

эфф. сечения взаимодействия атомов в Р. с. с заряженными частицами.

В табл. 1 приведены значения осн. характеристик атомов и атомных ионов, находящихся в Р. с.

Табл. 1.

Физическая величина	Физическая зависимость	Численное значение для $n=100$; $Z=1$
Энергия связи ридберговского электрона	$Z^2 R_{\infty} / n^2$	$1,36 \cdot 10^{-4}$ эВ
Характерный размер ридберговской орбиты	$n^2 a_0 / Z$	$0,53 \cdot 10^{-4}$ см
Геометрическое сечение	$\pi a_0^2 n^4 / Z^2$	$0,88 \cdot 10^{-6}$ см ²
Частота переходов между соседними ридберговскими состояниями	$2 R_{\infty} Z^2 / \hbar n^3$	$4,13 \cdot 10^7$ с ⁻¹
Радиационное время жизни ридберговского состояния	$n^4 (3 \ln n - 0,25) / Z^4 A_0$	17 с
Напряжённость атомного электрического поля, действующего на ридберговский электрон	$E_0 Z^2 / n^4$	$51,4$ В·см ⁻¹
Напряжённость электрического поля, соответствующая порогу ионизации атома из ридберговского состояния	$E_0 Z^2 / 16 n^4$	$3,2$ В·см ⁻¹

¹ $R_{\infty} = 1/2 \cdot m e^4 / \hbar^2 \approx 13,6$ эВ — Ридберга постоянная (m, e — масса и заряд электрона), Z — спектроскопический символ. ² $a_0 = \hbar^2 / m e^2 = 0,53 \cdot 10^{-8}$ см — Бора радиус. ³ $A_0 = 16 \alpha^3 R_{\infty} / 3 \pi \sqrt{3} \hbar = 8 \alpha^3 / 3 \pi \sqrt{3} \tau_0 = 0,79 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, $\tau_0 = a_0 / v_0 = 2,42 \cdot 10^{-17}$ с — атомная единица времени (v_0 — скорость электрона в атоме водорода). ⁴ $E_0 = e^2 / a = 1,714 \cdot 10^7$ ед. СГСЕ = $5,142 \cdot 10^8$ В·см⁻¹ — атомная единица напряжённости электрич. поля.

Систематич. изучение Р. с. стало возможным с нач. 1970-х гг. благодаря успехам лазерной спектроскопии, позволявшей исследовать в лаб. условиях Р. с. с $n \sim 300$, а также радиоастрономии, т. к. в межзвёздных облаках были обнаружены линии поглощения между Р. с. с $n \geq 700$.

Волновые функции и энергии ридберговских состояний атомов. Волновые функции Р. с. с хорошей точностью могут быть представлены как произведение волновых ф-ций ридберговского электрона и оставшейся атомной системы — атомного остатка. Свойства атома в Р. с. в основном определяются волновой ф-цией высоковольтного электрона, к-рая является собств. ф-цией гамильтониана:

$$H_0 = p^2 / 2m + U(r), \quad (1)$$

где $p = \hbar \nabla$ — оператор импульса, $U(r)$ — потенциальная энергия взаимодействия ридберговского электрона с атомным остатком. При расстояниях r электрона от атомного ядра, много больших размеров атомного остатка, $U(r)$ переходит в кулоновский потенциал: $U(r) = Ze^2 / r$.

Энергии Р. с. изолиров. атома, отсчитанные от границы ионизации, определяются ф-лой Ридберга:

$$\mathcal{E}_{nl} = \frac{R_{\infty}(1 - m/M)}{(n - \delta_l)^2}, \quad (2)$$

где M — масса атомного остатка, δ_l — квантовый дефект, слабо зависящий от n и для орбитального квантового числа $l > 2$ очень быстро уменьшающийся с ростом l . Величины δ_l для S-, P- и D-состояний атомов щелочных металлов приведены в табл. 2.

Вероятности излучат. квантовых переходов атома на Р. с. быстро падают с ростом n и l . Для изолиров. атома в Р. с. с данными n и l время жизни $\sim n^{3/2}$. Если распределение атомов по l термодинамически равновесное $\sim (2l + 1)$, то вероятность $A_{n-1, n}$ излучат. перехо-

Табл. 2.

Серия ридберговского состояния	Li	Na	K	Rb	Cs
$nS_{1/2}$	0,4	1,348	2,18	3,131	4,049
$nP_{1/2}$	0,047	0,855	1,714	2,655	3,592
$nP_{3/2}$	0,047	0,855	1,711	2,641	3,559
$nD_{3/2}$	0,0021	0,0155	0,277	1,347	2,475
$nD_{5/2}$	0,0021	0,0155	0,277	1,347	2,466

дов между Р. с. с n и n' определяется ф-лой Крамерса (с ошибкой менее 20%):

$$A_{n \rightarrow n'} = \frac{2A_0}{n^2} Z^4 \frac{(\mathcal{E}' - \mathcal{E})^{3/2}}{\mathcal{E} - \mathcal{E}'}; \quad \mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}_n}{Z^2 R_{\infty}}; \quad \mathcal{E}' = \frac{\mathcal{E}_{n'}}{Z^2 R_{\infty}}, \quad (3)$$

где $\mathcal{E}_n, \mathcal{E}_{n'}$ — энергии уровней, отсчитанные от границы ионизации. Ср. вероятность перехода с данного уровня на все др. уровни энергии есть величина, обратная ср. времени жизни системы на данном уровне.

Ридберговские состояния в электрическом поле принципиально нестационарны — происходит ионизация атома полем. Однако для слабых полей вероятность автоионизации (ионизации полем) экспоненциально мала и Р. с. можно считать квазистационарными. В электрич. поле высоковольтные уровни энергии испытывают штарковское расщепление и сдвиг (см. Штарма эффект), их волновые ф-ции являются собств. ф-циями гамильтониана:

$$H = H_0 + eEr, \quad (4)$$

где H_0 — гамильтониан (1) атома в отсутствие поля. Если потенциальная энергия $U(r)$ имеет кулоновскую природу (т. е. H_0 — гамильтониан водородоподобного иона), то ур-ние Шрёдингера, соответствующее гамильтониану (4), разделяется в параболич. координатах. Проекция магн. момента на направление поля по-прежнему является интегралом движения. С точностью до второго порядка теории возмущений энергия стационарных состояний, отсчитанная от границы ионизации, даётся выражением

$$\mathcal{E} = \left\{ \frac{1}{n^2} - 3n(n_1 - n_2) \frac{F}{F_0} + \frac{1}{8} n^4 [17n^2 - 3(n_1 - n_2)^2 - 9m^2 + 19] \right\} R_{\infty} \quad (5)$$

(n_1, n_2 — параболич. квантовые числа, удовлетворяющие условию: $n_1 + n_2 + 1 = n - m$, m — магн. квант.)

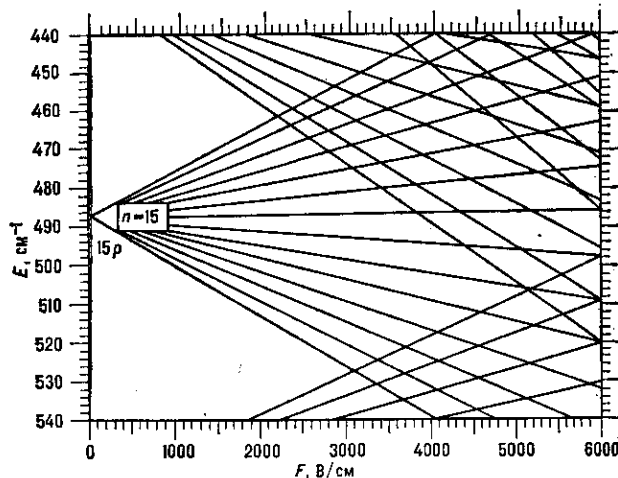


Рис. 1. Схема уровней энергии атома Li в электрическом поле для $n \sim 15$ ($m = 1$).