

無機化学

2015年4月～2015年8月

水曜日4時間目116M講義室

第7回 6月3日

水素原子の構造・多電子原子の構造・
典型元素と遷移元素・配位結合

6月15日(月)の生物応用化学演習 I は無機化学演習です。

配布する演習問題を解いて6月10日(水)午後5時までに提出して下さい。

提出場所: 4号館316号室前レポート入れ

担当教員: 福井大学大学院工学研究科生物応用化学専攻

前田史郎

URL: <http://acbio2.acbio.u-fukui.ac.jp/phychem/maeda/kougi>

1

5月27日

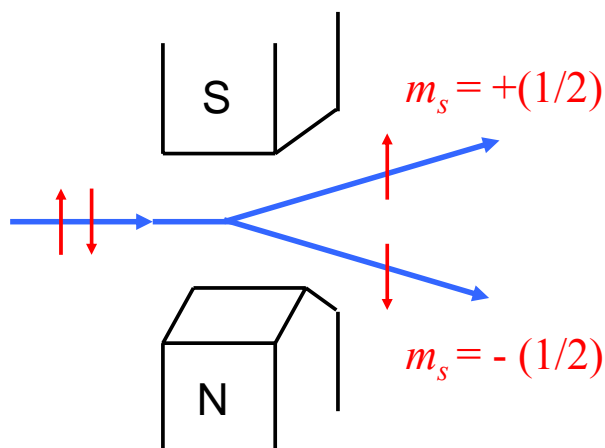
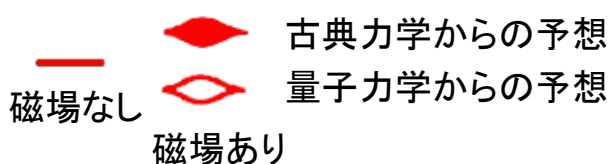
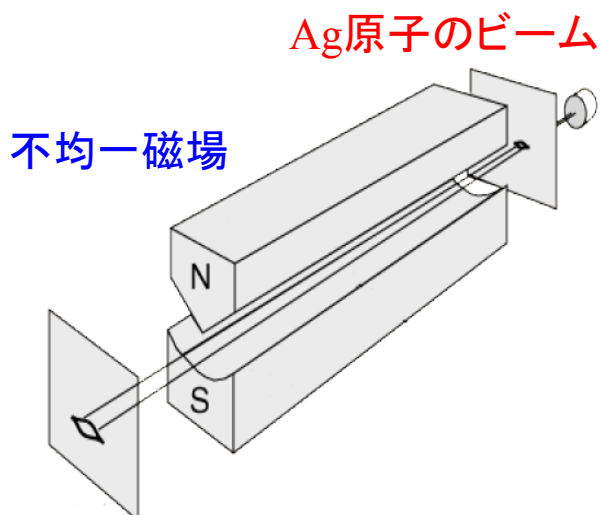
シュテルンとゲルラッハの実験によって、電子スピンは整数値ではなく、半整数の $1/2$ であることが明らかとなった。シュテルンとゲルラッハの実験を図示して簡単に説明し、電子スピンの $1/2$ である根拠を説明せよ。

[1] Ag : $[\text{Kr}]4d^{10}5s^1$ の最外殻電子がs電子であり、軌道角運動量を持たない、つまり磁性を持たないはずである。しかし、軌道角運動量を持たないのに磁場との磁気的な相互作用を示した。

[2] 軌道角運動量をJとすると、 $J(J+1)$ 本に分裂する。2本に分裂したことは、角運動量が $1/2$ でなければならない。これは、通常の軌道角運動量が整数値を持つことから予想外の結果であった。

2

シュテルン・ゲルラッハの実験

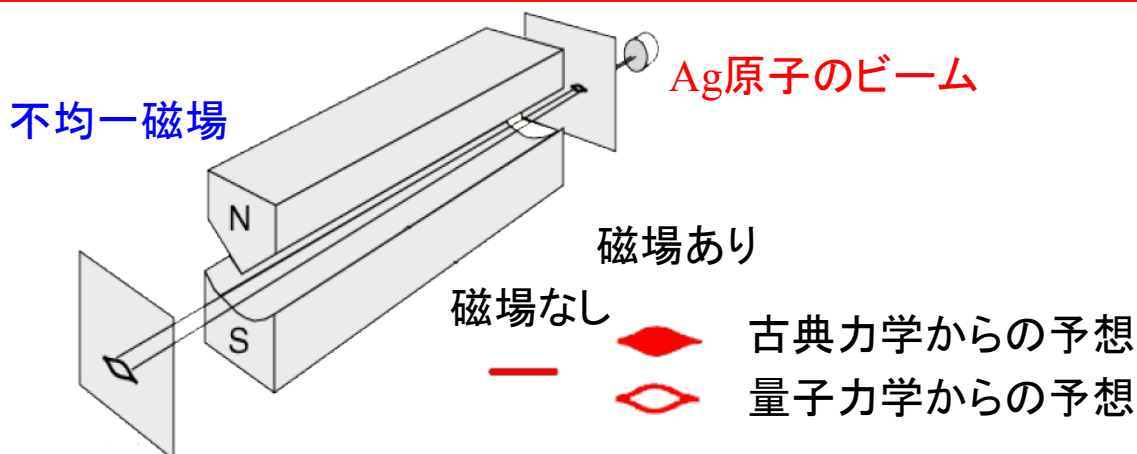


不均一な磁場中を通過したAg原子線は、電子スピンの2つの値 $m_s = +(1/2)$ と $m_s = -(1/2)$ に対応する2本のビームに分かれた。

古典力学と量子力学で予想される結果は次のようになる。

古典力学・・・角運動量の配向はどんな値でも取れるので、幅広い帯状になるであろう。

量子力学・・・角運動量は空間量子化されているので、離散的な配向しか取ることができないので、数本の鋭い原子の帯が観測されるであろう。



シュテルンとゲルラッハの実験から、

Ag原子ビームの2本の帯

が観測された。古典力学から予想される結果とは明らかに違った。しかし、量子力学から予想された結果とも少し食い違っていた。軌道(オービタル)角運動量の大きさと z 成分は、次のように量子化されている。

$$\text{角運動量の大きさ} = \{l(l+1)\}^{1/2} \hbar, \quad l = 0, 1, 2, \dots$$

$$\text{角運動量の } z \text{ 成分 } m_l \hbar, \quad m_l = -l, -l+1, \dots, 0, \dots, l-1, l$$

すなわち、角運動量は空間量子化されており、 $2l+1$ 個の配向を生じる。Ag原子ビームが2本に分裂するのなら、 $l=1/2$ になるが、 l は0を含む正の整数でなければならないことと矛盾する。

スピン角運動量の発見

シュテルンとゲルラッハの実験結果は、彼らが観測していたのは軌道(オービタル)角運動量ではなく、電子の自分自身の軸の周りの回転運動から生じるものであるという提案によって解決された。新しい物理量であるスピン角運動量の発見である。

軌道(オービタル)角運動量と区別するために、次のような記号が用いられる。

	量子数	z 軸成分
軌道(オービタル)角運動量	l	m_l
スピン角運動量	s	m_s

Ag : [Kr]4d¹⁰5s¹

価電子は $l=0$ の s 電子が1つ. $l=0$ すなわち軌道角運動量はゼロである. したがって, 軌道回転運動に起因する磁気的な性質は持たない. しかし, シュテルンとゲルラッハの実験は, 巨視的な磁石と同じ振る舞いを示した.



電子に, 軌道角運動量以外の新しい角運動量の寄与がある.



スピン角運動量

7

EX

第4の量子数であるスピン量子数 m_s は $\pm\frac{1}{2}$ である.

水素型原子の中の電子の状態を指定するためには, 4つの量子数, つまり, n , l , m_l , m_s の値を与えることが必要である.

また, 電子のオービタル角運動量の大きさは $\sqrt{l(l+1)}\hbar$ であり, その任意の軸上の成分は $m_l\hbar$ である. すなわち, m_l は角運動量の z 成分の値を決める量子数である. 座標軸は空間に固定されているわけではない. 電場や磁場をかけたときに自動的に空間軸が決まり, それを z 軸とすることができる. つまり, m_l は電場や磁場が原子にかかったときに重要な働きをする量子数である.

8

Q. 古典力学と量子力学の違いが分からない。

A.

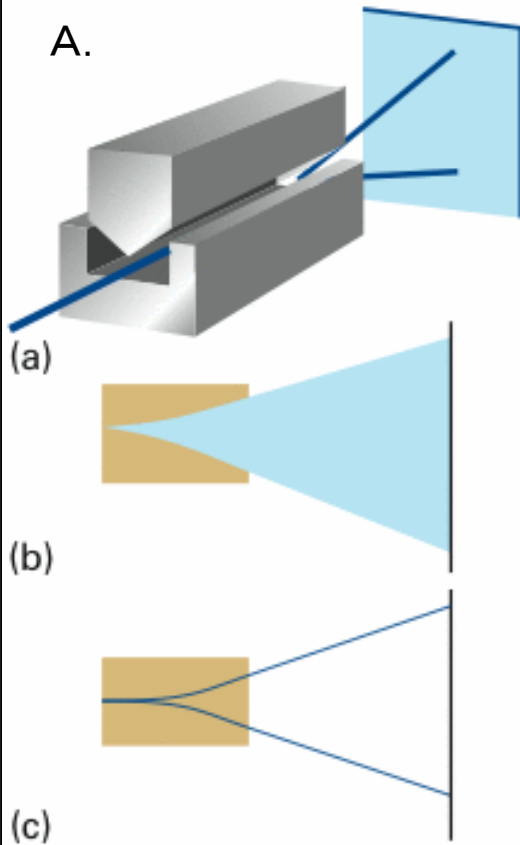


図9・39 シュテルン-ゲルラッハの実験

(a) 銀の原子線を不均一な磁場の中へ入射させた。古典力学からは(b)、量子力学からは(c)の結果が予想された。

(b) **古典力学**から予想される結果

角運動量の配向はどんな値でもとれるから、幅広い帯状になる。

(c) **量子力学**から予想される結果

角運動量は量子化されているので数種類の鋭い帯になる(空間量子化)。銀原子を使った実験で観測された。

Q. 数式がたくさんあり、分からない部分が多かった。

A. 直交座標系でのハミルトニアンを、極座標系に書き換える際に必要な変換の式は一度自分で導いておくと良い。

Q. 第5回目スライド30の式の変形が良く分からない。

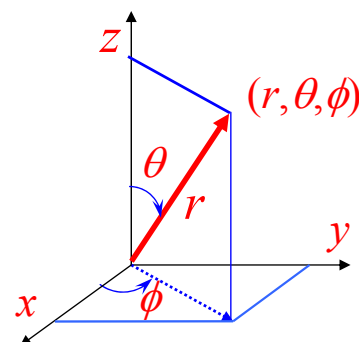
A. 次のスライドで説明します。

9・7 三次元の回転：球面上の粒子

(a)シュレディンガー方程式

ハミルトニアン

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + V$$



半径 r の球面を自由に運動する粒子の場合、ポテンシャルエネルギー $V=0$ であり、半径 r は定数であるから、極座標で表した波動関数は θ と ϕ の関数 $\Psi(\theta, \phi)$ である。

$$\begin{cases} x = r \sin \theta \cos \phi \\ y = r \sin \theta \sin \phi \\ z = r \cos \theta \end{cases}$$

半径 r の球面を自由に運動する粒子のデカルト座標ハミルトニアン

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + V$$

三次元デカルト座標から三次元極座標への変換

$$\frac{\partial^2}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2}{\partial^2 y} + \frac{\partial^2}{\partial^2 z} = \frac{1}{r^2} A^2$$

半径 r の球面を自由に運動する粒子の極座標ハミルトニアン

$$\begin{aligned} \hat{H} &= -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + V \\ &= -\frac{\hbar^2}{2mr^2} A^2 + V \end{aligned}$$

シュレディンガー方程式はポテンシャルエネルギー $V=0$ として

$$-\frac{\hbar^2}{2mr^2} \Lambda^2 \Psi = E \Psi$$

$$\Lambda^2 \Psi = -\varepsilon \Psi \quad (I = mr^2, \varepsilon = \frac{2EI}{\hbar^2})$$

ここで、 $\Psi(\theta, \phi)$ は変数分離することができる。 $\Psi(\theta, \phi) = \Theta(\theta)\Phi(\phi)$

$$\Lambda^2 \Theta \Phi = -\varepsilon \Theta \Phi$$

ルジャンドル演算子 Λ^2 は $\Lambda^2 = \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right)$

$$\left\{ \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \right\} \Theta \Phi = -\varepsilon \Theta \Phi$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (\Theta \Phi) = \Phi \frac{\partial \Theta}{\partial \theta}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \phi^2} (\Theta \Phi) = \Theta \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2}$$

$$\frac{\Theta}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} + \frac{\Phi}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} \right) = -\varepsilon \Theta \Phi$$

両辺を $\Theta\Phi$ で割り、 $\sin^2 \theta$ をかけると、

$$\frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} = -\frac{\sin \theta}{\Theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} \right) - \varepsilon \sin^2 \theta$$

左辺は ϕ だけ、右辺は θ だけの関数である。 ϕ と θ の間には束縛条件がなく、自由に変化できる。この等式が成り立つのは、両辺が定数の場合だけである。定数を $-m_l^2$ とすると、

$$\left\{ \frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} = -m_l^2 \right. \quad (A)$$

$$\left. \frac{\sin \theta}{\Theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \varepsilon \sin^2 \theta = m_l^2 \right. \quad (B)$$

(A)は二次元回転運動する粒子の方程式であり、解は指数関数。

$$\Psi_{m_l}(\phi) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} e^{\pm i m_l \phi}, \quad m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

(B)はルジャンドル方程式であり、解はルジャンドル陪多項式。

$$\Theta(\theta) = P_J^{|m|}(\cos \theta), \quad \varepsilon = \frac{2IE}{\hbar^2} = J(J+1), \quad J = 0, 1, 2, \dots, J \geq |m|$$

9章 章末問題

9・2 二原子分子における振動数の式に使われる質量は実効質量 $\mu = m_A m_B / (m_A + m_B)$ である。ここで、 m_A と m_B は各原子の質量である。次に示す分子の赤外吸収の波長(単位は cm^{-1})から結合の力の定数を計算し、硬さが増す順に並べよ。

H^{35}Cl	H^{81}Br	HI	CO	NO
2990	2650	2310	2170	1904

(1) H^{35}Cl

質量を Da 単位で表す。 $2\pi\nu = \sqrt{\frac{k}{\mu}}$

$$\mu = \frac{1 \times 35}{1 + 35} \text{ Da}$$

$$= \frac{35}{36} \times 1.660 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

$$= 1.61 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

$$k = 4\pi^2 \nu^2 \mu$$

$$= 4\pi^2 (\tilde{\nu}c)^2 \mu$$

$$= 4\pi^2 \times (2.990 \times 10^5 \times 3.00 \times 10^8)^2 \times 1.61 \times 10^{-27}$$

$$= 511 \text{ Nm}^{-1}$$

質量の単位について

SI と併用される単位

物理量	単位の名称	記号	SI 単位による表現
質量 mass	ダルトン ^{a)} dalton	Da	$1.660\ 54 \times 10^{-27} \text{ kg}$
	統一原子質量単位 unified atomic mass unit	u	1u = 1Da

^{a)}Da は2006 年から正式に承認されている。今まで使われていた u と同一の単位であり、「静止して基底状態にある自由な炭素原子 ^{12}C の質量の1/12 に等しい質量」の記号である。高分子の質量を表すときには kDa, MDa など、原子あるいは分子の微小な質量差を表すときには nDa, pDa などのように、SI 接頭語と組み合わせた単位を使うことができる。

調和振動子に許されるエネルギー準位は

$$E_v = \left(v + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega, \quad \omega = \left(\frac{k}{m}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad v = 0, 1, 2, 3, \dots$$

である。隣り合う準位の間隔は

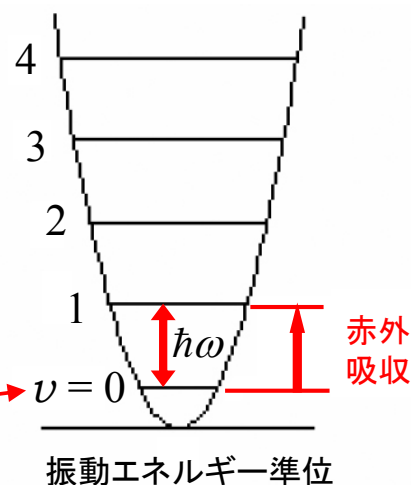
$$E_{v+1} - E_v = \hbar\omega$$

となり、すべての v に対して同じである。

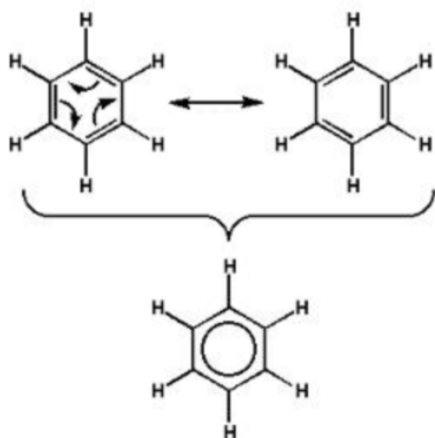
v の許される最小値は0であるから、
調和振動子は**零点エネルギー**

を持つ。

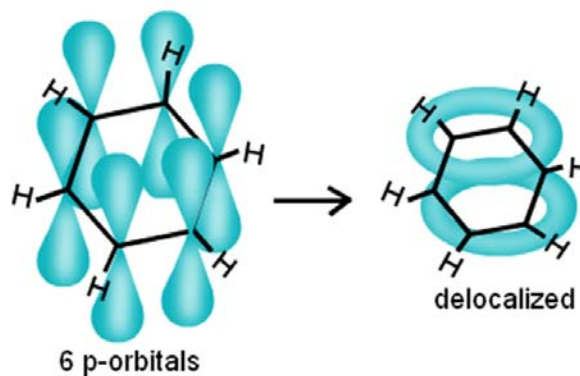
$$E_0 = \frac{1}{2} \hbar\omega$$



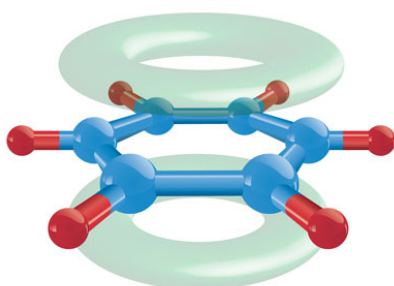
- ①振動エネルギー準位間隔は $\hbar\omega$ であり、一定である。
- ②最低エネルギーは $(1/2) \hbar\omega$ であり、零点エネルギーがある。



ベンゼンの共鳴構造式



ベンゼンの非局在化 π 電子軌道



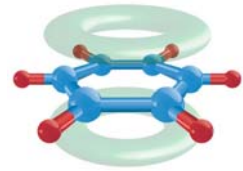
ベンゼンの π 電子を「円環の中を運動する自由電子」とみなせる。

<https://instruct.uwo.ca/chemistry/373f/Nifty%20Stuff/ethylene.htm>

<http://chemistry.tutorvista.com/organic-chemistry/benzene-reactions.html>

<http://www.isis.stfc.ac.uk/science/biological-and-bio-medical-science/breakthrough-in-aromatic-molecule-research10853.html>

ベンゼンのπ電子を「二次元平面上の円環の中を運動する自由電子」とみなせる。



したがって、9・6節の「二次元の回転：環上の粒子」の結果を適用できる。6個の炭素原子から1つずつの2p電子がπ共役系に参加するので、電子数は6個である。

$$\Psi_{m_l}(\phi) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{\frac{1}{2}} e^{\pm im_l \phi}, \quad m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad E = \frac{m_l^2 \hbar^2}{2mr^2} = \frac{m_l^2 \hbar^2}{2I}$$

$$\text{---} \quad \text{---} \quad m_l = \pm 2, \quad E_{\pm 2} = \frac{4\hbar^2}{2mr^2}$$

$$\text{---} \uparrow \downarrow \text{---} \quad \text{---} \uparrow \downarrow \text{---} \quad m_l = \pm 1, \quad E_{\pm 1} = \frac{\hbar^2}{2mr^2}$$

$$\text{---} \uparrow \downarrow \text{---} \quad m_l = 0, \quad E_0 = 0$$

基底状態で6個の電子は左図のように $m_l = 0$ と ± 1 の3つの軌道に入る。

○回転運動

9・6 二次元の回転：環上の粒子

xy 面内における半径 r の回転運動を考える。

$$\text{角運動量 } J = \pm rp$$

$$\text{エネルギー } E = p^2/2m$$

mr^2 は慣性モーメント I であるから、

$$E = J_z^2/2I \quad (J_z \text{ は } J \text{ の } z \text{ 成分})$$

となる。量子力学では、エネルギーが量子化されるので、**角運動量も離散的な値しかとれない。**

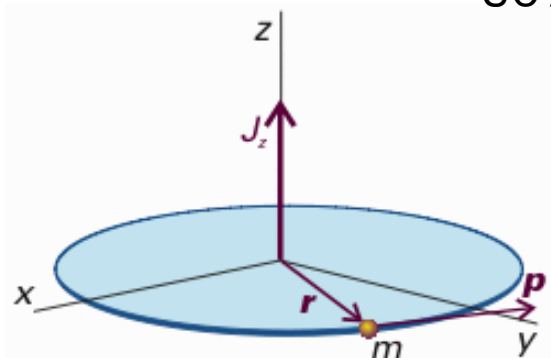


図9・27 xy 面内にある半径 r の円形通路の質点 m の粒子

角運動量

=位置ベクトル × 運動量

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{P}$$

1周回って位相が合うための境界条件

$$\Psi_{m_l}(0) = \Psi_{m_l}(2\pi)$$

$$\left(\frac{1}{2\pi}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{\frac{1}{2}} e^{\pm i 2\pi m_l}$$

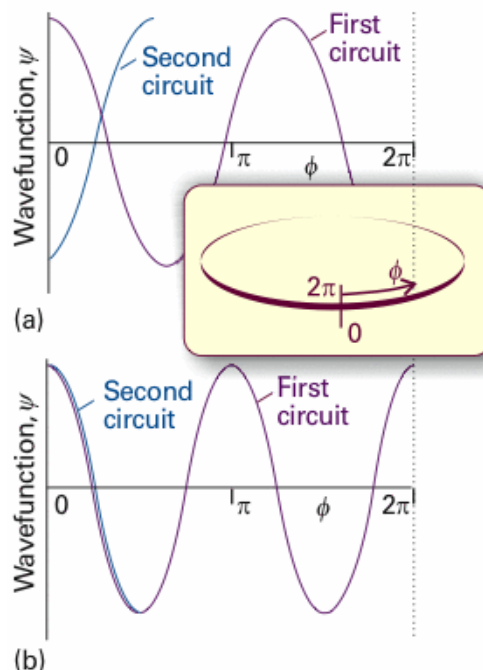
$$1 = e^{\pm i 2\pi m_l}$$

$$= \cos(2\pi m_l) \pm \sin(2\pi m_l)$$

$$= \cos(2\pi m_l)$$

$$\therefore m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

m は整数でなければならない。



$$\Psi_{m_l}(\phi) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{\frac{1}{2}} e^{\pm i m_l \phi}, \quad m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad E = \frac{m_l^2 \hbar^2}{2mr^2} = \frac{m_l^2 \hbar^2}{2I}$$

21

6個の電子は $m_l=0$ と ± 1 の3つのエネルギー準位を占めている。ベンゼンに光を当てると光のエネルギーを吸収して、 $m_l=\pm 1$ から $m_l=\pm 2$ の準位に遷移する。C-C結合長は 1.40\AA であり、 π 共役系軌道は半径 $r = 1.40\text{\AA}$ の円環とみなせる。

(a) 基底状態と、1個の電子が $m_l=\pm 2$ の準位を占める第1励起状態の間のエネルギー間隔 ΔE

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_{m_l+1} - E_{m_l} \\ &= \frac{(m_l^2 + 2m_l + 1 - m_l^2)\hbar^2}{2mr^2} \\ &= \frac{(2m_l + 1)\hbar^2}{2mr^2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_{\pm 2} - E_{\pm 1} \\ &= \frac{(2+1)\hbar^2}{2mr^2} \\ &= \frac{3\hbar^2}{2mr^2} \\ &= \frac{3 \times (1.05 \times 10^{-34})^2}{2 \times (9.11 \times 10^{-31}) \times (1.40 \times 10^{-10})^2} \\ &= 9.26 \pm 10^{-19} \text{ J} \end{aligned}$$

(b)これらの2つの状態の間の遷移を起こすのに必要な電磁波の振動数。

$$\begin{aligned}\nu &= \frac{\Delta E}{h} \\ &= \frac{3\hbar^2}{2mr^2} \times \frac{1}{h} \\ &= \frac{3\hbar}{2mr^2} \times \frac{1}{2\pi} \\ &= \frac{3 \times (1.05 \times 10^{-34})}{2 \times (9.110 \times 10^{-31}) \times (1.40 \times 10^{-10})^2} \times \frac{1}{2\pi} \\ &= 1.40 \times 10^{15} \text{ s}^{-1} \quad (\lambda = 214 \text{ nm})\end{aligned}$$
$$\begin{aligned}\lambda &= \frac{c}{\nu} = \frac{3.00 \times 10^8}{1.40 \times 10^{15}} \\ &= 2.14 \times 10^{-7} \text{ m} = 214 \text{ nm}\end{aligned}$$

「円環の中を運動する自由電子モデル」で計算された振動数は $1.40 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ 、波長は214nmである。ベンゼンの吸収極大波長 $\lambda_{\text{max}} \approx 255 \text{ nm}$ (†)であり、紫外領域の光を吸収するので無色である。

(† <http://www.an.shimadzu.co.jp/uv/support/lib/uvtalk/uvtalk2/apl.htm>)

23

授業内容

1. 量子化学とは・量子力学の起源
2. 古典力学の破綻：波と粒子の二重性・熱容量
3. シュレディンガー方程式・波動関数のボルンの解釈
4. 量子力学の基本原則・並進運動：箱の中の粒子
5. 振動運動：調和振動子・回転運動：球面調和関数
6. 角運動量とスピン・水素原子の構造と原子スペクトル
7. 多電子原子の構造・典型元素と遷移元素
8. 異核二原子分子・種々の化学結合：共有結合・原子価結合と分子軌道法
9. 種々の化学結合：イオン結合・配位結合・金属結合
10. 分子の対称性（1）対称操作と対称要素
11. 分子の対称性（2）分子の対称による分類・構造異性と立体異性
12. 配位化合物の異性体：構造異性と立体異性
13. 結晶構造（1）7晶系とブラベ格子・ミラー指数
14. 結晶構造（2）種々の結晶格子・X線回折・ブラッグの法則
15. 分子性固体・セラミックス・ガラス
16. 期末試験

24

10章 原子構造と原子スペクトル

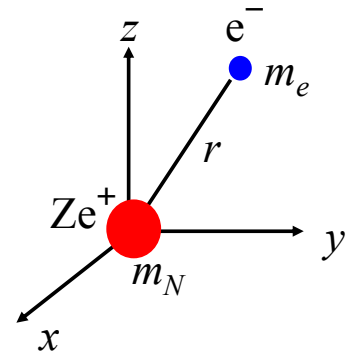
10・1 水素型原子の構造

原子番号が Z , すなわち核電荷が Ze^+ の水素型原子の中の電子のクーロンポテンシャルは,

$$V = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

ハミルトニアンは

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= E_{k核} + E_{k電子} + V \\ &= -\frac{\hbar^2}{2m_N} \nabla_N^2 - \frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla_e^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \\ \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \end{aligned}$$



25

EX

回転運動と水素原子の電子の運動

	半径 r	ポテンシャル エネルギー	波動関数 $\psi(r, \theta, \phi)$		
			動径部分 $R_{n,l}(r)$	角度部分 $Y_{l,m}(\theta, \phi)$	
				$\Theta(\theta)$	$\Phi(\phi)$
平面上の 2次元回転運動	一定	ゼロ			
球面上の 3次元回転運動	一定	ゼロ			
水素原子の 電子の運動	変数	クーロン引力 $V = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$	$N_{n,l} \left(\frac{\rho}{n}\right)^l L_{n,l} e^{-\frac{\rho}{2n}}$	$P_l^{ m_l }(\cos \theta)$	$e^{\pm i m_l \phi}$

$L_{n,l}$: ラゲール多項式

$P_l^{|m_l|}(\cos \theta)$: ルジャンドル多項式

$n = 1, 2, 3, \dots$

$l = 0, 1, 2, \dots, n-1$

$m_l = -l, -l+1, \dots, 0, \dots, l-1, l$

26

(a) 変数分離

(原子のエネルギー) =

(原子全体の並進運動) + (原子の内部エネルギー)

シュレディンガー方程式も2つの項の和に分離して書くことができる。

1) 原子全体の並進運動

質量 $m = m_N + m_e$ の粒子の自由並進運動

この問題は、すでに1次元の自由粒子の問題として解いてある

2) 原子の内部エネルギー

① 重心のまわりの回転運動エネルギー

② 核-電子間クーロンエネルギー

これ以降は、内部相対座標だけを考えることにする。

シュレディンガー方程式は

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \Psi + V\Psi = E\Psi$$

ここで、 $V = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ である。

ポテンシャルエネルギー V は r だけの関数であり、角度 (θ, ϕ) には無関係である。 Ψ を半径 r だけの関数 $R(r)$ と角度だけの関数 $Y(\theta, \phi)$ に変数分離できる。

$$\Psi(r, \theta, \phi) = R_r(r) Y_{l,m}(\theta, \phi)$$

動径分布関数

球面調和関数

$$\Psi(r, \theta, \phi) = \underline{R_r(r)} \underline{Y_{l,m}(\theta, \phi)} \quad (10 \cdot 7)$$

動径波動関数 球面調和関数

水素型原子の電子のシュレディンガー方程式を解くために、動径部分と角度部分に変数分離した。

(1) 角度部分: θ と ϕ の関数 $Y(\theta, \phi)$

角度部分のシュレディンガー方程式は、3次元の剛体回転子の問題と同じであり、すでに § 9・7 で解が球面調和関数になることがわかっている。

(2) 動径部分: r だけの関数 $R(r)$

動径部分については新たに解を求めなければならない。

3次元における ∇^2 は、次のようにルジャンドル演算子 A^2 を含んだ式で表される。

$$\begin{aligned} \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \\ &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} A^2 \end{aligned}$$

ここで、ルジャンドル演算子 A^2 は次式で表される。

$$A^2 = \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right)$$

波動関数 $\Psi(r, \theta, \phi) = R_r(r) Y_{l,m}(\theta, \phi)$ を、次のシュレディンガー方程式に代入すれば良い。

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \Psi + V\Psi = E\Psi \quad (10 \cdot 9)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2\Psi + V\Psi = E\Psi \quad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}A^2$$

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\left\{\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}A^2\right\}\Psi + V\Psi = E\Psi \quad \nabla^2\text{を代入}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\left\{\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}A^2\right\}RY + VRY = ERY \quad \psi=RY\text{を代入}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{Y}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d}{dr}\right)R + (V-E)RY = \frac{\hbar^2}{2\mu}\left(\frac{R}{r^2}\right)A^2Y \quad \text{移項する}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu r^2}\frac{1}{R}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d}{dr}\right)R + (V-E) = \frac{\hbar^2}{2\mu r^2 Y}A^2Y \quad \text{両辺を}Y\text{で割る}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu R}\left(2r\frac{dR}{dr} + r^2\frac{d^2R}{dr^2}\right) + (V-E)r^2 = \frac{\hbar^2}{2\mu Y}A^2Y \quad \text{両辺に}r^2\text{を掛ける}$$

333

そうすると、左辺に $R(r)$ だけ、右辺に $Y(\theta, \phi)$ だけを含む式の形に書くことができる。

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu R}\left(r^2\frac{d^2R}{dr^2} + 2r\frac{dR}{dr}\right) + (V-E)r^2 = \frac{\hbar^2}{2\mu Y}A^2Y$$

この式が、任意の (r, θ, ϕ) に対して、常に成り立つためには両辺が定数でなければならない。この定数を

$$-\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu}$$

と書くと、次の式が得られる。

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(r^2 \frac{d^2 R}{dr^2} + 2r \frac{dR}{dr} \right) + (V - E)r^2 = -\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu} R \quad (\text{A}) \\ \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta^2 Y = -\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu} Y \quad (\text{B}) \end{array} \right.$$

(B)はすでに解いてあり、解は球面調和関数 $Y(\theta, \phi)$ である。

(A)は次のように書き直すことができる。

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} \right) + V_{\text{eff}} R = ER$$

ここで、

$$V_{\text{eff}} = -\frac{Zr^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (10 \cdot 10)$$

(b) 動径部分に対する解

動径部分の解はラゲールの陪多項式を用いて取り扱うことができる。

$$R_{n,l}(r) = N_{n,l} \left(\frac{\rho}{a_0} \right)^l L_{n,l} e^{-\frac{\rho}{2a_0}} \quad (10 \cdot 14)$$

ここで、

$$\rho = \frac{2Zr}{a_0}, \quad a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2}$$

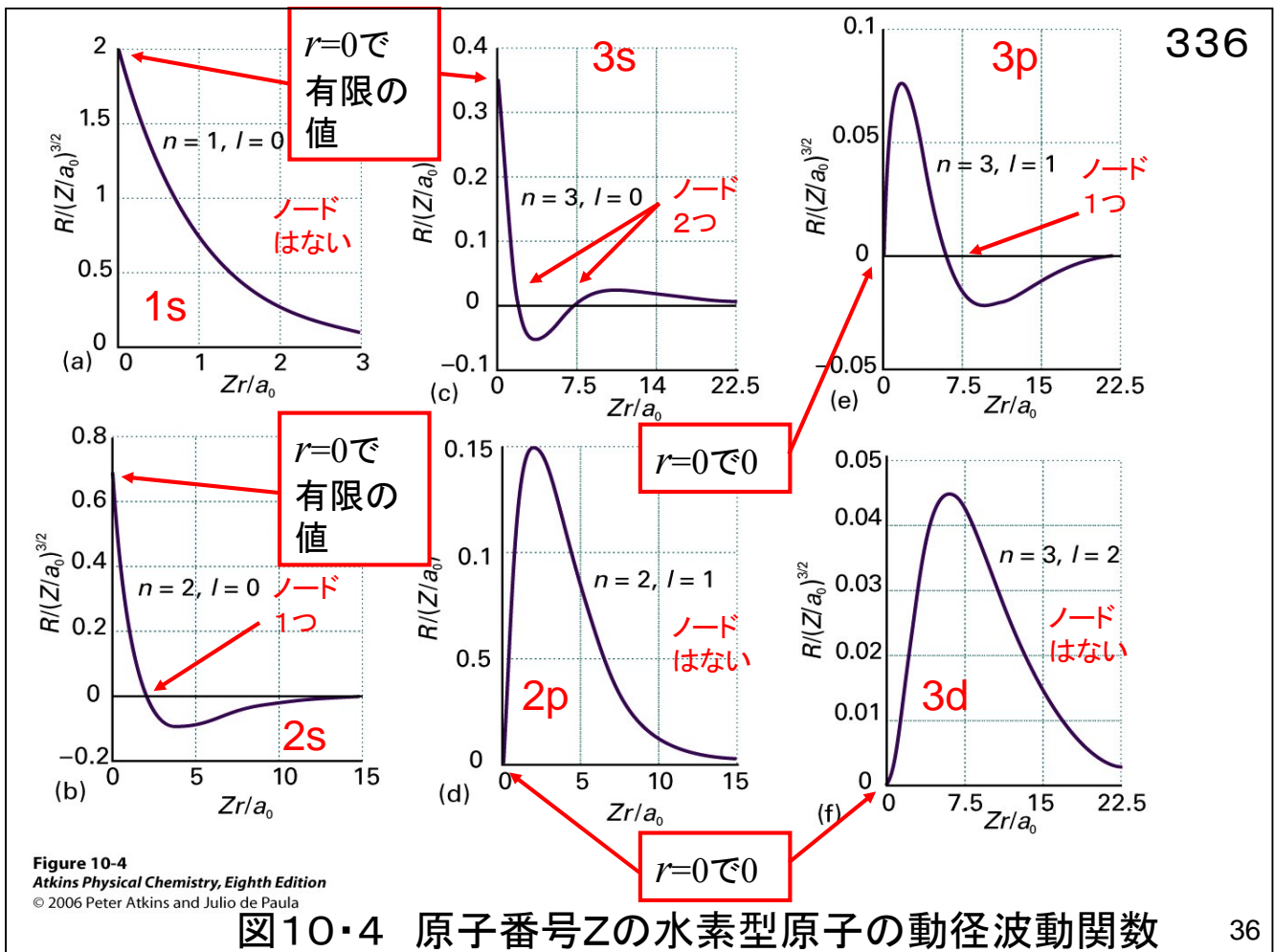
R は r^l に比例するので、 $l=0$ のとき(s軌道) 以外は原子核の位置でゼロになる。

s電子以外は原子核と相互作用を持たない。したがって、電子と原子核の相互作用を考えると、他の電子は無視して、s電子だけを考慮すれば良い。

Table 10.1 Hydrogenic radial wavefunctions

Orbital	n	l	$R_{n,l}$
1s	1	0	$2 \left(\frac{Z}{a}\right)^{3/2} e^{-\rho/2}$
2s	2	0	$\frac{1}{8^{1/2}} \left(\frac{Z}{a}\right)^{3/2} (2 - \rho) e^{-\rho/2}$
2p	2	1	$\frac{1}{24^{1/2}} \left(\frac{Z}{a}\right)^{3/2} \rho e^{-\rho/2}$
3s	3	0	$\frac{1}{243^{1/2}} \left(\frac{Z}{a}\right)^{3/2} (6 - 6\rho + \rho^2) e^{-\rho/2}$
3p	3	1	$\frac{1}{486^{1/2}} \left(\frac{Z}{a}\right)^{3/2} (4 - \rho) \rho e^{-\rho/2}$
3d	3	2	$\frac{1}{2430^{1/2}} \left(\frac{Z}{a}\right)^{3/2} \rho^2 e^{-\rho/2}$

$\rho = (2Z/na)r$ with $a = 4\pi\epsilon_0\hbar^2/\mu e^2$. For an infinitely heavy nucleus (or one that may be assumed to be so), $\mu = m_e$ and $a = a_0$, the Bohr radius. The full wavefunction is obtained by multiplying R by the appropriate Y given in Table 9.3.



10・2 原子オービタルとそのエネルギー

(a) エネルギー準位

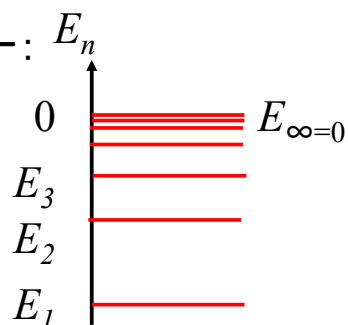
原子オービタルは原子内の電子に対する1電子波動関数である。
水素型原子オービタルは、 n, l, m_l という3つの量子数で定義される。

主量子数: $n = 1, 2, 3, \dots$

角運動量量子数(方位量子数): $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$

磁気量子数: $m_l = -l, -l+1, \dots, l-1, l$

エネルギー: E_n

$$E_n = -\frac{Z^2 \mu e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}$$


37

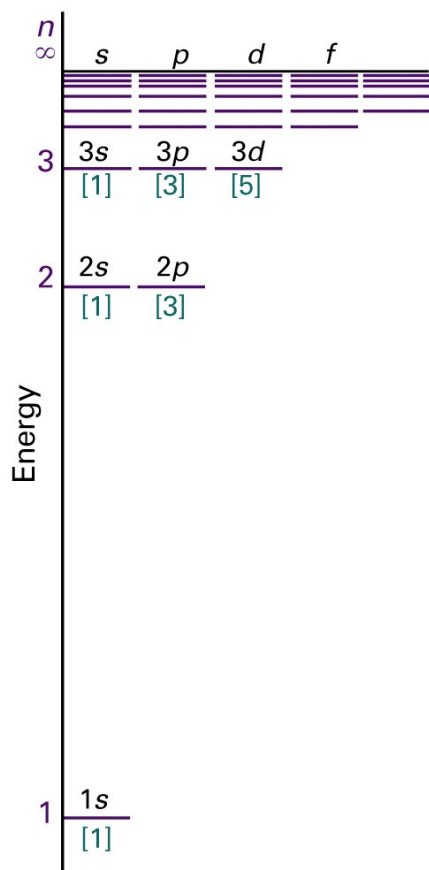


図10・7 水素型原子のエネルギーは主量子数 n だけで定義される。

$$E_n = -\frac{Z^2 \mu e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}$$

水素型原子では、主量子数が同じオービタルは全て同じエネルギーを持つ。

38

(b)イオン化エネルギー

元素のイオン化エネルギー I は、その元素のいろいろな原子のうちの一つの基底状態、すなわち最低エネルギー状態から電子を取り除くのに必要な最小のエネルギーである。

水素型原子のエネルギーは次式で表される。

$$E_n = -\frac{Z^2 \mu e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2 n^2} = -\frac{Z}{n^2} hcR_H$$

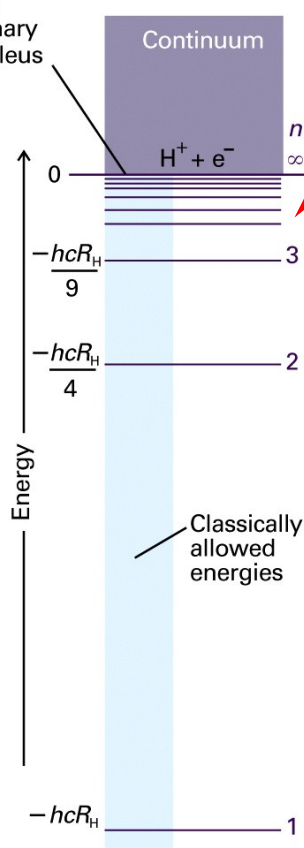
水素原子では、 $Z = 1$ であるから、 $n = 1$ のときの最低エネルギーは、

$$E_1 = -hcR_H$$

したがって、電子を取り除くのに必要なイオン化エネルギー I は、

$$I = hcR_H$$

Energy of widely separated stationary electron and nucleus



電子が陽子(水素原子核)から無限遠に離れたとき(全く相互作用がないとき)のエネルギーをゼロとする。
 $H \rightarrow H^+ + e^-$

イオン化エネルギー
 $I = hcR_H$

図10・5 水素原子のエネルギー準位 準位の位置は、プロトンと電子が無限遠に離れて静止している状態を基準にした**相対的なもの**である。

水素原子Hのときが最もエネルギーが低い。

(c) 殻と副殻(shell and subshell)

n が等しいオービタルは1つの副殻を作る.

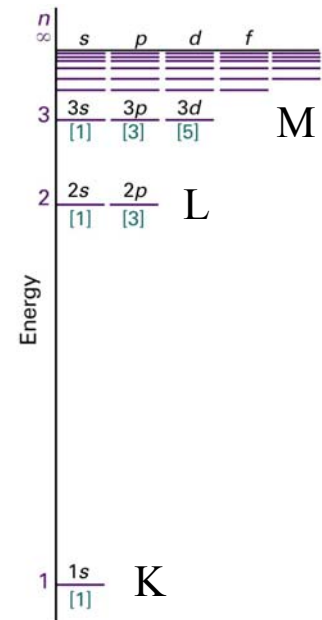
$$n = 1, 2, 3, 4, \dots$$

K L M N

n が同じで, l の値が異なるオービタルは, その殻の副殻を形成する.

$$l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$$

s p d f g h i



s, p, d, fの記号は, それぞれスペクトルの特徴を表わす英語のイニシャルから取られており, 順番に意味はない。

s ←sharp, p←principal, d←diffuse, f←fundamental

$0 \leq l \leq n-1$ であるから, n, l, m_l , の組み合わせは次の表のようになる。

n	l	副殻	m_l	副殻の中のオービタルの数
1	0	1s	0	1
2	0	2s	0	1
2	1	2p	0, ± 1	3
3	0	3s	0	1
3	1	3p	0, ± 1	3
3	2	3d	0, $\pm 1, \pm 2$	5

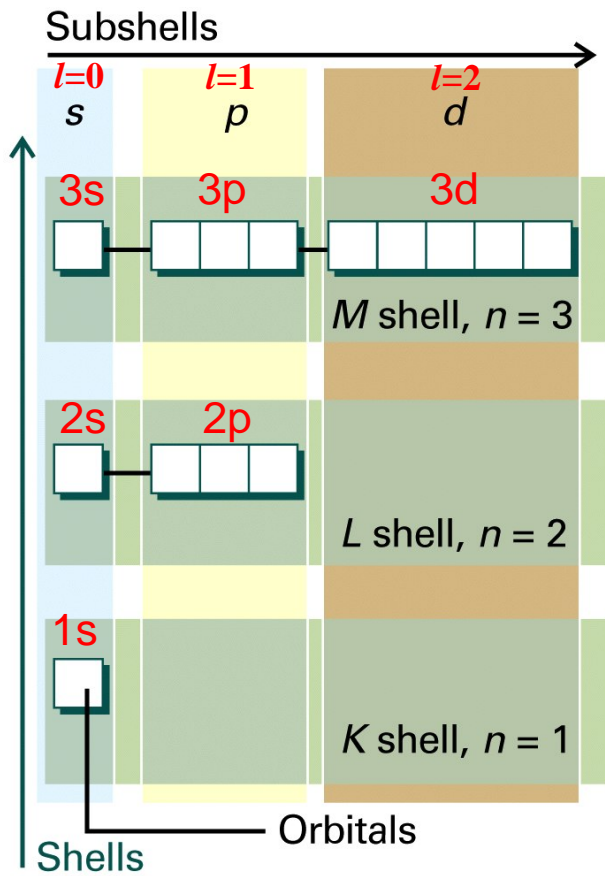


図10・8

殻(shell)は n で決まる.

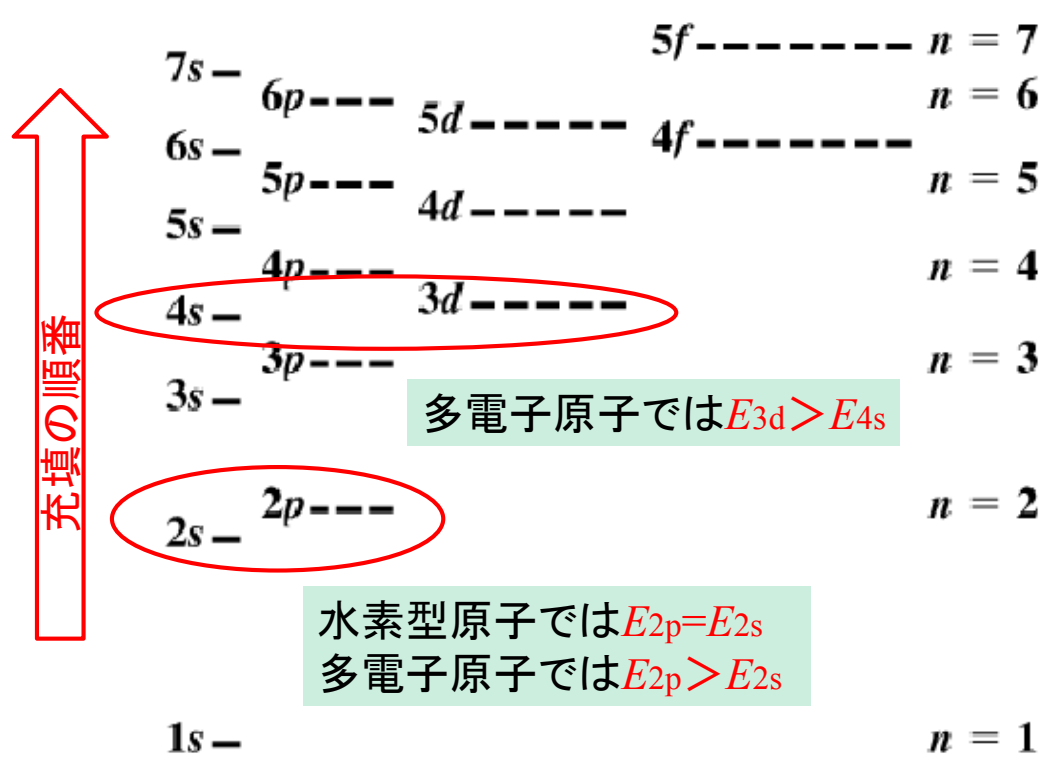
副殻(subshell)は l で決まる.

副殻の中のオービタルの数は $2l+1$ 個である.

Figure 10-8
Atkins Physical Chemistry, Eighth Edition
© 2006 Peter Atkins and Julio de Paula

EX

多電子原子において副殻へ電子が入る順番



Electron configuration and the periodic table

1s													1s
2s									2p				
3s									3p				
4s					3d				4p				
5s					4d				5p				
6s					5d				6p				
7s					6d								

						4f						
						5f						

 s-block elements	 d-block elements (transition metals)
 p-block elements	 f-block elements: lanthanides (4f) and actinides (5f)

Harcourt Brace & Company items and derived items copyright ©1998 by Harcourt Brace & Company

MRO8_14.PIC

(d) 原子オービタル

水素型原子の基底状態で占有されるオービタルは1sオービタルである。 $n=1$ であるから、 $l=m_l=0$ である。 $Z=1$ の水素原子の場合、次のように書ける。

$$\psi = \frac{1}{(\pi a_0^3)^{1/2}} e^{-r/a_0} \quad \begin{cases} n = 1, 2, 3, \dots \\ l = 0, 1, 2, \dots, n-1 \\ m_l = -l, -l+1, \dots, l-1, l \end{cases}$$

この関数は角度に無関係であって、半径一定のあらゆる点で同じ値を持つ、つまり球対称である。

電子の確率密度を描写する方法の一つは、 $|\psi|^2$ を影の濃さで表現することであるが、最も単純な手法は境界面だけを示す方法である。この境界面の形は、電子をほぼ90%以上の確率で含むものである。

表9・3 球面調和関数 $Y_{l,m}(\theta,\phi)$

l	m_0	$Y_{0,0}$
0	0	$(\frac{1}{4\pi})^{1/2}$

水素原子の1sオービタル波動関数

表10・1 動径分布関数 $R_{n,l}(r)$

n	l	$R_{1,0}$
1	0	$2\left(\frac{1}{a}\right)^{3/2} e^{-r/a_0}$

$$\Psi = Y_{0,0}(\theta, \phi)R_{1,0}(r)$$

$$= \frac{1}{(\pi a_0^3)^{1/2}} e^{-r/a_0}$$

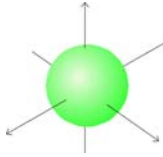
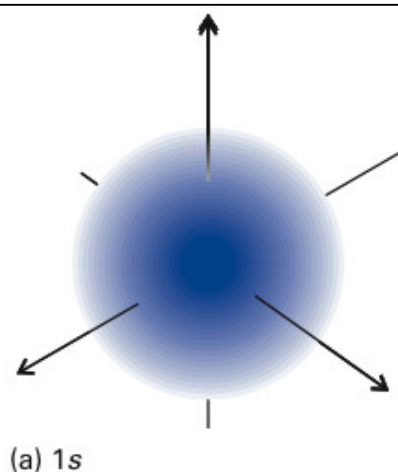
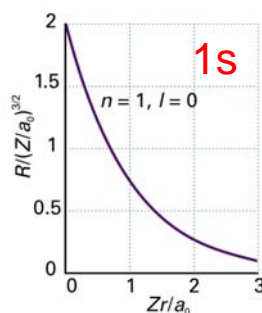
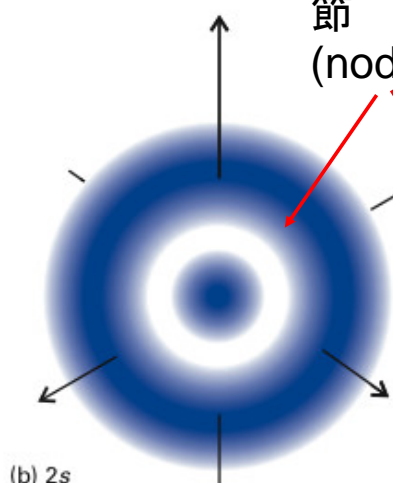
l, m	$Y_{0,0}(\theta, \phi)$	概形
0 0	定数	

図10・10 1sと2sオービタルを電子密度を使って表したもの。1sオービタルには節がないが、2sオービタルには1つある。図にはないが、3sオービタルには2つの節がある。

341



(a) 1s

節
(node)

(b) 2s

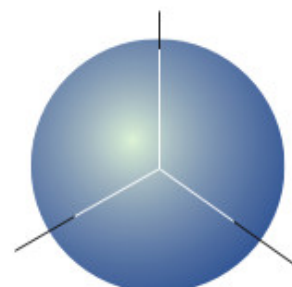
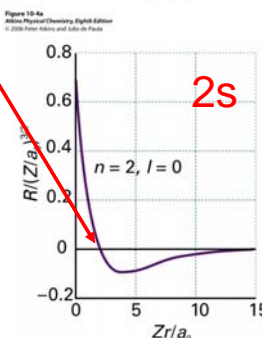


図10・11 sオービタルの境界面 球の中に電子を見出す確率は90%である。

(e) 動径分布関数

半径 r で厚さ dr の球殻上のどこかに電子を見いだす確率は、球対称な1sオービタルの場合、

$$P(r) dr = \Psi^2 4\pi r^2 dr$$

である。この関数 $P(r) = 4\pi r^2 \Psi^2$ を動径分布関数という。

$4\pi r^2 dr$ は半径 r で厚さ dr の球殻の体積 dV である。

$$\begin{aligned} dV &= \iiint r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi \\ &= r^2 dr \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \\ &= r^2 dr [-\cos \theta]_0^\pi [\phi]_0^{2\pi} \\ &= r^2 dr (-)(-1-1)(2\pi) \\ &= 4\pi r^2 dr \end{aligned}$$

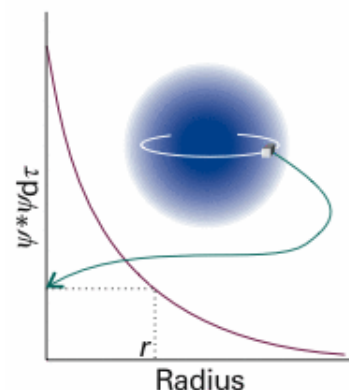
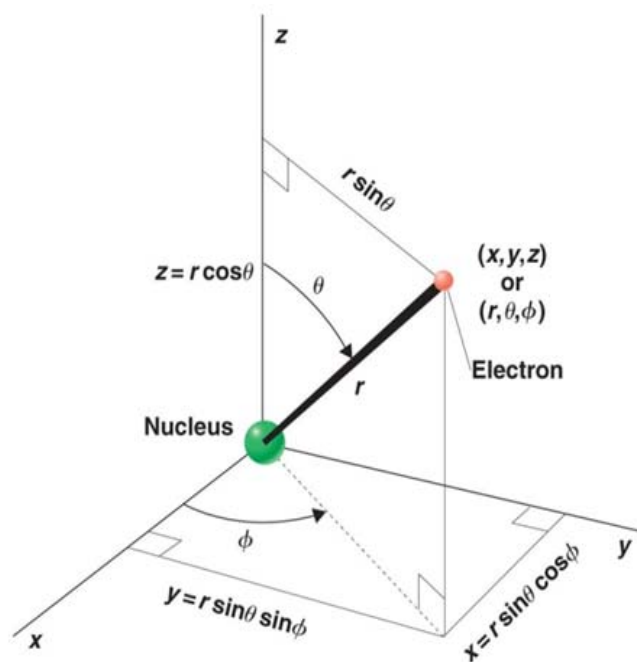


図10・13



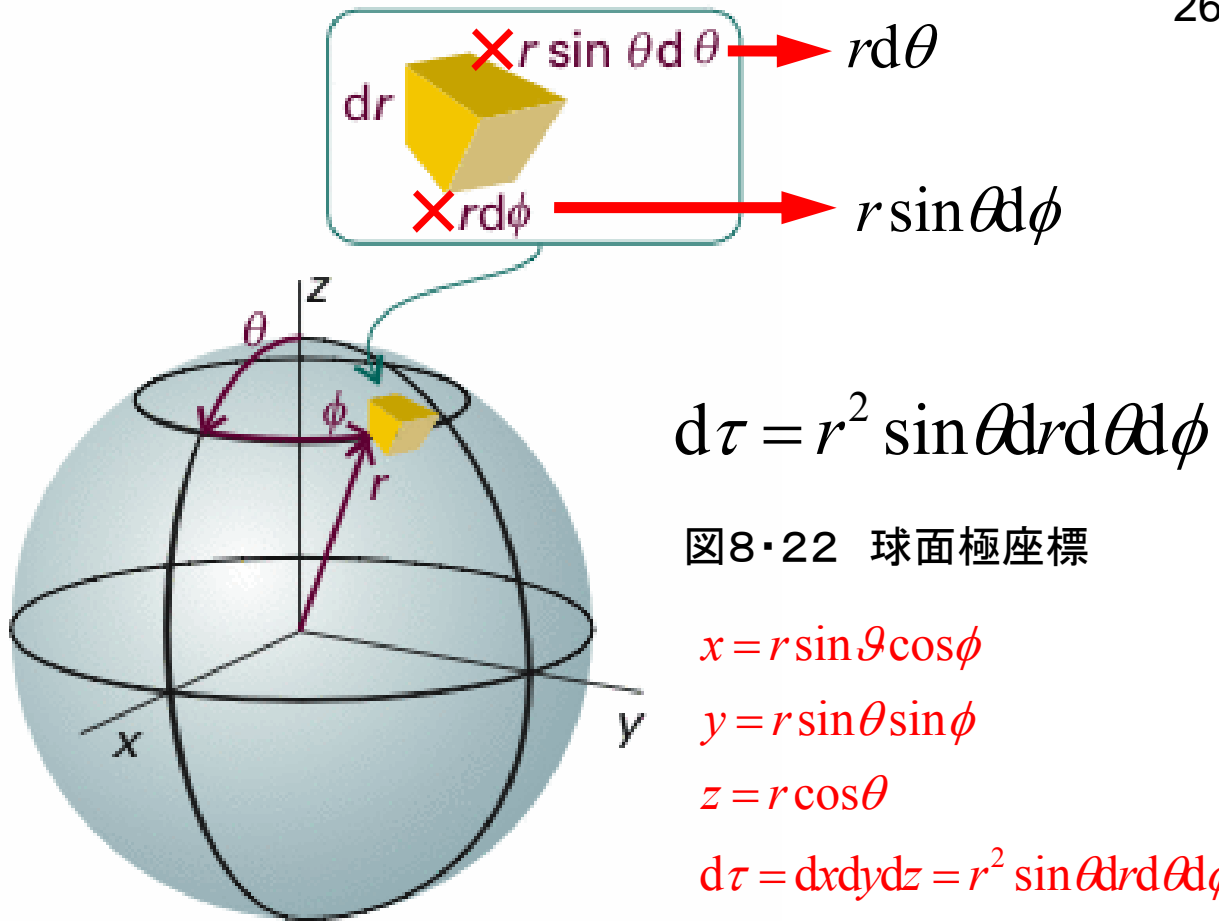
極座標

$$x = r \sin \theta \cos \phi$$

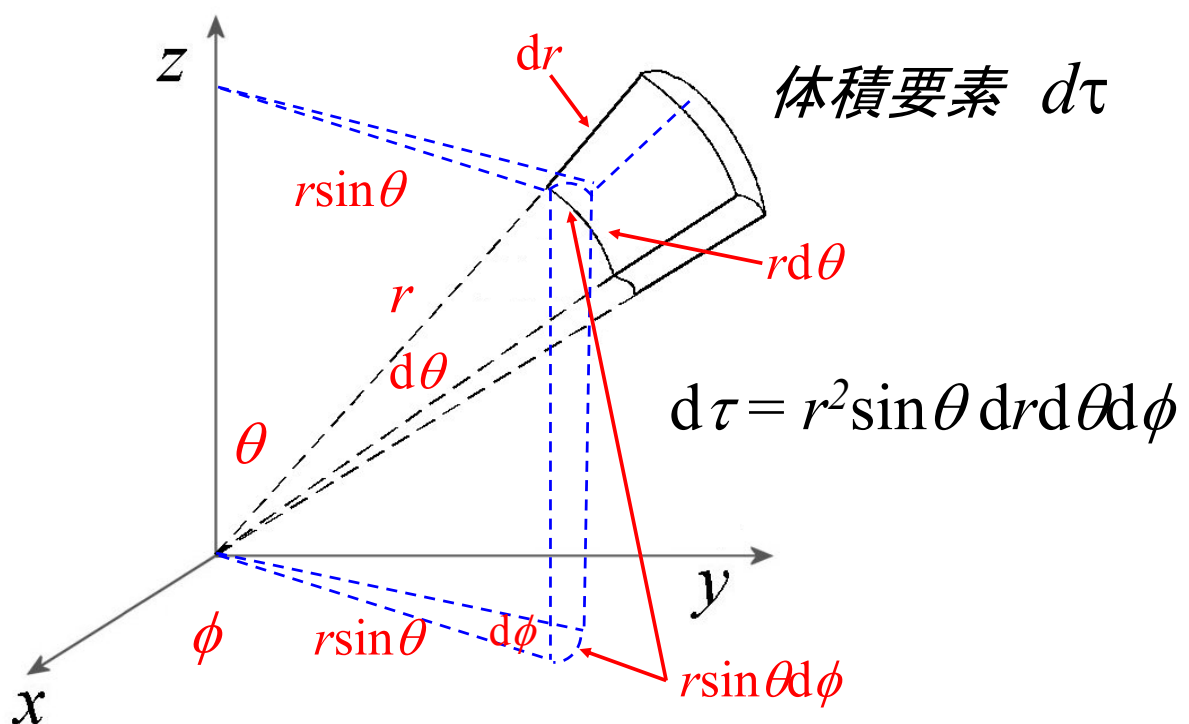
$$y = r \sin \theta \sin \phi$$

$$z = r \cos \theta$$

$$d\tau = dx dy dz = r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi$$



極座標の体積要素 $d\tau$



1sオービタルの動径分布関数

1sオービタルは

$$\Psi_{1s} = \frac{4Z^3}{a_0^3} e^{-\frac{2Zr}{a_0}}$$

であるから,

$$P_{1s}(r) = \frac{4Z^3}{a_0^3} r^2 e^{-\frac{2Zr}{a_0}}$$

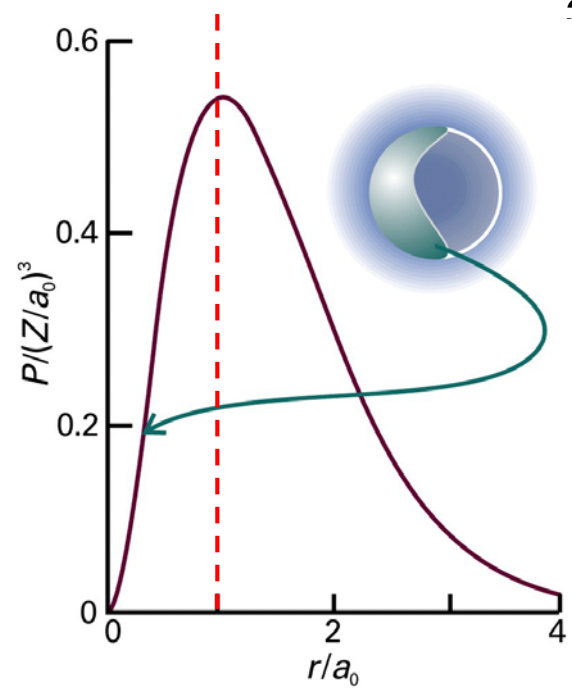
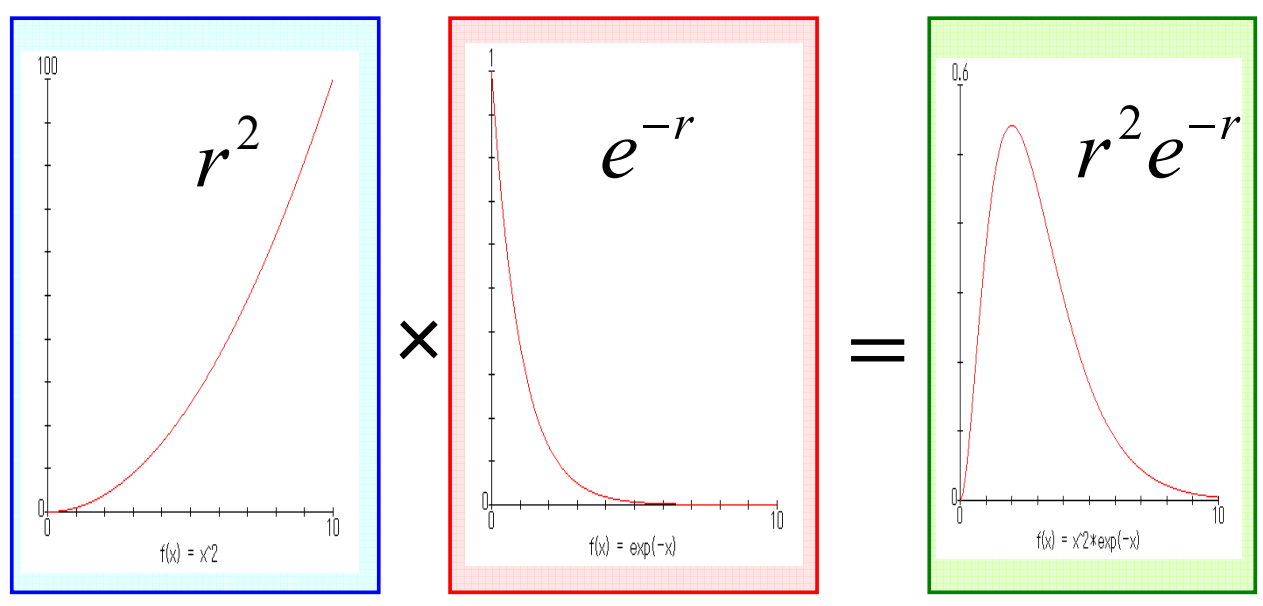


Figure 10-14
Atkins Physical Chemistry, Eighth Edition
© 2006 Peter Atkins and Julio de Paula

図10・14 動径分布関数P

r^2 の項は $r \rightarrow$ 大で増大するが、
指数関数項 $\exp(-2Zr/a_0)$ は $r \rightarrow$ 大で急速に減少し、 $r \rightarrow \infty$ でゼロとなる。



r^2 の項は $r \rightarrow$ 大で増大するが、
指数関数項 $\exp(-2Zr/a_0)$ は $r \rightarrow$ 大で急速に減少し、 $r \rightarrow \infty$ でゼロとなる。
したがって、これらの積 $r^2 \exp(-2Zr/a_0)$ は極大値をもつ。

極大点では $\frac{dP(r)}{dr} = 0$ である。

$$\begin{aligned}\frac{dP(r)}{dr} &= \frac{4Z^3}{a_0^3} \left(2re^{-\frac{2Zr}{a_0}} + r^2 \left(-\frac{2Z}{a_0} \right) e^{-\frac{2Zr}{a_0}} \right) \\ &= \frac{4Z^3}{a_0^3} e^{-\frac{2Zr}{a_0}} 2r \left(1 - \frac{Z}{a_0} r \right) \\ &= 0\end{aligned}$$

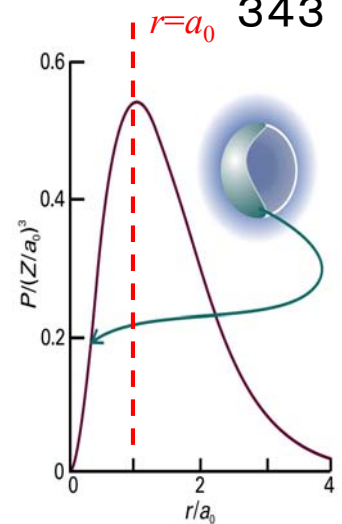


Figure 10-14
Atkins Physical Chemistry, Eighth Edition
© 2006 Peter Atkins and Julio de Paula

水素原子, すなわち $Z=1$ のときは $r=a_0$ (ボーア半径) で極大となる。

基底状態の水素原子で, 電子が見い出される確率が最も高い最大確率の半径はボーア半径 a_0 である。 [例題10・3]

(f) p オービタル

n	l	副殻	m_l	副殻の中のオービタルの数
2	1	2p	0, ± 1	3

$2p$ 電子では, $l=1$ であり, その成分は $m_l = -1, 0, 1$ の3通りがある。

$l=1, m_l=0$ の $2p$ オービタルの波動関数は

$$\begin{aligned}p_0 &= R_{2,1}(r)Y_{1,0}(\theta, \phi) = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{5}{2}} r \cos \theta e^{-\frac{Zr}{2a_0}} \\ &= r \cos \theta f(r)\end{aligned}$$

極座標では $r \cos \theta = z$ であるから, このオービタルは P_z 軌道ともいう。

$l = 1, m_l = \pm 1$ の2pオービタルの波動関数は次の形を持つ.

$$p_{\pm 1} = R_{2,1}(r)Y_{1,\pm 1}(\theta, \phi) = \mp \frac{1}{8\pi^{1/2}} \left(\frac{Z}{a_0}\right)^{2/5} r e^{-Zr/2a_0} \sin \theta e^{\pm i\phi}$$

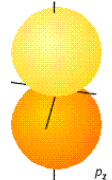
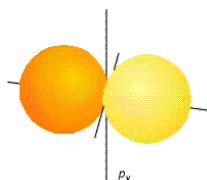
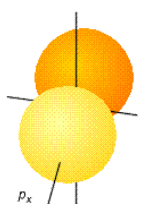
$$= \mp \frac{1}{2^{1/2}} r \sin \theta e^{\pm i\phi} f(r)$$

この $f(r)$ 依存性をもつ波動関数はz軸のまわりに時計回りか、反時計回りの角運動量をもつ粒子に対応する. これらの関数を描くには, 実関数になるように一次結合,

$$p_x = -\frac{1}{2^{1/2}}(p_{+1} - p_{-1}) = r \sin \theta \cos \phi f(r) = x f(r)$$

$$p_y = \frac{i}{2^{1/2}}(p_{+1} + p_{-1}) = r \sin \theta \sin \phi f(r) = y f(r)$$

をとるのが普通である.

l, m	$Y_{l,m}(\theta, \phi)$	概形
1 0	$\cos \theta$	
1 ±1	$\sin \theta \sin \phi$	
1 ±1	$\sin \theta \cos \phi$	

$$\left\{ \begin{aligned} p_x &= -\frac{1}{2^{1/2}}(p_{+1} - p_{-1}) = r \sin \theta \cos \phi f(r) = x f(r) \\ p_y &= \frac{i}{2^{1/2}}(p_{+1} + p_{-1}) = r \sin \theta \sin \phi f(r) = y f(r) \\ p_z &= \frac{1}{4\sqrt{2\pi}}(Z/a_0)^{5/2} r \cos \theta e^{-\frac{Zr}{2a_0}} = r \cos \theta f(r) = z f(r) \end{aligned} \right.$$

p_x と p_y は、大きさが等しく符号が反対の m_l から合成されているから定在波を与え、 z 軸のまわりに正味の角運動量をもたない。

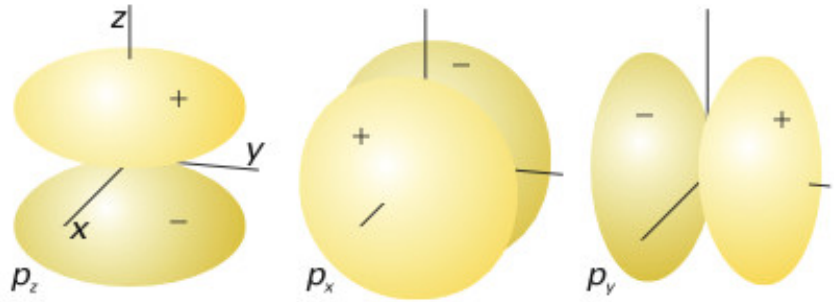


図10・15 pオービタルの境界面

(g) dオービタル

n	l	副殻	m_l	副殻の中のオービタルの数
3	0	3s	0	1
3	1	3p	0, ± 1	3
3	2	3d	0, ± 1 , ± 2	5

$n=3$ のとき、 $l=0,1,2$ を取ることができ、このM殻は、

1個の3sオービタル、

3個の3pオービタル、

5個の3dオービタル、から成る。

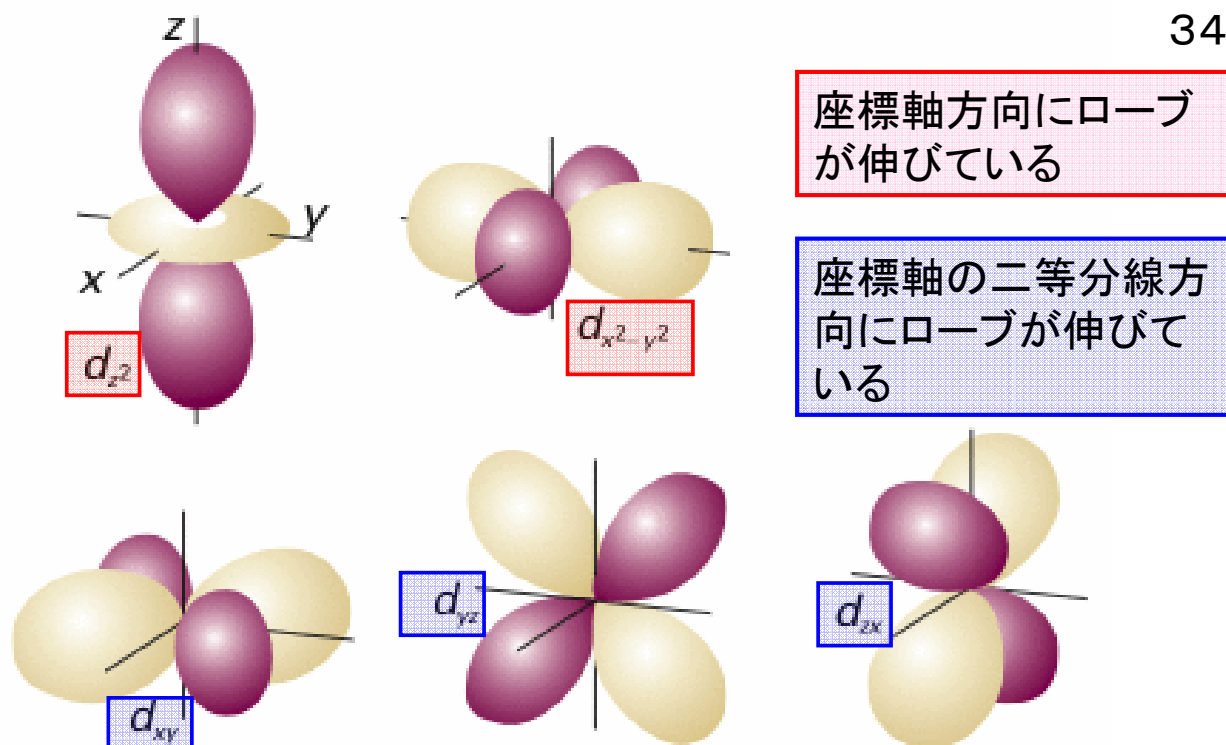


図10・16 d オービタルの境界面. 2つの節面が原子核の位置で交差し, ローブを分断する. 暗い部分と明るい部分は波動関数の符号が互いに反対であることを示している.

61

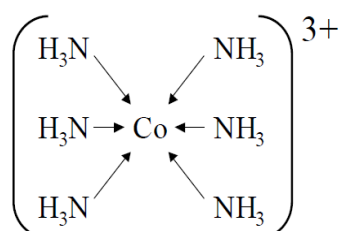
EX

○配位結合

配位結合は共有結合の1種と考えることができる. 通常の共有結合は, それぞれ電子を1つずつ持ったオービタルどうしの重なりによって形成されるのに対し, 配位結合は, 電子を2つ持ったオービタルと電子が入っていないオービタルの重なりによって形成される. いずれにせよ, 結合が生じると電子を2個(電子対)共有することになる.

例: 塩化アンモニウム NH_4^+ ($\text{H}^+ \leftarrow \text{:NH}_3$)

金属錯イオン



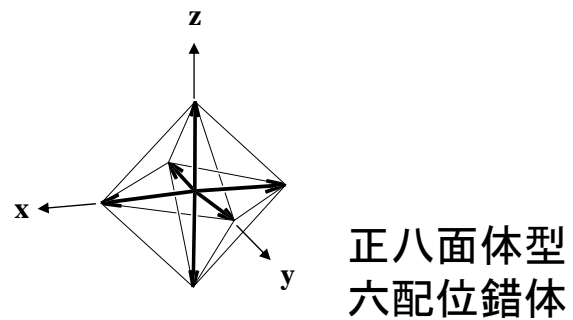
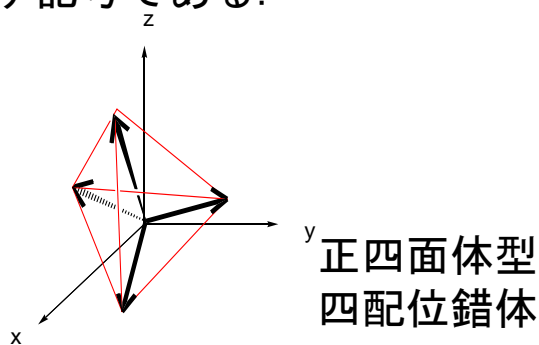
ヘキサアンミンコバルト(III)イオン

62

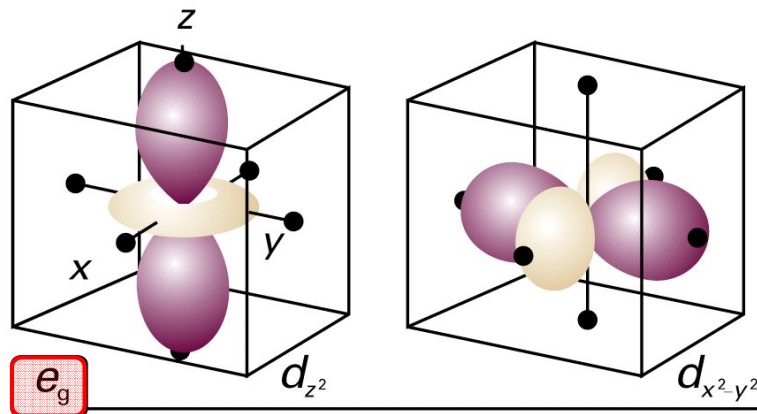
遷移金属錯体の電子エネルギー状態の分裂

遷移金属原子が配位子によって取り囲まれている状態、すなわち金属錯体を考えよう。

中心原子の電子状態は、周りの配位子の静電場の影響を受ける。そのためにdオービタルのエネルギー状態の縮重が解けて E_g (d_{z^2} , $d_{x^2-y^2}$)および T_{2g} (d_{zx} , d_{yz} , d_{xy})の2つに分裂する。ここで、 E_g および T_{2g} はオービタルの対称性を表わす記号である。



63



座標軸方向にローブが伸びている

座標軸の二等分線方向にローブが伸びている

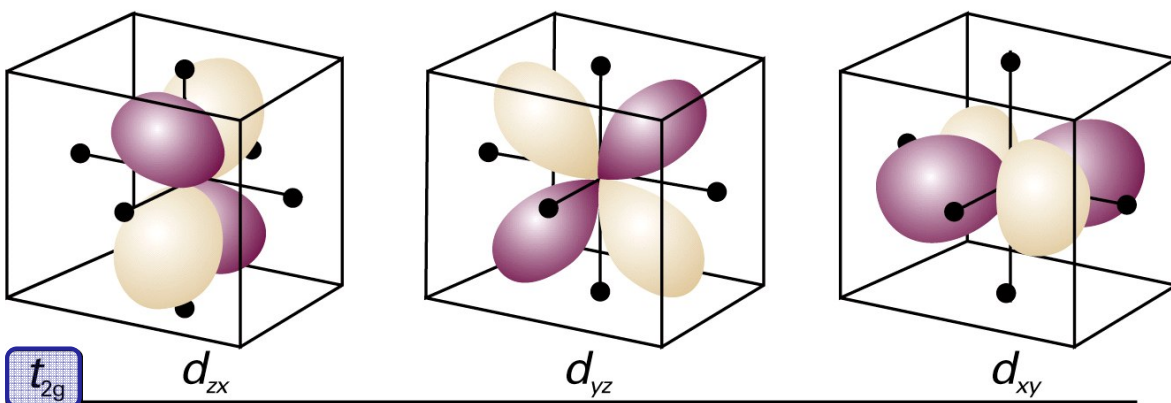
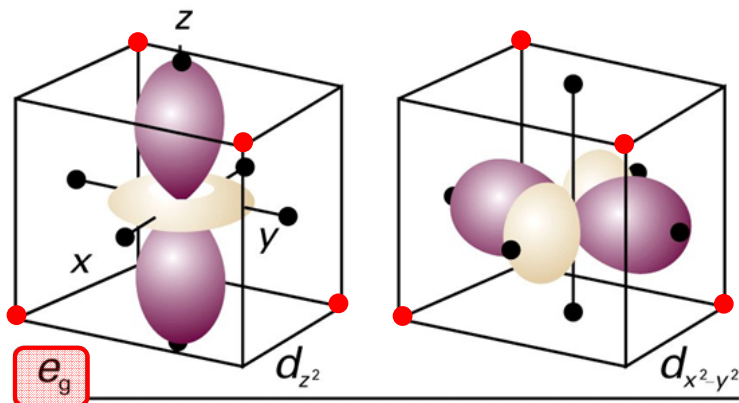


図10・16 dオービタルの境界面

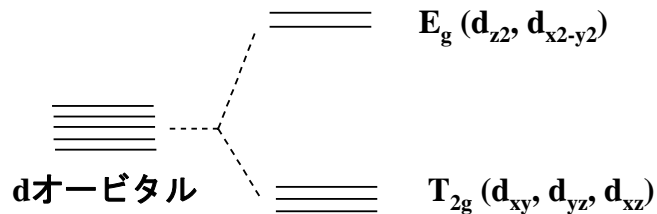
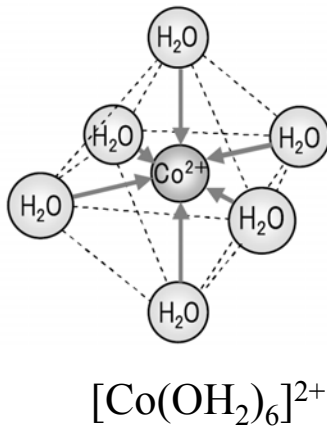
64



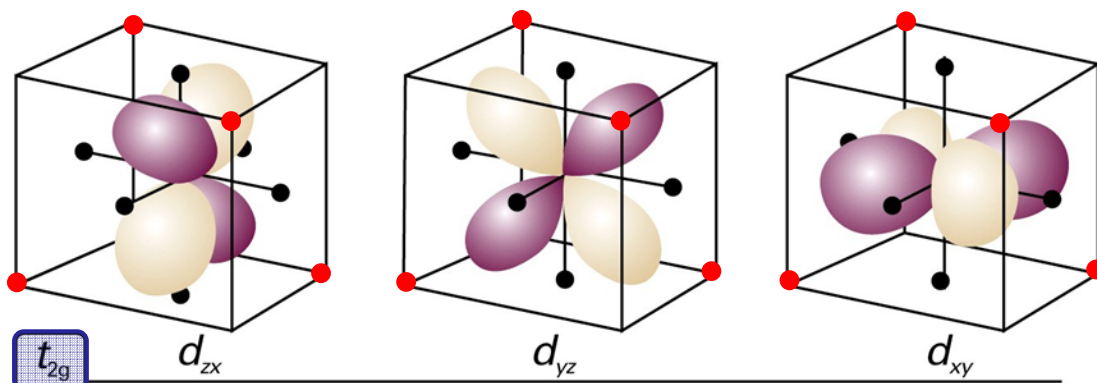
座標軸方向にローブが伸びている

配位子が座標軸(●)方向から金属に近づく
とローブに近いので、
静電反発が生じる

八面体型六配位の場合、配位子はx, y, z軸(●)方向から金属イオンに近づく。この軸上にローブを持っているのは d_{z^2} , $d_{x^2-y^2}$ のみ。この2つの軌道は配位子との静電反発でエネルギー状態が高くなる。

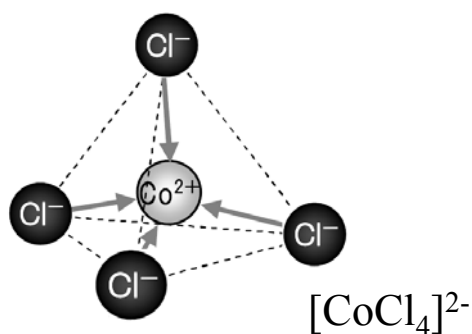


65



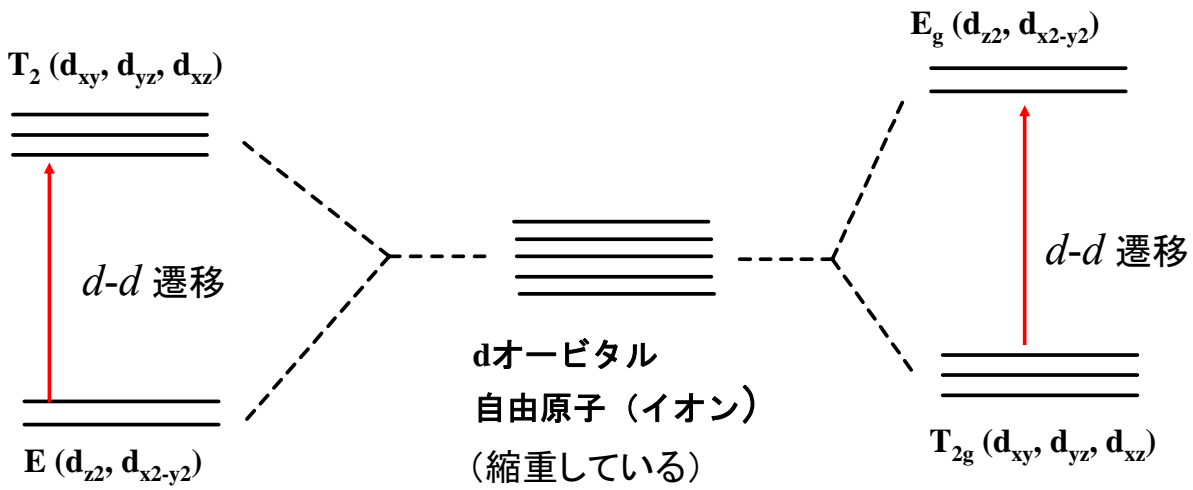
座標軸の二等分線方向にローブが伸びている

配位子が、正四面体頂点(赤丸)の方向から金属イオンに近づく
とローブに近いので静電反発が生じる



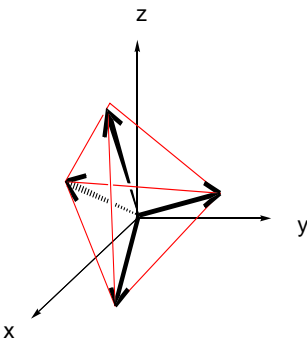
正四面体型四配位の場合、配位子はx, y, z軸方向ではなく正四面体の頂点方向(●)から近づくので、 d_{xz} , d_{yz} , d_{xy} オービタルの方がエネルギーが高くなる。

66

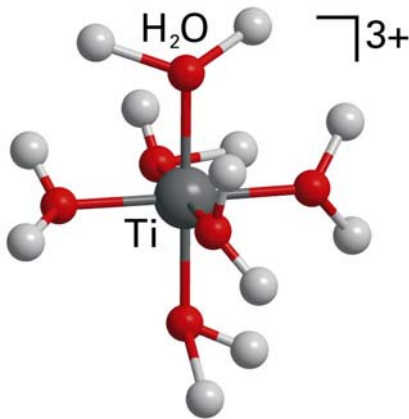
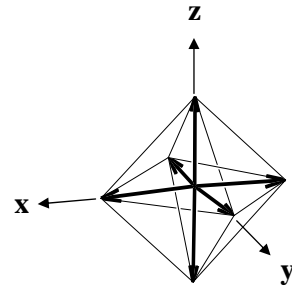


正四面体型四配位

正八面体型六配位



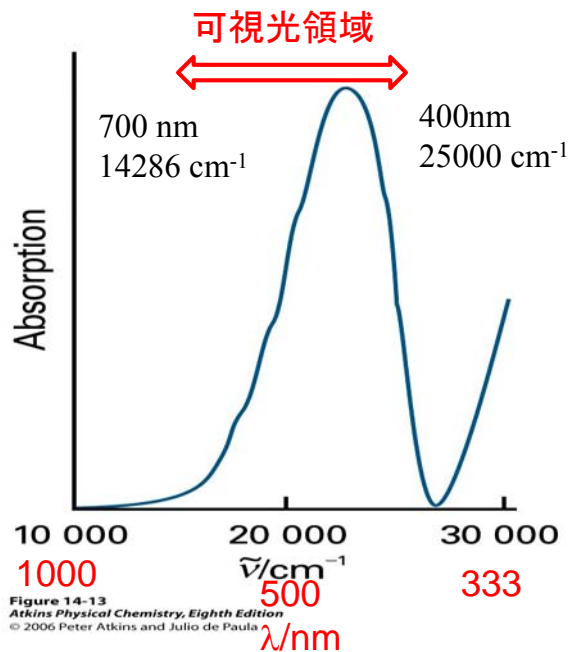
$d-d$ 遷移のエネルギー差は可視光領域にあることが多い。金属イオン自身は無色であっても、遷移金属錯体は色が着いていることが多い。



正八面体型六配位の遷移金属錯体の例



Ti^{3+} の基底電子配置は $3d^1$ なので T_{2g} に電子が1つ入っている。この電子が $d-d$ 遷移を起こす。

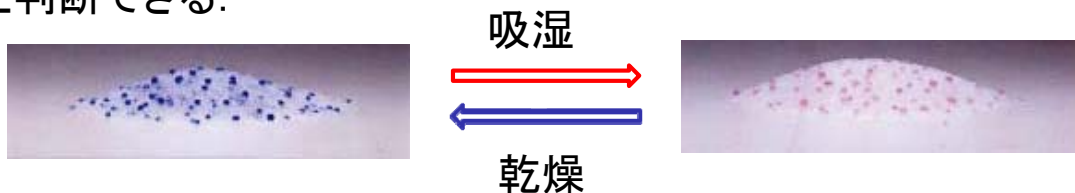


500nm付近の緑色の光を吸収するので赤色に見える

図14・13 $[\text{Ti}(\text{OH}_2)_6]^{3+}$ の水溶液の電子吸収スペクトル

シリカゲル乾燥剤

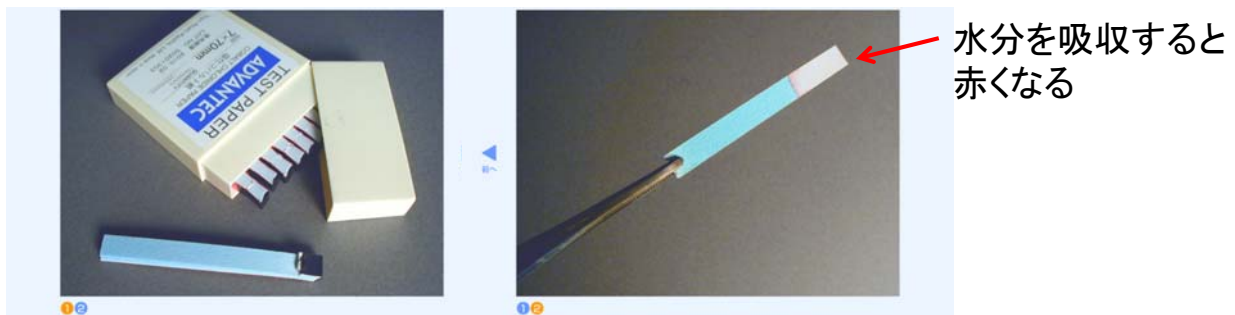
シリカゲルは吸湿性があり、お菓子などの除湿剤として広く用いられてきた。しかし、シリカゲルは酸化ケイ素 SiO_2 から構成されており、水分を吸っても外観からは変化がないため吸湿したかどうか判断できない。そこで、シリカゲルを塩化コバルトの極めて薄い溶液で染めて青粒として混入していた。水分の吸収割合によって色の変化があり、吸着能力があるかどうか判断できる。青粒がピンク色になれば吸着能力はなくなると判断できる。



<http://www.paw.hi-ho.ne.jp/y-uryu/sil2.pdf>

69

塩化コバルト試験紙

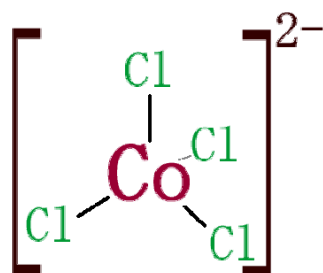


塩化コバルト(CoCl_2)の水溶液をろ紙にしみこませて乾かした試験紙。乾燥していると青色で、水分を吸収すると赤くなる塩化コバルトの性質を利用して、物質に水分が含まれているかを調べることができる。

塩化コバルト(II)
イオン(青)



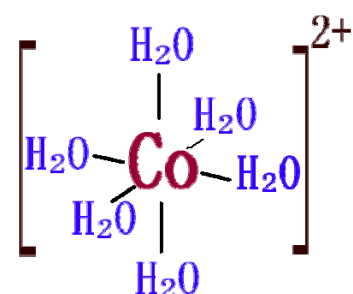
(CoCl_2)



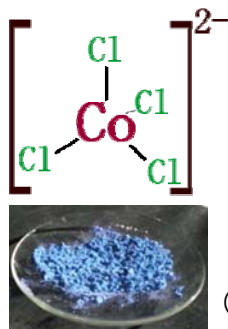
コバルト(II)
六水和物イオン
(赤)



($\text{CoCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$)



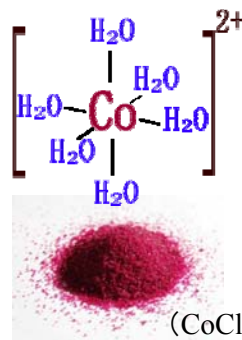
70



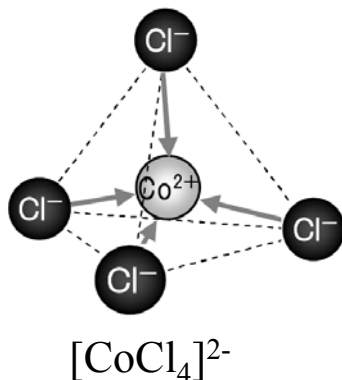
水を加えると、青い塩化物から赤い六水和物に変化する。



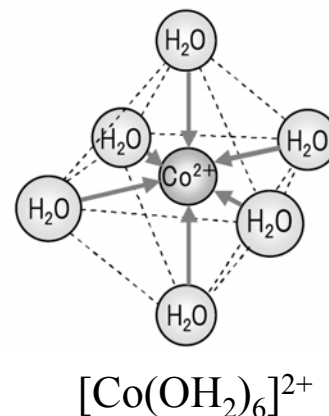
塩酸を加えると、赤い六水和物から青い塩化物に変化する。



正四面体型四配位
塩化コバルト(II)



正八面体型六配位



<http://chem-sai.web.infoseek.co.jp/cobalt.html>

71

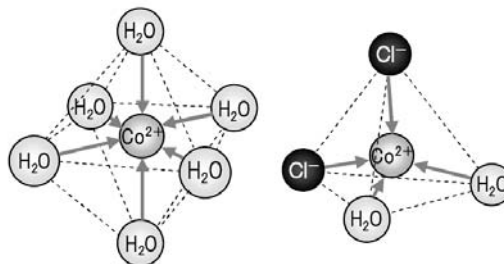
コバルト錯体のサーモクロミズム

愛知県立半田高校 自然科学部

1. 動機

化学実験の本(参考文献①)で、温度で色が変わる液体について読み、興味を持った。

[Co(H₂O)₆]²⁺ (赤色) [CoCl₂(H₂O)₂] (青色)

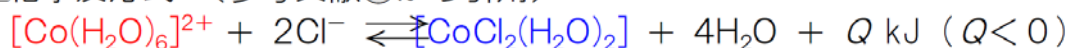


2. 概要

Co²⁺、Cl⁻を水に溶かすと、コバルト錯体ができる。右図のような2種類があり、これらの割合が変化することによって色が変わる。低温のときは赤色に、高温のときは青色になる。また、Cl⁻濃度が高いほど青くなる。

Co²⁺濃度を変化させると、濃さは変わるが、色は変わらないように見える。つまり、Co²⁺濃度と2種類の錯体の割合は無関係のようである。

□化学反応式 (参考文献②から引用)



吸熱反応

<http://www.handa-h.aichi-c.ed.jp/09bukatudou/bu/micro2008.pdf>

72

Cl ⁻ [mol/L]	0	2	3	4	5	6	7	8	
10°C									
30°C									
50°C									
70°C									

- 溶液 : 0.1mol/L CoSO₄ + 0, 2~8mol/L (0.5mol/L間隔) HCl
- 温度 : 10~70°C
- ◇ 測定結果 透光度R・Gは温度が高いほど低く、Cl⁻濃度が高いほど低くなるとわかった。吸熱反応であるから高温ほど生成系に進む(赤から青に変わって行く)

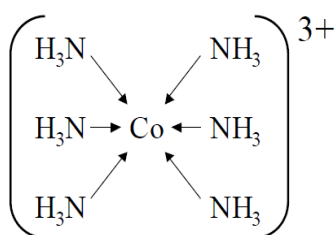
73

感熱液

水75cm³に、塩化アンモニウム20g、塩化コバルト1gを溶かしたものを。



試験管に入れ加熱してみる。温まると、「青っぽく」変色する。
加熱部分より上が、青くなっている。
加熱をやめ、放置すると、冷えて元の色(赤紫?)に戻る。



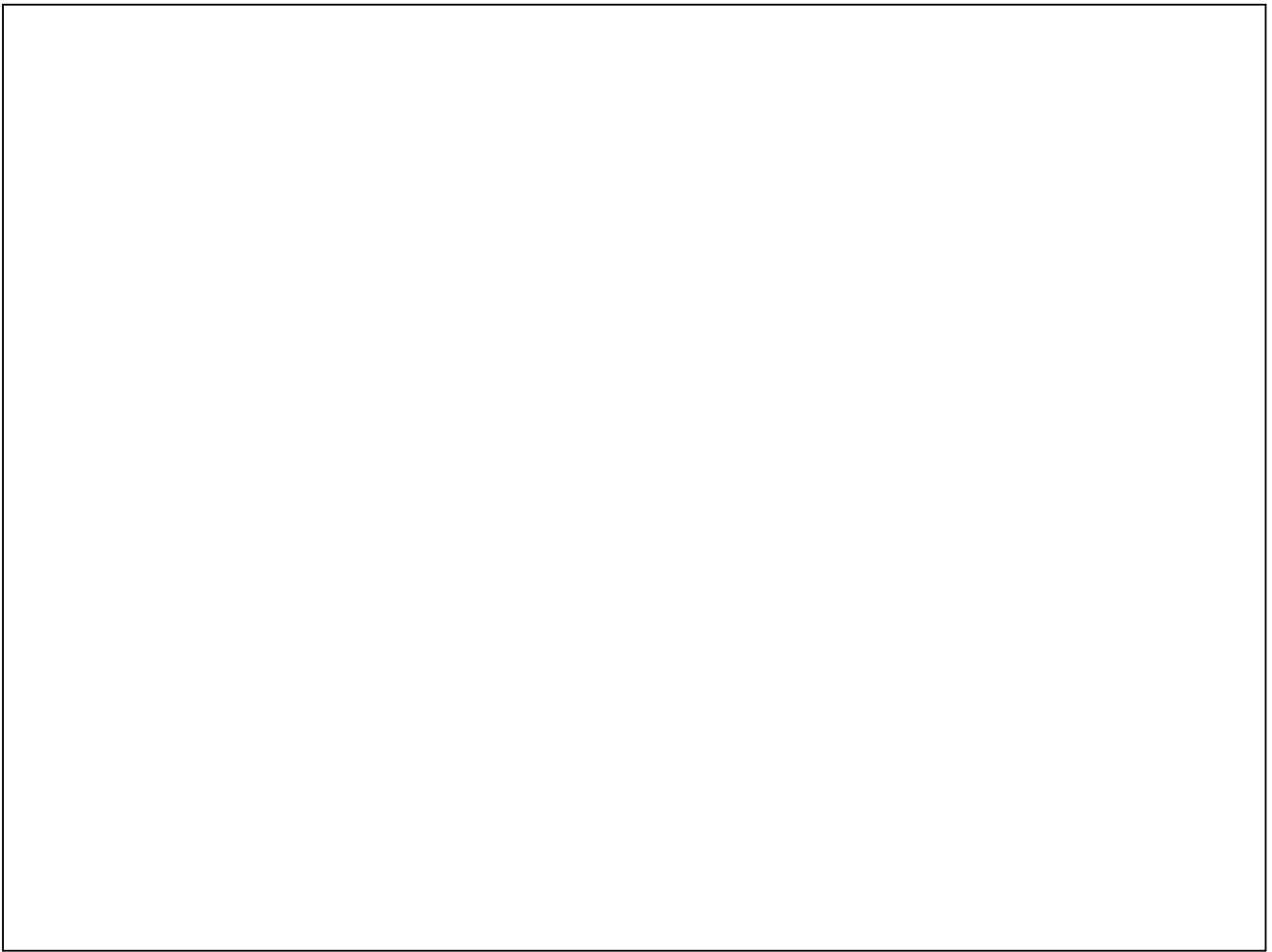
74

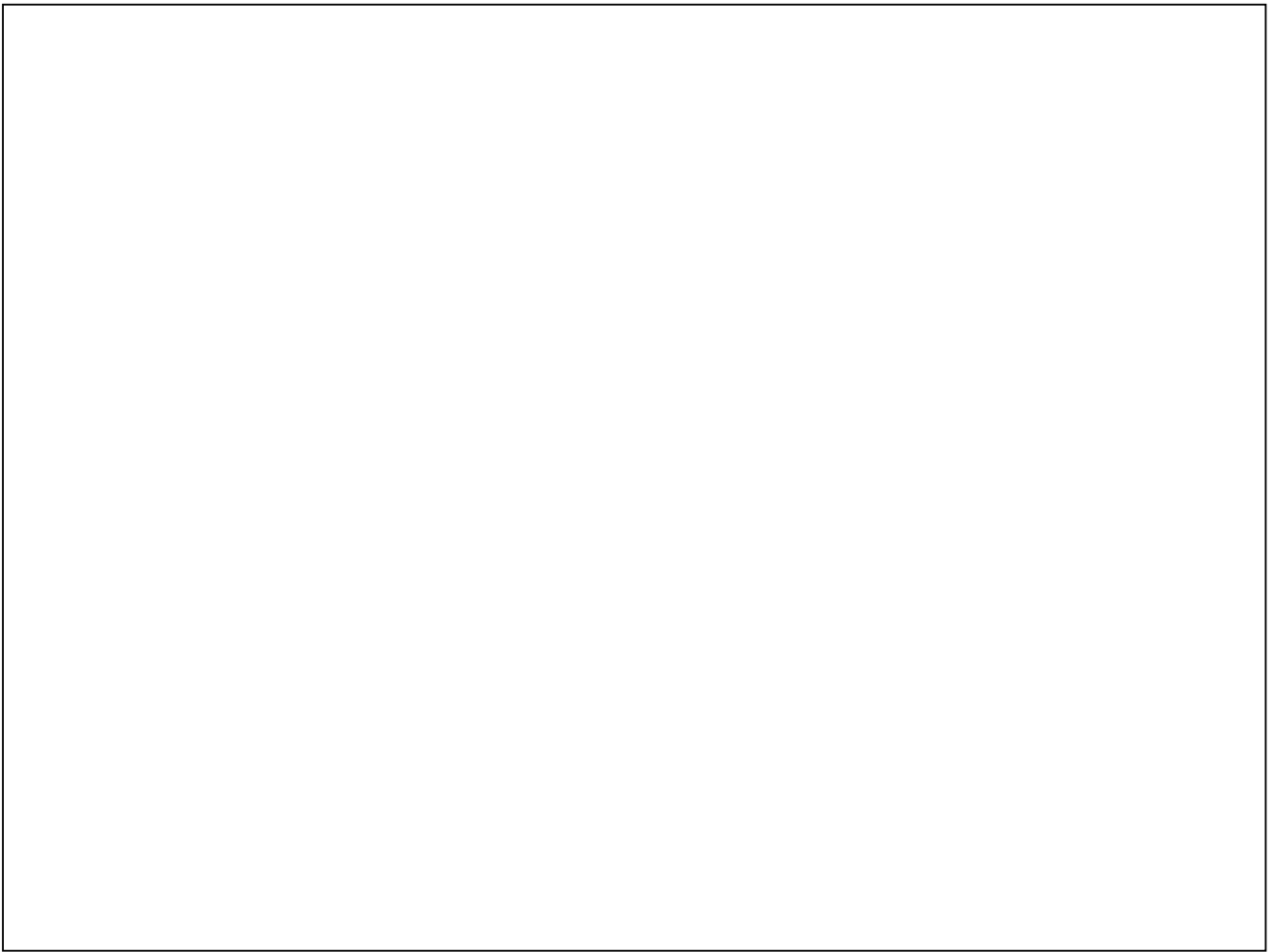
6月3日, 学生番号, 氏名

(1) s-オービタル, 3つのp-オービタル, 5つのd-オービタルの概形を描け。

(2) 遷移金属錯体の5つのd-オービタルは, 正四面体四配位の場合と正八面体六配位の場合ではどのような違いがあるか述べよ。

(3) 本日の授業についての意見, 感想, 苦情, 改善提案などを書いてください。





多電子原子の構造

10・4 オービタル近似

多電子原子の波動関数は、すべての電子の座標の非常に複雑な関数であるが、各電子が、“それぞれ自分の”オービタルを占めていると考えることによって、この複雑な波動関数を各電子の波動関数の積の形で近似することができる。これをオービタル近似という。

$$\Psi(r_1, r_2, r_3, \dots) \cong \Psi(r_1)\Psi(r_2)\Psi(r_3)\dots$$

10・4 オービタル近似

(b) パウリの排他原理

2個よりも多くの電子が任意に与えられた1つのオービタルを占めることはできず、もし、2個の電子が1つのオービタルを占めるならば、そのスピンは対になっていなくてはならない。

すなわち、4つの量子数がすべて同じ状態を取ることはできない。(n, l, m_l)が同じであれば、スピンsが $\frac{1}{2}$ と $-\frac{1}{2}$ の対になっていなければならない。

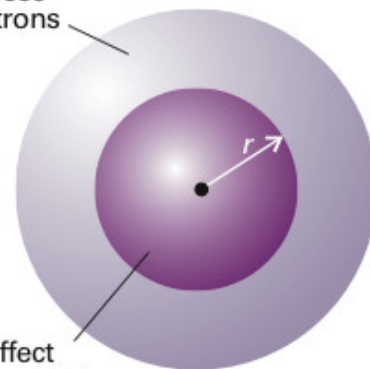


(c) 浸透と遮蔽

多電子原子では, 2sと2p(一般にすべての副殻)は縮退していない.

電子は他の全ての電子からクーロン反発を受ける. 原子核から r の距離にある電子は, 半径 r の球の内部にある全ての電子によるクーロン反発を受けるが, これは原子核の位置にある負電荷と等価である. この負電荷は, 原子核の実効核電荷を Z_e から $Z_{eff}e$ に引き下げる.

No net effect of these electrons

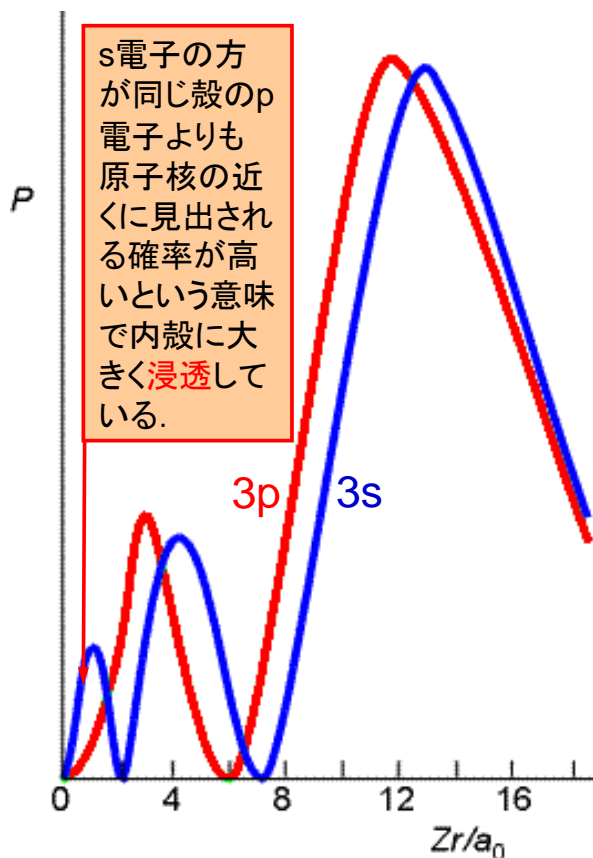


Net effect equivalent to a point charge at the centre

図10・19 遮蔽

$$Z_{eff} = Z - \sigma$$

Z と Z_{eff} の差を遮蔽定数 σ という.



遮蔽定数はs電子とp電子では異なる. これは両者の動径分布が異なるためである. s電子の方が同じ殻のp電子よりも原子核の近くに見出される確率が高いという意味で内殻に大きく浸透している. s電子はp電子よりも内側に存在確率が高いので弱い遮蔽しか受けない. 浸透と遮蔽の2つの効果が組み合わさった結果, s電子は同じ殻のp電子よりもきつく束縛されるようになる.

図10・20 3sオービタルにある電子は3dオービタルにある電子よりも原子核の近くに見出される確率が高い.

$$s < p < d < f$$

の順になるという結果がもたらされる。

表10・2 実効核電荷 $Z_{eff} = Z - \sigma$

元素	Z	オービタル	遮蔽定数 σ	有効核電荷 Z_{eff}
He	2	1s	0.3125	1.6875
C	6	1s	0.3273	5.6727
		2s	2.7834	3.2166
		2p	2.8642	3.1358

1s電子は、2s・2p電子に比べて、原子核に非常に強く束縛されている

2s電子は、2p電子に比べて、原子核に強く束縛されている

炭素原子の場合：1s電子は原子核に非常に強く束縛されているため、1sと2s、2pとのエネルギー差は大きい。2p電子は、2s電子よりは原子核の束縛が強くない。したがって、各電子のエネルギーは $1s \ll 2s < 2p$ の順である。