

533

НБ МИФИ

533

E50

3.9)

ЦЕНТРАЛЬНАЯ БИБЛИОТЕКА ДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов

**РАЗВИТИЕ ФИЗИКИ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРОЦЕССОВ
В ПЛАЗМЕ**

Тексты лекций

МОСКВА 1982

К.32

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

А.В. Елецкий, Б.М. Смирнов

5.33
£50

РАЗВИТИЕ ФИЗИКИ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРОЦЕССОВ
В ПЛАЗМЕ

Тексты лекций

БИБЛИОТЕЧНЫЙ
ФОНД
ИИЯУ МЭФИ

Москва 1982

Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Развитие физики элементарных процессов в плазме. Тексты лекций. — М.: Изд. МИФИ, 1982, 28 с.

В лекции анализируются основные факторы, которые оказывают определяющее влияние на развитие современной физики элементарных процессов в плазме. В качестве одного из таких факторов рассматривается прогресс экспериментальной техники, разработка которой приводит к качественному изменению точности измерения характеристик элементарных процессов и к возможности установления новых физических механизмов, определяющих особенности протекания этих процессов. Особое внимание уделяется экспериментальным методикам, основанным на использовании перестраиваемых лазеров и молекулярных пучков. В качестве второго фактора, определяющего развитие физики элементарных процессов в плазме, рассматриваются прикладные исследования и разработки, стимулирующие активность в данной области физики. Анализируются примеры такого стимулирующего влияния, относящиеся главным образом к физике газовых лазеров. Показано, как потребности этого быстроразвивающегося направления прикладной физики стимулировали исследования процессов колебательной релаксации молекул, а также процессов образования и разрушения эксимерных молекул.

© Московский инженерно-физический институт, 1982.

Редактор О.А. Сафронова
Техн. редактор Н.М. Воронцова
Корректоры Т.В. Стаферова
Е.А. Жадан

Л-90431 Подписано в печать 6/У-1982г. Формат 60x841/16,
Объем 175 п.л. Уч.-изд.л. 1,5 Тираж 250 экз.
Цена 10 коп. Изд. № 064-1 Заказ 730

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 31

Развитие физики и техники плазмы, атомной физики, химической физики и различных прикладных областей, опирающихся на эти направления, требует детальной информации об элементарных процессах, происходящих при столкновении атомных частиц (электронов, атомов, ионов, молекул). Оценки показывают, что удвоение информации в области атомных столкновений и элементарных процессов происходит примерно за 8 лет. Существенно при этом, что мы имеем в этой области не просто накопление информации определенного типа, а развитие этой области сопровождается получением принципиально новой информации, которая относится к принципиально новым процессам или объектам, а также к более детальному описанию процесса.

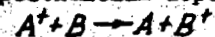
Цель данной лекции — проследить, как происходит развитие физики элементарных процессов в последнее десятилетие, что является основой развития этой области и с какими новыми результатами оно связано.

Сама область элементарных процессов в плазме включает в себя совокупность различного типа парных и тройных столкновений атомных частиц и относится к энергиям частиц от градусов Кельвина до мегаэлектрон-вольт. Эта область исследует большой набор различного типа переходов при столкновении частиц. Например, следующие процессы с участием ионов:

1. Резонансная перезарядка:



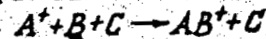
2. Нерезонансная перезарядка:



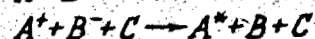
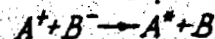
3. Ион-молекулярные реакции:



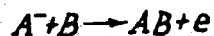
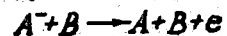
4. Образование сложных ионов:



5. Взаимная нейтрализация ионов:



6. Разрушение отрицательного иона:



Прогресс в области элементарных процессов обусловлен двумя факторами (рис. 1). Один из них — появление новой экспериментальной техники. На основе этой техники разрабатываются новые экспериментальные методики, которые позволяют получить принципиально новую информацию о процессе. Роль теории в этом случае вспомогательная — она позволяет осмыслить полученные результаты, обобщить их и оформить в некоторые логически замкнутые представления о процессе. Тем самым теория подводит некоторую черту под выполненными экспериментальными исследованиями и создает надежный фундамент, на котором возможно дальнейшее развитие направления. Другой фактор прогресса в данной области — развитие отдельных прикладных направлений. Они требуют привлечения новой информации о процессах. Эти новые данные возникают как за счет усилий эксперимента, так и теории, причем в немалой степени эти данные сами являются и результатом прикладных исследований. Далее мы проследим, как эти общие соображения реализовались в физике элементарных процессов в последнее десятилетие.

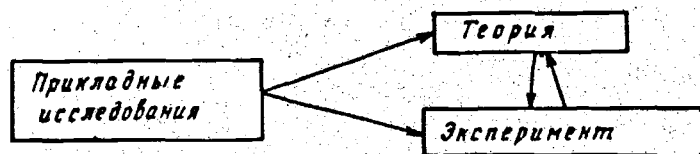


Рис. 1. Два пути развития физики элементарных процессов в плазме

I. РОЛЬ НОВОЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ТЕХНИКИ

Среди большого числа новых элементов экспериментальной техники, разработанных в последние десятилетия, можно выделить несколько методик, в наибольшей мере определяющих развитие физики элементарных процессов. Это, в первую очередь, пучковая и струйная техника, спектроскопия и диагностика с помощью перестраиваемых лазеров, а также масс-спектрометрия и корпускулярная спектроскопия.

1.1. Пучковая техника

Имеются два способа измерения параметров парного столкновения частиц: в газовой фазе и в пучке. В первом случае измеряются макроскопические параметры газа, во втором — параметры частиц в пучке. Ясно, что второй способ по своей постановке сложнее первого, однако он имеет явные преимущества: дает более детальную информацию о процессе, позволяет использовать сталкивающиеся частицы, которые в газовой фазе получить трудно, а иногда и невозможно, а также дает возможность фиксировать и варьировать в широких пределах энергию сталкивающихся частиц. В связи с этим на определенном уровне эксперимента, как в смысле использования приборного оборудования, так и стоимости, более приемлемой становится пучковая методика. Именно такая ситуация наблюдается во многих направлениях физики элементарных процессов. Мы продемонстрируем это на примере процесса Пеннинга.

Процесс Пеннинга представляет собой процесс столкновения метастабильного атома с другим атомом, обладающим малым потенциалом ионизации. Энергия возбуждения метастабильного атома в процессе Пеннинга тратится на ионизацию второго атома. Процесс Пеннинга играет важную роль в газоразрядной плазме. В частности, малые добавки легкоионизируемой примеси благодаря этому процессу заметно понижают пробойное напряжение смеси. Далее для определенности рассмотрим конкретный процесс Пеннинга:

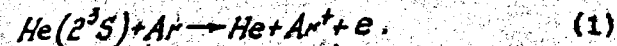
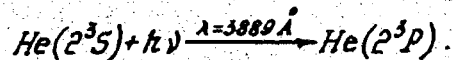


Схема эксперимента для определения параметров этого процесса в газовой фазе состоит в следующем. Смесь из гелия с малой добавкой аргона возбуждается коротким импульсом. В ней образуется определенное количество метастабильных атомов и заряженных частиц. Далее происходит распад образовавшейся плазмы за время, значительно превышающее длительность первоначального импульса. При этом подбираются условия, когда разрушение метастабильных атомов определяется процессом (1). Плотность метастабильных атомов во времени определяют по поглощению резонансного излучения на длине волны $\lambda = 3889 \text{ \AA}$, которое вызывает переход



При этом достаточно знать изменение относительной плотности метастабильных атомов. Характерное время изменения плотности метастабильных атомов τ связано с характеристикой процесса (1) — константой скорости процесса K_1 — соотношением:

$$\tau = \frac{1}{[Ar]K_1}, \quad (2)$$

где $[Ar]$ — плотность атомов аргона. Такой классический способ исследования пеннинговского процесса, который впервые был реализован более 30 лет назад, носит название исследования послесвечения в распадающейся плазме.

При исследовании процессов Пеннинга используются две модификации пучковой методики. Они отличаются способом создания пучка метастабильных атомов. В первом из них метастабильные атомы создаются возбуждением теплового пучка атомов. Во втором случае образование метастабильных атомов обусловлено перезарядкой пучка ионов на атомах мишени. Ясно, что первый метод относится к невысоким энергиям столкновения (масштаба тепловых энергий). Во втором случае гораздо удобнее исследовать процессы столкновения при высоких относительных энергиях, составляющих электрон-вольты и более.

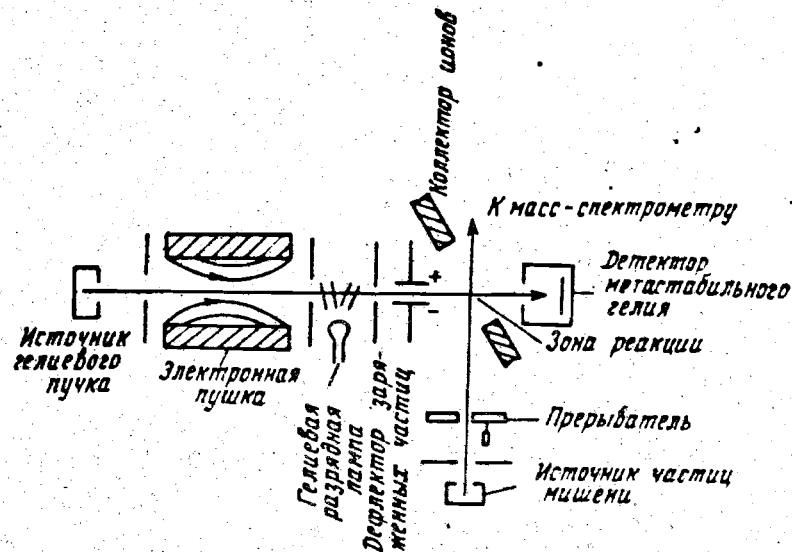


Рис. 2. Исследования эффекта Пеннинга методом пересекающихся пучков

На рис. 2 представлена типичная схема эксперимента для первого случая [1]. Исследуются процессы Пеннинга при столкновении метастабильного атома гелия с атомами или молекулами. Здесь возможны модификации различных элементов эксперимента. Так, иногда метастабильные атомы гелия образуются после возбуждения теплового пучка атомов гелия, проходящего в зону, облучаемую электронным пучком. Возможен и прямой способ получения пучка атомов гелия, содержащего метастабильные атомы, когда этот пучок извлекается из области, возбуждаемой разрядом. Пучок, образуемый после электронной пушки, содержит в себе атомы гелия в основном и метастабильных 2^3S - и 2^1S -состояниях. Соотношение между количеством 2^3S - и 2^1S -атомов гелия можно изменить, облучая пучок атомов гелиевой лампой. В спектре излучения лампы присутствуют резонансные фотоны, вызывающие переходы $2^3S \rightarrow 2^3P$ и $2^1S \rightarrow 2^1P$. Поскольку высвечивание 2^1P -атомов переводит возбужденные атомы гелия в основное состояние, то облучение гелиевой лампой приводит к разрушению 2^1S -атомов в пучке. Электронная пушка и разрядная лампа создают определенную примесь заряженных частиц в пучке, которые удаляются из пучка после пропускания его между обкладками конденсатора.

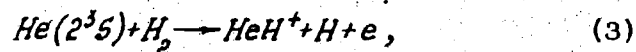
Таким способом создается тепловой пучок атомов гелия, содержащий примесь метастабильных атомов в 2^3S -состоянии и регулируемое количество примеси атомов в 2^1S -состоянии. Скорость атомов в пучке может регулироваться как источником пучка, так и селектором скоростей, который может быть установлен на его пути. Пройдя через зону реакции, пучок, содержащий метастабильные атомы, попадает на детектор. Детектором обычно служит металлическая пластина (золотая или стальная). Попадание на нее метастабильных атомов вызывает вторичную эмиссию электронов. По току электронов восстанавливается поток метастабильных атомов в пучке, что необходимо для определения абсолютного значения сечения последующего процесса. Константа скорости процесса K_1 связана с сечением процесса $\delta(v)$ соотношением:

$$K_1 = \langle v \delta(v) \rangle, \quad (2a)$$

где v — относительная скорость столкновения частиц и угловые скобки означают усреднение по скоростям.

Отметим, что исследование процесса Пеннинга с помощью менее современной методики, основанной на изучении характера послесвечения распадающейся плазмы, позволяет измерять не величину сечения при различных скоростях, а значение константы скорости этого процесса K_1 , являющейся результатом усреднения этой величины. Кроме того, масс-спектрометрический анализ в пучковой методике дает возможность простым способом идентифицировать конечные продукты реакции. При исследовании послесвечения распадающейся плазмы такой анализ более сложен.

Другой тип пучковой методики основан на использовании пучков частиц высокой энергии и носит название метода догоняющих пучков. Продемонстрируем особенности этого метода на конкретном процессе



основываясь на данных работы Нейнабера, Магнусона, Лейтона [2]. Пучок метастабильных атомов гелия создается перезарядкой ионов гелия с энергией 4 кэВ. Одновременно с этим создается пучок молекул H_2 путем перезарядки ионов H_2^+ на молекулах водорода. Эти два пучка запускаются в одном направлении, так что один из них "догоняет" другой.

8

Идея метода догоняющих пучков состоит в следующем [3]. Если скорости частиц в обоих пучках близки, то даже при относительно большой энергии частиц пучков можно получать весьма малые энергии относительного движения частиц. Тем самым, имея дело с энергиями пучка в килоэлектрон-вольтной области энергий, можно исследовать процессы, протекающие при относительной энергии столкновения в доли электрон-вольта.

Вернемся к рассматриваемому процессу (3). Пусть $E_1 = \frac{M_1 v^2}{2}$ — энергия ядер гелия в лабораторной системе координат, так что M_1 — масса ядра гелия, v_1 — их скорость. Если атомы водорода обладают такой же скоростью, то их энергия в лабораторной системе координат составляет $E_2 = \frac{M_2 v^2}{2}$, где M_2 — масса молекулы водорода. Теперь будем считать, что мы можем менять энергию пучка молекулярного водорода вблизи E_2 . Если эта энергия составляет $E_2 + \Delta E_2$, то относительная скорость движения пучков $\Delta v = \Delta E_2 / M_2 v$, а энергия относительного движения частиц в с.ц.и. составляет

$$\epsilon = \frac{\mu \Delta v^2}{2} = \frac{M_1 \Delta E_2}{M_1 + M_2} \frac{\Delta E_2}{E_2} \quad (4)$$

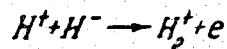
Проведем численные оценки. В рассматриваемом эксперименте $E_1 = 4$ кэВ, так что $E_2 = 2$ кэВ. Пусть $\Delta E_2 = 10$ эВ. Тогда энергия частиц в системе инерции составляет $\epsilon = 0,01$ эВ. Принятое значение — вполне приемлемая величина, так как разброс по энергиям в пучке ионов гелия и молекулярного водорода не превышает 1,5 эВ. Таким образом, работая с пучками килоэлектрон-вольтных энергий, в методе догоняющих пучков можно исследовать процессы, протекающие при тепловых и более высоких энергиях. Удобным в этом методе является способ регулирования относительной энергии сталкивающихся частиц за счет изменения энергии одного из пучков первоначальных ионов путем изменения ускоряющего потенциала.

Еще одним удобством метода догоняющих пучков является возможность создания высокой относительной концентрации метастабильных атомов данного сорта в пучке. Это достигается выбором подходящей мишени, перезарядка на которой приводит к преимущественному образованию атомов в заданном метастабильном состоянии. Так, при перезарядке ионов гелия на парах натрия создается пучок атомов гелия, содержащий 94% метастабильных атомов гелия в 2^3S -состоянии. Метод дого-

9

няющих пучков позволил получить большую информацию о сечении процесса Пеннинга, относящуюся как к зависимости сечения от энергии столкновения, так и к вкладу отдельных каналов процесса, а также абсолютные значения сечений процесса Пеннинга.

В последнее десятилетие пучковая методика стала широко использоваться при исследовании различных процессов парного столкновения частиц. Особенно она удобна в тех случаях, когда в процессе участвуют заряженные частицы, что определяется хорошо разработанными методами формирования и управления пучками заряженных частиц. В качестве примера такого рода на рис. 3 представлена зависимость сечения процесса



от энергии столкновения [4]. Как видно, минимальные энергии столкновения порядка 10^{-3} эВ (10 К).

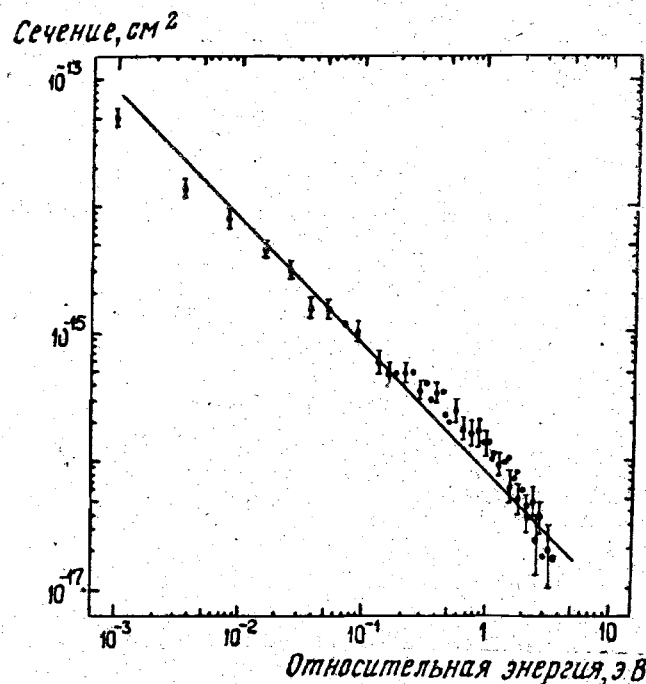


Рис. 3. Сечение процесса $H^+ + H^- \rightarrow H_2^+ + e$; $\bar{\sigma}$ - измерения Полаерта [4]; сплошная кривая - зависимость $\bar{\sigma} = \pi e^2 R_0 \eta / E$ ($R_0 \eta = 2,2 \cdot 10^{-10}$ см)

1.2. Перестраиваемые лазеры

Появление перестраиваемых лазеров открыло новые возможности в исследовании ряда процессов, происходящих с участием возбужденных атомов. В настоящее время перестраиваемые лазеры в комбинации с нелинейными кристаллами позволяют получить плавно перестраиваемое по частоте лазерное излучение в области длин волн от 2000 Å до десяти микрон (энергия фотона от 6 до 0,1 эВ). Перестраиваемые лазеры заняли в экспериментальной физике место, традиционно занимаемое монохроматомами. Они выгодно отличаются от последних существенно меньшим (на 3 порядка) значением ширины линии излучения и на 4-5 порядков более высоким значением спектральной плотности мощности излучения в оптическом диапазоне. Такие свойства перестраиваемых лазеров открывают возможности для решения качественно новых задач, среди которых, в первую очередь, следует назвать исследование высоковозбужденных состояний атомов и молекул, а также изучение оптически запрещенных переходов.

Перестраиваемые лазеры произвели революцию в исследовании высоковозбужденных состояний. Они позволили селективно возбуждать атомы в заданное высоковозбужденное состояние и исследовать процессы с участием атомов в этом состоянии. Другие методы не обладают столь высокой селективностью, так что исследования проводятся со смесью различных высоковозбужденных состояний атомов. В качестве примера измерений такого типа на рис. 4 приводятся зависимости сечения тушения высоковозбужденного атома $Na(n^2D)$ при столкновении с атомом инертного газа от главного квантового числа n [5, 6].

Разработка и создание перестраиваемых лазеров существенно упростили исследование процессов фотоотрыва электронов и фотодиссоциации. На их основе созданы пучковые методики исследования этих процессов. В частности, установление порогов фотоотрыва электронов от отрицательных ионов позволило определять энергии сродства атомов к электрону для нескольких десятков атомов с точностью до тысячных долей электрон-вольт. Ранее эти величины были известны с гораздо худшей точностью, или эта информация вообще отсутствовала.

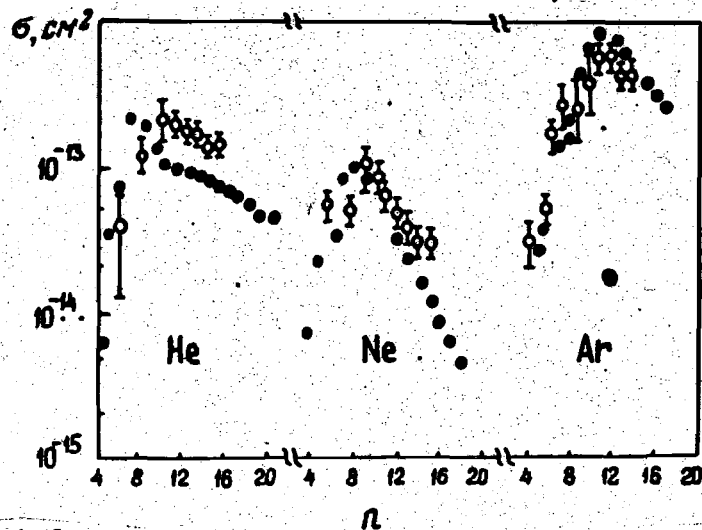


Рис. 4. Зависимости сечения тушения высоковозбужденного атома $Na(n^2D)$ при столкновении с атомом инертного газа от главного квантового числа n [5,6]

1.3. Другие элементы экспериментальной техники

Электронная спектроскопия. Большое распространение в последнее десятилетие при исследовании процессов ионизации атомных частиц в процессах столкновения получило измерение спектра электронов. Если точно измерить спектр электронов, освобождающихся при столкновении атомных частиц с тепловыми энергиями, то из закона сохранения энергии можно однозначно восстановить конечное состояние частиц. Тем самым можно определить вероятность образования в рассматриваемом процессе различных химических состояний, электронное и колебательное состояние продуктов реакции. Информативность этого метода зависит от разрешающей способности метода. В настоящее время разрешение энергии электронов порядка 0,01 эВ, что позволяет идентифицировать даже колебательное состояние молекулярных частиц в конечном канале. Поэтому электронная спектроскопия ряда элементарных процессов ионизации частиц стала дополнительным мощным способом исследования процессов. В качестве примера на рис. 5 представлен спектр электронов для процесса $U+O_2 \rightarrow UO_2^+ + e$ при теп-

ловых энергиях столкновения частиц [7]. Нулевая энергия электронов соответствует запирающему потенциалу около 2 В. Тем самым спектр электронов состоит из трех пиков, отвечающих разным колебательным состояниям иона UO_2^+ , расстояние между которыми составляет 0,08 эВ. Как видно, в результате рассматриваемого процесса освобождаются в основном медленные электроны, энергия которых мала по сравнению с дефицитом реакции 4,1 эВ. Отсюда следует, что молекулярный ион образуется в возбужденном состоянии.

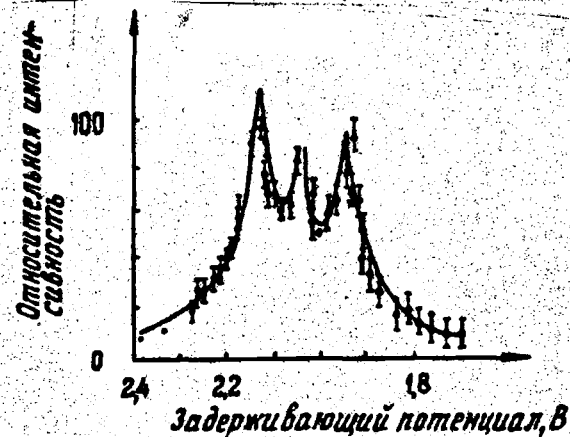


Рис. 5. Спектр электронов, освобождающихся при ассоциативной ионизации $U+O_2 \rightarrow UO_2^+ + e$. По оси абсцисс указан задерживающий потенциал, позволяющий снять распределение электронов по энергиям

Масс-спектрометрические исследования. Дополнительную информацию о процессе, относящуюся к конечному каналу реакции, дает исследование масс-спектра продуктов реакции. За последнее десятилетие в этом отношении не произошло принципиальных изменений. Однако разработка квадрупольных масс-спектрометров сильно упростило эту задачу. Квадрупольный масс-спектрометр не требует магнитного поля и может быть относительно небольших размеров; поэтому его удобно ввести в схему измерений. Это позволило при проведении измерения параметров исследуемого процесса одновременно осуществлять и измерение масс-спектра продуктов процесса. Тем самым разработка простой и удобной масс-спектрометрической техники

позволила сопровождать проводимые исследования масс-спектрометрическими измерениями. В результате были усовершенствованы существующие и созданы новые методики при исследовании широкого круга процессов, протекающих с участием заряженных частиц в газовой фазе. К ним относятся также процессы, как диссоциативное прилипание электрона к молекуле, нон-молекулярные реакции, образование сложных и кластерных ионов при тройных столкновениях, взаимная нейтрализация при соударении положительных и отрицательных ионов и т.д.

Развитие новых экспериментальных методик, которые опираются на новую измерительную технику и дают новую информацию об элементарных процессах в возбужденном и слабоионизованном газе, идет параллельно с развитием самой измерительной техники, где в свою очередь используются достижения в области элементарных процессов, полученная там информация и элементы развитых экспериментальных методик. Далее в качестве яркого примера такого типа мы дадим описание детектора субмиллиметрового излучения, представленного в работе [8]. Этот прибор интересен сам по себе, так как позволяет регистрировать рекордно малые потоки теплового излучения. В то же время все основные элементы, из которых построен этот прибор, были использованы и отработаны ранее при исследовании процессов с участием высоковозбужденных атомов.

Идея рассматриваемого детектора субмиллиметрового излучения состоит в том, что под действием теплового излучения происходят переходы между высоковозбужденными состояниями. Создав атомы в одном состоянии и измерив их скорость перехода в другое состояние, мы тем самым определим интенсивность теплового излучения.

Схема установки представлена на рис. 6. Пучок атомов натрия возбуждается двумя перестраиваемыми лазерами. Один из них с длиной волны 5890 Å приводит к переходам $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$, а другой с длиной волны около 4150 Å создает из этого возбужденного состояния высоковозбужденные атомы в состоянии $22D$. Далее пучок атомов с примесью высоковозбужденных атомов проходит область, где он пересекается с лучом теплового излучения. После этого пучок высоковозбужденных атомов попадает в электрическое поле, где часть высоковозбужденных атомов превращается в ионы, которые регистрируются. При этом пучок атомов окружен станками с тем-

пературой 14 К, чтобы тепловое излучение стенок оказывало на него минимальное воздействие.

Приведем параметры эксперимента. В условиях эксперимента 0,001 часть атомов натрия переводится в высоковозбужденное состояние $22D$ и в неравновесном пучке интенсивность потока высоковозбужденных атомов составляет 10^{11} атомов в 1 с. Излучательное время жизни атома $Na(22D)$ составляет около 10^{-5} с и при размерах системы и скорости пучка только 5% этих атомов достигает зоны электрического поля. В этом эксперименте исследовался переход $22D \rightarrow 23P$ (рис. 7). Электрическое поле подбиралось таким, что оно ионизовало атомы $Na(23P)$ и не действовало на атомы $Na(22D)$. Излучательное время жизни $Na(23P)$ составляет $3 \cdot 10^{-5}$ с и почти 40% этих атомов проходит путь от места образования под действием теплового излучения до конденсатора, не распадаясь. Скорость перехода $22D \rightarrow 23P$ под действием теплового излучения равна 1300 с^{-1} . В условиях данного эксперимента при температуре внешнего источника 300 К интенсивность потока высоковозбужденных атомов $Na(23P)$ составляет 10^5 с^{-1} . Квантовая эффективность прибора, т.е. отношение числа регистрируемых ионов к числу поглощенных фотонов, в данном случае равно $3 \cdot 10^{-3}$, т.е. при температуре источника 300 К регистрируется 300 ионов в 1 с.

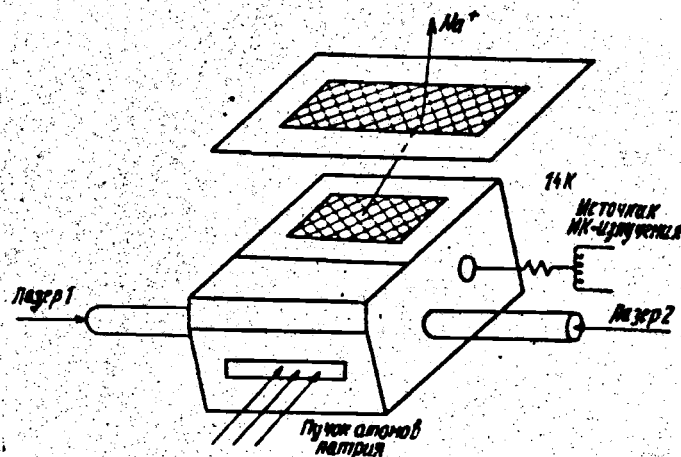


Рис. 6. Детектор субмиллиметрового излучения [8]

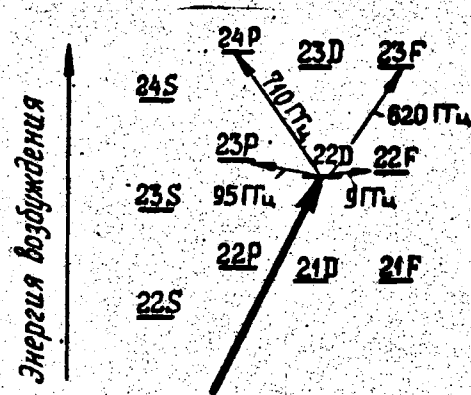


Рис. 7. Переход между состояниями атома натрия, используемый в детекторе субмиллиметрового излучения [8]

Это подробное описание параметров эксперимента дает возможность понять сложность такого рода измерительной техники. На рис. 8 приводятся результаты измерений. Данный детектор субмиллиметрового излучения в описанном исполнении обладает в пять раз лучшей чувствительностью, чем детектор, выполненный на основе диода Шоттки и в 30 раз более высокой чувствительностью, чем детектор, использующий эффект Джоузефсона. Оценки показывают, что понижение температуры стенок до 4 К позволит повысить чувствительность этого детектора еще примерно на два порядка.

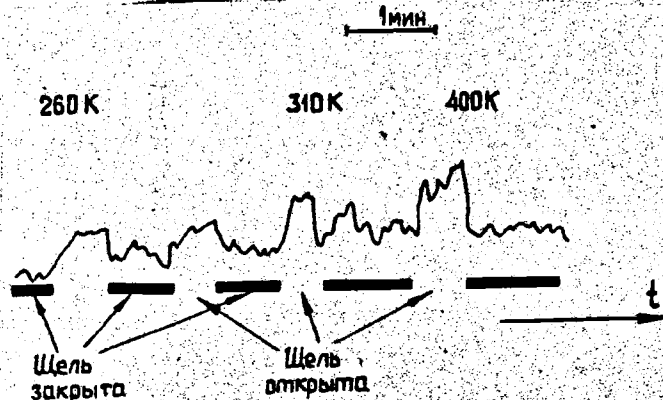


Рис. 8. Результат измерений ионного тока в детекторе миллиметрового излучения при различных температурах [8]

2. ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ - СТИМУЛ РАЗВИТИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ

Целый ряд характерных примеров того, как потребности прикладных разработок стимулируют возникновение и развитие новых направлений фундаментальных исследований в области физики элементарных процессов, можно почерпнуть из физики газовых лазеров. Как известно, инверсная заселенность в активной среде газового лазера возникает в результате протекания некоторой последовательности элементарных процессов, приводящих к образованию частиц на верхнем и разрушению частиц на нижнем уровне лазерного перехода. Поэтому часто прогресс в том или ином направлении лазерной физики и техники сопровождается повышением активности при исследовании соответствующих элементарных процессов столкновения атомных частиц.

2.1. Эксимерные молекулы

Один из наиболее ярких примеров подобного рода касается направления исследований, связанных с эксимерными молекулами. Такие молекулы образуют химическую связь только в электронно-возбужденном состоянии, для которого кривая зависимости потенциальной энергии от межъядерного расстояния имеет характерный минимум (рис. 9). Соответствующий терм, составленный из атомов в основном электронном состоянии, представляет собой монотонно убывающую функцию, поэтому устойчивая химическая связь для основного состояния молекулы не образуется. Таким образом, если в газе имеется достаточное количество эксимерных молекул, то это означает существование инверсной заселенности между термами электронно-возбужденного и основного состояния таких молекул. При наличии механизма создания эксимерных молекул в газе инверсная заселенность может поддерживаться в течение достаточно длительного времени, поскольку эффективное опустошение нижнего уровня происходит в результате расталкивания и быстрого (за время порядка 10^{-13} с) разлета атомов, образующих молекулу.

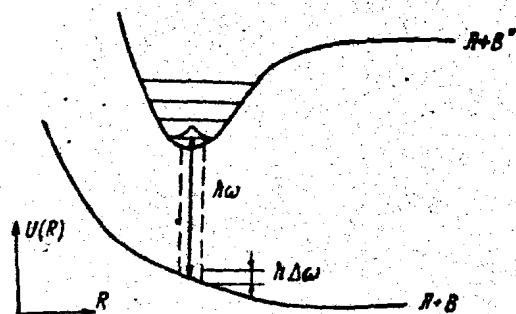


Рис. 9. Типичный вид термов эксимерной молекулы

Указанные свойства эксимерных молекул позволяют рассматривать их как перспективную основу для активной среды газового лазера. Наиболее простой системой, обладающей такими свойствами, является двухатомная молекула, по крайней мере один из атомов которой относится к благородным газам. Энергия возбужденных состояний этих атомов составляет величину ~ 10 эВ и выше, поэтому излучение эксимерных молекул такого типа обычно отвечает вакуумной ультрафиолетовой области спектра. Ширина линии спонтанного излучения этих молекул определяется обратным временем разлета атомов и достигает значений сотых, а в некоторых случаях и десятых долей электрон-вольта.

В табл. 1 представлены основные параметры двухатомных эксимерных молекул, составленных из двух атомов инертного газа или из атомов инертного газа и галогена [9,10].

Таблица 1

Параметры эксимерных молекул

Молекула	Межъядерное расстояние, А	Энергия связи, эВ	Колебательный квант, см^{-1}	Длина волны перехода $E \rightarrow E_{\text{нм}}$	$\frac{\Delta\omega}{\omega}, \%$
XeI	3,3	4,85	112(119)	253	1,25
XeBr	3,1	4,25	120(150)	282	1,14
XeCl	2,9	3,83	194(214)	308	0,77

Молекула	Межъядерное расстояние, А	Энергия связи, эВ	Колебательный квант см^{-1}	Длина волны перехода $E \rightarrow E_{\text{нм}}$	$\frac{\Delta\omega}{\omega}, \%$
XeF	2,4	3,12	309(365)	351	0,9
KrI	3,2	6,69	- (138)	-	-
KrBr	2,9	6,12	166(170)	206	-
KrCl	2,8	5,65	210(233)	222	-
KrF	2,3	4,86	310(370)	249	1,2
ArBr	2,8	7,71	(220)	-	-
ArCl	2,7	7,20	230(280)	175	-
ArF	2,2	6,41	(430)	193	0,79
NeF	1,9	11,56	(536)	108	-

В скобках указаны значения колебательных квантов галогенидов щелочных металлов, соседствующих в периодической таблице с атомами инертных газов (например, $KrF(RbF)$). На рис. 10 схематически показаны спектры излучения этих молекул.

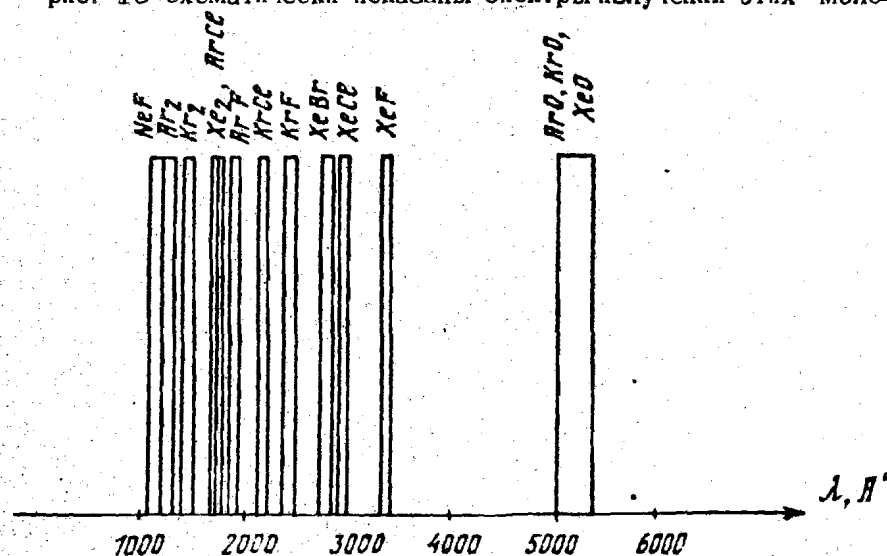


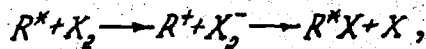
Рис. 10. Спектры излучения эксимерных молекул

кул [10]. Приведенные параметры эксимерных молекул открывают возможность создания на основе таких молекул мощных ультрафиолетовых лазеров с плавной перестройкой частоты. Острая практическая потребность в лазерах такого типа послужила интенсивным стимулом в развитии исследований свойств эксимерных молекул, механизмов их образования и разрушения, а также возможности создания таких молекул в большом объеме. Впервые возможность создания ультрафиолетового лазера на переходах эксимерной молекулы была продемонстрирована экспериментально в работе Басова с сотр. [11].

Детальные исследования механизмов образования эксимерных молекул в газе, выполненные в начале восьмидесятых годов (см. обзоры этих работ [9,10]), показали, что при наличии резонансно-возбужденных атомов инертного газа R^* в состоянии $nR^*(n+1)s$ эффективное образование эксимерных молекул типа R_2^* и R^*X (X - атом галогена) может происходить в результате протекания следующих процессов:



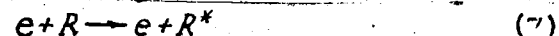
Были измерены значения константы скорости этих процессов, исследованы оптимальные условия их протекания. Большой интерес с точки зрения развития представлений о механизмах протекания химических реакций имеют результаты исследования характера протекания реакции (6). Эти исследования показали, что как с точки зрения химической кинетики, так и с точки зрения спектроскопии существует глубокая аналогия между щелочно-галогидными соединениями типа NaF , RbF , $CsBr$ и т.д. и соответствующими эксимерными молекулами Ar^*F , Kr^*F , Xe^*Br и т.д. Так, наиболее эффективный механизм протекания реакции (6) связан с образованием виртуального состояния отрицательного иона X_2^-



эффективное кулоновское взаимодействие которого с ионом инертного газа приводит к разрыву химической связи $X-X$ и образованию более прочной связи ионного типа R^+-X^- . При этом значения энергии связи, колебательного кванта, постоянной ангармонизма эксимерных молекул типа R^*X оказываются близкими соответствующим значениям для молекул галогенидов щелочных металлов. Указанные параметры сравниваются в табл. 1.

Следует отметить, что реакция присоединения (6), приводящая к образованию эксимерной молекулы типа R^*X , имеет весьма общий характер. Реакция такого типа может протекать не только с участием двухатомных молекул галогенов, но и с галоидосодержащими молекулами более сложной структуры. Так, в работе Веласко, Сетсера и др. [12-14] приводятся результаты исследования подобной реакции, где в качестве галоидосодержащего соединения использовались молекулы SF_6 , NF_3 , N_2F_4 и т.д., всего свыше 20 молекул.

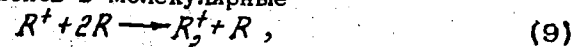
Как видно из сказанного выше, эффективность образования эксимерных молекул в существенной степени определяется скоростью образования резонансно-возбужденных атомов инертных газов. Традиционный способ возбуждения таких атомов связан с прямыми электрон-атомными соударениями



и известен достаточно давно. Такой способ обладает высокой эффективностью при больших электронных температурах, однако в этом случае атомы могут эффективно возбуждаться в большом количестве состояний. Очевидно, такой путь создания инверсной заселенности в лазере не является оптимальным. В последние годы внимание исследователей привлечено другой способ возбуждения атомов, эффективность которого не падает, а возрастает при уменьшении температуры электронов. Речь идет о процессе диссоциативной рекомбинации молекулярного иона



Этот процесс, механизм которого иллюстрируется на рис. 11, характеризуется высокими значениями константы скорости и приводит к эффективному преобразованию энергии связи иона и электрона в энергию возбужденного атома. Легко понять, что в оптимальных с точки зрения такого преобразования условиях значительная часть вводимой в газ энергии должна идти на образование молекулярных ионов. Такие условия реализуются при прохождении через инертный газ высокой плотности (давление атмосферное и выше) мощного электронного пучка. При этом основной механизм потери энергии электронов пучка связан с ионизацией атомов, так что цена одной электрон-ионной пары составляет примерно удвоенную величину потенциала ионизации атома. При высоких давлениях происходит быстрая конверсия атомных ионов в молекулярные



рекомбинация которых по каналу (8) приводит к образованию возбужденных атомов в ограниченном числе состояний.

Таким образом, последовательность процессов (8) → (9) → (6) или (8) → (9) → (5) приводит к эффективному преобразованию энергии электронов пучка в энергию эксимерных молекул. Коэффициент этого преобразования составляет десятки процентов, КПД ультрафиолетовых лазеров, работающих на основе эксимерных молекул, также весьма велик — он достигает 10% для лазеров на галогенидах инертных газов.

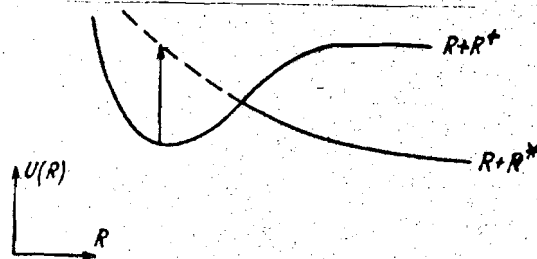
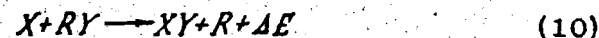


Рис. 11. Иллюстрация механизма диссоциативной рекомбинации

2.2. Процессы с изменением колебательного состояния молекул

Еще один пример заметного стимулирования фундаментальных исследований в области физики атомных столкновений прикладными исследованиями относится к области неупругих молекулярных соударений, сопровождающихся изменением колебательных и вращательных состояний молекул. Столкновения такого рода ответственны за формирование и разрушение инверсной заселенности в молекулярных лазерах, работающих на колебательно-вращательных переходах молекул (в первую очередь, речь идет о CO_2 -, CO - и HF -лазерах). В силу своих высших выходных параметров лазеры данного типа представляют большой практический интерес, который, в свою очередь, стимулировал исследования в области неупругих молекулярных соударений при тепловых энергиях. В результате указанных исследований, выполненных в течение последних полутора десятилетий, был накоплен большой объем информации, которая существенно повлияла на формирование современных представлений о механизмах и особенностях протекания процессов указанного типа.

Экзотермические реакции обмена. Большой объем выполненных исследований относится к простейшим химическим экзотермическим реакциям обмена:



(X, Y — атомы, R — атом или радикал). Основным результатом этих исследований является общий вывод, согласно которому энергия ΔE , выделяющаяся в результате протекания экзотермической реакции подобного типа, как правило, далеко не равновесным образом распределяется по различным степеням свободы частиц-продуктов реакции. Типичной является ситуация, когда значительная часть этой энергии (свыше 50%) выделяется на колебательной степени свободы молекулы XY . Эта ситуация иллюстрируется на рис. 12 и табл. 2, где представлены результаты исследований распределения молекул XY по конечным колебательным состояниям, а также измерения доли энергии f_v , выделяющейся на колебательной степени свободы молекулы. Более подробная информация такого рода содержится в обзорах и монографиях [15-18].

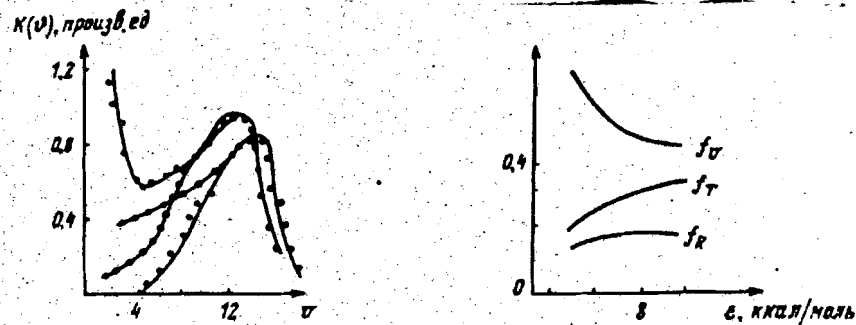


Рис. 12. Результаты экспериментальных исследований экзотермических реакций обмена:

слева — распределение молекул CO , образующихся в результате реакции $\text{CS} + \text{O} \rightarrow \text{CO} + \text{S}$, по колебательным состояниям; справа — зависимость доли энергии, идущей на колебательную f_v , вращательную f_r и поступательную f_t степени свободы продуктов реакции $\text{Cl} + \text{HI} \rightarrow \text{HCl} + \text{I}$, от энергии соударения, ккал/моль

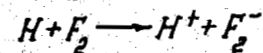
Таблица 2

Доля энергии f_0 , идущей на возбуждение колебательной степени свободы молекул, которые образуются в экзотермических химических реакциях

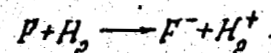
Реакция	f_0
$F+H_2 \rightarrow HF+H$	0,71
$F+D_2 \rightarrow DF+D$	0,71
$F+HD \rightarrow HF+D$	0,72
$F+HD \rightarrow DF+H$	0,69
$H+F_2 \rightarrow HF+F$	0,54
$D+F_2 \rightarrow DF+F$	0,56
$F+HJ \rightarrow HF+J$	0,95
$F+HBr \rightarrow HF+Br$	0,24
$H+Cl_2 \rightarrow HCl+Cl$	0,42
$D+Cl_2 \rightarrow DCl+Cl$	0,39
$Cl+H_2 \rightarrow HCl+H$	0,37
$Cl+H_2(\sigma=1) \rightarrow HCl+H$	0,57
$H+I_2 \rightarrow HI+I$	0,64
$H+Br_2 \rightarrow HBr+Br$	0,55
$Cl+HJ \rightarrow HCl+J$	0,71
$Cl+DJ \rightarrow DCl+J$	0,71
$Cl+HBr \rightarrow HCl+Br$	0,5
$Br+HJ \rightarrow HBr+J$	0,55
$O+CS \rightarrow CO+S$	0,9

Таким образом, существует достаточно широкий класс экзотермических химических реакций обмена, в результате протекания которых образуется газ двухатомных молекул в сильно неравновесном состоянии, в котором запас колебательной энергии в несколько раз превышает то значение, которое имела бы молекула, находящаяся в состоянии термодинамического равновесия. Такой неравновесный газ является готовой активной средой, в которой существует инверсная заселенность на большом числе колебательно-вращательных переходов P -ветви линейных молекул (для этих переходов вращательное квантовое число верхнего уровня на единицу превышает соответствующее значение для нижнего уровня). Эта активная среда может быть использована в качестве основы для создания химического лазера, который, таким образом, является эффективным преобразователем химической энергии в энергию когерентного излучения. КПД такого преобразователя в оптимальных условиях достигает нескольких процентов (для лазеров на HF и DF), а мощность наиболее эффективных химических лазеров достигает сотни киловатт.

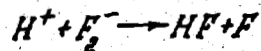
Описанное выше свойство экзотермических химических реакций, согласно которому значительная часть дефекта энергии при таких реакциях преобразуется в колебания молекул, наиболее ярко выражено в том случае, когда один из атомов, составляющих молекулу XY , является сильным окислителем, или, другими словами, характеризуется сродством к электрону. В этом случае указанное свойство реакции тесно связано с механизмом ее протекания [19]. В силу большого сродства к электрону уже на далеких расстояниях между сталкивающимися частицами электрон "протекает" на электроотрицательный атом или молекулу, например



или



Возникающее при этом сильное кулоновское притяжение между разноименными ионами приводит к разрыву гомеоплярной связи в молекуле и к образованию более сильной связи ионного типа

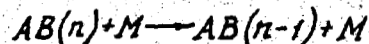


или



Существенно подчеркнуть, что при протекании реакций подобного типа перестройка электронного состояния системы происходит на больших по сравнению с равновесным межъядерным расстоянием молекулы XU расстояниях между сталкивающимися частицами. При этом перераспределение атомов происходит быстро, за время, меньшее или порядка характерного периода вращения молекулы. Поскольку межъядерное расстояние в молекуле, образовавшейся в результате перехода, превышает соответствующее равновесное значение, данная молекула оказывается в сильно возбужденном колебательном состоянии, а так как время взаимодействия невелико, колебательная энергия не успевает распределиться по другим степеням свободы систем.

Исследования последних лет, стимулированные развитием физики мощных молекулярных лазеров, привели к существенному прогрессу в понимании механизмов протекания процессов колебательной релаксации, а также процессов обмена колебательными квантами при соударении молекул [18-21]. Так, было обнаружено, что модель Ландау-Теллера, согласно которой вероятность процесса колебательной релаксации



(n - номер колебательного кванта, M - частица примеси), пропорциональна множителю

$$n \exp\left(-\frac{a\omega}{v}\right) \quad (11)$$

(a - линейный размер порядка атомного, ω - частота колебания ядер в молекуле, v - скорость соударения), нуждается в существенных уточнениях. Одна из наиболее серьезных поправок такого рода относится к случаю, когда релаксирующая молекула состоит из атомов с сильно различающимися массами (практически важными примерами таких молекул являются молекулы галогенидовородов HF , HCl , HBr и HJ). В этом случае приведенная масса релаксирующей молекулы много меньше приведенной массы сталкивающейся пары, так что по-

26

казатель экспоненты в выражении (11) определяется не скоростью относительного сближения частиц v , а существенно более высокой скоростью углового вращения релаксирующей молекулы. В результате оказывается, что в процессе колебательной релаксации молекул указанного типа заметная часть колебательной энергии преобразуется во вращение молекулы. При этом константа скорости колебательной релаксации таких молекул на 4-5 порядков превышает то значение, которое получается при оценке на основании теории Ландау-Теллера. Данный результат имеет не только научное, но и важное практическое значение, так как процесс колебательной релаксации ограничивает выходные параметры химических лазеров на молекулах галогенидовородов, а константа скорости этого процесса определяет численное значение максимально достижимой удельной выходной энергии лазера.

Еще один существенно новый результат теории колебательной релаксации, полученный недавно и уточняющий классическую теорию Ландау-Теллера, касается учета немонотонности потенциала межмолекулярного взаимодействия. Наличие дальнедействующего притяжения молекул приводит к тому, что скорость столкновения молекул в момент сближения оказывается выше, чем скорость v на далеких расстояниях, определяющая величину показателя экспоненты в (11). Очевидно, относительная роль данного эффекта возрастает с уменьшением температуры газа и с увеличением глубины потенциальной ямы на кривой зависимости потенциальной энергии от расстояния между центрами молекул. В силу этого эффекта, при температурах порядка нескольких сот градусов Кельвина имеет место немонотонная температурная зависимость константы скорости колебательной релаксации молекул галогенидовородов. Для других молекул, таких, как CO , N_2 и др., для которых глубина потенциальной ямы не столь велика, как для галогенидовородов, указанный эффект приводит к более плавному уменьшению константы скорости колебательной релаксации с уменьшением температуры, чем это следует из теории Ландау-Теллера.

Приведенные примеры, демонстрирующие связь прогресса в физике элементарных процессов с развитием новой экспериментальной техники и созданием новых прикладных направлений, не исчерпывают всех возможностей этой связи и поэтому остаются только примерами. На этих примерах мы пытались показать, что современная экспериментальная техника и различные прикладные направления физики плазмы и возбужденного газа

являются фундаментом, на котором развивается физика элементарных процессов и накапливается принципиально новая информация в этой области.

Список литературы

1. Howard J.S. et al. - *Phys. Rev. Lett.*, 1972, v. 29, p. 321.
2. Neunaber R.H., Magnuson B.D., Layton J.K. - *J. Chem. Phys.*, 1972, v. 57, p. 5126.
3. Бедлев В.А., Бржнев Б.Г., Брастов Е.М. - *ЖЭТФ*, 1967, т. 52, с. 1170.
4. Poulaert G. et al. - *J. Phys.*, 1978, v. 11B, p. 671.
5. Gallagher T.F., Edelstein S.A., Hill R.M. - *Phys. Rev.*, 1977, v. 15A, p. 904.
6. Olson R.E. - *Phys. Rev.*, 1977, v. 15A, p. 631.
7. Vasu P., Lo H.H., Fite W.L. - *Chem. Phys. Lett.*, 1978, v. 54, p. 89.
8. Figger H. et al. - *Opt. Commun.*, 1980, v. 33, p. 3P.
9. Эксимерные лазеры. Об. ст. под ред. Ч.Роудса. - М.: Мир, 1981.
10. Елецкий А.В. - УФН, 1978, т. 125, с. 279.
11. Басов Н.Г. и др. - Письма ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 473; *J. Luminescence*, 1970, v. 1, p. 834.
12. Velasco J.E., Setser D.W. - *J. Chem. Phys.*, 1975, v. 62, p. 1990; *J. Quant. Electron.*, 1975, v. 11, p. 208.
13. Piper J.G., Velasco J.E., Setser D.W. - *J. Chem. Phys.*, 1973, v. 59, p. 3923.
14. Velasco J.E., Kolts J.H., Setser D.W. - *J. Chem. Phys.*, 1976, v. 65, p. 3468.
15. Башкин А.С. и др. *Химические лазеры.* - М.: Изд. ВИНТИ, 1975.
16. Kampa K. *Chemical Lasers, Heidelberg, Springer Verlag*, 1973.
17. Химические лазеры. Об. ст. под ред. Р.Гросса и Дж.Ботта. - М.: Мир, 1980.
18. Елецкий А.В. - УФН, 1981, т. 134, с. 237.
19. Кондратьев В.Н., Никитин Е.Е. *Кинетика и механизм газофазных реакций.* - М.: Наука, 1974.
20. Никитин Е.Е. *Теория атомно-молекулярных процессов в газах.* - М.: Химия, 1970.
21. Елецкий А.В., Падкина Л.А., Смирнов Б.М. *Явления переноса в слабоионизованной плазме, гл. 4.* - М.: Атомиздат, 1975.