

увеличивается в 20 раз, а K_1 — на 2 порядка. Асимптотич. значений коэф. K_1 и K_2 достигают при взаимодействии с атомами инертных газов при $n \geq 20$, а при взаимодействии с атомами щелочных металлов при $n \geq 50$. Поведение сечений др. процессов взаимодействия атомов в Р. с. с нейтральными атомами (перемещение состояний по l , дезориентация и др.) качественно аналогично поведению сечений уширения.

Лабораторные эксперименты. Р. с. в лаб. условиях создаются чаще всего возбуждением атома из осн. состояния одним или неск. световыми пучками большой интенсивности (до крайней мере на первом этапе возбуждения — накачке). Для накачки обычно используется N_2 -лазер или вторая (третья) гармоника лазера на неодимовом стекле. Чтобы получать Р. с. с заданными квантовыми числами n, l, m , на втором этапе атомную систему возбуждают излучением мощных перестраиваемых лазеров на красителях.

Для регистрации Р. с. наиб. распространение получили флуоресцентный метод и метод ионизации электрич. полем. Флуоресцентный метод основан на анализе каскадного испускания света при переходах атома из Р. с. Этот метод обладает селективностью, однако интенсивность регистрируемого излучения в видимой области в этом случае мала. Флуоресцентный метод используют, как правило, для исследования Р. с. с $n < 20$.

В методе ионизации электрич. полем регистрируются электроны, освобождающиеся в результате ионизации атома в Р. с. при воздействии на него электрич. поля. В этом случае селективность обеспечивается чрезвычайно резкой зависимостью вероятности ионизации от квантовых чисел n и m . Чаще всего этот метод используется в режиме с временным разрешением: после импульсного возбуждения Р. с. подаётся пилообразный импульс электрич. поля. Каждое Р. с. в разрешённом по времени ионизац. сигнале даёт пик через строго определённое время от момента включения поля. Метод отличается простотой, высокой чувствительностью и в отличие от флуоресцентного метода особенно эффективен при исследовании Р. с. с большими n , когда для ионизации не требуется высоких напряжений электрич. полей.

Спектры атомов и ионов в Р. с. исследуются разл. методами. С помощью обычных многомодовых лазеров достигается спектральное разрешение порядка доплеровской ширины уровня, что позволяет исследовать Р. с. с $n \leq 50$. Если требуется более высокое разрешение, то используют метод скрещённых атомно-лазерных пучков, дающий разрешение в несколько МГц, или методы нелинейной лазерной спектроскопии. Напр., методом двухфотонной спектроскопии был получен спектр с разрешением порядка КГц. В тех случаях, когда интерес представляют интервалы между соседними Р. с., более удобны методы радиоспектроскопии, квантовых биений и пересечения уровней (см. *Интерференция состояний*) [2]. Вместо настройки частоты излучения на частоту перехода между Р. с., на заданную внеш. полем частоту можно настраивать сами Р. с. В этом случае Р. с. позволяют усиливать слабый микроволновый сигнал. Этим методом получена чувствительность $\sim 10^{-17}$ Вт·Гц^{-1/2} в миллиметровом диапазоне; есть основания ожидать повышение чувствительности ещё на 2 порядка.

Особый интерес представляют эксперименты с атомами в Р. с. в резонаторах. Для $n \sim 30$ переходы между Р. с. лежат в миллиметровом диапазоне, для к-рого существуют резонаторы с очень высокой добротностью. В то же время влияние электрич. поля на атомы в Р. с. более значительно, чем, напр., для молекулярных вращат. уровней энергии, поэтому с помощью Р. с. впервые удалось продемонстрировать ряд эффектов квантовой электродинамики, предсказанных в 50—60-е гг.: подавление спонтанного радиац. перехода в резонаторе, путацию Раби — взаимодействие с полем

одного фотона в резонаторе, кооперативные эффекты Дикке для неск. атомов (см. *Сверхизлучение*) и др. [4].

Астрофизические приложения ридберговских состояний. Первые наблюдения излучат. переходов между Р. с. от астрофиз. объектов (линии 90 α и 104 α) были выполнены в СССР [5]. Радиолинии излучения, соответствующие переходам между Р. с., наблюдаются вплоть до $n \sim 300$ от галактич. зон Н II, планетарных туманностей, центральных областей нашей Галактики и нек-рых др. галактик. Обнаружены также линии He II, He II, C II. Осн. механизмом образования Р. с. в астрофиз. объектах является фоторекомбинация, поэтому радиолинии излучения наз. также рекомбинац. радиолиниями. Радиолинии между Р. с. играют важную роль в диагностике астрофиз. объектов. Для $n < 100$ ширина таких линий обусловлена эффектом Доплера и позволяет судить о ионной темп-ре космич. плазмы. Для более высоких n в уширение вносят вклад столкновения с электронами, и т. о. по ширине радиолиний можно оценить также плотность электронов. Отношение интенсивностей радиолиний и континуума даёт электронную темп-ру.

В межзвёздных облаках обнаружены радиолинии поглощения, принадлежащие иону С II и соответствующие переходам между Р. с. с $n > 700$.

Лит.: 1) Rydberg J. R., «Z. Phys. Chem.», 1890, Bd 5, S. 227; 2) Ридберговские состояния атомов и молекул, пер. с англ., М., 1985; 3) Вайнштейн Л. А., Соболевман И. И., Юков Е. А., Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М., 1979; 4) Nagache S., Raymond J. M., «Adv. in Atom. and Molec. Phys.», 1985, v. 20, p. 347; 5) Сороченко Р. Л., Рекомбинационные радиолинии, в кн.: Физика космоса, 2 изд., М., 1986. И. Л. Ветман.

Ридберговские состояния молекул. Высоковозбуждённые электронные состояния M , так же как и атомные, подобны серии состояний атома водорода. Ридберговские орбитали молекул обозначаются главным n и орбитальным l квантовыми числами и типом симметрии группы симметрии молекулы (напр., ns_1 , np_1). Энергия Р. с. (отсчитываемая от границы ионизации молекул) определяется ф-лой Ридберга (2). Для молекулы, состоящей из атомов первого периода, величина квантового дефекта δ для nd -орбиталей очень мала ($\leq 0,1$), для np -орбиталей несколько выше (0,3—0,5), а для ns -орбиталей значительно больше (0,9—1,2). Стабильность Р. с. молекул зависит от стабильности осн. состояния или низколежащего возбуждённого состояния молекулярного иона, получающегося при удалении ридберговского электрона, т. е. ридберговская орбиталь, вообще говоря, является несвязывающей. Стабильность иона зависит от того, удаляется ли электрон со связывающей, разрыхляющей или несвязывающей молекулярной орбитали осн. состояния нейтральной молекулы. Напр., для H_2O из занятых молекулярных орбиталей в осн. состоянии самой верхней является несвязывающая молекулярная орбиталь $1b_1$. Поэтому осн. состояние иона H_2O^+ , получающегося при удалении электрона с этой орбитали, столь же стабильно, как и осн. состояние молекулы H_2O : практически все Р. с. молекулы H_2O , сходящиеся к осн. состоянию иона H_2O^+ , стабильны.

Если электрон переходит с низколежащей на более высокую молекулярную орбиталь с тем же n , то получающиеся состояния наз. с у б р и д б е р г о в с к и м и. Т. к. n не является вполне определённым квантовым числом для низких молекулярных орбиталей, субридберговские состояния мало отличаются от Р. с. молекул, хотя субридберговские орбитали могут быть и связывающими.

Р. с. молекул отличаются от Р. с. атомов гл. обр. благодаря колебаниям, вращениям и возможности диссоциации ионного остова молекулы. Если ионный остов находится в возбуждённом колебат. состоянии, то ридберговский электрон при проникновении в ионный остов (что происходит довольно редко, с вероятностью $\sim n^{-3}$) может испытать неупругое столкновение с остовом, приобрести достаточную кинетич. энергию за счёт