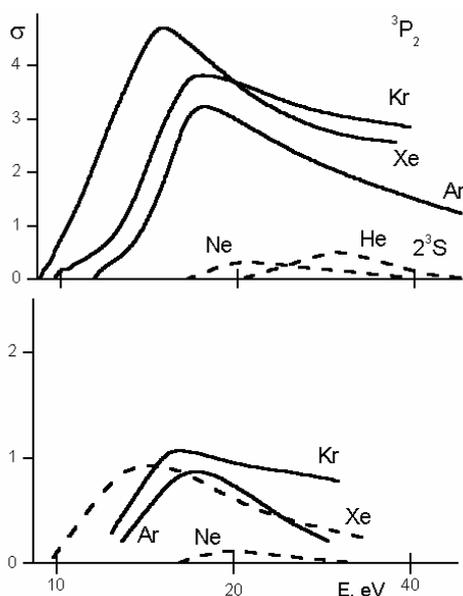


Рис. 3. Сечения электронного возбуждения метастабильных состояний атомов инертных газов (*ОМС*); в ед.  $10^{-17} \text{ см}^2$ .

В результате измерений эффективных сечений возбуждения из метастабильных состояний атомов инертных газов электронным ударом – *ВМС* процесс, установлено, что функции *ВМС* характеризуются узким максимумом, расположенным при энергии электронов и в  $1.5 \div 2$  раза превышающей пороговую. Форма функций *ВМС* спектральных линий, верхние уровни которых характеризуются разной мультиплетностью, различна – форма функции *ВМС* линий, идущих с синглетных уровней (для атома гелия), описываются кривыми с более узким максимумом по сравнению с функциями линий, идущих с триплетных уровней. Причина такого различия, как и для процесса *ВОС*, состоит в разной зависимости сечений от энергии электронов для переходов без обмена и с обменом налетающего и валентного электронов. Поскольку возбуждение в нашем эксперименте осуществляется в основном из  $2^3S_1$  состояния, то при возбуждении из метастабильного  $2^3S_1$  состояния все триплетные уровни для *ВМС* процесса характеризуются, в основном, безобменными переходами и имеют пологий характер, а одиночные уровни – заселяются с обменом и имеют крутой подъём функций возбуждения; (и всё наоборот – для возбуждения из основного состояния: *ВОС*–процесс). В соответствии с этим спад кривых функций *ВМС* за максимумом близок к зависимостям  $E^{-1}$  и  $E^{-3}$  изменения сечений с энергией электронов, что находится в согласии с теорией. Для сравнения – функции возбуждения этих линий для *ВОС* процесса имеют, естественно, совсем иной (можно сказать противоположный) вид, поскольку они возбуждены из основного –  $1S_0$  синглетного состояния. Для атомов от неона до ксенона величины всех *ВМС* сечений в единицах  $10^{-15} \text{ см}^2$  для измеренных  $2p_{1,9}$  – уровней (по Пашену) в максимумах соответствующих функций возбуждения представлены в таблице 2, в которой приведены и погрешности этих измерений. Табл. 2 демонстрирует высокую эффективность электронного возбуждения уровней из метастабильных состояний: этот процесс характеризуется в  $10^1$ – $10^3$  раз большими сечениями, чем электронное возбуждение из основного состояния.

**Эффективные сечения электронного *ВМС* возбуждения уровней атомов инертных газов в единицах  $10^{-15} \text{ см}^2$**

	2p <sub>1</sub>	2p <sub>2</sub>	2p <sub>3</sub>	2p <sub>4</sub>	2p <sub>5</sub>	2p <sub>6</sub>	2p <sub>7</sub>	2p <sub>8</sub>	2p <sub>9</sub>
Ne	10	–	–	–	–	–	–	–	85
Ar	3±5	4±3	18±30	5±3	–	6±2	7±30	22±10	18±5
Kr	–	4.0±0.6	7.3±0.6	11.0±0.7	2.7±0.8	27±5	13.5±5.0	24± 4	48±8
Xe	0.2	1.0	0.58	–	2.6	2.3	–	24	–

Таким образом, говоря о ярких особенностях метастабильных атомов, подчеркнем еще раз, что этот возбужденный, долгоживущий, запаасающий большую энергию метастабильный атом инертного газа обладает к тому же еще и большим сечением, т.е. является чрезвычайно высокоректиспособным! Как показали наши измерения, эти сечения, т.е. вероятности взаимодействия монокинетических электронов с метастабильными атомами с возбуждением последних в более высокие возбужденные состояния, определенные в зависимости от скорости возбуждающих электронов, оказываются, в отличие от основных состояний этих атомов, весьма и весьма большими, достигающими величин вплоть до  $10^{-14} \text{ см}^2$  (табл. 2). Такое свойство высокой реактиспособности метастабильных атомов инертных газов, в отличие от этих атомов в основном состоянии представляется нам весьма и весьма интересным, зачастую многое проясняющим и перспективным.

**Способ представления обобщенного совокупного результата**

Для выявления закономерностей в сечениях, отметим, как весьма важный факт то, что, используя предложенный и разработанный нами подход к определению и представлению совокупного результата [18-23], можно проводить определенные обобщения, опираясь при этом не только на свои собственные результаты, но и на сравнительно уже большой накопленный литературный материал по исследуемому вопросу. В соответствии с предложенной концепцией обработаны все доступные данные для сечений электрон

ного возбуждения атома водорода, атома гелия из основного и метастабильных состояний и сечений образования и возбуждения метастабильных состояний атомов аргона и криптона и определены соответствующие параметры аппроксимации и обобщенные величины сечений в максимумах функций возбуждения. Анализ определенных таким образом результатов показал, что весь набор литературных данных, полученных разными методами, в разных группах, в разное время укладывается в стройную систему даже в тех случаях, когда первоначальные данные не слишком хорошо согласуются друг с другом, и вычисленный совокупный результат имеет большую надежность и точность, чем исходные данные по отдельности.

Это есть, как нам представляется, не только интересный, но и весьма, и даже скорее, полезный аспект исследования сечений взаимодействия. А именно, это есть определенный способ представления любых данных, в частности сечений, который, с одной стороны, может учесть всю совокупность имеющихся по данному вопросу результатов и, с другой стороны, позволяет проводить более полные и обоснованные обобщения.

Со временем по каждому вопросу и, в частности, по исследуемому в настоящей работе вопросу определения сечений процессов *ВМС* и *ОМС*, накапливается определенный материал. Обилие информации об элементарных процессах и об их константах затрудняет использование этой информации, и в результате, потребитель, часто пренебрегая всей совокупностью литературного материала, либо обращается к какой-либо одной, не всегда наилучшей, конкретной работе, либо предпочитает

ет пользоваться собственными, довольно грубыми, оценками.

Таким образом, если мы, помимо задачи непосредственного измерения (или вычисления) абсолютной величины сечения какого-либо процесса и сравнения ее с какими-либо другими имеющимися данными, ставим перед собой и задачу обобщения всех этих данных, т.е. задачу некоторого "сжатия" всей имеющейся по данному вопросу информации и представления ее в удобном для приложений виде, то, по-видимому, стоит использовать для этого предложенную нами концепцию представления совокупного результата в разных исследованиях и рассмотрение ее воплощения при определении обобщенного результата для сечений электронно-атомного взаимодействия атомов инертных газов. Другими словами, мы хотим не только просто измерять, вычислять и сравнивать между собой полученные сечения какого-либо процесса, но, и «используя вероятностные методы обработки информации, перерабатывать и вводить в научный оборот сравнительно большие массивы наблюдательных данных для этих сечений (два-три десятка чисел – это уже большой массив), которые иначе осмыслить невозможно [24]. В силу же того, что используемая для этого аппроксимационная кривая зависимости сечения от энергии возбуждающей частицы отражает известную природу процесса, а другие данные имеют мировое признание и опубликованы в ведущих мировых журналах, то риск неправильных выводов при этом минимален.

Этот конкретный раздел физики столкновений, как, практически, и многие другие разделы физики опирается, в какой-то степени, конечно, на математическую статистику, как на важный инструмент в деле определения, т.е. или вычисления, или измерения величины сечения этого конкретного процесса, поскольку здесь, как и вообще, в физике имеют дело прежде всего с результатами измерения и/или вычисления, которые по своей природе представляют собой случайные величины. В данном случае из трех известных типов взаимоотношений этих разделов математи-

ки с физикой [25] существенно то, что определяемая величина находится при использовании различных, не связанных между собой способов ее нахождения, т.е. имеет место «случайный» характер событий и рассматриваются и обрабатываются «случайные» результаты наблюдений. Таким образом, в основе предлагаемого нами представления совокупного результата лежат совершенно объективные основания. Суть предложенного подхода проста и состоит в следующем. Он основан на том, что, выбрав аппроксимацию для зависимости сечения от энергии  $Q(E)$ , для каждого уровня, при всех значениях энергии налетающего электрона  $E$ , проводим регрессию по всему набору литературных значений сечения, что называется – "глобальную аппроксимацию". В основу регрессии положена зависимость  $Q(E)$  в виде, отражающем общие известные закономерности для сечений электронно-атомных взаимодействий. Мы использовали сначала трехпараметрическую и позже четырехпараметрическую аппроксимации зависимости  $Q(E)$  в виде:

$$Q(E) = p_0 \left( \frac{u}{u+1} \right)^{p_1} (u + p_2)^{-p_3}, \quad u = \frac{E}{\Delta E} - 1,$$

где  $E$  – энергия электронного пучка,  $\Delta E$  – порог возбуждения и  $p_0, p_1, p_2, p_3$  – параметры регрессии.

Наша аппроксимация близка к аппроксимации Вайнштейна, Собельмана, Юкова [26], но отличается от нее наличием дополнительных параметров  $p_1, p_3$  которые учитывают разную асимптотику поведения сечения вблизи порога и при больших энергиях электронов. Регрессия проводится методом наименьших квадратов с равным весом. Вычисляется соответствующая дисперсия:

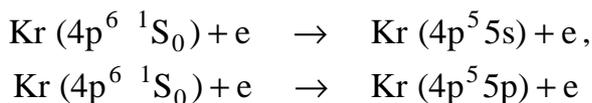
$$D = \left( \sum \frac{\delta_i^2}{N} \right)^{1/2},$$

где  $\delta_i = Q(E_i) - Q_i$  – отклонение каждой  $i$ -ой точки от кривой (или относительная дисперсия),  $N$  – полное число точек. Очень приближенно можно считать, что  $p_0$  задает

примерную величину сечения, а параметр  $p_2$  влияет на форму кривой  $Q(E)$  вблизи максимума и на его местоположение.

Естественный и простой способ, по нашему мнению, состоит в анализе и учете всех данных по сечениям, полученных из собственных работ и работ других авторов, опубликованных в ведущих реферируемых журналах, и учтенных с равным весом. Некоторые же возражения, которые могли бы здесь возникнуть, что якобы хорошо было бы создать один, действительно хороший, лучше всех прочих метод измерения или вычисления чего бы то ни было, не могут иметь принципиального характера.

*Криптон.* Рассмотрим результаты по совокупным сечениям возбуждения уровней Kr 5s, 5p из основного состояния, полученные на основе описанной выше методики.



Рассмотрены данные [9, 16, 27-43] по прямому и эффективному (включая каскадное заселение) процессам. В таблицах 3-6 даны параметры регрессии и относительная выборочная дисперсия.

Таблица 3

**Прямой процесс**

up level	D	$p_0 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$	$P_1$	$P_2$	$P_3$
1s <sub>2</sub>	0.6	1.0	2.3	0.13	0.81
1s <sub>3</sub>	0.4	1.2	2.15	1.15	3.95
1s <sub>4</sub>	0.5	1.4	1.62	0.16	0.73
1s <sub>5</sub>	0.4	3.8	4.8	0.12	3.85

Таблица 4

**Эффективный процесс**

up level	D	$p_0 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$	$P_1$	$P_2$	$P_3$
1s <sub>2</sub>	0.17	1.6	2.89	0.15	0.77
1s <sub>3</sub>	0.10	1.6	3.70	0.09	2.18
1s <sub>4</sub>	0.14	3.1	3.04	0.15	0.77
1s <sub>5</sub>	0.05	6.0	3.66	0.14	1.87

Таблица 5

**Прямой процесс**

up level	D	$p_0 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$	$P_1$	$P_2$	$P_3$
2p <sub>2</sub>	0.62	0.25	1.9	0.16	1.65
2p <sub>3</sub>	0.87	0.23	3.9	0.09	4.05
2p <sub>4</sub>	0.92	0.35	3.6	0.25	4.05
2p <sub>6</sub>	0.57	0.22	2.1	0.15	1.95
2p <sub>7</sub>	0.76	0.99	3.7	0.30	4.40
2p <sub>8</sub>	0.63	0.37	2.2	0.11	1.65
2p <sub>9</sub>	0.46	1.2	3.9	0.22	4.0
2p <sub>10</sub>	0.63	1.1	3.9	0.25	3.85

Таблица 6

**Эффективный процесс**

up level	D	$p_0 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$	$P_1$	$P_2$	$P_3$
2p <sub>1</sub>	0.31	0.21	2.49	0.10	0.93
2p <sub>2</sub>	0.46	0.59	2.74	0.12	1.10
2p <sub>3</sub>	0.47	0.21	2.53	0.12	1.20
2p <sub>4</sub>	0.48	0.25	2.57	0.14	1.13
2p <sub>5</sub>	0.31	0.45	2.68	0.11	0.93
2p <sub>6</sub>	0.44	0.67	2.75	0.12	1.06
2p <sub>7</sub>	0.58	0.74	2.87	0.13	1.14
2p <sub>8</sub>	0.42	1.09	2.78	0.13	0.88
2p <sub>9</sub>	0.54	0.48	2.67	0.13	1.09
2p <sub>10</sub>	0.41	0.42	2.61	0.13	0.95

На рис. 4-8 некоторые результаты представлены графически. По оси ординат - десятичные логарифмы эффективного сечения ( $Q$ ) в  $\text{cm}^2$ , а по оси абсцисс - энергия электронного пучка ( $E$ ) в eV.

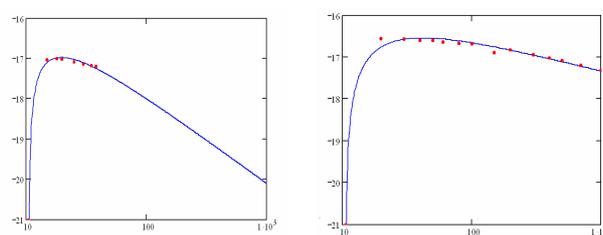


Рис. 4. Прямое (слева) и эффективное (справа) сечение возбуждения 1s<sub>2</sub> уровня.

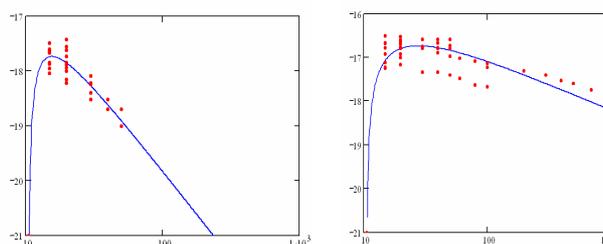


Рис. 5. Прямое (слева) и эффективное (справа) сечение возбуждения 1s<sub>3</sub> уровня.

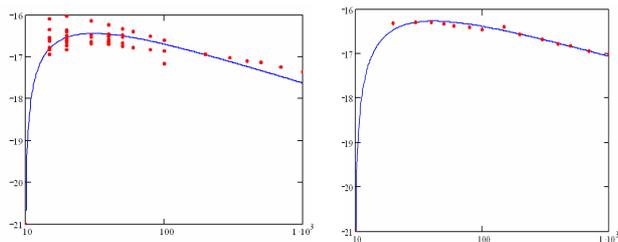


Рис. 6. Прямое (слева) и эффективное (справа) сечение возбуждения  $1s_4$  уровня.

Хорошо видно, что сечения прямого возбуждения метастабильных уровней  $1s_3$ ,  $1s_5$  имеют значительно более узкую форму, чем сечения возбуждения резонансных уровней  $1s_2$ ,  $1s_4$ . Для эффективного возбуждения эта разница исчезает.

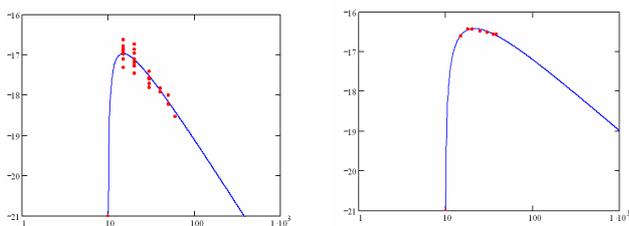


Рис. 7. Прямое (слева) и эффективное (справа) сечение возбуждения  $1s_5$  уровня.

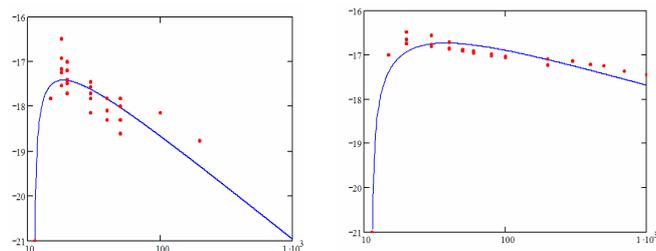


Рис.8. Прямое (слева) и эффективное (справа) сечение возбуждения  $1p_{10}$  уровня.

### Заключение

Таким образом, здесь в работе описан подход к представлению совокупной информации по сечениям электронно-атомного возбуждения и дано его обоснование в рамках математической статистики на основе регрессионного анализа. Из общих принципов статистики следует, что данные, полученные на основе описанного подхода, представляются более надежными, чем данные любого конкретного информационного источника. Подход был применен к атому криптона. Статистический анализ имеющихся данных выявил, что нет особых оснований для отбрасывания какого-либо информационного источника. Заметим, что описанный подход обладает еще тем замечательным свойством, что позволяет легко вводить в рассмотрение и учитывать все публикуемые данные по каждому конкретному рассмотрению.

### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Завилопуло А.Н., Митюрева А.А., Ремета Е.Ю., Снегурский А.В., Шпенник О.Б. Образование метастабильных атомов и молекул в столкновениях с электронами. - Санкт-Петербург: Изд-во СПбГУ, 2007, 346 с.
2. Mityureva A., Smirnov V.V. Excitation of heavy rare gases to metastable states by electron impact. J. Phys. B: Atomic & Mol. Phys., 1994, v. 27, n. 9, P. 1869-1880.
3. Митюрева А.А. Эффективное сечение ступенчатого возбуждения электронами  $2p$ -уровня атома аргона из метастабильного состояния. Опт. и спектр., 1985, т.59, в.6, С. 1379-1382.
4. Митюрева А.А., Пенкин Н.П., Смирнов В.В. Измерение сечений ступенчатого возбуждения атомов инертных газов из метастабильных состояний электронным ударом. Методическая часть. Опт. и спектр., 1989, т. 66, в. 2, С. 243-247.
5. Митюрева А.А. Метастабильные атомы и электроны. Юбилейный сборник «Кафедре оптики Санкт-Петербургского университета 70 лет». Санкт-Петербург: Изд-во ФУНЦ СПбГУ, 2004. - 112 с.
6. Митюрева А.А., Пенкин Н.П. Эффективные сечения ступенчатого возбуждения атомов гелия при столкнове-

- ниях электронов с метастабильными атомами. *Опт. и спектр.*, 1989, т. 66, в. 6, С. 1220-1224.
7. Митюрева А.А., Пенкин Н.П. Эффективные сечения ступенчатой ионизации с возбуждением  $^2P_{3/2}$  - уровня Ne II при столкновениях электронов с метастабильными 3s - атомами Ne I. *Опт. и спектр.*, 1990, т.68, в. 2, С. 469-471.
  8. Митюрева А.А., Пенкин Н.П., Смирнов В.В. Измерение сечений ступенчатого возбуждения атомов инертных газов из метастабильных состояний электронным ударом. Аргон. *Опт. и спектр.*, 1989, т. 66, в. 4, С. 790-793.
  9. Митюрева А.А., Пенкин Н.П., Смирнов В.В. Измерение сечений ступенчатого возбуждения атомов инертных газов из метастабильных состояний электронным ударом. Криптон. *Опт. и спектр.*, 1989, т. 67, в. 4, С. 785-787.
  10. Митюрева А.А., Смирнов В.В. Измерение сечений ступенчатого возбуждения атомов инертных газов из метастабильных состояний электронным ударом. Ксенон. *Опт. и спектр.*, 1993, т. 74, в. 1, С. 12-16.
  11. Митюрева А.А., Смирнов В.В. Сечения электронного возбуждения 3p- и d- уровней атома ксенона из метастабильных состояний. *Опт. и спектр.*, 1993, т. 75, в. 4, С. 705-709.
  12. Пенкин Н.П., Митюрева А.А. Сечения возбуждения метастабильных состояний атома неона электронным ударом. *Опт. и спектр.*, 1983, т. 55, в. 2, С. 393-396.
  13. Смирнов В.В., Митюрева А.А. Особенности метода сдвига фазы для определения времени жизни метастабильных атомов при возбуждении их электронным ударом. *Опт. и спектр.*, 1984, т. 57, в. 3, С. 501-505.
  14. Митюрева А.А., Смирнов В.В. Эффективные сечения возбуждения Ar I в метастабильные состояния  $^3P_2$  и  $^3P_0$  электронным ударом. *Опт. и спектр.*, 1985, т. 59, в. 3, С. 501-503.
  15. Mityureva A.A., Penkin N.P., Smirnov V.V. Exclusion of surplus information on the profiles of absorption spectral lines in optical investigation of the electron atom interaction. *Proc. of lect. - Radiative excitation and ionization processes, Zagreb, 1987, P. 72-75.*
  16. Митюрева А.А., Пенкин Н.П., Смирнов В.В. Эффективные сечения возбуждения Kr I в метастабильные состояния  $^3P_2$  и  $^3P_0$  электронным ударом. *Опт. и спектр.*, 1986, т. 60, в. 2, С. 235-238.
  17. Митюрева А.А., Смирнов В.В. Сечение возбуждения метастабильного состояния  $^3P_2$  Ar I электронным ударом. *Опт. и спектр.*, 1986, т. 61, в. 3, С. 657-658.
  18. Митюрева А.А., Смирнов В.В. Аппроксимация энергетических зависимостей сечений электронного возбуждения атома гелия. *Опт. и спектр.*, 1993, т. 74, в. 1, С. 6-11.
  19. Митюрева А.А., Смирнов В.В. Аппроксимация энергетических зависимостей сечений электронного возбуждения атомных уровней гелия из метастабильных состояний. *Опт. и спектр.*, 1999, т. 86, в. 6, С. 933-938.
  20. Smirnov V.V. and Mityureva A.A. The new approach to the computer experimental studies of atoms excitation by electron impact. *Helium. J. Phys. B.: Atomic and Mol. Phys.*, 1996, v. 29, n. 13, P. 2865-2874.
  21. Митюрева А.А., Смирнов В.В., Пономаренко Г.А. Аппроксимация сечений электронного возбуждения триплетных уровней гелия из метастабильного состояния  $2^3S_1$ . *Опт. и спектр.*, 2002, т. 92, в. 3, С. 368-374.
  22. Митюрева А.А., Смирнов В.В. Электронное возбуждение атомов аргона в метастабильные состояния и из метастабильных в вышележащие. *Опт. и спектр.*, 2004, т. 97, в. 4, С. 544-558.
  23. Митюрева А.А., Смирнов В.В. Интегральные сечения электронного возбуждения уровней атома водорода. *Опт. и спектр.*, 2006, т. 101, № 3, С. 360-365.
  24. Тутубалин В.Н. Вероятность, компьютеры и обработка результатов эксперимента. *УФН*, 1993. - т. 163, №7, С. 93-110.

25. Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1967. – 242 с.
26. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1973. – 144 с.
27. Dasgupta A., Bartschat K., Vaid D., Grum-Grzhimailo A.N., Madison D.H., Blaha M. & Giuliani J.L. // *Phys. Rev.A.2001*> V.64, 052710.
28. Kaur S., Srivastava R., McEachran R.P. & Stauffer A.D. // *J. Phys.B.* 1998. V.31, p. 4833.
29. Feltsan P.V. *Ukr. Phys. J.*, 1967, v. 12, p. 1425 (Russian).
30. Tsurubuchi S., Kobayashi H. and Hyodo M. // *J. Phys. B.* 2003. V.36, 2629.
31. Ethan Chilton J., Stewart M.O., Jr. and Chun C. Lin // *Phys. Rev.A.*, 2000. V. 62, 032714.
32. Bogdanova P., Yurgenson S.V. *Optics & Spectroscopy.* 1987, v. 62, p. 713.
33. Xuezhe Guo, Mathews D.F., Mikaelian G., Khakoo M.A., Crowe A., Kanik I., Trajmar S., Zeman V., Bartschat K. and Fontes C.J. // *J. Phys. B.*, 2000. V. 33, 1895.
34. Trajmar S., Srivastava S.K., Tanaka H. and Nishimura H. // *Phys. Rev. A.*, 1981. V. 23, p. 2167.
35. Kaufman V. // *J. Res. Nat.Inst. Stand. Tech.*, 1993. – V. 98, P. 717.
36. Mason N.J. and Newell W.R. // *J. Phys. B.*, 1987. - V. 20, P. 1357.
37. Takayanagy T., Li G.P., Wakiya K., Suzuki H., Ajiro T., Inaba T., Kano S.S. and Takuma H. // *Phys. Rev. A.*, 1990. - V. 41. - P. 5948.
38. Xuezhe GuO, Mathews D.F., Mikaelian G., Khakoo M.A., Crowe A., Kanik I., Trajmar S., Zeman V., Bartschat K. and Fontes C.J. // *J. Phys. B.*, 2000. - V. 33. – P. 1921.
39. Meneses G.D., F.J. da Paixo and Padial N.T. // *Phys. Rev. A.*, 1985. - V. 32, P. 156.
40. Phillips J.M. // *J. Phys. B.*, 1982. - V. 15, P. 4259.
41. Swanson N., Cooper J.W. and Kuyatt C.E. // *Phys. Rev. A.*, 1973.V.8, 1825.
42. Pavlov P.A., Yahontova V.E. *Optics & Spectroscopy*, 1975. - v. 39, P. 229.
43. Mityureva A. Electron-impact excitation of Kr 5s, 5p levels. World Academy of Science, Engineering and Technology, 2011, issue 59, P. 949-952.

Стаття надійшла до редакції 10.10.2012

A. Mityureva

Saint-Petersburg State University, Russia  
e-mail: mitalal@mail.ru

## ELECTRONIC EXCITATION OF METASTABLE STATES OF RARE GAS ATOMS

The important role of the scientific school of Prof. I. Zapisochny in the study of electron-atom collisions and its determination of most important parameters in this field are emphasized. The processes of electron-impact excitation to and from the metastable states of rare gases atoms are examined. The methods of measurement of the cross sections for such processes are described and the influence of cascade population on the metastable cross sections discussed also. The cross section data are presented.

**Keywords:** electron-atom collisions, metastable states, cross sections, excitation functions, cascade population, generalized cross sections.

А.О. Мітюрева

Санкт-Петербурзький державний університет,  
фізичний факультет, Санкт-Петербург, Росія  
e-mail: mitalal@mail.ru

## ЕЛЕКТРОННЕ ЗБУДЖЕННЯ МЕТАСТАБІЛЬНИХ СТАНІВ АТОМІВ ІНЕРТНИХ ГАЗІВ

У роботі підкреслено визначальну роль наукової школи професора І.П. Запісочного в плодотворних дослідженнях електронно-атомних зіткнень і визначенні багатьох найважливіших параметрів у цій області. Також розглянуто процеси електронного збудження атомів інертних газів в метастабільні стани з основного та з метастабільних - в вищерозташовані. Описано методи вимірювання перерізів цих процесів і представлені значення величин визначених цими методами перерізів.

**Ключові слова:** електронно-атомні зіткнення, метастабільні стани, перерізи і функції збудження, каскадне заселення, узагальнені перерізи.