

ま え が き

本書は、工学系の学部学生用および大学院生用の教科書として利用できるようにまとめたものである。特に前半は、電気電子系の学部学生が、半導体および半導体デバイスの物理を理解するために必要な基礎的事項を中心にまとめた。量子力学の復習から、古典および量子統計力学、固体電子論、格子振動、そして電子伝導について詳しく説明した。後半は、主に大学院での講義を念頭に置き、バンド理論とナノ構造の電子物理を説明した後、微細化集積デバイスの最近の研究動向についてまとめた。以下では、本書を執筆するにあたっての背景を述べる。

半導体集積回路 (VLSI) は、高度情報化社会を支えるうえで最も基盤となるハードウェア技術であり、情報・通信 (IT) 技術のみならず、省エネルギー・環境技術やバイオ・医療計測システムの実現に至るまで、きわめて重要な役割を果たしている。過去数十年間にわたる VLSI の性能向上は、基本的に、回路の最小構成ユニットである Si-MOSFET の微細化、高集積化に支えられてきた。今日、Si-MOSFET の微細化は急速に進んでおり、すでにナノスケールの領域に突入している。微細化に伴い顕在化するさまざまな問題を克服し Si-MOSFET の微細化限界を乗り越えるために、新チャネル材料の開発や立体チャネル構造の導入が検討され始めている。一方、量子力学の基本原則である電子の波動性、粒子性およびスピンを積極的に利用するナノデバイスの開発も活発であり、共鳴トンネル素子、単電子素子、スピン素子さらにカーボンナノチューブなどでは、Si-MOSFET と融合させることで VLSI に新しい機能を追加する試みが進められている。

これらナノ構造を活用した集積デバイスでは、従来の半古典的な電子論に加えて、量子力学に立脚した電子論が不可欠になる。したがってこの分野を目指す学生や若手研究者は、古典力学から最新の量子輸送理論まで、実にさまざまな書物を勉強しながら理解に努めている。さらに集積デバイス技術は、単なる

微細化技術から新材料・新構造・新原理の導入へと技術開発の質的な変化が進んできている。そのような最先端技術は国際会議や論文で発表されることが多いため、そのような場所に積極的に参加をしないかぎり、最先端の技術動向をとらえることは難しい。大学院生や若手の研究者が集積デバイスの勉強を始めようとしたときの障壁はますます高くなってきており、このことがこの分野を目指す若者の減少の一因になっているようにも思える。

本書はこのような状況の改善にわずかながらでも役立てられるように、浅学非才を省みず、ナノ構造エレクトロニクスの基礎に焦点を当て、理論的な側面を中心に解説したものである。量子力学の基礎からナノ MOS トランジスタの最近の研究動向まで系統的にわかりやすく記述することを目指した。そのため数学的な厳密性よりも、直観的な理解と応用に役立つように思い切った簡単化を行った部分もあるが、そのほうがこの分野を初めて勉強する読者には背景にある物理をイメージしやすいのではないかと考えている。

本書がナノ構造エレクトロニクスの入門書として、この分野を目指す学生と若手研究者の方々に少しでもお役に立てば、著者としては望外の喜びである。

最後に、本書を出版する機会を与えていただいたコロナ社および神戸大学ナノ構造エレクトロニクス研究室の皆様にご心から感謝を申し上げたい。また、図面の転載を快くお認めいただいた東京大学の髙木信一先生、慶應義塾大学の内田建先生、英国 グラスゴー大学の Asen Asenov 先生、アイルランド コーク大学チンダル国立研究所の Jean-Pierre Colinge 先生、そして図面の作成にご協力いただいた立命館大学の宇野重康先生に感謝を申し上げたい。

2013 年 7 月

著者 土屋 英昭

本書で使用する重要な物理定数を以下に掲載するので、参考にしてほしい。

表 重要な物理定数

自由電子の質量	$m_0 = 9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$	ボルツマン定数	$k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$
電子の素電荷	$e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$	\hbar (プランク定数 $h/2\pi$)	$\hbar = 1.055 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$

目 次

1. 量子力学の基礎

1.1	相補性原理とド・ブROI波長	1
1.2	対 応 原 理	2
1.3	シュレディンガー方程式	3
1.4	時間に依存しないシュレディンガー方程式	4
1.5	波動関数の物理的意味 (ボルン解釈)	5
1.6	固有値の物理的意味	6
1.7	エルミート演算子	6
1.8	交 換 関 係	7
1.9	不 確 定 性 原 理	7
1.10	エーレンフェストの定理	9
1.11	確 率 流 密 度	11
1.12	パウリの排他律	11
1.12.1	粒子の統計性	12
1.12.2	フェルミ粒子とボーズ粒子	12
1.12.3	パウリの排他律	15
付録 A	絶 対 温 度	17
付録 B	1 粒子波動関数の規格化直交条件	18
	演 習 問 題	19

2. 古典統計力学

2.1 物理量（長さ，速さ）の大きさが変化すると物理法則も変わる	20
2.2 粒子数が変わるとなにご起こるか	21
2.3 マクスウェル・ボルツマン分布	23
2.3.1 数を減らして実際に粒子の分配を行ってみる	24
2.3.2 マクスウェル・ボルツマン分布の導出	27
2.3.3 マクスウェル・ボルツマン分布の対象	32
2.4 マクスウェルの速度分布	34
付録 A Γ 関数の性質	37
演習問題	37

3. 量子統計力学

3.1 フェルミ・ディラック分布とボーズ・アインシュタイン分布	38
3.1.1 フェルミ・ディラック分布	39
3.1.2 ボーズ・アインシュタイン分布	42
3.1.3 プランク分布	43
3.2 フェルミ・ディラック分布関数の性質	45
3.2.1 有限温度 ($T \neq 0$ K) のフェルミ・ディラック分布関数	46
3.2.2 μ の意味	47
3.3 ボルツマン近似	47
付録 A eV 単位 (エレクトロンボルト単位)	49
演習問題	49

4. 固体の自由電子モデル

4.1 固体中の電子と自由電子モデル	50
--------------------	----

4.2	熱平衡状態の電子密度	55
4.3	波数空間 (k 空間) のフェルミ・ディラック分布関数	56
4.4	エネルギー状態密度	57
4.5	非縮退半導体の電子密度	58
4.6	金属の電子密度 ($T=0$ K 近似)	59
4.7	電子比熱	61
付録 A	自由電子の分散関係	63
付録 B	波数空間の状態密度	64
付録 C	平面波 = 自由電子の表現	65
	演習問題	67

5. 格子振動

5.1	1次元の格子振動と振動モード	69
5.2	音響モードと光学モード	73
5.3	実際の結晶における3次元格子振動	74
5.4	電子と格子振動の相互作用	76
5.5	格子振動の量子化とフォノン	78
付録 A	第1ブリルアンゾーン	79
付録 B	調和振動子の量子化	79
	演習問題	80

6. 固体中の電子の伝導機構

6.1	ボルツマン方程式	81
6.1.1	ボルツマン方程式の導出	81
6.1.2	散乱項	84
6.1.3	緩和時間近似	85

6.2	ドリフト電流と拡散電流	87
6.2.1	ドリフト電流密度	87
6.2.2	平均自由行程 λ	90
6.2.3	拡散電流密度	91
6.2.4	ドリフト電流と拡散電流の役割	93
6.3	移動度の温度依存性	94
6.4	高電界輸送効果	96
	付録 A 電流の定義	99
	演習問題	99

7. 量子力学的サイズ効果

7.1	エネルギーの量子化	102
7.2	トンネル効果	104
7.3	トランスファーマトリックス (転送行列) 法	109
	演習問題	113

8. バンド理論

8.1	周期構造とブロッホの定理	114
8.1.1	結晶中の周期ポテンシャル	114
8.1.2	ブロッホの定理	115
8.2	クローニッヒ・ペニーモデル	116
8.2.1	単純化したクローニッヒ・ペニーモデル	119
8.2.2	$P \rightarrow 0$ および $P \rightarrow \infty$ の場合	121
8.3	平面波展開法	122
8.3.1	並進対称性	123
8.3.2	逆格子ベクトル	125
8.3.3	面心立方格子の逆格子ベクトルと第1ブリルアンゾーン	126

8.3.4 シュレディンガー方程式の平面波展開表示	127
8.3.5 空格子バンド法	128
8.3.6 二波近似法	130
8.4 経験的擬ポテンシャル法	132
8.5 伝導帯最下端のバンド構造と有効質量近似	138
付録 A ブロッセ振動	140
演習問題	142

9. ナノ構造の電子物理

9.1 ナノ構造の電子密度	143
9.1.1 量子井戸	144
9.1.2 量子細線	145
9.1.3 フェルミ・ディラック積分	147
9.1.4 閉込め次元とエネルギー状態密度	148
9.1.5 有効質量とエネルギー状態密度	150
9.2 ナノ構造の電流密度	150
9.2.1 ツ・エサキの電流式	152
9.2.2 ランダウアー・ビュティカーの式	155
9.2.3 バリステック MOSFET の名取モデル	158
付録 A 式(9.51)の導出	165
付録 B 式(9.52)の導出	167
演習問題	168

10. ナノ MOS トランジスタ

10.1 ムーアの法則	170
10.2 MOSFET の基本動作	172
10.2.1 金属-半導体接触	172

10.2.2	金属-酸化膜-半導体接合	174
10.2.3	MOSFET の動作原理	176
10.3	Dennard スケーリング (比例縮小則)	178
10.4	微細化に伴い出現するさまざまな物理現象	181
10.4.1	短チャネル効果	182
10.4.2	離散不純物ゆらぎ	187
10.4.3	量子力学的効果	191
10.4.4	準バリスティック輸送	194
10.5	テクノロジーブースター	196
10.5.1	ひずみ Si/超薄膜 SOI 構造	197
10.5.2	高移動度チャネル MOSFET	204
10.5.3	マルチゲート構造	206
10.5.4	ショットキー MOSFET	209
10.6	新原理・新概念トランジスタ	210
10.6.1	トンネル FET	211
10.6.2	インパクトイオン化 MOS (I-MOS)	212
10.6.3	ジャンクションレストランジスタ	213
付録 A	移動度ユニバーサル曲線	215
付録 B	反転層キャリアの量子化	217
付録 C	反転層容量	221
付録 D	kT レイヤ理論	224
付録 E	フラックス法による後方散乱係数の導出	225
	演習問題	233
	引用・参考文献	234
	演習問題解答	242
	索引	254

1

量子力学の基礎

本章では、2章以降での議論に必要となる量子力学の基本的事項をまとめている。量子力学の成り立ちや各項の数学的背景については、先人達の良書を参考にされたい。本章では、非相対論的量子論（スピンも除く）の中で必要最低限の基本的事項を述べるにとどめているので、量子力学的粒子である電子のイメージをつかみ取ってもらいたい。ナノ構造で重要となる量子サイズ効果については7章にまとめて説明している。

1.1 相補性原理とド・ブROI波長

相補性原理 (complementarity principle) とは、「電子、光、原子などのミクロな物質は粒子であるとともに波でもある」という粒子・波動二重性を表す原理である。粒子とは運動量 p と運動エネルギー E をもって運動する物質を意味し、これに対して、波とは波数 k と角周波数 ω で伝搬する波動を意味する。つまり相補性原理は、ミクロな物質がこれら相反する性質をもつ物質であることを表しており、粒子と波の運動変数を対応させるつぎの2式が成り立つと仮定する。

$$E = \hbar\omega, \quad p = \hbar k = \frac{h}{\lambda} \quad (1.1)$$

上式の λ を **ド・ブROI波長** (de Broglie wavelength), 式(1.1)をド・ブROIの関係式と呼ぶ。このように $\hbar = h/2\pi$ (h : プランク定数) は粒子と波の性質をつなぐ重要な役割を果たすことがわかる。相補性原理では、巨視的あるいは時間平均的な性質に関しては波動的振舞いを示し、微視的な、例えば光あるいはフォノンの吸収や放出に関しては粒子的に振る舞うと解釈している。

2 1. 量子力学の基礎

ド・ブロイ波長の大きさは、およそつぎのような形で見積もることができる。

(1) $p = mv$ と組み合わせて

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2mE}} \quad (1.2)$$

ただし、 m は粒子の質量、 E は粒子のエネルギーを表す。

(2) 特に、 $E = 3k_B T/2$ (熱平衡状態 (電圧ゼロなど)) のド・ブロイ波長を **熱的ド・ブロイ波長** (thermal de Broglie wavelength) と呼び

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{3mk_B T}} \quad (1.3)$$

と表される。 T は絶対温度 (付録 A^{†1}) で、 k_B はボルツマン定数を表す。

どちらの場合も、粒子の質量 m が軽いほどド・ブロイ波長が長くなることがわかる。ここで粒子の質量は、本来はある値 (例えば電子は自由電子質量 m_0) で決まっているため、上記の記述はおかしいと思われるかもしれないが、エレクトロニクスを構成する半導体材料では、電子は m_0 とは異なる質量 (有効質量) で運動すると考えられている (8章付録 A 参照)。有効質量の値は、半導体の種類によって大きく変化し、およそ 100 倍程度 ($m \approx m_0 \sim 0.01m_0$) の違いがある。上式 (1.2), (1.3) は半導体材料にも適用され、ド・ブロイ波長、すなわち電子の波長を見積もる際に利用されている (演習問題【1】^{†2})。

1.2 対応原理

式 (1.1) からわかるように、 $\hbar \equiv h/2\pi$ (h : プランク定数) は、粒子的性質と波動的性質をつなげる重要な役割をしている。この \hbar は、後述する位置と運動量の間や、時間とエネルギーの間の不確定性の度合いを決めている。さらに、本書では取り扱わないが、量子力学的ボルツマン方程式の $\hbar \rightarrow 0$ の極限が古典的ボルツマン方程式に一致することが示される¹⁾。このように \hbar は、量

^{†1} 特に明記がない場合は、本章末の付録記号を意味する。

^{†2} 特に明記がない場合は、本章末の演習問題番号を意味する。

量子力学の基本原理において中心的役割をしており、 $\hbar \rightarrow 0$ とする極限を**古典的極限** (classical limit) と呼ぶ。この極限の下では、量子力学の結果が古典力学に一致する。これを**対応原理** (correspondence principle) と呼んでいる。

1.3 シュレディンガー方程式

波としての電子の振舞いを支配する**シュレディンガー方程式** (Schrödinger equation) を導出する。まず、ド・ブロイ波を表す関数 φ を $e^{-i(\omega t - kx)}$ と表す (4章付録C参照)。この関数 φ の満たすべき微分方程式は

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = ik\varphi \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -i\omega\varphi \quad (1.5)$$

である。まず式(1.4)に式(1.1)の関係を用いると

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = ik\varphi = \frac{i}{\hbar} p\varphi \quad (1.6)$$

より

$$p = \hbar \frac{\partial}{\partial x} \quad (1.7)$$

と置き換えられることがわかる。したがって、 φ に p^2 を作用させた場合は

$$p^2\varphi = -\hbar^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \quad (1.8)$$

となる。一方、式(1.5)に式(1.1)の関係を用いると

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -i\omega\varphi = -\frac{i}{\hbar} E\varphi \quad (1.9)$$

より

$$E = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \quad (1.10)$$

と置き換えられることがわかる。

したがって、ポテンシャルエネルギー $V(x)$ による外力が加わっている場合は、粒子の全エネルギー E が

$$E = \frac{p^2}{2m} + V(x)$$

となるため

$$E\varphi = \left(\frac{p^2}{2m} + V(x) \right) \varphi$$

において、運動量演算子(1.7)とエネルギー演算子(1.10)を用いると、つぎの波動方程式が導かれる。

$$i\hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + V(x)\varphi \quad (1.11)$$

これを3次元に拡張すると

$$i\hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \varphi + V(\mathbf{r})\varphi \quad (1.12)$$

となり、これを時間に依存するシュレディンガー方程式と呼ぶ。上式の右辺をハミルトニアン H を導入して

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \quad (1.13)$$

と表すと、シュレディンガー方程式(1.12)は簡単に

$$i\hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = H\varphi \quad (1.14)$$

と書くことができる。シュレディンガー方程式に従う φ を波動関数と呼んでいる。

このようにシュレディンガー方程式は虚数 i を含むために、波動関数 φ は「複素数の波」になる。音波や電磁波などを表す古典物理学の波動方程式は実数だけでできていて複素数は現れない。したがって音波や電磁波は実数の波になり、われわれがその姿を描きやすい波になる。これに対して複素数の波である波動関数、すなわち物質波は、物理的になにを表しているかは依然としてはっきりとした説明は得られていないが、波動関数の絶対値の2乗 $|\varphi|^2$ に「粒子がその場所で発見される確率」であるとする解釈が現在広く受け容れられている(1.5節参照)。

1.4 時間に依存しないシュレディンガー方程式

固体電子論では、通常、時間に依存しないシュレディンガー方程式を解くことになる。すなわち、式(1.12)の波動関数 φ を変数分離して $\varphi(\mathbf{r}, t) = R(\mathbf{r})T(t)$ と表し、この $R(\mathbf{r})$ に対する微分方程式が重要な役割を果たす。

実際に $\varphi(\mathbf{r}, t) = R(\mathbf{r})T(t)$ を式(1.12)に代入し, その両辺を $R(\mathbf{r})T(t)$ で割ると

$$i\hbar \frac{1}{T(t)} \frac{\partial T(t)}{\partial t} = \frac{1}{R(\mathbf{r})} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right) R(\mathbf{r}) = \varepsilon (\text{定数}) \quad (1.15)$$

となる。ここで上式の第1式は時間 t のみの関数で, 一方, 第2式は位置 \mathbf{r} のみの関数となっていて, それらが等しくなるためには両者とも定数である必要がある。式(1.15)ではこの定数を ε とおいている。したがって式(1.15)より, つぎの二つの式が導かれることになる。

$$i\hbar \frac{\partial T(t)}{\partial t} = \varepsilon T(t) \quad (1.16)$$

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right) R(\mathbf{r}) = \varepsilon R(\mathbf{r}) \quad (1.17)$$

式(1.16)からは $T(t) = T_0 e^{-i(\varepsilon/\hbar)t}$ と求まり, 波動関数は ε/\hbar の角周波数で振動する成分をもつことがわかる。一方, 式(1.17)はハミルトニアン $H = -(\hbar^2/2m)\nabla^2 + V(\mathbf{r})$ を与え, 固有値 ε と固有関数 $R(\mathbf{r})$ を求める固有値方程式となっている。この式(1.17)を時間に依存しないシュレディンガー方程式と呼んでいる。以下の節において, 固有値 ε と固有関数 $R(\mathbf{r})$ の物理的な意味について説明する。

1.5 波動関数の物理的意味 (ボルン解釈)

波動関数 $\varphi(\mathbf{r}, t)$ の物理的意味は, **ボルン解釈** (Born interpretation) ではつぎのように解釈されている。

「位置 \mathbf{r} を含む体積要素 $d\mathbf{r}$ の中に粒子を見出す確率は $\varphi^* \varphi d\mathbf{r}$ で与えられる。それを全空間で積分すると1となる。」

$$\Rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^* \varphi d\mathbf{r} = 1 \quad (\text{波動関数の規格化 (normalization) という}) \quad (1.18)$$

ここで, φ^* は φ の複素共役であり (波動関数は一般に, 複素数値をとる), $\varphi^* \varphi = |\varphi|^2$ を **確率密度** (probability density) と呼ぶ。なお, 式(1.18)は, 波動

関数の絶対値の2乗が積分可能でなければならないことを意味しており、したがって、「波動関数は無限遠でゼロにならなければならない」ことを課している。

1.6 固有値の物理的意味

一般に、状態 φ において観測した演算子 A の期待値 (expectation value) は次式で計算される。

$$\langle A \rangle = (\varphi, A\varphi) = \int \varphi^* A\varphi \, dr \quad (1.19)$$

上式に従って、時間に依存しないシュレディンガー方程式のエネルギー期待値を計算すると

$$\langle H \rangle = \int R^* H R \, dr = \varepsilon \int R^* R \, dr = \varepsilon \quad (1.20)$$

となり、シュレディンガー方程式の固有値は系のエネルギー期待値を表すことがわかる。ここで、 R は規格化されていると仮定した。

1.7 エルミート演算子

粒子の運動量やエネルギーなどの実測可能な物理量は、数学的には実数で表現される。1.6節で示したように、シュレディンガー方程式の固有値はエネルギー期待値を表すことから、その固有値は実数にならなければならない。このように、シュレディンガー方程式の固有値が実数となるためには、ハミルトニアン H はエルミート演算子 (Hermite operator) である必要がある。

エルミート演算子の定義は次式で与えられる。

$$\int \varphi^* A\psi \, dr = \int (A\varphi)^* \psi \, dr \quad (1.21)$$

いま、式(1.20)の関係を使ってその複素共役をとると

$$\varepsilon^* = \left(\int R^* H R \, dr \right)^* = \int R H^* R^* \, dr = \int (H R)^* R \, dr = \int R^* H R \, dr = \varepsilon \quad (1.22)$$

となる。ここでエルミート演算子の定義式(1.21)を用いた。したがってハミル

トニアン H がエルミート演算子であれば、その固有値 ε は実数となることが保証される。

1.8 交換関係

1.3節で述べたように量子力学では、物理量をそれに対応した演算子で置き換えるため、演算子同士の関係が重要である。いま、物理量 A ($=\langle A \rangle$) および B ($=\langle B \rangle$) に対応する演算子 A と B の間の交換関係 (commutation relation) を

$$[A, B] = AB - BA \quad (1.23)$$

で定義する。 $[A, B] = 0$ が成り立つとき、演算子 A と B は可換であるという。この場合には、二つの物理量 A と B が同時に確定値を有する状態が存在する。

一方、 $[A, B] \neq 0$ のときには、 A が確定値をとったとき B は確定値をとることは許されない。位置と運動量、および時間とエネルギーの間には、このような非可換な関係が存在し、次項で述べる不確定性原理が生じる原因となる。

交換関係の例

$$\textcircled{1} \quad [x, p_x] = [y, p_y] = [z, p_z] = i\hbar \quad (1.24)$$

$$\textcircled{2} \quad [x, p_y] = [x, p_z] = [y, p_x] = \dots = 0 \quad (1.25)$$

$$\textcircled{3} \quad [t, E] = -i\hbar \quad (1.26)$$

1.9 不確定性原理

前項で述べたとおり、ある方向の位置 x とそれに対応する運動量 p_x は非可換であるため、これら二つの物理量は同時に確定値をもつことはできない。これを不確定性原理 (uncertainty principle) と呼び、数学的表現はつぎのようになる。

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2} \quad (1.27)$$

上式の導出はつぎのようにして行う。式(1.19)の期待値の式を用いると、位置

索引

【あ】	音響フォノン散乱	84, 97	グラフェン	98, 149, 204, 205, 223
アインシュタインの関係式	音響モード	71, 73	グラフェンナノメッシュ	205
	オン電流	94		
	【か】		グラフェンナノリボン	205
アボガドロの法則	回転楕円体構造	139	グリーンの定理	9
アンバイポーラ特性	拡散定数	93	クローニッヒ・ペニー	
	拡散的伝導	151	モデル	116
【い】	拡散電流密度	93	ケーロン散乱	197, 215, 216
位相速度	確率密度	5	ケーロン相互作用	12
一電子近似	確率流密度	11, 106, 152		
移動度	価電子	52	【け】	
移動度ユニバーサル曲線	価電子帯	114	経験的擬ポテンシャル	132
	カーボンナノチューブ		経験的擬ポテンシャル法	116, 123, 135
イントリンシックチャネル		98, 149, 204, 205, 212	ゲイ・リュサックの法則	17
	完全空乏型 SOI	190	結晶運動量	141
インパクトイオン化	完全半形型のフェルミ・		ゲートオールアラウンド	
	ディラック分布関数	164	構造	207, 213
	緩和時間	86		
	緩和時間近似	86	【こ】	
【う】			高移動度チャネル	204, 209
ウィグナー・ザイツ胞	【き】		光学フォノン散乱	84
	規格化直交条件	18	光学フォノンの放出過程	98
	期待値	6	光学モード	71, 74
	基板バイアス効果	190	交換関係	7
	擬ポテンシャル	116, 134	格子振動	68
	逆格子ベクトル	125	構造因子	134
	鏡像効果	209	高電子移動度トランジスタ	
	共鳴トンネルダイオード	149, 155		149
		52, 133	後方散乱係数	194, 225
	共有結合		古典的極限	3
【お】	【く】			
オイラーの公式	空格子バンド法	128		
オフリーク電流				
オーミック接触				

コンダクタンスの量子化 157

【さ】

サブスレシヨルド係数 177, 210

サブスレシヨルド電流 93, 205

サブスレシヨルド特性 185

サブスレシヨルド領域 177

散乱現象 68

散乱項 83

【し】

しきい値電圧 182

シャルルの法則 17

ジャンクションレストランジスタ 178, 213

自由走行距離 90

自由電子モデル 54

縮退半導体 48

シュレディンガー方程式 3

準バリスティック伝導 151

準バリスティック輸送 194

状態密度容量 150, 223

消費電力 180

ショットキー接触 172, 209

ショットキーバリア 209

振動モード 69

【す】

スケーリング則 170

スターリングの公式 29

スレーターの行列式 15

【せ】

正孔 53

整流特性 93

線電子密度 147

【そ】

相補性原理 1

速度飽和 68, 96

ソース・ドレイン間直接トンネリング 193, 205

ゾンマーフェルト展開 62

【た】

ダイヤモンド構造 74, 132

第一原理計算法 123

第1ブリルアンゾーン 71, 77, 79, 120, 127

対応原理 3

対称系 13

多谷構造 139

縦波 75

縦有効質量 139, 199

谷 138

ダブルゲート構造 206

単位胞 124, 133

弾性散乱 77, 225

短チャネル効果 182

【ち】

遅延時間 180

チャージシェア係数 184

チャージシェアモデル 183

注入速度 162, 165, 187, 196

超流動現象 16

調和振動子 79

【つ】

ツ・エサキの電流式 155

【て】

テクノロジーブースター 139, 197

電子比熱 61

転送行列法 109

伝導帯 114

伝導電子 51

電流駆動力 158

電力遅延積 181

【と】

等エネルギー面表示 138

統計力学 23

導電率質量 139

ドナーの固溶限界 204

ドーピング 52

ド・ブロイ波長 1, 104, 218

トランスファーマトリックス 111, 109

ドリフト・拡散電流 68, 93, 230

ドリフト項 82

ドリフト電流 87

ドリフト電流密度 90

トンネルFET 211

トンネル確率 108

トンネル効果 105

トンネル電流 112

【な】

名取モデル 159, 194

ナノMOSトランジスタ 103

ナノワイヤ 223

ナノワイヤトランジスタ 190, 206

【に】

二波近似 130

二波近似法 128

ニュートンの運動方程式 10, 82

【ね】

熱速度 36, 60, 232

熱的ド・ブロイ波長 2, 77

熱平衡状態 27, 55

——の電子密度 56

【は】

バイレイヤグラフィエン 205

パウリの排他律 11, 16, 46, 85, 153

波数空間の状態密度 55, 65
 ばらつかないトランジスタ
 191, 206
 バリステック伝導 152
 バリステック伝導性 150
 バリステック輸送
 101, 158, 187
 バレー 138
 反対称系 13
 反転層 175, 178
 反転層厚容量 223
 反転層移動度
 180, 197, 213
 反転層キャリアの量子化
 191
 反転層容量 192, 199, 221
 反転分布 34
 半導体集積回路 170
 半導体大規模集積回路 90
 半導体超格子 121
 半導体ヘテロ接合 108
 半導体レーザ 34
 バンド間トンネリング
 193, 205, 212

【ひ】

非縮退半導体 58
 ひずみ Si 197, 217
 非弾性散乱 77
 表面ラフネス散乱
 197, 215, 217
 比例縮小則 170

【ふ】

フェルミエネルギー 47
 フェルミ速度 57, 60
 フェルミ・ディラック積分 147
 フェルミ・ディラック分布 42
 フェルミ波数 56, 60
 フェルミ面 56
 フェルミ粒子 12, 38

フォトン 78
 フォノン 78
 フォノン吸収過程 78
 フォノン散乱
 84, 95, 197, 216
 フォノン放出過程 77
 不確定性原理 7
 不純物散乱 84, 94
 不純物偏析現象 209
 フックの法則 69
 ブラッグ反射 120, 141
 プランク分布 44, 78
 プロット振動 121, 141
 プロットホの定理 115
 分散関係 63
 分散のないバンド 122
 分布関数 23

【へ】

平均自由行程 91, 151
 平均速度 60
 並進対称性 123
 平面波 66
 平面波展開法 122
 変分法 219

【ほ】

ポアソン分布 188
 飽和速度 99, 101, 186
 ボーズ・アインシュタイン
 凝縮 16
 ボーズ・アインシュタイン
 分布 43
 ボーズ粒子 12, 38
 ポテンシャル形状因子
 134, 159
 ボトルネック 194
 ボルツマン近似 47
 ボルツマンの輸送方程式 83
 ボルツマン方程式 83
 ボルン解釈 5

【ま】

マクスウェルの速度分布 35
 マクスウェル・ボルツマン
 分布 24
 マティーセンの規則 95
 マルチゲート 184
 マルチゲート構造 206
 マルチバレー構造 139

【む】

ムーアの法則 170

【め】

メタルソース・ドレイン
 技術 204
 面心立方格子 126
 面電子密度 145

【ゆ】

有効質量 63, 141
 有効質量近似 139
 有効状態密度 59

【よ】

横波 75
 横有効質量 139, 199

【ら】

ラグランジュの未定係数法 31
 ランダウアー公式 157
 ランダウアー・ピュティ
 カーの式 156

【り】

リーク電流 181
 離散不純物ゆらぎ 188
 量子井戸 104, 144
 量子化コンダクタンス 149
 量子キャパシタンス
 150, 207, 223
 量子細線 104, 145, 155

量子抵抗

158 | 量子ドット

104, 150 |

◇		◇	
<p>[B]</p> <p>BLG 205</p> <p>[C]</p> <p>CMOS 構造 176</p> <p>[D]</p> <p>Dennard スケーリング 171, 178, 197</p> <p>DIBL 186</p> <p>DSS-MOSFET 209</p> <p>[F]</p> <p>FD-SOI 190</p> <p>Fin FET 190, 206</p> <p>[G]</p> <p>Ge 98, 193, 204</p> <p>GNR 205</p> <p>[H]</p> <p>HEMT 149</p> <p>Herring-Vogt 変換 167</p> <p>high-<i>k</i> ゲート絶縁膜 191</p>	<p>[I]</p> <p>I-MOS 211</p> <p>[J]</p> <p>JLT 213</p> <p>[K]</p> <p>kT レイヤ 196, 210, 225</p> <p>kT レイヤ長 229</p> <p>kT レイヤ理論 224</p> <p>[L]</p> <p>LA モード 75</p> <p>LO モード 75</p> <p>LSI 90</p> <p>Lundstrom の式 195</p> <p>[M]</p> <p>Mexican hat 構造 206</p> <p>[P]</p> <p>pn 接合 93</p> <p>[S]</p> <p>SOI 構造 159, 197</p>	<p>sp³ 混成軌道 115</p> <p>S 値 210</p> <p>[T]</p> <p>TA モード 1 75</p> <p>TA モード 2 75</p> <p>TO モード 1 75</p> <p>TO モード 2 75</p> <p>[V]</p> <p>VLSI 170</p> <p>V_{th} ロールオフ特性 184</p> <p>【数字・ギリシャ文字】</p> <p>1 軸性ひずみ 200</p> <p>1 次元電子ガス 146</p> <p>1 次元の状態密度 147</p> <p>2 軸性ひずみ 199</p> <p>2 次元電子ガス 144, 198</p> <p>2 次元の状態密度 145</p> <p>2 重縮退バレー 199</p> <p>2 層グラフェン 205</p> <p>4 重縮退バレー 199</p> <p>Ⅲ-V 族半導体 98, 204, 223</p> <p>α 乗則 187</p>	

—— 著者略歴 ——

1987年 神戸大学工学部電子工学科卒業
1989年 神戸大学大学院修士課程修了（電子工学専攻）
1989年 日本電気株式会社勤務
～90年
1993年 神戸大学大学院博士課程修了（システム科学専攻）
博士（工学）
1993年 神戸大学助手
1999年 米国イリノイ州立大学アーバナ・シャンペイン校客員研究員
～2000年
2003年 神戸大学助教授
2007年 神戸大学准教授
現在に至る

ナノ構造エレクトロニクス入門

Introduction to Nanostructure Electronics

© Hideaki Tsuchiya 2013

2013年9月20日 初版第1刷発行



検印省略

著者 土屋英昭
発行者 株式会社 コロナ社
代表者 牛来真也
印刷所 新日本印刷株式会社

112-0011 東京都文京区千石 4-46-10

発行所 株式会社 コロナ社

CORONA PUBLISHING CO., LTD.

Tokyo Japan

振替 00140-8-14844・電話 (03) 3941-3131 (代)

ホームページ <http://www.coronasha.co.jp>

ISBN 978-4-339-00851-7

(金) (製本：愛千製本所)

Printed in Japan



本書のコピー、スキャン、デジタル化等の無断複製・転載は著作権法上での例外を除き禁じられております。購入者以外の第三者による本書の電子データ化及び電子書籍化は、いかなる場合も認めておりません。

落丁・乱丁本はお取替えいたします