

# 開いた空洞系における電磁場の動力学

～携帯電話の安全性に関する物理からのアプローチ～

坂田 泰啓

立命館大学物理学教室池田研究室

## 概要

我々の日常生活に於ける高周波電磁波暴露環境は昨今の携帯電話の普及等に伴い激変し、その人体に与える影響は環境ホルモンとして捉えるべきであると 2003 年に村瀬が提唱した [1]。而し、政府や業界の見解は「電磁波が人体に与える影響は熱的なものに過ぎない」との立場を取っている。而も、電磁波強度のガイドラインは自由境界条件を基にしたものである。当然電車の車内やエレベーター内部では状況は異なり、ガイドラインの値を越え得る可能性を本堂が示した [2]。ところが、有識者の中には電磁波の境界値問題を理解できない者が居ることが明らかになった [3]。

本研究は、本堂の結果を受けて、解析的手法と FDTD 法による 2 次元数値シミュレーションを用いて閉鎖空間での電磁場の振舞いを調べた。結果として、本堂の結論が第 0 近似として正しい事が結論付けられた。また、閉鎖空間内に人が居る場合は、自由境界条件での値と比較して平均電力密度は無論大きくなる。更に、空間の平均電力密度が同じであっても、局所的なエネルギーは境界条件に鋭敏に依存し、数桁程度の大きな幅を持つ事を示す。

## 目次

第 1 章	はじめに	190
第 2 章	高周波電磁場が身体へ与える影響	193
2.1	生体に与える刺激、熱作用に基づく ICNIRP のガイドライン . . . . .	193
2.2	生体と電磁場の非熱的な相互作用 . . . . .	196
2.3	医療機器への影響 . . . . .	201

2.4	携帯電話の電磁場が生体へ与える影響に関する研究 . . . . .	202
第3章	開いた空洞系における電磁場のダイナミクス	203
3.1	開いた空洞系のモデル . . . . .	204
3.2	エネルギーバランス方程式 . . . . .	205
3.3	規格直交系による展開を用いた解析 . . . . .	208
3.4	数値シミュレーション . . . . .	217
3.5	結果と今後の展望 . . . . .	229
第4章	議論 あとがきにかえて	231
付録A	双極子輻射の解析解	234
付録B	Maxwell 方程式の数値解法	236
B.1	時間領域差分法 FDTD 法 . . . . .	236
B.2	高速フーリエ変換を用いた Maxwell 方程式の解法 . . . . .	239
付録C	単位系の変換率	241
参考文献		242

## 第1章 はじめに

19世紀中頃から電磁気の研究は急速に進み、J. C. Maxwell によって電磁場の存在が予言された。そして1901年 G. Marconi は大西洋横断通信に成功した。こうして人類は電磁波という新たな道具を手に入れた。20世紀は、電磁気学の通信への応用や量子力学を基礎にした半導体技術など、科学技術が劇的な発達を見せた時代であった。

一方で、科学技術の発達は人類に有益なものばかりをもたらした訳ではなかった。例えば公害問題がその一例である。地球規模で見れば、自動車や産業工程から排気される温暖化ガスやフロンガスが環境への影響を及ぼしている。日本国内に問題を絞ると、工場排水に含まれたメチル水銀が原因で発生した水俣病問題、そして最近では廃棄物焼却炉から生成されたダイオキシンによる土壤汚染、また原子力発電の開発では東海村での臨界事故などが挙げられる [4]。これらの歴史から、科学技術は人類にプラスの側面だけを賦与するものではないことを我々は学んだ。

本研究で取り上げるのは、電磁場の生体や医療機器への直接、または間接的な影響

に関する問題である。ここで取り上げる電磁場とは非電離放射線を指し、周波数で言えば0～約 $10^{17}$  Hzの範囲である。電離放射線であるX線、 $\gamma$ 線などは原子を直接イオン化し細胞やDNAを損傷させるので、人体への悪影響は衆知されている。一方で非電離放射線は光子のエネルギーが電離放射線に比べれば十分低く、その危険性は疑われてこなかった。しかし1979年にWertheimer, Leeper等によって、電力線と小児癌の関係が初めて指摘された[5]。このような研究報告を受けて、WHO（世界保健機関）の国際電磁場プロジェクトは、非電離放射線が人体に与える影響を、周波数によって3つの帯域に分類して議論しはじめた[6]。それら3つの帯域は、一つ目として直流(0Hz)を含む極低周波数電磁場(ELF:0~300Hz)、二つ目としてラジオなどに使用される中間周波数電磁場(IF:300Hz~10MHz)、三つ目として最近急速に普及し続けている携帯電話等に使用されている無線周波数電磁場(RF:10MHz~300GHz)の帯域である。この分類によれば、高圧送電線の問題は極低周波数電磁場に分類される。

WHOは、1996年から開始した国際電磁場プロジェクトで、これまでの科学的知見に基づいて、電磁場が生体へ及ぼす影響の原因評価を行なっている。その一つとして生活環境中の超低周波数電磁場と健康リスクについての疫学調査が行なわれた。この調査から、高圧送電線から漏れる超低周波数磁場(50~60Hz)の磁場暴露で閾値 $0.4\mu\text{T}$ を越す群では小児白血病の発症リスクが2倍程度となると結論づけた[6]。日本においてもWHOとの共同調査が行われ、同様に $0.4\mu\text{T}$ という閾値以上で小児白血病の発症リスクが2.6倍増加する、との疫学調査が報告された[7]。International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection<sup>\*1</sup> (ICNIRP)が1998年に発表したガイドラインでは、 $100\mu\text{T}$ を安全レベルとしている[8]。その根拠は、人間の神経活動で通常流れている電流より大きな誘導電流が発生して、神経刺激作用が生じるのが数十mT程度である事による。また疫学調査が示唆する結果のメカニズムを解明する研究が進められている。例えば抗ガン作用を持つとされている生体ホルモン物質への影響に関する研究などがある。

これらの研究結果をもとに国際がん研究機構(IARC)は、2001年に超低周波数電磁場についての発癌性評価を「人での発ガン性があるかもしれない(**possible carcinogen: 2b**)」とした。“2b”と結論づけられた根拠は、疫学調査では小児癌発生への有意な結果が示されたものの、動物実験では再現が確定されず、原因も特定できていない事にある。この発癌性評価はリスクの評価ではなく、あくまで超低周波数磁場が癌の発症を誘発するとされる科学的証拠の確からしさを評価したものと解釈すべきである。

無線周波数電磁場については、1990年代に入り携帯電話が普及し始めると、携帯電

<sup>\*1</sup> (国際非電離放射線防護委員会)は、世界保健機構(WHO)及び国際労働機関(ILO)に承認された非政府機関である。1974年に国際放射線防護学会に設置された委員会(IRPA)であり、1992年に独立の委員会となった。

話の使用によって脳腫瘍の発症リスクへの影響が懸念され、無線周波数電磁場が人体に与える影響に関する研究が盛んになった [9]。一般に無線周波数電磁場では、生体組織のジュール欠損あるいは誘電欠損（SAR：Specific Absorption rate [W/Kg]）により暴露量が測定される。電磁場の被曝量を、SARで見積もって4W/Kgの電磁場を30分間暴露すると、体温が1度上昇することが実証された。ICNIRPは体温が1~2度上昇すると生体組織に熱損傷が生じるとして、公衆での電磁場暴露制限を全身平均でのSAR値0.08[W/kg]とした[8]。最近では、熱の直接作用以外が原因である影響（非熱的作用）が注目を浴び、その一例として血液脳関門（blood-brain barrier（BBB））への影響について、SARがmW/Kgのオーダーで生じているという報告がされた[10]。現段階の研究では、ジュール熱や電流等による刺激の影響が明らかになりつつあるが、熱作用と刺激作用以外の効果については結論が出ていない。国際電磁場プロジェクトでは、2006年までに無線周波数電磁場の発癌性評価を行うとしている[6]。

人体への間接的な影響としては、携帯電話の普及に伴ない医療機器への電磁場の干渉による誤作動の影響が懸念される。日本では、携帯電話とペースメーカーが誤作動を起こさないための安全距離を22cmと定めている。この値は実験結果を根拠にしている[11]。しかし安全距離を決定するにあたり、これらの実験は携帯電話を使用する場所、つまり電磁場の境界条件が考慮されていなかった\*2。境界条件を考慮した電磁波暴露の研究が為されたのは、2002年の本堂によるものが初めてである[2]。本堂は、電車のような電磁場を反射する金属壁で囲まれた開いた空洞系では、電磁場のエネルギーが蓄積され、特定の状況では、ICNIRPが定めた規制値を上まわると報告した。本堂以前の研究は、自由な開いた境界条件における評価であったため、閉鎖空間では十分な安全評価が出来ていないとの主張である。

本堂の研究は、電車内部（開いた空洞系）で時間あたり一定のエネルギーが波源（携帯電話）から供給され、窓からエネルギーが損失する時の空洞内に蓄積されるエネルギーを評価したものである。

本研究では、本堂の行なった研究をさらに詳しく調べるために、解析的手法と数値シミュレーションの双方を用いて再評価を行ない、さらに開いた空洞系での電磁場の動力学を議論する。

第2章では、人体への影響を熱的作用、刺激作用、非熱的作用に分類して紹介し、無線周波数電磁場（高周波）におけるICNIRPガイドラインと、医療機器、特にペース

---

\*2 境界条件とは、波が何かモノに当たったときにどの様に振る舞うかを考える際に、そのモノを表現する条件のことである。例えば、コンサートホールを設計するには、ステージ上の演奏者が発する音が壁でどの様に反射して客席に届くかを考える。この時の音に対する壁の役割を境界条件と云う。物理学課程の学生が電磁気学を学ぶ際に、その最も重要な部分の一つとして研鑽を積むのが境界条件の扱いである。即ち、電磁気学を修めた人間にとっては、電磁場を扱うには境界条件抜きで議論できないことは、常識である。

メーカーの安全距離を 22cm と定めた根拠を示す。第 3 章では、電車（開いた空洞系）における物理モデルを考え、解析的手法と数値シミュレーションを用いて本堂の方法がどのような物理条件で適用できるかを指摘し、系の固有関数を用いた手法と数値シミュレーションから開いた空洞系における電磁場の動力学を議論する。本研究の性格と修士論文としての制約上、本論でまとめにくい事柄は、第 4 章にて扱うことにする。尚、本研究で用いた手法の詳細は、付録 A. 双極子輻射の解析解、付録 B. Maxwell 方程式の数値解法、付録 C. 単位系の変換、としてまとめている。

## 第 2 章 高周波電磁場が身体へ与える影響

この章では、電磁波が人体へ与える影響を分類し、それらの結果から決められた国際基準と、医療機器の誤作動を防止するための日本国内の規制動向について紹介する。

電磁波の人体への影響については、おおよそ次の 3 つに分類される。まず 1 つ目は、熱的作用と呼ばれるもので、エネルギー吸収による発熱効果である。2 つ目は刺激作用と呼ばれるものである。これは、電場または磁場によって生じる電荷の流れ、または誘導電流による刺激と見做されている効果である。従来は電磁場の影響はこの二つに限られるとされてきた。しかし、最近上記の分類に入らない作用として、3 つ目の非熱作用が注目を集めている。この作用の生理学的な因果関係は未だ解明されていないものの、現象論的には電磁波が何らかの形で影響を及ぼしている作用<sup>\*1</sup>である。非熱効果に関しては、2.2 節で紹介する多種多様な現象が報告されている。

次節では、熱的作用と刺激作用を根拠にした ICNIRP による電磁場暴露のガイドラインを紹介する。

### 2.1 生体に与える刺激、熱作用に基づく ICNIRP のガイドライン

生体と電磁波の相互作用に関する既成の知識やさまざまな症例に基づき、電磁波からの生体の防護指針が世界各地で提出されている。物理的に定量化するのが比較的容易な熱作用に対する規制の代表例として、国際機関である ICNIRP により 1998 年に提出されたガイドラインについて紹介する。

電磁波は周波数の違いによりその特性が大きく異なるので、周波数ごとにその制限

\*1 化学刺激その他物理的的刺激と複合してもたらされる効果である場合も含める。

表 2.1 周波数 10GHz までの時間的に変化する電磁場に対する公衆暴露に対する基本制限値。

周波数範囲 [Hz]	頭部及び体幹の電流密度 [mA/m <sup>2</sup> ]	全身平均 SAR[W/kg]	局所 SAR (頭部と体幹) [W/kg]	局所 SAR (四肢) [W/kg]
1	8	-	-	-
1~4	8/ <i>f</i>	-	-	-
4~1k	2	-	-	-
1k~100k	<i>f</i> /500	-	-	-
100k~10M	<i>f</i> /500	0.08	2	4
10M~10G	-	0.08	2	4

*f* は周波数

表 2.2 時間的に変化する電場及び磁場への公衆暴露に関する参考レベル (10M~300GHz)。

周波数範囲 [Hz]	電場強度 [V/m]	磁場強度 [A/m]	磁束密度 [ $\mu$ T]	等価平面波電力密度 [W/m <sup>2</sup> ]
10M~400M	27.5	0.073	0.092	2
400M~2000M	1.375 <i>f</i> <sup>1/2</sup>	0.0037 <i>f</i> <sup>1/2</sup>	0.0046 <i>f</i> <sup>1/2</sup>	<i>f</i> /200
2G~300G	61	0.16	0.20	10

*f* は周波数範囲の欄に示す単位で表される。

値が決められている。

### 1. 1Hz~10MHz (低周波)

神経系への影響を防ぐため、電流密度に対する基本制限が設けられる。

### 2. 100kHz~10GHz

全身的熱ストレスおよび過度な局所加熱を防ぐために、SAR に対する基本制限が設けられる。周波数 100kHz~10MHz の範囲では、電流密度と SAR の両者に対して制限が設けられる。

### 3. 10GHz~300GHz

体表面または体表面近くの加熱を防ぐために、電力密度に対する基本制限が設けられる。

低周波 (周波数 1Hz~10MHz) では、主に静電場による皮膚刺激や生体表面に誘起される誘導電流によって生体を受ける刺激作用の大きさに基づいてガイドラインの値

が決められている。周波数 100kHz~10GHz に対しては、生体組織によるジュールロス（あるいは誘電ロス）による発熱量を基準にしてガイドラインが与えられている。単位質量当たりのこの量は SAR と呼ばれて標準的に用いられている。SAR は、電磁波に生体がさらされた時に生体の単位質量あたりの組織に吸収される電力量で、電場  $E$ 、伝導率  $\sigma$ 、組織の質量密度を  $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>] とした時の換算率は、 $SAR = (1/2\rho)\sigma E^2$  [W/kg] で与えられる。SAR 値は全身平均と局所平均とでそれぞれ与えられている。表 2.1, 2.2 に ICNIRP が制定した基本制限値と参考レベルを示す。尚、基本制限値とは、実験で影響が認められた電流密度や SAR の値に安全率をかけて定めたものである。参考レベルとは、基本制限値を電場、磁場、電力密度の値に換算したものである。周波数 10~300GHz の範囲の電磁波に対しては、生体はほぼ良導体として振る舞うので、表皮効果による体表面または体表面近くの加熱が問題になるとされる\*2。参考までにその代表的な値を表 2.3 に与える。

また 10MHz~6GHz に対する各電気定数は、Gabriel らによって過去のデータと実験から見積もられ、ホームページ上に公開されている [12]。

表 2.3 代表的な人間の誘電率と伝導率 [12, 13]

周波数 [Hz]	組織名	誘電率 [F/m]	伝導率 [S/m]
50	筋繊維	10 <sup>7</sup>	0.52
100	皮膚 (湿潤時)	—	0.10
800M	皮膚 (湿潤時)	46.5	0.809
	神経	32.7	0.548
	小脳	50.2	1.21
2G	皮膚 (湿潤時)	43.5	1.34
	神経	30.6	0.913
	小脳	45.7	1.82

ICNIRP の評価の問題点は、短期的暴露による熱的作用と刺激作用しか考慮しておらず、長期的暴露による影響や疫学調査で示唆された結果や非熱効果は根拠不十分として、ガイドラインの枠組みに盛り込まれていないことである。また当然ガイドラインに示された SAR 値より低い値では生体への影響はないとしている。すなわち電磁場と生体への相互作用が比例関係になっていると云う前提の下に基本制限を決めているのである。生体を物理学の対象と考えた場合、生体は非常に複雑な非線型非平衡状態に有る系と捉えるべきであり、生体と電磁場の相互作用を線形的に扱うのは殆ど意味

\*2 因に、生体の電磁場に対する応答を記述するのは伝導率と誘電率とされている。

を為さない。このような欠陥が有るにも拘わらず、日本の立場は、ICNIRP のガイドラインを参考に防護指針を決定している [14]。

## 2.2 生体と電磁場の非熱的な相互作用

電磁場の生体への影響が物理的に非常に明確である熱刺激作用とは別に、最近特に注目されつつあるのが、非熱効果である。この節では、熱効果に基づく ICNIRP のガイドラインの枠組みには入っていないマイクロ波 (MW)、やラジオ (RW) 波における低レベル暴露による生体への影響を紹介する。

非熱効果は、研究方法が確立されている熱的作用、刺激的作用の範囲での取り扱いができない効果なので、多種多様な研究が試行錯誤しながら積み重ねられている。その中で注目すべきは、カルシウムイオンチャネルに関する研究と血液脳関門に関する研究である。カルシウムイオンは、生体中で神経伝達物質の放出やレセプター機能 (イオンチャンネル) を含む身体の機能調整をしており、生体の重要な機能を担っている。このイオンチャンネルへの影響に関する研究は G. D'Inzeo らによってさまざま行なわれている [15]。

また、血液脳関門の研究に関しては、Salford らによって、GSM<sup>\*3</sup>方式の携帯電話を用いて若年ラットに  $0.24\sim 24\text{mW/m}^2$  の電磁場を暴露する実験が行われ、血液脳関門が被る影響について研究がなされた [10]。血液脳関門は、障害を受けやすい脳組織に有害物質が入らないように血液をフィルタリングする組織である。

その他の医学的な研究には、アトピー性皮膚炎への影響や、化学物質過敏症によく似た症状を示す電磁波過敏症 [16, 17] 等が挙げられる。

以下の表に示すのは、さまざまな非熱効果に関する研究をまとめたもので、2000年オーストリアのザルツブルグ州で行われた国際会議で発表されたものから抜粋したものである [18]。なおザルツブルグ州は、この会議を契機に平面波電力密度 ( $\sqrt{\epsilon/\mu} E^2$ ) に関する規制を世界で最も低い  $0.1\mu\text{W/cm}^2$  と制定した。またこの資料は、ホームページから取得可能であるので文献の詳細は省く。ここで注目するのは、ICNIRP が熱的作用と刺激作用を元にして規制した値、局所 SAR 値で  $2\text{W/kg}$ 、800MHz での電力密度で  $4\text{W/m}^2$  ( $400\mu\text{W/cm}^2$ ) より低い値でさまざまな生体への影響が生じているという点である。

ラジオ波マイクロ波における低レベル暴露による生体影響例  
(ザルツブルグ国際会議の Proceedings から抜粋)

<sup>\*3</sup> Global System for Mobile Communication の略。欧州で統一された携帯電話の規格。第2世代デジタル携帯電話の規格である。



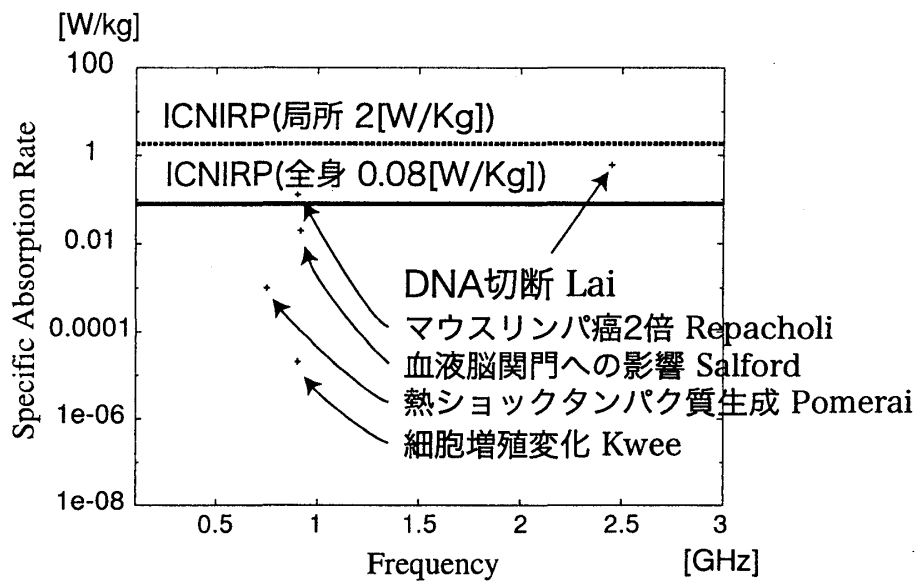


図 2.1 熱的効果と非熱効果の SAR 値による比較, y 軸-logscale ICNIRP のガイドライン以下でも生体への影響を示す研究結果が出ている事が判る。

電力密度	報告された生物への影響	文献
0.168~1.053 [ $\mu$ W/cm <sup>2</sup> ]	RW を 5 世代にわたって被曝したマウスに不可逆的な不妊がおこる。	Magras & Xenos, 1997
0.16 [ $\mu$ W/cm <sup>2</sup> ]	学童に現れた運動機能、記憶、注意力への影響 (ラトビア)	koldoynski, 1996
0.2~8 [ $\mu$ W/cm <sup>2</sup> ]	AM-FM 局からの高周波暴露により小児白血病が 2 倍増加。	Hocking, 1996
1.0 W/cm <sup>2</sup> [ $\mu$ ]	雄マウスへ MW を全身照射すると免疫機能へ重大な影響が見られた。	Fesenko, 1999
1.0 W/cm <sup>2</sup> [ $\mu$ ]	低出力マイクロ波を 5 時間照射すると、T 細胞とマクロファージの免疫機能が高まる。	Novoselva, 1999
1.3~5.7 [ $\mu$ W/cm <sup>2</sup> ]	AM のラジオ波被曝により成人での白血病が 2 倍増加。	Dolk, 1997
~2~4 [ $\mu$ W/cm <sup>2</sup> ]	細胞のイオン関門 (アセチルコリン関門の開口) にラジオ波が直接影響する。	D'Inzeo, 1988[15]
4~10 [ $\mu$ W/cm <sup>2</sup> ]	児童の視覚反応時間が遅滞、テストでの記憶力低下。	Chiang, 1989

5~10 [ $\mu$ W/cm <sup>2</sup> ]	神経系の機能の低下	Dumansky, 1974
10 [ $\mu$ W/cm <sup>2</sup> ]	30 分間被曝後に生じた能動的回避行動 (条件反射) の変化	Navakatikian, 1994
10~20 [ $\mu$ W/cm <sup>2</sup> ]	1250~1350MHz のマイクロ波を経年的に被曝した労働者において、染色体異常の増加がみられた。	Garaj-Vrhovac, 1999
10~25 [ $\mu$ W/cm <sup>2</sup> ]	脳の海馬における変化	Belokrinitsky, 1982
30 [ $\mu$ W/cm <sup>2</sup> ]	免疫系への影響。プラーク形成細胞 (抗体を生産する細胞の 1 つ) の増加。	Veyret, 1991
50 [ $\mu$ W/cm <sup>2</sup> ]	(記憶や学習機能に大切な) レム睡眠が <b>18%</b> 減少した。	Mann, 1996
100 [ $\mu$ W/cm <sup>2</sup> ]	免疫機能の変化	Elekes, 1996
100 [ $\mu$ W/cm <sup>2</sup> ] 0.027 [W/kg]	6 時間照射後にテストステロン分泌が <b>24%</b> 低下した。	Navakatikian, 1994
SAR	報告された生物への影響	文献
0.000021 ~ 0.0021 [W/kg]	細胞周期と細胞増殖の変化 (960MHz の GSM 携帯電話で)	Kwee, 1997
0.0004 [W/kg] 0.02 [W/kg]	携帯電話からの高周波がもたらす血液脳関門の変化: 血液脳関門は脳内に入る有害化学物質や毒物から脳を防護する働きがある。	Salford, 1997, 2003[10]
0.0004~0.008 [W/kg]	携帯電話の高周波 (915MHz) が脳血液関門から血液漏出をもたらす。: パルス波の場合 8~50MHz の変調域で一番大きな病理学的な変化が見られたのに対して、連続波の場合は、最も低いレベルの被曝においても最大の病変が観察できた。連続波のみを、1.7~8.3W/kg 以上の SAR で被曝した場合、ラットの <b>55%</b> が血液脳関門に目立った病変を示した。	Persson, 1997

0.001 [W/kg]	750MHz の連続マイクロ波がもたらす非熱効果で、蛋白質の立体構造（折りたたみ）を維持する弱い分子間の結合が破壊される。その結果、DNA に損傷を与えるフリーラジカルが増加したり、細胞の成長を制御する細胞のシグナルの働きを阻害される可能性がある。その際に観察された熱ショック蛋白質が生じる効果は、組織を摂氏 3 度分だけ加熱することに相当していた。	Pomerai,2000[19]
0.0027 [W/kg]	0.5 時間被曝後に生じた能動的回避行動（条件反射）における変化。	Novakatikian,1994
0.0024~0.024 [W/kg]	携帯電話信号（TDMA）を 20 分だけ被曝した細胞において、c-jun（ガン遺伝子が作る蛋白質の 1 つ）の活性が平均して 38% 低下した。	Ivashuk,1997
0.0317 [W/kg]	食餌と水分の摂取の低下。	Ray & Behari,1990
0.3~0.44 [W/kg]	脳の注意機能：反応速度の増加（ストレス症候）	Preece, 2000, Koivisto et al ,2000
0.3~0.44 [W/kg]	脳の認知的思考：記憶回復に関連した知的作業に、携帯電話の使用が影響をもたらす。	Krause et al,2000
0.3~0.44 [W/kg]	超広域帯のパルスを毎秒 300 回 30 分照射した場合、一酸化窒素合成阻害物質でもたらされたマウスの活動亢進が抑制された。	Seamans,1999
0.005~0.05 [W/kg]	カルシウム流出量の増加	Dutta et al,1989
0.121 [W/kg]	心臓血管における顕著な血圧低下	Lui et al,1999
0.14 [W/kg]	100 $\mu$ W/cm <sup>2</sup> での免疫反応の高まり。	Elekes,1996
0.141 [W/kg]	精巣の形態変化:1 ヶ月にわたって毎日 2 時間だけ、1 時間の間に 1 分間 3 回携帯電話の（待機モードではない）通話モードの通話口にラットをあてると、精細管の直径が縮小した。	Dagdas,1999

0.13~1.4 [W/kg]	マウスに携帯電話の高周波(900MHzのパルス波デジタル携帯電話)に1日30分間2回で18ヶ月間暴露した場合、リンパ腫ガンが2倍に増加した。	Repacholi,1997
0.26 [W/kg]	目への有害影響:ある種の薬物が高周波電磁波を目に感化させることがある。	Kues,1992
0.58~0.75 [W/kg]	480 $\mu$ W/cm <sup>2</sup> の被曝で、悪性腫瘍の統計に有意な増加が見られた。	Chou,1992
0.58~0.75 [W/kg]	脳腫瘍の減少(836MHzのTDMAデジタル携帯電話)	Abey,1996
1.0 [W/kg]	900MHzの携帯電話高周波を睡眠中に被曝した場合の睡眠パターンと脳波の変化。	Laiv & Shingh,1996
2~3 [W/kg]	皮膚および乳房の腫瘍におけるガン化の促進。	Szmigielski,1982

表 2.5 は、各国の非電離放射線規制値をまとめたものである。ICNIRP ガイドラインを基準に規制をしている国、すなわち熱作用・刺激作用の枠組みで規制をおこなっている国と、非熱効果の影響を懸念して規制を行っている国がある。後者の方が前者より電磁場のエネルギーに換算して  $10^{-3} \sim 10^{-1}$  倍程度、規制値を厳しくとっている。

表 2.5 各国の規制について [6, 18], ( $1\mu$  W/cm<sup>2</sup> =  $10^{-2}$  W/m<sup>2</sup>)

国, 都市, 機関	周波数 [Hz]	電力密度 [ $\mu$ W/cm <sup>2</sup> ]	周波数 [Hz]	局所 SAR [W/Kg]
ICNIRP	900M	450	100M~10G	2.0
FCC(USA)	1800M	1000	0.3G~6G	1.6
日本	1800M	600	100k~3G	2.0
カナダ	1500M	1000	100k~10G	1.6
ベルギー	1800G	240	-	-
ロシア	300M~300G	10	-	-
イタリア	300M~300G	10	-	-
スイス	1800G	10	-	-
ザルツブルグ	900M~300G	0.1	-	-

ICNIRP, FCC, 日本, カナダは、刺激効果と熱的効果を考慮にして規制値を決めている

る。ロシア、イタリア、スイス、ザルツブルグ（オーストリア）は、非熱効果まで考慮して規制値を決めている。

非熱的效果は、科学的なメカニズムが未だよくわかっていない。しかし非熱効果をガイドラインに含めている国は、予防原則“precautionary principle<sup>\*4</sup>”という概念を取り入れて規制を行なっている [4]。尚各国の規制値の情報は WHO の EMF プログラムのホームページから得られる [6]。

## 2.3 医療機器への影響

最後に本節で電磁波の医療機器への影響に対するガイドラインに触れておく。ICNIRP ガイドライン、或は日本の防護指針では、医療機器<sup>\*5</sup>への電磁波影響は対象外である [11]。

表 2.6 携帯電話、PHS 端末による植え込み型心臓ペースメーカーへの影響 [11]

方式	PDC			
	800MHz		1.5GHz	
送信周波数	ダイポール アンテナ	デジタル携 帯電話	ダイポール アンテナ	デジタル携 帯電話
試験対象機種 数（ペースメ ーカー）	228 機			
干渉を受けな かった機種数 [機]	147	184	171	218
干渉を受けた機 種数 [機]	51	44	57	10
最大干渉距離 [cm]	74	30*	30	15

\*30cm が 1 機種、他は全て 14cm 以下。

表 2.6 の実験結果が根拠になって、ペースメーカーと携帯電話の安全距離が 22cm

<sup>\*4</sup> 予防原則の明確な定義はないが、1992 年にリオデジャネイロで行なわれた環境と開発に関する国連会議で合意されたアジェンダ 21 の言葉をここでは予防原則の定義とする。“In order to protect the environment, the precautionary approach shall be widely applied by states according to their capabilities. Where there are threats of serious or irreversible damage, lack of full scientific certainty shall not be used as a reason for postponing cost-effective measures to prevent environmental degradation.”

<sup>\*5</sup> 例えばペースメーカー

とされている。電力密度は距離の2乗に反比例するので、最大干渉距離に安全マージンを考慮して強度が半分になる22cmを使用上の安全距離と定めた、とある。現在JR東日本などで、優先席での携帯電話の電源を切るように、と決めているのはこの実験データを根拠としている\*6。

## 2.4 携帯電話の電磁場が生体へ与える影響に関する研究

携帯電話は $10^8 \sim 10^9$ Hz帯の電磁波を交信に用いている。従って熱的効果のみを問題にするならば、ICNIRPのカテゴリ(2)のSAR値による規制を受ける事になる。携帯電話の使用者の電磁波被曝量と規制値を評価する為に、人体内部の電磁波強度分布が計算され、特に被曝が集中すると考えられる頭部の分布が詳細に数値計算されるようになってきた。このタイプの研究の代表例としてGandhiらによる脳における電磁場分布の計算がある[20]。彼らはスーパーコンピュータを用いて大規模数値シミュレーションを行い、脳の『レンズ効果』の為に電磁場が集中するhotspotが存在する事と、小児と成人で脳内の電磁場分布が著しく異なる事を示し、注目を集めた。以降、携帯アンテナに近接した頭部での電磁場分布の計算法は詳細を極めるようになっていく。

ところがこれらの計算例では、携帯電話が実際に使われる環境の効果が殆ど考慮されていない。上記計算はみな開放型の境界条件下でしか計算が行われていないのである。即ち、状況としては、周りに何もない砂漠で一人ポツネンと携帯電話を使っている場面を想像すれば良い。しかし、云うまでもないが、携帯電話が実際に使われているのは無限に広がった空間ではない。携帯電話を反射境界壁で囲まれた電車や自動車、更にはエレベータのような閉鎖環境のもとで使用する例を、日常的に筆者はよく見掛ける。さらに、上記計算例の多くはたった一つの携帯電話の輻射を前提とした計算である。閉鎖環境下でしかも多数の携帯電話が使われた場合、当然壁からの反射による蓄積効果や波源からの干渉を考慮しなければならず、自由境界条件とは異なり、局所的に予想外の強度の電磁場分布が現れる可能性が有る。

最初にこの輻射の蓄積を問題にしたのが本堂である。本堂は次節に述べるようなエネルギーバランスの観点から電車の車内のように反射壁で囲まれた閉鎖空洞内での電磁場強度の評価を行い、反射による蓄積効果によってICNIRPのガイドラインの制限レベルを越える状況があると指摘した。

しかし、本堂は電磁波を波動として扱っていない。従って空洞共鳴の効果を考慮す

---

\*6 このようなガイドラインに対して、本堂は境界条件下では、十分な安全評価がされていないとの指摘を行なったが[2]、それに対する批評論文では、電力密度は $1/r^2$ で減衰するから問題ないとの批判があった。次章の解析計算と数値シミュレーションから観察できるように、境界条件下では $1/r^2$ で減衰するとは考えられないことがわかる。

ることが出来ない。更に、上にも述べた様に多数の波源が閉鎖空洞内にあると、多重反射と干渉によって極めて複雑な電磁波の空間分布が実現する可能性がある。また実際の電車には窓があるので、窓からの電磁波の放出や窓が果たすエッジ型特異点による散乱は電磁場分布を更に複雑にするだろう。

人体は電磁波の吸収媒質であると同時に誘電媒質であるので、人体自身が電磁波の散乱体になりえる。散乱により波がある場所に集められる可能性も考えられる。このように局在した波がペースメーカーを誤作動させる可能性が十分考えられる。

上述の状況を議論するために、次章では、開いた空洞系で電磁場の波動性を考慮するモデルを提供する。また数値シミュレーションを用いて観察された波動性による共鳴や局在化を示す。

## 第3章 開いた空洞系における電磁場のダイナミクス

この章では、本論文の主題である空洞開放系における電磁場のダイナミクスについて考察する。まず、基礎方程式である Maxwell 方程式から出発して (節 3.1)、本堂のエネルギー論的考察を節 3.2 で紹介する。次いで閉鎖空洞の極限では Maxwell 方程式にモード展開の手法が厳密に適用できることを利用して、本堂の考察を波動論的立場から再考察する (節 3.3)。この見方は、後で示すより複雑な条件下で行う数値シミュレーションの解釈の基礎となると同時に、本堂の考察が適用できる範囲も明確にする。最後に、節 3.4 にて、系が金属のような完全反射体で囲まれている境界条件下で、系内部の波源が形成する電磁場のダイナミクスについて議論する。また障害物 (人間) や開孔 (窓) が系に及ぼす作用について考察する。尚、以下の数式の単位系には、CGS 単位系 (Gauss 単位系) を用いた。

### 3.1 開いた空洞系のモデル

基礎方程式となる Maxwell 方程式は

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}) + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\mu \mathbf{H}) \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.4)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (3.5)$$

と表わされる。但し、電場は  $\mathbf{E}$ 、磁場は  $\mathbf{H}$ 、誘電率は  $\epsilon$ 、透磁率は  $\mu$ 、伝導率は  $\sigma$ 、光速は  $c$ 、電流密度は  $\mathbf{j}$ 、分極は  $\mathbf{P}$  とした。真空の誘電率、透磁率を  $\epsilon_0, \mu_0$  とし、比誘電率、比透磁率を  $\epsilon_r, \mu_r$  とすると、

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0 \quad \mu = \mu_r \mu_0 \quad (3.6)$$

の関係がある。

実際の系は 3 次元であるが、本研究では 2 次元モデルを採用した。電車内部では、電磁場の散逸は窓と人間による効果である。窓と人間の配置を考えると、鉛直方向よりも水平面内の方が境界条件の変化が大きいため、電磁場の散逸と散乱の効果は水平成分が支配的であるとして良いだろう。従って、電磁場分布の物理的な本質は水平成分の変化と見做す。また 2 次元では、計算コストと考慮すべき変数が削減され、電磁場の可視化の点でも解析が容易になる。現実的な状況を再現したシミュレーションも早急に望まれるが、本研究では空洞内の物理的な特性に焦点を絞る。従って、本研究で得られた数値は相対的なものである。

具体的には、電車やエレベーターを図 3.1 のようなモデルで考える。すなわち  $z$  軸方向は空間的に一様であるとして 2 次元近似モデルを考えるのである。人間は円柱で近似した。2 次元の Maxwell 方程式の解は、TM 波と TE 波の重ね合わせで記述できるが、系の情報を調べるためにはどちらか一方を調べればよい。分極を波源（携帯電話）と見なして、 $x-y$  平面に垂直に立っていると仮定すると、TM 波について調べればよいことになる。



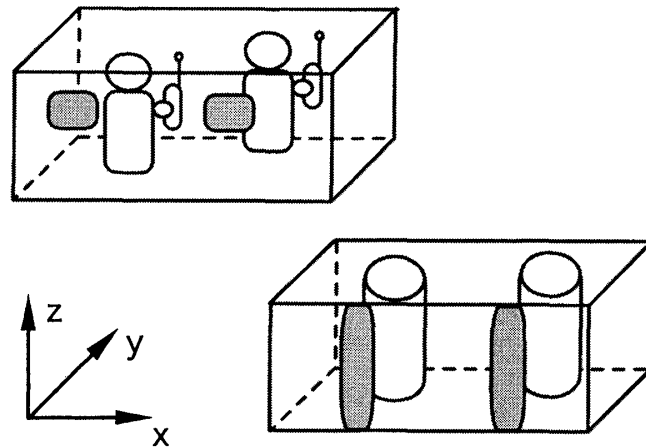


図 3.1 系を  $z$  軸に一様と見なす。人間は円柱として近似する。

TM 波 ( $E_z, H_x, H_y$ ) での Maxwell 方程式は、

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon E_z + 4\pi P_z) + \frac{4\pi}{c} \sigma E_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (3.7)$$

$$-\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\mu H_x) = \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (3.8)$$

$$-\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\mu H_y) = -\frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (3.9)$$

$$P_z = P_0 e^{-i\omega_0 t} \delta(x - x_0, y - y_0) + c.c \quad (3.10)$$

と書ける。 $x_0, y_0$  は、波源の置かれた位置である。 $E_z$  に対する波動方程式は、次のように表わせる。

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( E_z + 4\pi \frac{P_z}{\epsilon} \right) = \frac{c^2}{\epsilon\mu} \nabla_{xy}^2 E_z - 4\pi \frac{\sigma}{\epsilon} \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad (3.11)$$

ここで分極  $P_z$  は、振動数  $\omega_0$  で振動している波源（携帯電話）である。自由境界条件下における波源  $P_z$  がつくる電場に関しては解析的に解くことが可能であり、第 1 種ハンケル関数で記述できる。この解から、自由境界での波源の出力 [W] を求めることができ、数値シミュレーションの計算の確認にも有用である。その詳細については、付録 A で述べる。

## 3.2 エネルギーバランス方程式

この節では、本堂とは少し違う考え方でエネルギーバランス方程式を物理的に解釈する。本質的な結果は変わらないものの、本堂の方法では空洞内に在る吸収体（伝導体）の効果は考慮されていないが、ここで扱うエネルギーバランス方程式は、吸収体も考慮している。

先ず、開いた空洞系における本堂 [2] によってなされたエネルギーバランス方程式を 2 次元で記述する。

空洞 ( $\Omega$ ) 全体の電磁場エネルギー  $U$  の時間変化は、

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} (\epsilon \dot{\mathbf{E}} \cdot \mathbf{E} + \mu \dot{\mathbf{H}} \cdot \mathbf{H}) dx dy \quad (3.12)$$

となる。また式 (3.1) と式 (3.2) を式 (3.12) に代入し、ストークスの定理を使って体積積分 ( $\Omega$ ) を空洞境界面での表面積分 ( $\partial\Omega$ ) に変換すると、

$$\frac{\partial U}{\partial t} = - \int_{\Omega} \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} dx dy + \oint_{C \in \partial\Omega} \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} dl - \int_{\Omega} \dot{\mathbf{P}} \cdot \mathbf{E} dx dy \quad (3.13)$$

$$U = \frac{1}{8\pi} \int_{\Omega} (\epsilon \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \mu \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}) dx dy \quad (3.14)$$

を得る。但し  $\mathbf{S}[\text{W/m}]$  はポインティングベクトル

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \quad (3.15)$$

である。3次元でのポインティングベクトルの単位は  $[\text{W/m}^2]$  であるが、2次元では  $[\text{W/m}]$  になることに注意する。式 (3.13) の左辺第 1 項の  $\mathbf{j}$  は、伝導体である人体に誘導される電流密度をあらわす。また、光速は非常に大きいので、空洞内では空間的にエネルギーは一様に伝播すると見做す。すなわち平均場であるとして、 $|\mathbf{S}| = \frac{U}{\Omega} c$  と仮定する。また反射境界では、窓の大きさ  $l^*$  からエネルギーが流出して、エネルギー反射係数  $R$  で反射するとする。一般に、自由空間である媒質中に平面波が垂直に入射した時のエネルギー反射は、自由空間の屈折率を  $n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ 、媒質中の屈折率を  $n'$  とすると

$$R = \left( \frac{n - n'}{n + n'} \right)^2 \quad (3.16)$$

となる。この近似を施すと、式 (3.13) の右辺第 1 項は

$$- \int_{\Omega} \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} dx dy = - \int_{\Omega} \sigma |\mathbf{E}|^2 dx dy \cong -\sigma U \quad (3.17)$$

となる。

図 3.2 で、空洞内にある吸収体 (人間) が円であるとする、空洞内にある吸収体に電流が流れる面積は、 $a = 2\pi r \delta r$  である。 $r$  は、吸収体を円とした時の半径であり、 $\delta r$  は skin depth とする。すると有効的な伝導率は  $\sigma_{\text{effect}} = \sigma a / A$  となる。ここで  $A$  は吸収体の面積である。吸収体全体に電流が流れるわけではないので、吸収体に流れる電流密度の有効的な深さは、skin depth  $\delta r$  程度となる。

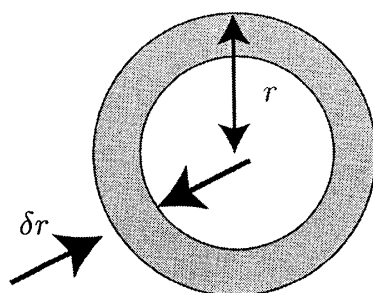


図 3.2 吸収体で伝導率が有効である面積:  $\delta r$  は skin depth,  $a = 2\pi r\delta r$ ,  $A = \pi r^2$ ,  $\sigma_{\text{effect}} = \sigma a/A$

以上の議論から、式 (3.13) の右辺第 2 項は

$$\oint_{C \in \partial\Omega} \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} dl \cong - \left( l^* c \frac{U}{\Omega} - l^* R c \frac{U}{\Omega} \right) \quad (3.18)$$

とできる。ここで  $l^*$  は窓の面積であるので、右辺第 1 項が窓からのエネルギー流出を表し、右辺第 2 項は窓からのエネルギーの反射を表している。

式 (3.13) の右辺第 3 項は、波源が一つで単位時間あたりに空洞に流れだすエネルギーが一定であると仮定すると、

$$- \int_{\Omega} \dot{\mathbf{P}} \cdot \mathbf{E} dx dy = w_r \quad (3.19)$$

となる。ここで  $w_r$  は波源一つの出力であり、 $W_r$  を系の空洞内に置かれた波源（携帯電話）の総電力 [W] とすると、波源が  $n$  個ある場合では  $W_r = n w_r$  である。

以上を整理すると、

$$\frac{dU}{dt} + \frac{\sigma a}{A} U + \frac{(1-R)l^*}{\Omega} c U = W_r \quad (3.20)$$

を得る。ここで窓による散逸係数  $\gamma_{win}$  と、伝導体による散逸係数  $\gamma_{in}$  を定義して、エネルギー密度  $u = U/\Omega$  であらわすと、

$$\frac{du}{dt} + (\gamma_{win} + \gamma_{in}) u = \frac{W_r}{\Omega} \quad (3.21)$$

$$\gamma_{win} = \frac{(1-R)l^*}{\Omega} c \quad \text{窓による散逸係数} \quad (3.22)$$

$$\gamma_{in} = \frac{\sigma a}{A} \quad \text{伝導体による散逸係数} \quad (3.23)$$

となる。また空洞の境界の長さを  $l$  として、窓の長さの空洞境界の占める割合を平均

散逸確率  $k_d$  と定義すると、窓による散逸係数は、

$$\gamma_{win} = \frac{l}{\Omega} k_d (1 - R) c \quad (3.24)$$

$$k_d = \frac{l^*}{l} \quad \text{平均散逸確率} \quad (3.25)$$

となる。

平均散逸確率は、数値シミュレーションで窓の大きさを測るパラメータとして用いる。これは、窓が空洞内で蓄積されるエネルギーに与える効果を調べる際に重要である。

以上を解くと

$$u = \frac{W_r}{\Omega} \frac{1}{\gamma_{win} + \gamma_{in}} \quad (3.26)$$

$$\langle P \rangle = uc = \frac{W_r}{\Omega} \frac{c}{\gamma_{win} + \gamma_{in}} \quad \text{平均電力密度} \quad (3.27)$$

を得る。尚、平均電力密度  $\langle P \rangle$  [W/m] は、電力密度の空間平均と定義する。

本章は、単位時間に波源が系に供給するエネルギー  $W_r$  は時間に関わらず一定であると仮定し、平均電力密度  $\langle P \rangle$  を評価した。この仮定は〈物理的に〉もっともらしい。実際に数値計算を実行してみると、平均電力密度  $\langle P \rangle$  は十分に時間が経過すると定常状態に落ち着くので、この仮定が満足されることが判る。しかし、この仮定が適合するのは、空洞が閉鎖的 ( $\gamma_{win} = 0$ ) な場合よりもむしろ開放的な場合である。次節ではこの問題を考察する。

### 3.3 規格直交系による展開を用いた解析

前節のエネルギー論的考察を波動論の立場から再考する。この節では、空洞  $\Omega$  内の電磁場のダイナミクスを、一般の空洞\*1を用いて解析的に扱う。いま空洞の境界  $\partial\Omega$  は、伝導率が無限大の完全導体であると仮定する。

空洞内に誘電媒質（吸収散乱体）が存在する場合も含めて、完全反射境界  $\partial\Omega$  で囲まれた空洞内の電磁場を考える。Maxwell 方程式を満たす固有関数を  $\psi_n(x, y)$  とすると、固有方程式は、

$$\nabla^2 \psi_n = \frac{\omega_n^2}{c^2} \psi_n \quad (3.28)$$

となる。ここで固有関数は境界条件

$$\psi_n(x, y) = 0 \quad \{(x, y) \in \partial\Omega\} \quad (3.29)$$

\*1 具体的には一辺の長さが、 $L_x, L_y$  である長方形からなる空洞を考える。

で展開される。むしろ  $\omega_n^2$  は正の実数である。誘電媒質を含まない長方形空洞 ( $L_x \times L_y$ ) の場合には  $n = (n_x, n_y)$  であるので

$$\psi_n(x, y) = C \sin\left(\frac{n_x \pi}{L_x} x\right) \sin\left(\frac{n_y \pi}{L_y} y\right) \quad (3.30)$$

となる。ここで  $C$  は規格化定数である。

空洞内の電場は固有関数で次のように展開される。

$$E(x, y, t) = \sum_{n=0}^{\infty} x_n(t) \psi_n(x, y) \quad (3.31)$$

$$\int \psi_n \psi_m dx dy = \delta_{nm} \quad \text{規格直交条件} \quad (3.32)$$

式 (3.31) で  $x_n$  を展開係数とすれば、

$$\begin{aligned} \ddot{x}_n &= -\omega_n^2 x_n \\ &- \frac{4\pi}{\epsilon} \sum_{n=0}^{\infty} \dot{x}_n \int \psi_n^*(x, y) \psi_m(x, y) \sigma(x, y) dx dy \\ &- \frac{4\pi}{\epsilon} \ddot{P}_z \int \psi_n^* \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) dx dy \end{aligned} \quad (3.33)$$

となり展開係数の方程式が導かれる。式 (3.33) の右辺第 2 項は、吸収体による減衰効果をあらわし、第 3 項は、波源による励振の効果をあらわしている。吸収の効果となる伝導率  $\sigma(x, y)$  は、場所の関数として与えられる。式 (3.33) の右辺第 2 項の対角成分 ( $n = m$ ) が減衰効果に対して支配的であるとして、対角成分のみを残す近似を行うと

$$\begin{aligned} \text{右辺第 2 項} &= \lambda_n^{in} \dot{x}_n \\ \lambda_n^{in} &= \frac{4\pi}{\epsilon} \int |\psi_n|^2 \sigma(x, y) dx dy \end{aligned} \quad (3.34)$$

となる。ここで、伝導率を平均場で置き換える。図 3.2 に示すように、吸収散乱体の面積を  $a$  とし、有効伝導率を  $A$  とする。散乱吸収体の伝導率を平均化すると、

$$\int |\psi_n|^2 \sigma(x, y) dx dy = \sigma_{human} a / A \quad (3.35)$$

となる。ここで  $\sigma_{human}$  は、吸収散乱体の伝導率 (一定) である。

以上をもとに、式 (3.33) を整理すると、

$$\ddot{x}_n = -\omega_n^2 x_n - \lambda_n^{in} \dot{x}_n - F_n(x_0, y_0) \ddot{P}_z \quad (3.36)$$

を得る。ここで  $F_n(x_0, y_0)$  は

$$F_n(x_0, y_0) = \frac{4\pi}{\epsilon} \psi_n^*(x_0, y_0) \quad (3.37)$$

である。式 (3.36) は、減衰を含む強制振動子の方程式である。系のエネルギーは、励振する場所としての波源位置  $(x_0, y_0)$  と、減衰定数  $\lambda_n^{in}$ 、波源の振動数  $\omega_0$  によって決定される。 $k$  個の波源が  $(x_k, y_k)$  に存在する場合には、強制振動する外力の項はそれぞれの  $k$  個の波源の足し合わせとなり、

$$F_n \ddot{P}_z = \sum_k \frac{4\pi}{\epsilon} \psi_n(x_k, y_k) \ddot{P}_z \quad (3.38)$$

となる。

ここで  $\ddot{P}_z = P_0 \cos(\omega_0 t)$  とすると式 (3.36) は、

$$\ddot{x}_n + \omega_n^2 x_n + \lambda_n^{in} \dot{x}_n = F(x_0, y_0) \omega_0^2 P_z \quad (3.39)$$

と整理される。以下、減衰成分  $\lambda_n^{in}$  の違いによる減衰強制振動子の解の振る舞いについて調べる。

先ず、伝導体による散逸成分が含まれる時で人間が居ない場合を考える。即ち  $\lambda_n^{in} = 0$  の状況である。式 (3.39) の解は、

$$x_n = \begin{cases} a \cos(\omega_n t + \alpha) + \frac{F(x_0, y_0)}{\omega_0^2 - \omega_n^2} \cos \omega_0 t & (\omega_n \neq \omega_0) \text{ の時} \\ a \cos(\omega_n t + \alpha) + \frac{F(x_0, y_0)}{2\omega_n} t \sin \omega_n t & (\omega_n = \omega_0) \text{ の時} \end{cases} \quad (3.40)$$

である。ここで  $\alpha, a$  は初期条件として与えられる。共鳴を起こす ( $\omega_n = \omega_0$ ) と振幅は時間  $t$  に比例して増大する。従ってエネルギー ( $\propto |x_n|^2$ ) は  $t^2$  で増大する。 $\omega_n \neq \omega_0$  では、ある振幅で振動する。この時振幅は、 $\omega_n^2 - \omega_0^2$  の値と  $F(x_0, y_0)$  の値、すなわち系の固有振動での腹を励起しているのか、節を励起しているのかで決まる。ここで、エネルギーが  $t^2$  で増大するのは出力一定の条件と矛盾する、と読者は思うかも知れない。注意すべき事は、式 (3.10) で定義されているように、波源が常に振幅  $P_0$  で振動している状況に設定されている事である。実際のアンテナ内部での電子は、携帯電話から給電された電場と空間に存在する電場が重ね合わされた電場を感じて振動する事は云うまでもない。従って、実際は共鳴が起こってもエネルギーが  $t^2$  で増大し続ける事は無い。

次に伝導体による散逸成分が含まれる時で人間が居る場合を考える。即ち  $\lambda_n^{in} \neq 0$  の場合を議論する。 $\lambda_n^{in} \neq 0$  の時の解を調べると、

$$x_n = a e^{-(\lambda_n^{in}/2)t} \cos(\omega_n' t + \alpha) + b_n \cos(\omega_0 t + \delta_n) \quad (3.41)$$

ここで

$$\omega'_n = \sqrt{\omega_n^2 - (\lambda_n^{in}/2)^2} \quad (3.42)$$

$$b_n = \frac{F_n(x_0, y_0) \omega_0^2}{\sqrt{(\omega_n^2 - \omega_0^2)^2 + \lambda_n^{in2} \omega_0^2}} \quad (3.43)$$

$$\tan \delta_n = \frac{\lambda_n^{in} \omega_0}{\omega_0^2 - \omega_n^2} \quad (3.44)$$

となる。時間無限大の極限では、式 (3.41) の第 1 項は 0 となり第 2 項だけが残るので、系はエネルギーが一定になる。また系に散逸がある時の強制振動の波源は、あたかも  $\omega_0 \pm \lambda_n^{in}/2$  の周波数帯で振動しているように見えることを示す。即ち、十分長い時間がたった後の式 (3.41) の解は、

$$x_n = b_n \cos(\omega_0 t + \delta_n) \quad (3.45)$$

となる。そして  $x_n^2$  の時間平均  $\langle x_n^2 \rangle$  をとると

$$\langle x_n^2 \rangle \begin{cases} = \frac{1}{2} b_n^2 = \frac{1}{2} \frac{F_n^2(x_0, y_0) \omega_0^4}{(\omega_n - \omega_0)^2 (\omega_n + \omega_0)^2 + \lambda_n^{in2} \omega_0^2} & (\omega_0 \not\cong \omega_n) \text{ の時} \\ \cong \frac{F(x_0, y_0)^2 \omega_0^2}{4 [(\omega_n - \omega_0)^2 + (\lambda_n^{in}/2)^2]} & (\omega_0 \cong \omega_n) \text{ の時} \end{cases} \quad (3.46)$$

となる。

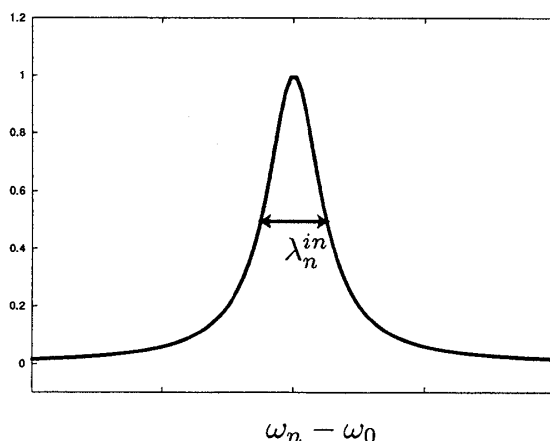


図 3.3 減衰定数がある時の見掛けの振動数、外力の振動項  $\omega_0$  が  $\pm \lambda_n^{in}/2$  の振動数の幅を持つ。

次に伝導体による散逸を含んだ時のエネルギーについて議論する。式 (3.41) の解

が、十分時間が経過して定常的になったとしよう。この時  $E_z(x, y, t)$  は、

$$\begin{aligned} E_z(x, y, t) &= \sum_n x_n(t) \psi_n(x, y) = \sum_n \psi_n(x, y) b_n \cos(\omega_0 t + \delta_n) \\ &= \frac{1}{2} \sum_n (\psi_n(x, y) e^{i\omega_0 t} e^{i\delta_n} + c.c) \\ &= E^+(x, y) e^{i\omega_0 t} + E^-(x, y) e^{-i\omega_0 t} \end{aligned} \quad (3.47)$$

となる。ここで

$$E^+(x, y) = \frac{1}{2} \sum_n \psi_n(x, y) e^{i\delta_n}, \quad E^- = (E^+)^* \quad (3.48)$$

である。磁場の成分は、

$$H(x, y) = H^+(x, y) e^{i\omega_0 t} + H^-(x, y) e^{-i\omega_0 t} \quad (3.49)$$

とする。式 (3.8) (3.9) に式 (3.49) を代入し  $\int \mathbf{H}^2 dx dy$  を計算すると、

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \mathbf{H}^2 dx dy &= \int_{\Omega} (H_x^+ H_x^- + H_y^+ H_y^-) dx dy \\ &= \frac{c^2}{\omega_0^2 \mu^2} \int_{\Omega} \left( \frac{\partial E^+}{\partial y} \frac{\partial E^-}{\partial y} + \frac{\partial E^+}{\partial x} \frac{\partial E^-}{\partial x} \right) dx dy \end{aligned} \quad (3.50)$$

となる。ここで境界  $\partial\Omega$  で  $E_z = 0$  であるので部分積分を行なうと、

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \mathbf{H}^2 dx dy &= -\frac{c^2}{\omega_0^2 \mu^2} \frac{1}{2} \int_{\Omega} \left( E^+ \frac{\partial^2 E^-}{\partial y^2} + E^+ \frac{\partial^2 E^-}{\partial x^2} + c.c \right) dx dy \\ &= -\frac{c^2}{\omega_0^2 \mu^2} \frac{1}{2} \int_{\Omega} (E^+ \nabla_{xy}^2 E^- + c.c) dx dy \end{aligned} \quad (3.51)$$

となる。ここで

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\epsilon \mu} \nabla_{xy}^2 E_z \quad (3.52)$$

から

$$\nabla_{xy}^2 E^{\pm} = -\frac{\epsilon \mu \omega_0^2}{c^2} E^{\pm} \quad (3.53)$$

となり、これを式 (3.51) へ代入すると、

$$\int_{\Omega} \mathbf{H}^2 dx dy = \int_{\Omega} \left( \frac{\epsilon}{\mu} E^{\pm 2} + c.c \right) dx dy \quad (3.54)$$

となる。すなわち

$$\frac{1}{8\pi} \int_{\Omega} \mu \mathbf{H}^2 dx dy = \frac{1}{8\pi} \int_{\Omega} \epsilon E^2 dx dy \quad (3.55)$$



となる。よってエネルギー  $U$  は、

$$U = \frac{1}{8\pi} \int_{\Omega} (\epsilon \mathbf{E}^2 + \mu \mathbf{H}^2) dx dy = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \epsilon \mathbf{E}^2 dx dy \quad (3.56)$$

となる。また式 (3.32) から

$$U = \frac{1}{4\pi} \int \epsilon \sum_n \psi_n(x, y) \psi_n^*(x, y) |b_n|^2 dr = \frac{1}{4\pi} \sum_n \epsilon |b_n|^2 \quad (3.57)$$

を得る。即ちエネルギー  $U$  は各モードの強度  $|b_n|^2$  の足し合せになる。

閉鎖系において空洞の形が決められると、共振振動数  $\omega_n$  が決まる。系に減衰がない場合は、空洞の固有振動数と波源の振動数が正確に一致しない限り、その固有モードを励起することはできない。しかし減衰項が存在すると、波源は、振動数があたかも  $\omega_0 \pm \lambda_{in}/2$  の周波数帯を励振しているように振る舞う。そのために固有振動数を正確に励起しなくても、周波数帯内に固有モードが存在すれば、固有モードを励起することができる。この時、エネルギーは時間に比例して増幅していく。一方、減衰がない時のエネルギーは時間の2乗に比例して増幅される。この点が、減衰がある時とならない時の大きな違いである。

#### 減衰定数と共鳴準位の関係

1.  $\lambda_n^{in} \ll |\omega_i - \omega_j|$  図 3.4 (a)  
 $\omega_0$  が共鳴準位周波数か否かで共鳴効果が顕著。  
 共鳴がおきると、劇的なエネルギー蓄積が生じる。
2.  $\lambda_n^{in} \gg |\omega_i - \omega_j|$  図 3.4 (b)  
 共鳴効果なし。共鳴準位は平均的に励起される。

図 3.4 (b) に示すように、減衰定数  $\lambda_n^{in}$  が大きくなると、強制振動数  $\omega_0$  が分散的になり、それぞれの共鳴準位が平等に励起される。一方で  $\lambda_n^{in}$  が小さくなると、図 3.4 (a) のように1つの共鳴準位が集中的に励起される。

以上の結論から、減衰定数（窓や人による散逸）が小さい時、系は、共鳴、非共鳴の効果が顕著にあらわれ、減衰定数が大きい時は、波源が系に供給するエネルギーは単位時間あたり一定になる。つまり減衰定数が大きい時に本堂の空洞に供給されるエネルギーの仮定に一致するのである。

ここでは、窓の効果を考慮していないが、後に続く議論で窓での減衰効果も同様に扱えることが判る。

次に、空洞の共鳴準位振動数の平均間隔  $\delta\omega = |\omega_{n+1} - \omega_n|$  を導出する。誘電体が挿入されていない単純な方形型 ( $L \times L$ ) の空洞を考える。この時の共鳴準位周波数は、

$$\omega_{nm} = ck_{nm} = \frac{c\pi}{L} \sqrt{n^2 + m^2} \quad (n \geq 0, m \geq 0) \quad (3.58)$$

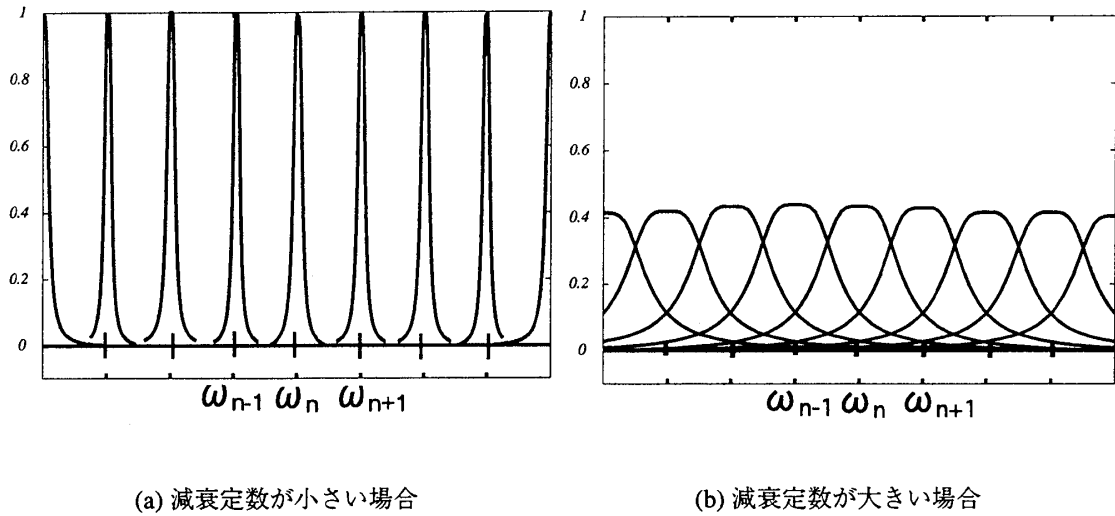


図 3.4 減衰定数を変化させたときの周波数分布の様子。(a)  $\gamma \ll |\omega_i - \omega_j|$  の時の  $|b_n|$ , 共鳴か非共鳴かが顕著になる。(b)  $\gamma \gg |\omega_i - \omega_j|$  の時の  $|b_n|$ , 単位時間あたりの供給するエネルギーが一定になる。共鳴効果なし

となる。 $\omega$  空間 ( $\omega_n, \omega_m$ ) における  $\omega$  と  $\omega + d\omega$  間に含まれる共鳴準位の数は、

$$\frac{(2\pi\omega d\omega/4) \times 2}{(c\pi/L)^2} = \frac{\omega L^2}{c^2\pi} d\omega \quad (3.59)$$

と評価できる。よって共鳴準位周波数間隔  $\delta\omega$  は、

$$\delta\omega = \frac{c^2\pi}{\omega L^2} \quad (3.60)$$

となる。すなわち空洞が大きいほど共鳴準位周波数の間隔は狭くなる。また 2 次元では共鳴準位周波数間隔は  $\delta\omega \propto \frac{c^2}{\omega L^2}$  であるが、3 次元では  $\delta\omega \propto \frac{c^3}{\omega^2 L^3}$  となる。

ここまでは、完全反射境界  $\partial\Omega$  で囲まれた空洞内で、散乱吸収体が存在する場合の議論であった。しかし実際の系では窓による散逸の効果が含まれる。そこで今までの議論に窓の効果を取り入れる。

窓の効果を数学的に扱おうとすれば固有状態の代わりに共鳴状態を用いざるを得ない。共鳴状態とは境界が存在するところでは境界条件  $(\psi_n(x, y) = 0, (x, y) \in \partial\Omega)$  を課しつつ、同時に窓からのもれによって空洞の十分遠方  $r = \sqrt{x^2 + y^2} \rightarrow \infty$  での漸近挙動が固有値方程式の漸近解の一つである進行波

$$\psi_n(x, y) = e^{k_n r} / \sqrt{r} \quad (k_n = \omega_n/c) \quad (3.61)$$

になるような固有値方程式 (3.28) を満たす解のことである。しかしこの場合、一般に固有値  $\omega_n$  は複素数  $\omega_n = \omega'_n + i\omega''_n$  になる事が知られている。固有関数の時間発展が

$$\psi_n(x, y, t) \propto e^{i\omega_n t} \psi_n(x, y)$$

になる事を考慮すれば、虚部の存在は固有振動の減衰を表し、それが窓からのもれによる寿命を表す事は自然である。共鳴状態は原子核の  $\alpha$  崩壊を数学的に記述する状態として Gamow によって初めて導入された。確かに共鳴状態は開いた空洞からの洩れも考慮した『固有状態』であるが、それは座標系を実にとる限り完全直交系を張らないのが難点である。実際、 $\omega_n$  が複素数である事を認めると進行形に取られた漸近形

$$\psi_n(x, y, t) \propto e^{i(\omega_n(t-x/c))}$$

は時間的には減衰するが  $r \rightarrow \infty$  で空間的には指数関数的に発散する。従って共鳴状態はそのままの形では、これまでに議論してきた枠組にとりこむ事はできない\*2。而しながら、窓が小さければ、共鳴状態は境界内で窓のない固有状態に殆ど一致し、 $1/\omega''_n$  はその寿命を表すと考えられるので、それを  $\lambda_n^{in}$  に繰り込んで、

$$\lambda_n^{eff} = \lambda_n^{in} + \omega''_n$$

を使えばこれまでの減衰振動子方程式 (3.39) をそのままの形で使う事ができる。

さて、〈数学的〉には解の存在は明らかにされたが、〈物理的〉には窓をどのように解釈するべきかを考えよう。

窓による寿命を考慮した空洞内の『準固有状態』の寿命  $1/\omega''_n$  は、単純な空洞の場合には次のような現象論的考察から近似的に導く事が可能である。簡単の為に空洞は長方形 ( $L_x \times L_y$ ) とし、内部に誘電媒質は存在しないとしよう。すると空洞内の固有状態は4つの波数ベクトル

$$(\pm k_{nx}, \pm k_{ny}) = (\pm \pi n_x \pi / L_x, \pm \pi n_y / L_y) \quad (3.62)$$

で表される。これは photon のビームが4境界に反射されつつ窓から洩れ出る状態と考える事ができる。窓は十分波長より長いと仮定しておく。この場合、波動は幾何光学近似が可能であるので、粒子描像 (フォトン描像) で記述できるだろう。つまり、伝搬する波動は波面にそって配列され、式 (3.62) の波数 vector で進行する粒子群で置き換えられる。

\*2 注：座標を複素数に回転させた複素回転系をとると共鳴状態は完全直交系を張る事が知られているが、ここではそのような高度な取扱いを行わない

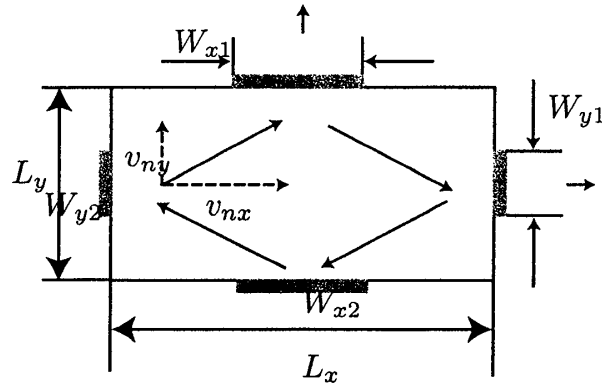


図 3.5 窓による散逸、粒子描像（フォトン描像）

速度の  $x$  成分を  $v_{nx}$ 、 $y$  成分を  $v_{ny}$  に分解して考える。 $y$  方向に往復する時間  $2L_x/v_{ny}$  の間に窓  $W_{x1}, W_{x2}$  から外に漏れるフォトン、散逸定数を  $\lambda_n^{win_y}$  とすると、

$$\lambda_n^{win_y} = \left[ \frac{W_{x1} + W_{x2}}{L_x} \right] \frac{2L_y}{v_{ny}} = \frac{W_x k_{ny}}{2L_x L_y k_n} c \quad (W_x = W_{x1} + W_{x2}) \quad (3.63)$$

である。ここで  $k_n$  は波数ベクトル

$$k_n = \sqrt{k_{nx}^2 + k_{ny}^2} \quad (3.64)$$

である。 $y$  方向も同様にして、

$$\lambda_n^{win_x} = \frac{W_y k_{nx}}{2L_x L_y k_n} c \quad (3.65)$$

となる。よって窓による散逸定数  $\lambda_n^{win}$  は、

$$\lambda_n^{win} = \lambda_n^{win_x} + \lambda_n^{win_y} = \frac{W_x k_{ny} + W_y k_{nx}}{k_n L_x L_y} \quad (3.66)$$

と考えることができる。この散逸定数  $\lambda_n^{win}$  を式 (3.39) に外挿する。式 (3.39) は振幅  $x_n$  の方程式である。一方フォトン、エネルギー流と見ることができるので、 $\lambda_n^{win}$  はエネルギーの減衰率 ( $\propto |x_n|^2$ ) である。振幅 ( $x_n$ ) の減衰率とする時は  $\lambda_n^{win}/2$  となる。よって窓のみで散逸すると考えた減衰強制振動子の式は、

$$\ddot{x}_n = -\omega_n^2 x_n - \lambda_n^{eff} \dot{x}_n + F_n(x_0, y_0) \ddot{P}_z \quad (3.67)$$

となる。ただし

$$\lambda_n^{eff} = \omega_n'' = \lambda_n^{win}/2 \quad (3.68)$$

である。

固有状態の寿命はその波数ベクトルの関数として表現でき、電車のように  $x$  方向にたくさんの窓がある系では  $y$  方向の波数ベクトルをもつ状態の  $\lambda_n^{eff}$  は大きく、 $x$  方向の波数ベクトルをもつ状態の  $\lambda_n^{eff}$  は小さい。よって波源に共鳴して励起されるモードの中で、蓄積効果が顕著なものは  $x$  方向の波数ベクトルをもつ固有状態である。いずれにせよ窓が波長より十分大きい系では、 $\lambda_n^{eff}$  を考慮したモード理論が空洞の定常波動状態を記述する最も現実的で簡便なモデルを提供するだろう。

しかし、窓が波長程度の長さをもつ場合や空洞内に人体のような誘電媒質が存在すれば、窓のない空洞系の固有状態そのものが誘電体と壁や窓のエッジによる多重散乱を考慮した『量子カオス状態』になり、上の結果は使えなくなる。このような状況は電車のような開いた空洞系では実際に現れる。この場合空洞内の定常電磁場分布を正確に知ろうとすれば、次節で述べる数値シミュレーションしか方法がないのが現状である。

この節では、直交関数系で展開する方法の立場から、波動現象の性質を含めた議論を行なった。本堂の方法は、共鳴現象が起るような波動現象特有のケースではなく、むしろ散逸的な状態でよい評価を行なえることを明らかにした。また直交関数で展開する方法に、伝導体による散逸の効果と窓の散逸の効果を取り入れた普遍的な考え方を導出した。以後の数値シミュレーションではこの考え方を元に議論をする。

### 3.4 数値シミュレーション

前節では、エネルギーバランス方程式と規格直交展開による方法を使って解析的に系の振舞いを議論した。この節では、数値シミュレーションを用いて開いた空洞における電磁場のダイナミクスを観察する。今回 Maxwell 方程式の数値シミュレーションを行う際に用いられた方法は、時間領域差分法 (FDTD 法) である。FDTD 法は、Maxwell 方程式を時間領域と空間領域の双方に対して中央差分をして解く方法である。FDTD 法の詳細なアルゴリズムについては、付録 B を参考のこと。

初めに、携帯電話 (波源) のモデルと人体 (吸収散乱体) のモデルを紹介する。携帯電話の出力は、 $0.6\text{W}^{*3}$  として、周波数は  $800\text{MHz}$  として考えた。これは日本におけるアナログ NTT 方式携帯電話を参考にした [11]。実際には 2003 年現在の携帯電話はアナログ方式からデジタル方式に移行している。また最近話題の第 3 世代携帯電話の周波数は  $2.0\text{GHz}$  帯を使用している。現実に対応するためには周波数や変調方式などを考慮しなければならないが、本研究では空洞内での電磁場の基本的な物理特性を知るために上記の単純なモデルを用いた。波源での出力は、解析解から求められた電場か

\*3 携帯電話の出力は、自由境界における単位時間あたりに放射される空間平均エネルギーとした。

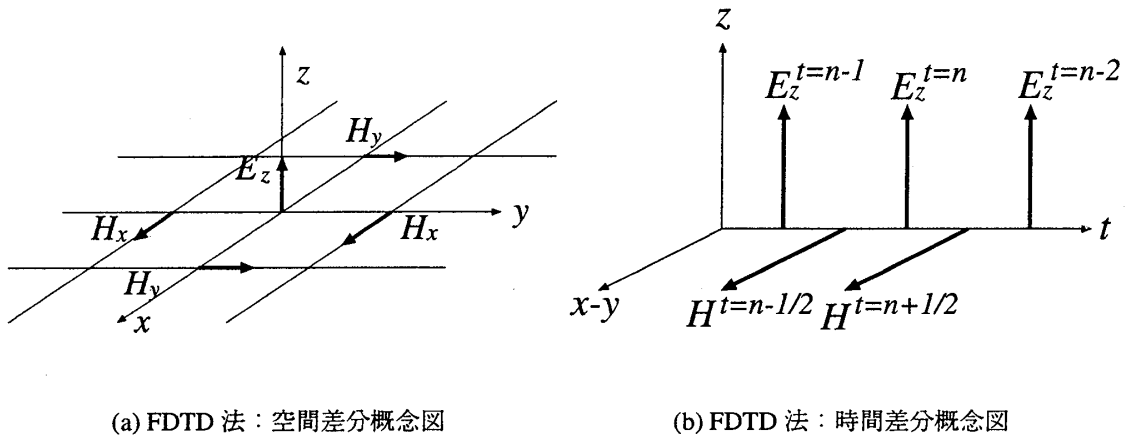


図 3.6 FDTD 法の差分概念図。(a) 空間差分の取り方。(b) 時間差分の取り方。

ら漸近形における解のポインティングベクトルを求め、半径  $r$  の円を通るエネルギー流を求めることで導出する。一つの波源による出力は

$$w_r = \oint \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} dl = \int_0^{2\pi} |\mathbf{S}| r d\theta \quad [\text{W}] \quad (3.69)$$

となる。詳細は付録 A を参照のこと。

3次元と2次元では、波源が作る輻射場の電力密度が自由境界のもとで前者の場合半径  $r^{-2}$  で減衰するのに対して、後者では  $r^{-1}$  で減衰する違いがある。しかし、上下を反射体で囲まれた電車内のような空洞内ではむしろ2次元的減衰が現実的である。

実際の電車やエレベーターを再現するためには、3次元のシミュレーションをするべきではあるが、先ず理解すべき事は空洞内での基本的な物理的特性である。3次元シミュレーションでは変数が増えたり解析法の視覚化が困難であるなど現象の本質が不明瞭になる。ここでは3次元のシミュレーションを行う前に、空洞内の上下反射方向の自由度（鉛直方向）は本質的でないとし、水平成分の電磁場分布を詳しく調べることに問題を絞り、2次元の系でのシミュレーションから空洞内の物理特性を調べることにした。

吸収散乱体のモデルとして半径 10cm の円を採用した。誘電率、伝導率は 800MHz における皮膚（乾燥時）の値を用いた [12]。比誘電率  $\epsilon_r = 41.9782$ 、伝導率  $\sigma = 0.83364$  [S/m] で与えた。また比透磁率  $\mu_r$  は 1 としている。半径 10cm の円としたのは、成人の頭の半径を想定しているからである。皮膚は高含水組織であり、マイクロ波に対するジュール損失は非常に大きい。また、周波数が上る程ジュール損失は顕著になる。皮膚、脂肪、筋肉の3層で構成されたモデルでの平面波に対するエネルギー吸収を調

べた研究によると、2450MHz では9割以上が皮膚層\*4で電磁場が吸収される [21]。この点から皮膚での電磁場の吸収が支配的であるとして、吸収散乱体の誘電率に皮膚の誘電率を採用した。人体のモデルとしては、人体を  $z$  軸を一様とした多層誘電円柱モデル（解析的に解けるモデル） [22] があり、頭部のモデルとしては、頭部各組織の電気的パラメータの差位が考慮された携帯電波の散乱吸収の数値シミュレーション [20] があるなど技巧を極めているが、ここではそのような差異は考慮しない。また前者の円柱多層モデルの半径は 11.28cm としており、今回の人体モデル（吸収散乱体）の大きさはこのような研究を参考に決定した。

平面波に対する皮膚の skin depth は、 $\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu \sigma}}$  で見積もることができ、上述の値を代入すると skin depth は 2cm 程度になり、エネルギー反射率は 0.54 程度になる。これから解かるように人体による散乱効果は決して無視できない。

ここで今後グラフや図で使用される物理量の定義をしておく。エネルギーバランス方程式との比較の際に使われる平均電力密度  $\langle P \rangle$  は、電力密度 [W/m] を空間平均した値である。

$$\langle P \rangle = \frac{c}{8\pi\Omega} \int_{\Omega} \epsilon \mathbf{E}^2 + \mu \mathbf{H}^2 dx dy \quad (3.70)$$

また系の電磁場分布を見る際に採用した物理量は、等価平面波電力密度  $P_{local}$  [W/m] と呼ばれる。

$$P_{local} = \frac{c}{8\pi} \epsilon E_z^2 \quad (3.71)$$

ある点で電場の値が求まった時、同じ強度の平面波が存在したと仮定した時の単位面積（2次元の場合は単位長さ）当たりのエネルギー流束密度として等価平面波電力密度（以下、平面波電力密度と略称）は定義される。

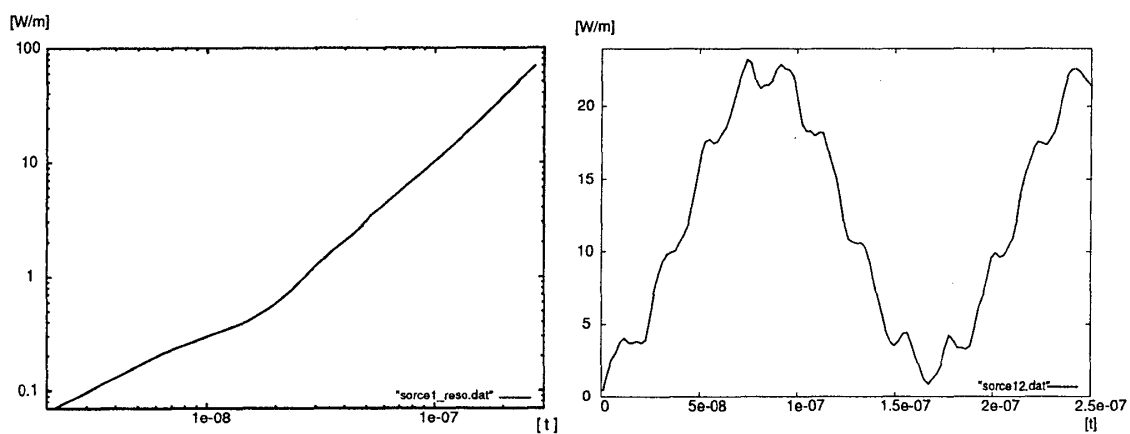
以後の電磁場分布のスナップショットでは、強度に平面波電力密度を使用している。電力密度についてグラフや表で示す値は、Gauss 単位系から MKS 単位系に変換した値であることに注意する。この変換率については付録 C を参照されたい。

### 3.4.1 空洞閉鎖系における電磁場の動的シミュレーション

この節では、完全に閉鎖された状況で、波源が系に供給するエネルギーを議論する。窓のない閉鎖空洞において波源のみが存在し吸収散乱体がない理想的な場合の数値実験を行った。閉鎖空洞は一辺が 160 cm の正方形である\*5。この時の電力密度の時間変

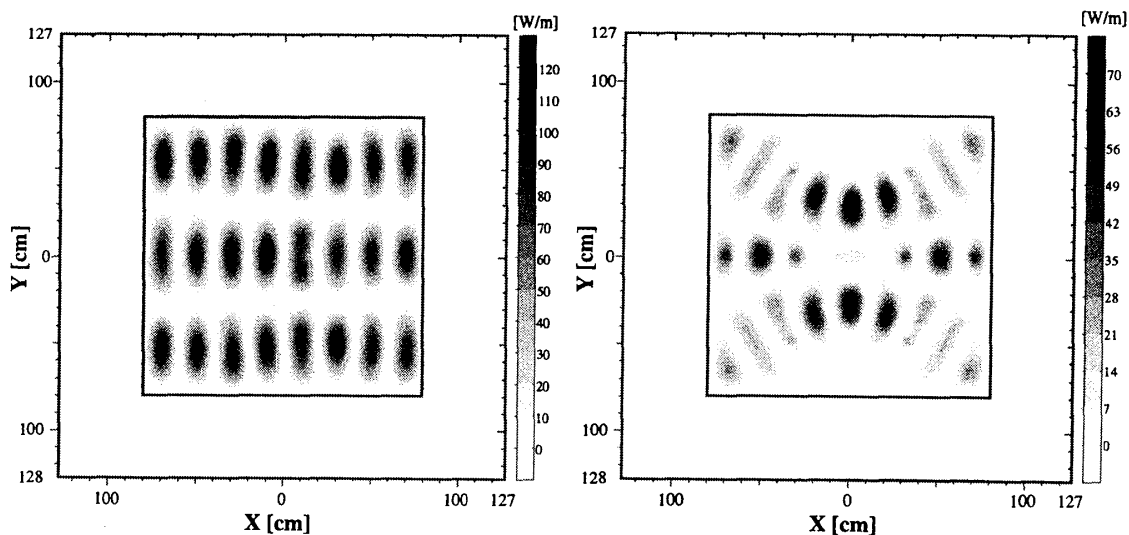
\*4 皮膚の厚さを 0.2cm, 脂肪の厚さを 3cm, 筋肉の厚さを無限の距離とした。

\*5 閉鎖空間の最適例がエレベーターであろう。因に、この長さは立命館大学ウエストウイングのエレベーターで実測したものを採用している。



(a)  $\langle P \rangle$  (準共鳴状態)

(b)  $\langle P \rangle$  (相殺共鳴状態)



(c)  $P_{local}$  (準共鳴状態)

(d)  $P_{local}$  (相殺共鳴状態)

図 3.7 波源 (出力 0.6[W], 周波数 800MHz) の位置と個数による閉鎖空間での平均電力密度の時系列 (a) (b) と電力密度分布図 (c) (d)。波源を  $(x_0, y_0) = (10, 0)$  に置き、時刻  $t = 2.76 \times 10^{-7}$  [s] で観測した平面波電力密度分布  $P_{local}$  (c)。定在波が規則正しく立っている事が読み取れる。この状態では、共鳴によるエネルギー供給により  $\langle P \rangle$  が指数関数的に増大している (a)。(d) は波源を  $(x_0, y_0) = \{(32, 0), (70, 0), (-32, 0), (-70, 0)\}$  に置き、時刻  $t = 1.38 \times 10^{-7}$  [s] で観察した平面波電力密度分布  $P_{local}$  である。複数の固有状態の重ね合わせによる相殺共鳴状態が現れている。この状態では、エネルギー供給が制限されて、時間的に振動した様子を示す (b)。



化と等価平面波電力密度の空間パターンを図 3.7 に示す。

この場合は、式 (3.33) の減衰項が 0 の時に相当する。前節の議論の通り、波源周波数が固有振動周波数に近い場合で、且つ波源の位置が固有振動の腹に在れば、その波源は固有振動を共鳴的に励起し振幅は  $t$  に比例して増大する。図 3.7 (a) に見られるように、確かにエネルギーは  $t^2$  に比例して増大し、共鳴現象が現れて  $x$  方向に 8 節  $y$  方向に 3 節の定在波が立つのが観察できる (図 3.7 (c))。図 3.7 (b) (d) では同じ周波数の波源を 4 つ  $x$  軸上に置いている。但し各々の波源は互いに打ち消しあう条件である半波長の奇数倍の距離に置かれているので、共鳴モードの腹の位置に在るにも拘わらず、このモードは励起されない。即ち、式 (3.38) で表される、式 (3.33) の波源項が上の共鳴モードに対して消えるので、励起されるのはそれ以外の非共鳴モードになる。今の場合完全な共鳴がおこるモードはないので、各固有状態の振幅は飽和し、周波数近傍の励起された固有状態の重ね合わせによる干渉パターンを伴う振動パターンに落ち着く。

纏めると、エネルギーの時間発展は  $\propto t^2$  (共鳴) もしくは  $t^0$  (非共鳴) となること分かる。他方、本堂のエネルギーバランスモデルから得られる結果は  $\gamma = 0$  の場合なので  $t^1$  で増大する。この様に散逸がない閉鎖空洞の極限は、共鳴と非共鳴の現象が明確に分離されて観察され、本堂のエネルギーバランスモデルが正しい結果を予言できなくなる典型例となっている。

式 (3.60) から共鳴準位周波数間隔を見積もると、 $\delta\omega = 1.38 \times 10^8$  程度であるので、変調の効果<sup>\*6</sup>を考慮しても、一般には共鳴は起こり難いことがわかる。

### 3.4.2 開いた空洞系における電磁場の動的シミュレーション

次に壁面に開孔 (窓) を開けた時の最も簡単な場合を計算し、窓による散逸の効果について議論する。系のサイズは、300cm  $\times$  300cm である。まずエネルギーバランス方程式 (3.27) によるエネルギー評価を行なう。図 3.8 は、散逸確率  $k_d$  をパラメータとした平均電力密度の時間発展である。エネルギーバランス方程式によって求めた平均電力密度を、表 3.1 に示す。

これは前節で議論した直交関数系による解析結果と符合する。すなわち本堂の方法は、反射境界を想定してはいるが、むしろ散逸が大きい時、すなわち窓が広がっていった極限 (自由境界条件) で数値シミュレーションと非常によい一致<sup>\*7</sup>を示すことがわかる。

また窓の効果からは、 $k_d$  が十分小さくなって  $k_d = 0.1$  になるとエネルギー散逸は極

<sup>\*6</sup> アナログ NTT 方式による占有周波数帯域幅は 12.5kHz である [11]。

<sup>\*7</sup> 図 3.8 から自由境界 ( $kd = 1.0$ ) での空洞内の平均電力密度は 0.05[W/m] 程度であると読みとれる。

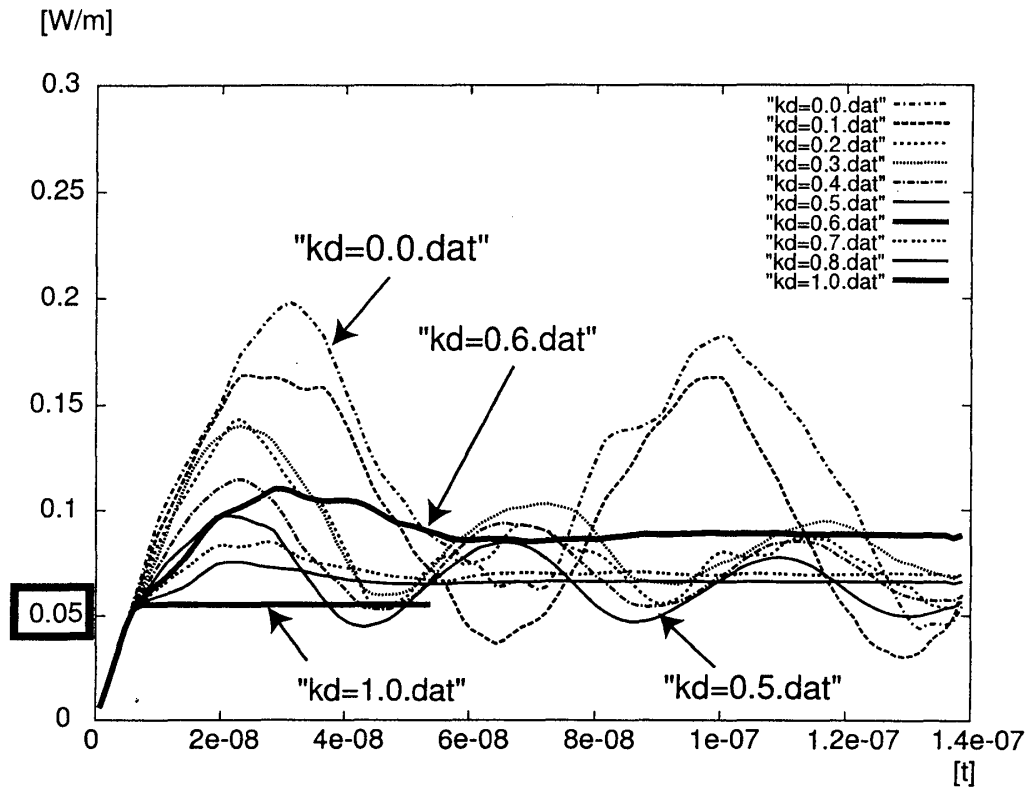


図 3.8 数値実験からもとめた平均電力密度  $\langle P \rangle$  の時間発展。平均散逸確率を変数とした。 $k_d = 0.6$  でエネルギーバランス方程式とおおよそ一致。 $k_d = 1.0$  は窓がない時。

表 3.1 平均散逸確率  $\langle P \rangle$  をパラメーターとしたエネルギーバランス方程式から導いた平均電力密度  $\langle P \rangle$  と電力密度散逸係数

平均散逸確率 $k_d$	平均電力密度 [W/m]	平均散逸確率 $k_d$	平均電力密度 [W/m]
0.1	0.50	0.6	0.083
0.2	0.25	0.7	0.071
0.3	0.17	0.8	0.063
0.4	0.13	0.9	0.056
0.5	0.10	1.0	0.050

端に少なくなる。これは窓の大きさに比べて電磁場の波長が短い場合、殆ど反射されてしまうのが原因である\*8。いま、輻射される波長を 37.5cm として、 $k_d = 0.1$  とした時の窓の大きさは 30cm である。波長の大きさに比べて窓の大きさが小さい時は、窓による散逸効果はほとんどなかった。

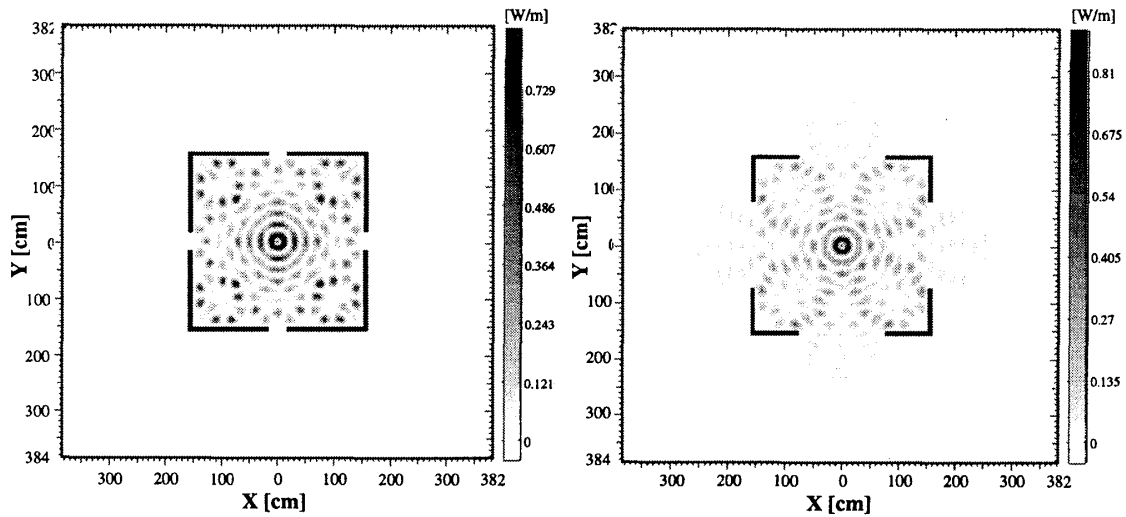
(a)  $P_{local} k_d = 0.1$ (b)  $P_{local} k_d = 0.5$ 

図 3.9 窓の大きさと平面波電力密度分布  $P_{local}$  の関係。(a) は平均散逸確率が  $k_d = 0.1$  の状況で、外部へのエネルギー流出は殆ど見られない。(b) は平均散逸確率が  $k_d = 0.5$  の状況で、エネルギー流出が確認される。

図 3.9 は、波源が  $(0,0)$  に一つ置かれた時の、式 (3.25) で定義した平均散逸確率  $k_d$ 、即ち、窓が占める境界の割合を変化させたときの電力密度分布図である。図 3.9 (a) は平均散逸確率が  $k_d = 0.1$  の状況で、外部へのエネルギー流出は殆ど見られない。図 3.9 (b) は平均散逸確率が  $k_d = 0.5$  の状況で、エネルギー流出が確認される。

これ以降、空洞内部に蓄積するエネルギー量を議論して行くが、ある典型的なエネルギーの値を基準として用いると議論しやすい。そこで、系に蓄積されたエネルギーの基準をここで定義しよう。エネルギー蓄積の比較を行う場合には、自由境界との比較を行なうのが解りやすい。本研究では平均電力密度を指標の一つとして採用している。壁がない状況 ( $k_d = 1.0$ ) でのエネルギーバランス方程式より求めた平均電力密度の値は、数値シミュレーションで求めた平均電力密度と非常によく一致を示す。そこで  $k_d = 1.0$  でのエネルギーバランス方程式から求めた平均電力密度を自由境界での平

\*8 電子レンジのドア窓に針金が埋め込まれていることを思い出すと良い。

均電力密度とする。式 (3.27) から平均電力密度  $\langle P \rangle$  は、平均散逸確率  $k_d = l^*/l$  を用いて

$$\langle P \rangle = \frac{W_r}{\Omega} \frac{c}{\gamma_{win}} = \frac{W_r}{l} \frac{1}{k_d(1-R)} \quad (3.72)$$

を得る。すなわち、空洞の一辺が 160 cm の条件では  $\langle P \rangle = 0.1[\text{W/m}]$  を、300 cm の時は  $\langle P \rangle = 0.05 [\text{W/m}]$  を、空洞に蓄積する平均電力密度の基準とする。

### 3.4.3 自由境界における電磁場のシミュレーション

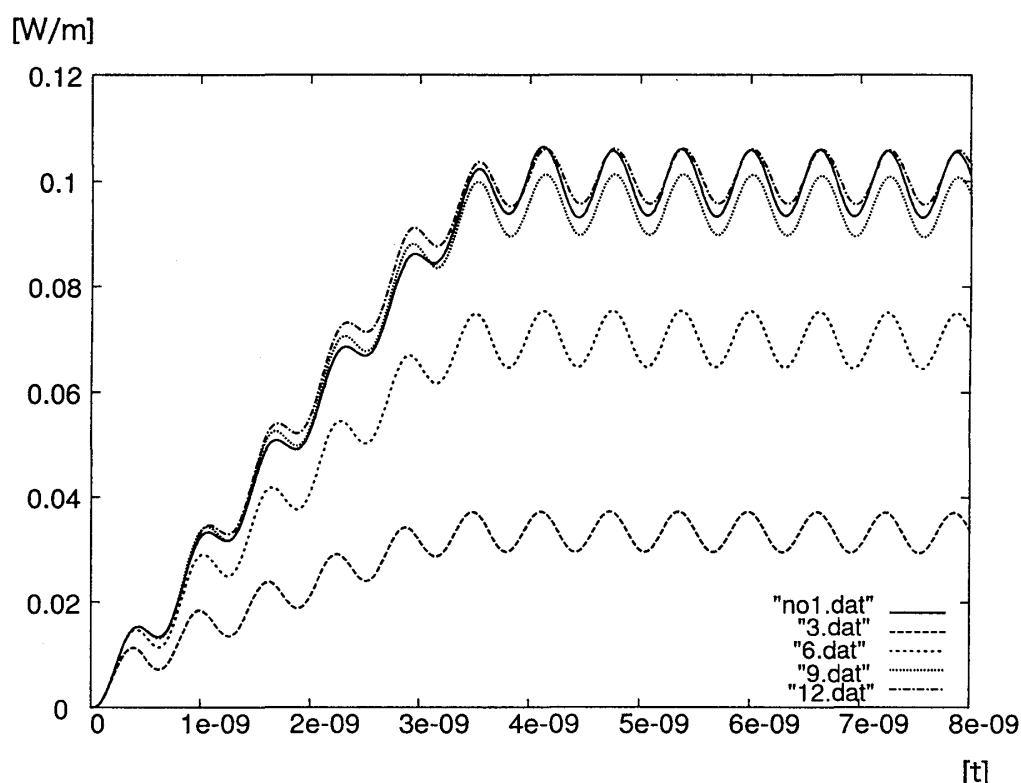


図 3.10 吸収散乱体と波源の距離（吸収散乱体なし、および距離 3cm,6cm,9cm,12cm）と平均電力密度の関係：実線は吸収散乱体なしのデータ、 $x.dat$  は吸収散乱体と波源との距離が  $x$  のデータである。波源の出力は  $0.6[\text{W}]$  周波数  $800\text{MHz}$

理想的な自由境界条件下で、孤立波源から輻射される電磁波の振る舞いは付録 A に示すように解析的な解が存在する。しかし携帯電話は必ず使用者がいて使用者自身が吸収散乱体になる。ここではまず理想的な自由境界条件を考えて、吸収散乱体が波源からの輻射にどのような影響を与えるかを計算する。

吸収散乱体と波源との距離を変化させた場合の平均電力密度の時系列を図 3.10 に示す。吸収散乱体と波源との距離をパラメーターとし、3cm, 6cm, 9cm, 12cm の場合を調

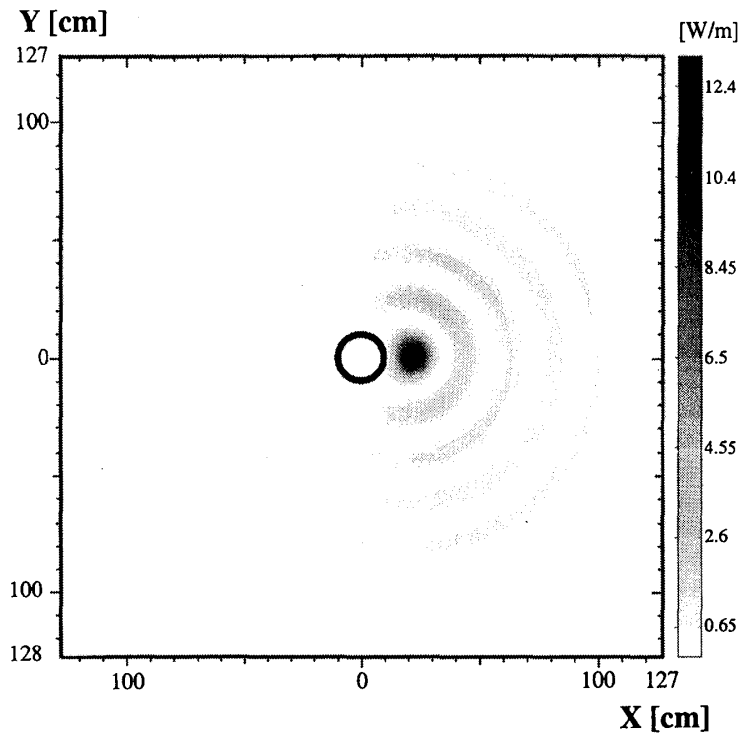


図 3.11 吸収散乱体と波源の距離が 12cm の時の電磁場の空間強度分布; 吸収散乱体の半径は 10cm で波源の位置は (22, 0)、強度には平面波電力密度をとっている。中心部の○は吸収散乱体 (人体) を示している。

べた。 $y$  軸は、平均電力密度  $\langle P \rangle$  [W/m] である。

図 3.10 は、吸収散乱体と波源の距離が十分小さい場合には吸収体によるエネルギー吸収の効果が非常に大きく、殆どの輻射が吸収される事を示している。波源背後にある吸収散乱体が離れるとこの吸収の効果は急激に小さくなり、距離が 12cm を越すと背後の吸収体による吸収はほぼ無視できるようになる。しかし図 3.11 に示されるように、12cm 程度でも吸収散乱体の散乱に関する効果は顕著であり、輻射は吸収散乱体によって反射され、吸収散乱体の背後の電磁場分布は非常に小さくなっている。つまり、輻射に方向性が現れる。

以下の節では、空洞内に波源と散乱吸収体が在る場合の数値計算を示す。吸収体を伴う波源は、携帯電話とその使用者がモデルであることはいうまでもない。このモデルは、波源 (携帯電話) のエネルギーがその使用者によって吸収されることなく空洞内に十分輻射される状況にあたる。携帯電話使用者が、おのれの出した電磁波によって他人を受動曝露させる可能性のある最悪の場合といってもよい。(使用者が携帯電話の使用によって電磁場に曝露される計算はよくされている [20]。而し、受動曝露に関する研究は殆ど無い。) そこで、以下の計算では、使用者 = 吸収散乱体と携帯電話との距離を 12cm に想定する。携帯電話と使用者との距離が 12cm 程度である状況は、使用

者がメールを送信している場合の距離にほぼ相当する。

### 3.4.4 障害物が挿入された空洞閉鎖系における電磁場の動的シミュレーション

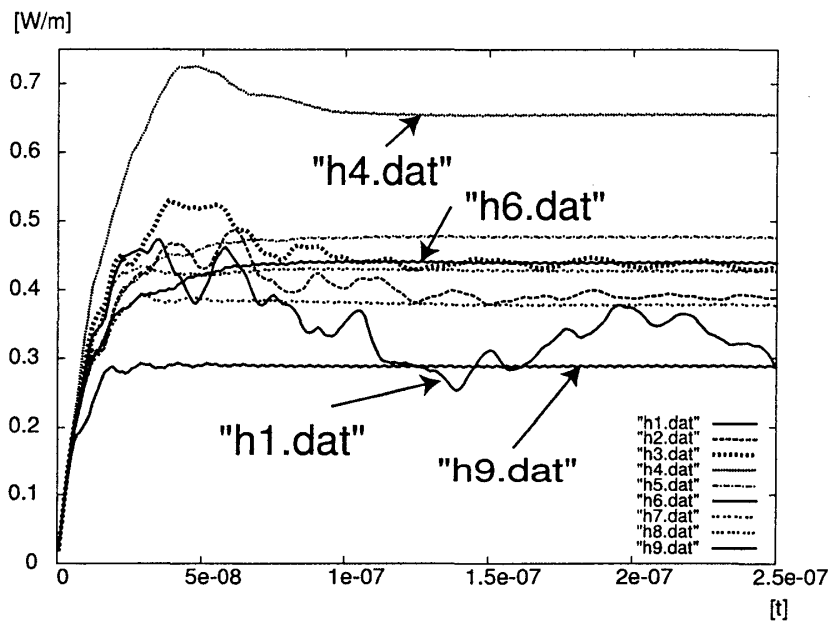


図 3.12 吸収散乱体が系に置かれた時の、平均電力密度  $\langle P \rangle$  の時間発展。波源は  $(0, -22)$  に 1 つ置かれている。吸収散乱体を 1~9 個配置している。h[1~9].dat は系内の吸収散乱の数が 1~9 個の場合のデータである。

表 3.2 吸収散乱体の数とエネルギーバランス方程式から求めた平均電力密度

吸収散乱体の 個数	平均電力密 度 [W/m]	吸収散乱体の 個数	平均電力密 度 [W/m]
1	0.47	6	0.078
2	0.24	7	0.067
3	0.16	8	0.058
4	0.11	9	0.052
5	0.09	-	-

次に、窓のない空洞内で吸収散乱体（人間）が電磁場分布に及ぼす効果について考察する。空洞の大きさは、 $160\text{cm} \times 160\text{cm}$  とした。また吸収散乱体の大きさは、半径

が 10cm の円とした。波源は  $(0, -22)$  に一つ置き、周波数 800MHz、出力 0.6 [W] である。吸収散乱体は、 $(x_0, y_0) = \{(0, 0), (60, 60), (-60, 0), (0, -60), (60, -60), (-60, 60), (0, 60), (60, 0), (-60, 60)\}$  の位置に順に追加して配置していった。原点にいる使用者（吸収散乱体  $(0, 0)$ ）が  $(0, -22)$  の位置で携帯電話（波源）を使用していて、順次受動被曝者を増やして行く状況である。

図 3.13 は、時刻  $t = 1.38 \times 10^{-7}$  での平面波電力密度を強度としたスナップショットである。図 3.12 は系の平均電力密度の時間発展である。吸収散乱体の数が少ないと吸収率が小さいので、固有周波数の寿命  $\lambda_n^{in-1}$  は長く、波源が励起できる固有状態の間に干渉が見られ、時間発展に伴い種々の振動が重ね合わされている。吸収散乱体の数が多くなると固有周波数の寿命は短くなり、振動的振る舞いは見られなくなって定常値への単純な緩和が観察される。一方平均電力密度は散乱吸収体の数が増加すると概ね増大するが、その数が増えすぎると逆に減少する傾向を示す。吸収散乱体を増やしていくと、モードパターン（直交関数  $\psi_n$  の形）が敏感に変化する。よって平均電力密度も敏感に変化する。モードパターンの変化については、図 3.13 に見られるように局在という形で現れている。

また表 3.2 と図 3.12 を比較すると、エネルギーバランス方程式による平均電力密度の方が、数値シミュレーションに比べて、オーダーとして  $10^{-1}$  程度小さい事が判る。また空間パターンは、図 3.13 から空間的に一様に分布していないことが判る。エネルギーバランス方程式では、空間的に一様な平均場として電磁場を扱ったが、実際は空間的に一様に分布しないために、エネルギーバランス方程式と数値計算は一致しない。

次に、系に蓄積されるエネルギーを議論する。自由境界での空洞の平均電力密度は、0.1[W/m] であった。表 3.2 から自由境界の 3~7 倍程度エネルギーの蓄積が起っていることがわかる。また図 3.13 から空洞内の局所的なエネルギーでは、100~400 倍になっていることが観察された。吸収散乱体を置くことで局在化を起こす傾向が観察された。

以上から、吸収散乱体を増やしていくとモードパターンが敏感に変化し、空洞に蓄積されるエネルギーも吸収散乱体に敏感に変化する結果を得た。エネルギーは、共鳴的に蓄積することもあれば、非共鳴的に振動的な振る舞いをすることもある。さらに散乱吸収体を増やしていくと、エネルギー吸収が緩和的になると、減衰効果により平均電力密度は減衰していく。しかし電磁場の局在という現象はむしろ顕著になる傾向にある。

もし人間に囲まれた中に携帯電話があると、人間が反射体となってその中で電磁場が局在することは十分考えられる。

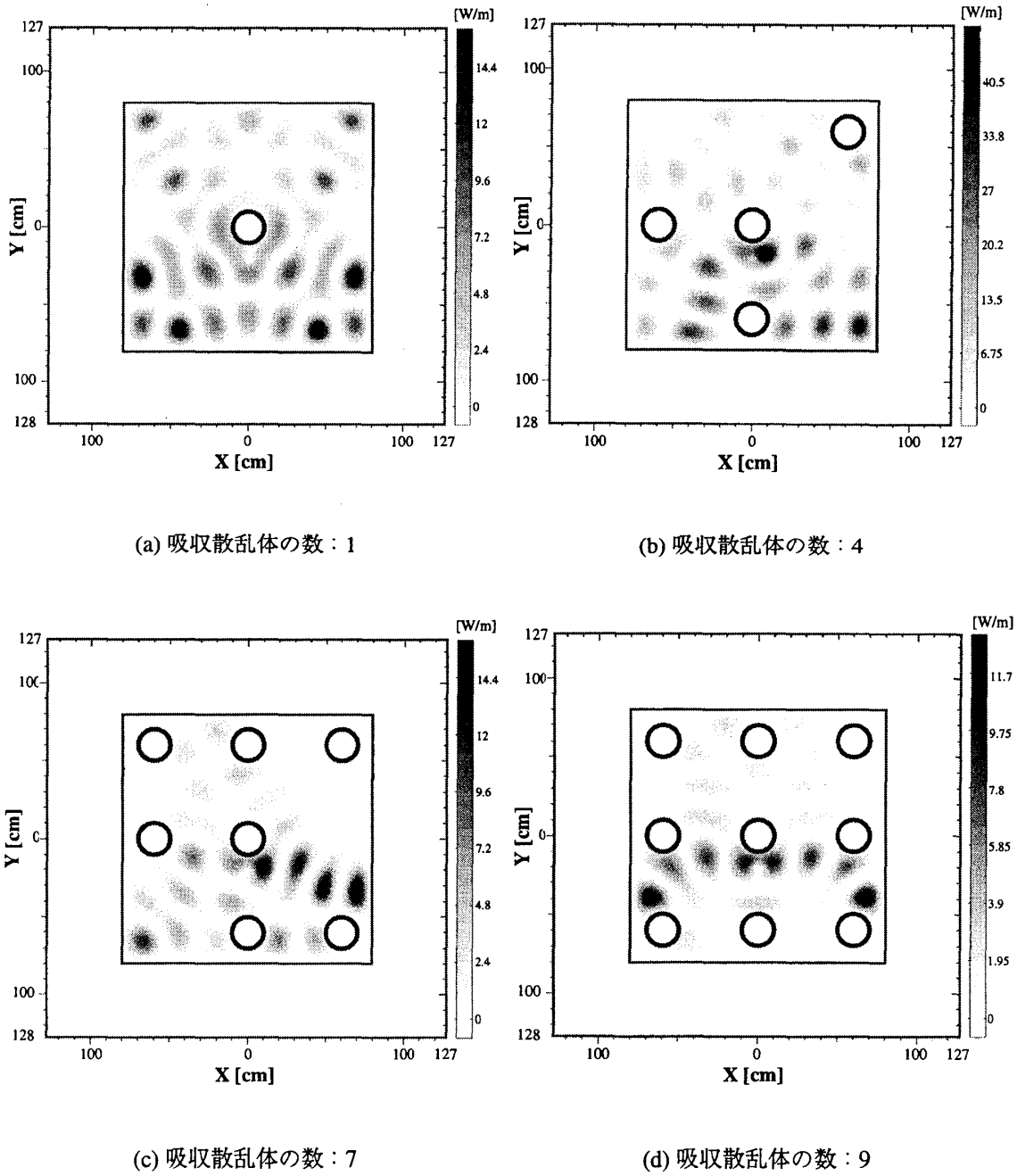


図 3.13 時刻  $t = 1.38 \times 10^{-7}$  での平面波電力密度を強度としたスナップショット。規則的に並んでいる○は吸収散乱体（人体）を示している。吸収散乱体が入ると空洞の固有共鳴状態が変化することが判る。(a) 吸収散乱体の数：1, 最大等価平面波密度 16.8 [W/m] (b) 吸収散乱体の数：4, 最大等価平面波密度 47.25 [W/m] (c) 吸収散乱体の数：7, 最大等価平面波密度 16.8 [W/m] (d) 吸収散乱体の数：9, 最大等価平面波密度 13.65 [W/m]



### 3.5 結果と今後の展望

#### 結果

本研究では、開いた空洞系における電磁場のダイナミクスについて考察した。本堂によって為されたエネルギーバランス方程式を示し、新たに直交関数系で展開する方法を導出した。最後に数値シミュレーションから観察された現象とエネルギーバランス方程式の結果とを比較した。

波源が単位時間に空洞へ供給するエネルギーは一定であるとするエネルギーバランス方程式を立てる際にした仮定は、散逸が大きい場合に適用できることを直交関数系を用いた議論から示した。すなわち空洞の窓や人間のような吸収散乱体による散逸が大きい状況である。

2次元の数値シミュレーションにより定性的に以下の結果が得られた。窓によって散逸が大きい時にエネルギーバランス方程式による見積もりと非常によく一致を見せた。

吸収散乱体を置いた空洞系での2次元シミュレーションでは、平均電力密度が自由境界と比較して、数倍に増幅されることが確認された。また局所的な値に対しては、数百倍にもなることが観察された。これらの結果は、本堂の見積もりは実際の車内よりも低い電磁波強度を示している可能性を示唆するものである。

以上の結果を基に、第2章で示したガイドラインの妥当性を議論しよう。2次元での結果なので一概に3次元に適用することはできないが、現在のガイドライン [8, 11, 14] の値は、本堂が指摘する通り、現実の使用状況を考慮していないとの結論になる。

#### 考察

本研究で提出した直交関数系による方法では、エネルギーバランス方程式より以下の点で有利である。

- 個々の波源の干渉問題として取り扱える。系の固有振動数の節か腹の何方を励起するのかわかり、空洞へ供給するエネルギーは異なることが分かる。また一つの波源が作る問題を別々に解いて、各々の解を足し合わせることで、複数の波源が作る電磁波の局在を系統的に調べることができる。空洞内での電磁場分布を調べる時、境界条件と波源の位置の問題を絞って調べ、波源の個数は後で考慮すればよい。
- 窓による散逸効果と人間による散逸効果に分けて考えることができる。窓によ

る減衰係数と吸収散乱体（人間）の固有状態  $\psi_n$  の減衰定数  $\lambda_n^{in}$  と  $\lambda_n^{win}$  を評価する事で、境界条件についてもそれぞれ別に議論することが可能である。

- 波動特有の共鳴現象の説明も可能である。エネルギーバランス方程式では、波動の性質、干渉効果や共鳴などが起きる時、つまり散逸が小さい極限での議論が行なえなかった。しかし直交関数系による方法では、波動の性質を含めた現象の説明が可能である。

本研究では、パラメーターとして窓の大きさと人間の数を選んだ。しかし人間の配置はランダムには置かなかった。エネルギーの人間の配置に対する依存性を詳細に考察する必要がある。吸収散乱体の配置した数値シミュレーションで観察された電磁場の局在化の相関関係については、物理の基本的問題としても大変興味深い。

### 今後の課題

本研究では、空洞系に蓄積されるエネルギーについての評価を行った。しかし人間が電磁場に暴露される問題を扱うのであれば、それぞれの吸収散乱体の吸収エネルギーを定量的に評価する事が必要である。

アンテナのモデル設計も改良が必要である。本研究では波源は振幅  $P_0$  で一定に振動していると設定した。つまり、アンテナ内部に在る電子が強制的に一定の振幅で振動している状況に相当する。そのため送信出力が、系の状態により  $\propto t^0 \sim t^2$  と変化した。しかし実際の携帯電話では、アンテナ内部の電場は携帯電話からの給電による電場と外場の電場が重ね合わされた状態になっている。従って、本研究の結果のように、アンテナ内部の電子が一定の振幅で振動する訳ではない。即ち、外場のフィードバックを考慮した、より現実的な携帯電話のアンテナモデルへの改良が必要である。

また数値シミュレーションは、本研究では2次元での近似モデルを取り扱ったが3次元での数値シミュレーションが望まれる。大型計算機を用いれば原理的には可能である。

そして早急な課題として、なにより電車やエレベーターにおける閉鎖空間での実験が望まれる。

本研究は、電車やエレベーター内に蓄積されるエネルギーを評価する、という問題から出発したが、単純なモデルとして計算しただけでも、予想できなかった現象がさまざまに現われた。物理の基本的な問題としては、散乱吸収体がおかれた状況で電磁場が局在化する様子に大変興味もたれる。また携帯電話の安全性の観点からは、この局在化が最悪のケースを産む可能性（ペースメーカーの誤動作等）を否定できない。実際には、さまざまな境界条件のもとで、携帯電話が使われているので、思いも

よらないケースが生まれることは否定できない。

## 第4章 議論 あとがきにかえて

この章は、本研究を進めるにあたり、筆者が感じた疑問点、感想を列挙し、その議論の場とする。物理の修士論文の範囲を超えてしまうと思うが御容赦願いたい。

本研究では、電磁場が生体または医療機器へ及ぼす影響について、物理の立場からアプローチした。まず電磁場が生命に影響を議論するにあたって、以下の概念図(図4.1)を考える。

### 「科学」の社会との関わり

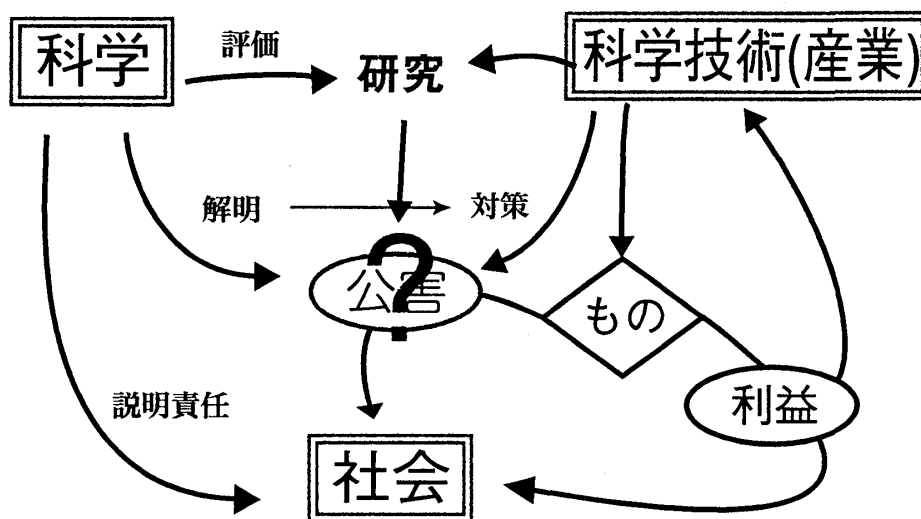


図4.1 科学、科学技術、社会と公害問題との関係, (谷川, 小林より提供)

これは物理、化学、生物などを含む科学と、工学、産業界を指す科学技術、そして社会との関係を、公害問題に焦点をあて、その立場関係を図示したものである。ここで公害に論点を絞った理由は、電磁場の生体への影響がまさに将来の公害になろうとしているために、この場で問題提起の材料として取り上げたいからである。

科学は、自然の原理を理解する学問である。一度そのメカニズムを理解したならば、それを社会に役立てようとする欲求が湧く。産業は、その原理を使用して新たな技術を産みだし、社会に提供する。逆に、産業界では現象論的、或は経験的に確立された技術であっても、その動作原理や理論が解かっていないものがあり、それを科学が解

明するケースもある。いずれにしても筆者が強調したいのは、科学と科学技術は別物であることである。科学者は、解かっている事と解かっている事と解かっている事を整理し、解かっている事を研究して理解するのが主な仕事である。従って、理解できて了った問題は速やかに歴史化されて、それ以降矛盾が出てくるまで興味の対象とされる事は殆ど無くなる。一方で、科学技術の目指すところは、実際に動くものを造るところにある。頭の中で解かっていることでも、実際に造るとなると科学とは全く別種の困難にぶつかる。その困難に打ち勝つためには兎に角実現させると云う強靱な意志が必要となるはずである。然し乍ら、困難な一つの目標に邁進していると包括的な視点を保つのが困難になるのが人の性である。歴史を省みれば明らかな様に、科学技術が我々にもたらした利益ははかり知れないが、同時に公害を発生させたりする側面も併せ持っている。ここで問題になるのは、科学と科学技術の公害問題への関わり方である。科学又は科学技術は公害問題を解決するために、その原因解明を行なう。または、公害問題になる以前に予防、対策を考える。そして社会に適切な助言、説明を行なう。ただしこれには『理想的には』という前置きが必要である。実際には政治的圧力や利害関係などが生じてこのような均衡はとれていない。

歴史的にみて、公害らしき前兆が現れた時（現在の電磁場問題もその一例）、科学的に立証することが必要であるとの主張が一般にされる。而し、ここで科学的立証がどれほど困難<sup>\*1</sup>であるのか、その一例を挙げてみる。水俣病問題は、1953年頃からその原因不明の病気として前兆が出始め、その原因究明がなされ、国による解決策が出されるまで、40年近くの歳月を必要とした。これは『国を納得させる』までの科学的・法律的立証（一部は国家のシステムの致命的な欠陥があるが）の難しさを示す一例である。公害問題は、一度発生してしまったら、その解決に莫大な時間と費用が費やされるのである。

電磁場問題でも、公害の前兆らしき現象は既に数多報告されている。世界各地の疫学調査に明確に現れているし、第2章の非熱作用でも取り上げたが、電磁波過敏症という化学物質過敏症（アレルギー）によく似た症状を訴える人々が、実際に存在する（日本では、北里大学病院がほぼ唯一その診療を行なっている）。この前兆を今真摯に受け止め、科学的な立場から行動を起こす必要があると筆者は考える。

では実際に電磁場問題を議論するにあたって、科学者達の中では電磁場問題に関してどの段階まで合意が取れているのかを述べる。筆者がこの研究を行なうにあたって、初めは学会誌や出版物、または ICNIRP が発表しているガイドラインから情報を収集した。しかし2003年5月に京都大学で開かれた「電磁波と生体への研究会」に参加して率直に感じた感想は、何を議論の礎にしたら良いかわからない、である。と云うの

---

\*1 その『困難さ』は社会が思っているほど、科学は万能ではないという点でもある。

も、学会誌や出版物では先に結論在りきで推進派と反対派に分かれているが、アカデミックな場ではそれ以前の何が解かっていて何が解かっていないのかの階層で喧喧囂囂侃侃諤諤の議論をしていたからである。研究会自体は非常に意義深いものであった事を強調しておく。また、よくよく読んでみると『科学的な文献?である筈のもの』の中にもはっきりと政治的な力が働いているものもあった。

このような資料に科学者が対面した時どのような態度を取るべきであるのか?

この様な状況下で、現段階の科学者たちの共通認識として明確であるのは、ICNIRPが規定したガイドラインが根拠にした熱作用と刺激作用について迄である。これらの作用は科学的に合意が得られている。しかし、それ以外は未だ共通の認識は得られていない。この状況を見て危険と感じるか安全と感じるかは、人それぞれだろう。

しかし、歴史的に体験した公害問題の反省から、科学的な立場からのなんらかの提言は必要とされる。それに対して、物理に携わるものとして電磁場問題にどのような態度で研究に取り組むべきであるのか? ここが筆者を一番悩ませた点であり、今なお思索中である。確かに電磁場を取り扱うことは、物理が得意とする分野だが、それが一旦電磁場が生体に及ぼす影響となると、途端に物理の分野を飛び越えてしまう。その一方で生物学の視点からすると、生物自体の取り扱いが本業だが、電磁場の扱いは不慣れである。例えば、電磁場が生物へ与える影響を調べる研究の中で、試験管やシャーレの中の細胞に電磁場を照射したつもりが、実際には細胞に照射できていなかったという研究例が多数あった。

これは物理だけでなく、科学全体によい教訓を与える例であると筆者は考える。通信手段として電磁場がこれだけ使用されているのに、科学的な実験で電磁場を細胞に照射することさえもできなかったのである。これはある特定の側面しか理解していない典型例ではないだろうか。

この様な恥ずかしい間違いが起きた要因の一つは、実験の対象が生物学分野で実験自体が物理学の領域であるという、学問の狭間にある落とし穴に嵌まったためであろう。自然は人間が想像している以上に予測不可能に振る舞うものである。やってみて漸く解かるという例は枚挙に暇がない。未だ人類は自然を理解し尽くしている訳ではない。これは現在研究が注目されている非熱作用にも当てはまる。熱や刺激だけで人体への影響が決められてしまうというのはあまりに乱暴である。

電磁気学に関しては、物理が予言し定式化したものである。産業界や技術での応用という社会貢献ばかりでなく、もう一つの社会貢献として、電磁場問題に真剣に取り組むことも課題の一つであると筆者は考える。科学は、図 4.1 の『科学的評価』と『解明』と『社会への説明責任』の3点を十分に果しているのか、今一度議論をするべき

ではないだろうか。

## 付録 A 双極子輻射の解析解

TM 波の Maxwell 方程式に於いて、波源（携帯電話）は、励振体（分極）が位置  $\mathbf{r}_0$  で、振動数  $\omega_0$  で振動していると考えた。そして自然境界において励振体がつくる電場を解析的に求める。この解は数値シミュレーションのアルゴリズムチェックを行なう上で極めて有効である。励振体を含む波動方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} - \frac{c^2}{\epsilon\mu} \nabla_{xy}^2 E_z = -4\pi \frac{\partial^2 P_z}{\partial t^2} \quad (\text{A.1})$$

$P_z$  と  $E_z$  は、

$$P_z = P_0 e^{-i\omega_0 t} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (\text{A.2})$$

$$E_z(r, t) = E_0 e^{-i\omega_0 t} + c.c \quad (\text{A.3})$$

で与えられる。 $E_z$  に関する時間の 2 回微分の項は、右辺の変化に比べれば十分緩やかである。また  $E_z$  も振動数  $\omega_0$  で振動しているので、時間変化の項は落ちて次のようになる。

$$\frac{c^2}{\epsilon\mu} \nabla^2 E_z = 4\pi\omega_0^2 P_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (\text{A.4})$$

これを極座標系に変換すると、

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial r} \right) E_0 = 4\pi\omega_0^2 P_0 \frac{\epsilon\mu}{c^2} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (\text{A.5})$$

となる。

この方程式の解は、第 1 種ハンケル関数で求められる。

$$E_0 = -i\pi\omega_0^2 P_0 H_0^{(1)}(kr) + c.c \quad (\text{A.6})$$

$$H_0^{(1)}(kr) = [J_0(kr) + iN_0(kr)] \quad (\text{A.7})$$

よって  $E(r, t)$  は

$$E(r, t) = -i\pi\omega_0^2 P_0 H_0^{(1)}(kr) e^{-i\omega_0 t} + c.c \quad (\text{A.8})$$

となる。

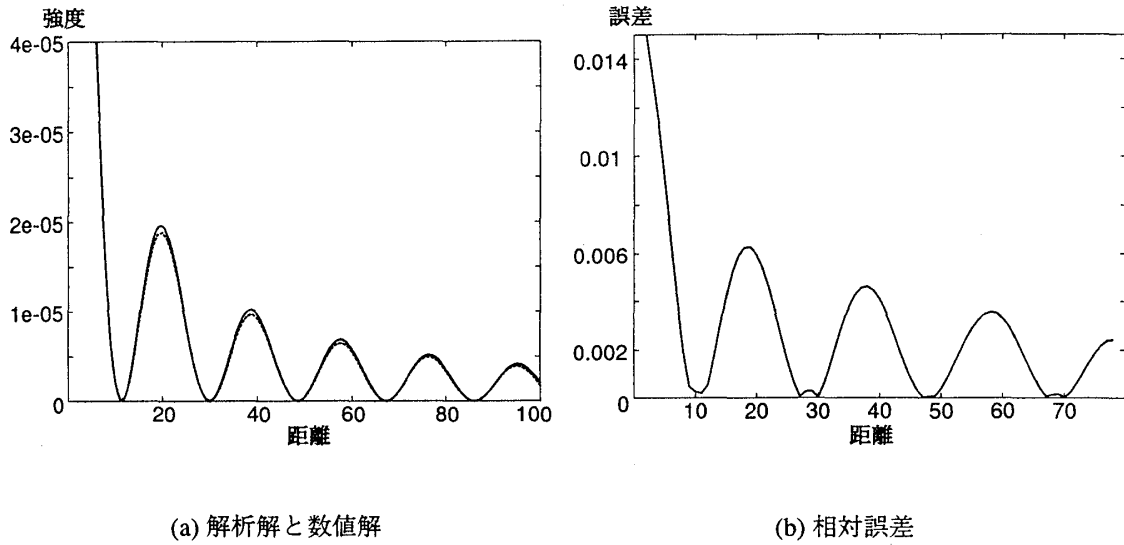


図 A.1 双極子輻射の解析解と数値解の比較。(a) は  $(0,0)$  に励振体がある。実線が解析解で破線が数値解である。(b) は、相対誤差。解析解は、A.5 から  $(0,0)$  にデルタ関数があると近似している。解析解と数値解は  $(0,0)$  近傍ではよい一致を示さないが、漸近的により一致を示す。

次にこの時に放射されるエネルギーを求めておく。 $kr \gg 1$  のベッセル関数、ノイマン関数の漸近形は、次のように書ける。

$$J_0 = \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} \cos\left(kr - \frac{\pi}{4}\right) \quad (\text{A.9})$$

$$N_0 = \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} \sin\left(kr - \frac{\pi}{4}\right) \quad (\text{A.10})$$

$kr \gg 1$  のとき電場と磁場は平面波とみなせるので、ポインティンベクトル  $\mathbf{S}$  は、

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \\ &= \frac{c}{4\pi} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} |\mathbf{E}|^2 \hat{\mathbf{r}} \\ &= \frac{c^2}{2r} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \omega_0^2 P_0^2 \hat{\mathbf{r}} \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

によって与えられる。 $\hat{\mathbf{r}}$  は、 $\mathbf{r}$  方向の単位ベクトルである。三次元におけるポインティンベクトルは、 $1/r^2$  で減衰するのに対して、二次元におけるポインティンベクトルは、 $1/r$  で減衰する。

従って、原点を中心とする半径  $r$  内のエネルギー  $U$  と半径  $r$  の球面を通過して単位時

間あたりに放射される平均エネルギー  $w_r$  [W] (携帯電話の出力) は、

$$U = \frac{1}{8\pi} \int \epsilon |E_z|^2 dx dy = \frac{c\pi\omega_0^3 P_0^2}{2} r$$

$$w_r = \oint \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} dl = \int_0^{2\pi} |S| r d\theta = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} c^2 \pi \omega_0^3 P_0^2 \quad (\text{A.12})$$

である。これらから、自由空間における波源の作る電場と、波源 (携帯電話) の出力を導出することができる。

## 付録 B Maxwell 方程式の数値解法

ここでは、TM 波における Maxwell 方程式を数値的に積分する方法を述べる。

### B.1 時間領域差分法 FDTD 法

FDTD 法は、Maxwell 方程式を時間領域と空間領域それぞれを差分化し、数値的に Maxwell 方程式を解く方法である [23]。

空間については、電場に関する格子と磁場に関する格子について、それぞれ差分化する。

$$\epsilon \frac{\partial E_z(i, j)}{\partial t} + \sigma E_z(i, j) = \frac{H_y(i + 1/2, j) - H_y(i - 1/2, j)}{\Delta x} - \frac{H_x(i, j + 1/2) - H_x(i, j - 1/2)}{\Delta y} \quad (\text{B.1})$$

次に時間についての差分化を行う。本研究で取り扱った問題で、空気中は等方的かつ非分散性の媒質であるとして、誘電率と伝導率の周波数依存は考えなかった。

$$\mathbf{E}^n = \frac{1 - \sigma\Delta t/2\epsilon}{1 + \sigma\Delta t/2\epsilon} \mathbf{E}^{n-1} + \frac{\Delta t/\epsilon}{1 + \sigma\Delta t/2\epsilon} \nabla \times \mathbf{H}^{n-\frac{1}{2}} \quad (\text{B.2})$$

$$\mathbf{H}^{n+\frac{1}{2}} = \mathbf{H}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu} \nabla \times \mathbf{E} \quad (\text{B.3})$$

上記の式は、電場を運動量、磁場を位置として考えれば、力学の運動方程式の数値解法でいう 1 次のシンプレクティック法になっている [24]。時間差分に関しては、保測変換になっている。



表 B.1 数値シミュレーションで用いたパラメーター

説明	本論文での記号	値
媒質なし (人間なし)		
空間刻み	$\Delta x$	1.0
時間刻み	$c\Delta t$	0.1
空気中の誘電率	$\epsilon$	1.0
空気中の透磁率	$\mu$	1.0
分極の振動数	$\omega_0$	$2\pi \times 800 \times 10^6$
吸収壁の厚さ	$\delta$	60. ~ 160.
光速	$c$	$2.99792458 \times 10^{10}$
吸収散乱体あり (人間あり)		
空間刻み	$\Delta x$	0.5
時間刻み	$c\Delta t$	0.05
空気中の比誘電率	$\epsilon$	1.0
空気中の比透磁率	$\mu$	1.0
吸収散乱体の比誘電率	$\epsilon_r$	41.978207
吸収散乱体の比透磁率	$\mu_r$	1.0
吸収散乱体の伝導率	$\sigma$	$0.833645 \times 2.997^2 \times 10^9$
吸収壁の厚さ	$\delta$	60. ~ 160.

波動方程式を数値積分するにあたって、幾つかの注意点がある。差分化の目安としては、波長に対して最低でも 10 分割は必要になる。また空間差分、時間差分を行う際に、差分の取り方を間違えると数値解は不安定化する。具体的には次の条件を満たさなければならない。

$$v\Delta t \leq \frac{1}{\sqrt{(1/\Delta x)^2 + (1/\Delta y)^2}} \quad (\text{B.4})$$

次に Maxwell 方程式に分極の項が含まれる時を考える。もし分極が周波数  $\omega_0$  で振動しているならば、空間に輻射される電磁場の波長に対して十分な空間差分を取らなければならない。

次に分散関係について述べる。FDTD 法は空間と時間を離散化する。それに対して

Maxwell 方程式は連続的である。離散化した時の分散関係は、

$$\omega = \frac{2v}{\Delta x} \left| \sin \left( \frac{k\Delta x}{2} \right) \right| \quad (\text{B.5})$$

となる。 $k\Delta x/2 \ll 1$  の時、 $\omega \cong vk$  となり、Maxwell 方程式の分散関係と一致する。数値計算では、この分散関係による位相誤差が生まれる。FDTD 法における位相誤差を縮小させるためのアルゴリズムとしては、Non-Standard FDTD 法が提案されている [25]。

最後に Maxwell 方程式の境界条件を考える。Maxwell 方程式を解析的に解く場合、無限遠方で 0 になる境界条件（自由境界条件）は暗黙の了解として、系に特化した境界条件を課して解いている。しかし、Maxwell 方程式を数値的に計算する場合には必然的に有限空間を考えることになる。即ち、数値計算で用意した空間の境界で、散乱波の反射を打ち消さなければならないのである。このために、その領域の回りを吸収壁で囲むことにした。吸収壁には、Perfectly Matched Layer 法を採用した [26]。この方法の考え方を述べる。電場を減衰させるのは、伝導率である。電磁場を減衰させるためには、電場を減衰させるだけでは不十分である。そこで磁場を減衰させるために人工的な物理量『導磁率』を導入する。次にインピーダンス整合を行う。反射係数を 0 にする条件を探すのである。

境界に入射角  $\theta$  で平面波が入射したとする。境界と電場と磁場が接線方向に連続であるので、

$$E_0 + E_R = E_T \quad (\text{B.6})$$

$$Z_0 E_0 \cos \theta - Z_0 E_R \cos \theta = Z_1 E_T \cos \phi \quad (\text{B.7})$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}, \quad Z_1 = \sqrt{\frac{\mu - i\sigma^*/\omega}{\epsilon - i\sigma/\omega}} \quad (\text{B.8})$$

となる。 $E_0$  は入射波、 $E_R$  は境界からの反射波、 $E_T$  は透過波である。式 (B.6) と式 (B.7) を解くと、 $Z_1 = Z_0, \theta = \phi$  となる。 $\theta = \phi$  の時、反射率が 0 の境界が作られる。

吸収壁内の Maxwell 方程式は

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma}{c} \mathbf{E} \quad (\text{B.9})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \frac{4\pi\sigma^*}{c} \mathbf{H} \quad (\text{B.10})$$

であり、インピーダンスマッチング条件は

$$\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{\mu - i\sigma^*/\omega}{\epsilon - i\sigma/\omega}} \quad \Leftrightarrow \quad \sigma^* = \frac{\mu}{\epsilon} \sigma \quad (\text{B.11})$$

今回は、動径方向に対してインピーダンスマッチング条件を課した。幅  $\delta$  の吸収壁に平面波が角度  $\theta$  で入射した時の反射係数は、

$$R(\theta) = \exp(-2(\sigma \cos \theta / \epsilon c) \delta) \quad (\text{B.12})$$

と見積もれる。吸収壁に対して垂直に進入する平面波の吸収率はよい。また吸収壁の伝導率、導磁率が滑らかに変化するほど吸収率はよくなる。吸収壁がガウス関数で変化した時の平面波に対する反射率  $R(\theta)$  を評価すると

$$R(\theta) = \exp\left(-\frac{2\sigma_{Max}\sqrt{\pi}\delta}{4\epsilon c} \cos \theta\right) \quad (\text{B.13})$$

となる。ここから  $\sigma_{Max}$  が求まるので、吸収壁の伝導率  $\sigma(r)$  が以下で決定される。

$$\sigma(r) = \sigma_{Max} \exp(-r^2/\delta) \quad (\text{B.14})$$

実際に計算に使用したパラメーターの値を参考として表 B.1 に記す。空気中での波長は、40 分割程度にした。吸収散乱体が挿入された時、吸収体（人間）内では、波長が 10 分の 1 程度に短くなる。吸収散乱体内では波長を 10 分割する程度にした。吸収壁の厚さは、マシンパワーが許す限り厚くとるのが望ましい。また調べる系から十分遠くとれば、波は平面波に近づく。よって吸収壁の場所は、出来るだけ遠いほうがよい。本研究では、系の 1 倍から 2 倍程度離れた場所に吸収壁を置いた。

## B.2 高速フーリエ変換を用いた Maxwell 方程式の解法

前節では、空間と時間を差分化して Maxwell 方程式を解く方法を紹介した。この節では、高速フーリエ変換 (FFT) を利用したマクスウェル方程式の数値積分法を紹介する。波動方程式を FFT を使用して数値積分する方法は平山によって提案された [27]。シュレディンガー方程式を FFT を用いて数値積分する際は、ハミルトニアンを保存量として積分する。しかし平山の方法には保存量が存在せず、非物理量を導入して数値積分をする方法だった。ここでは、その方法を改良し、ハミルトニアンに相当する物理量を導入した方法を提案する。

2次元の TM モード ( $E_z, H_x, H_y$ ) において、エネルギー密度  $u$  は、

$$u = \frac{1}{8\pi} \{ \epsilon E_z^2 + \mu (H_x^2 + H_y^2) \} \quad (\text{B.15})$$

と書ける。またベクトルポテンシャルを導入すると電場、磁束密度は、

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (\text{B.16})$$

$$\mathbf{E} = -\nabla A_0 - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (\text{B.17})$$

となる。 $A_0$  は、スカラーポテンシャルである。ここで  $\nabla A_0 = 0$ 、すなわちクーロンゲージであると仮定すると、エネルギー密度は、

$$u = \frac{1}{8\pi} \left\{ \frac{1}{\epsilon} D_z^2 + \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial A_z}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial A_z}{\partial y} \right)^2 \right\} \quad (\text{B.18})$$

$$B_x = -\frac{\partial A_z}{\partial y}, \quad B_y = \frac{\partial A_z}{\partial x}, \quad E_z = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t} \quad (\text{B.19})$$

となる。分極がない時の波動方程式は、電束密度  $D_z$  を変数とすると、

$$\ddot{D}_z = \frac{c^2}{\mu} \nabla^2 \frac{D_z}{\epsilon} \quad (\text{B.20})$$

となる。ここで、

$$\Phi = \begin{pmatrix} E_z \\ A_z \end{pmatrix} \quad (\text{B.21})$$

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{\epsilon} \\ \frac{1}{\mu} \nabla_{xy}^2 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.22})$$

と定義する。すると TM 波での Maxwell 方程式と等価な方程式は、

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \hat{H} \Phi \quad (\text{B.23})$$

となる。また  $\hat{H}$  は、

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{V} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \frac{1}{\mu} \nabla_{xy}^2 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{\epsilon} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.24})$$

と分解できるので、時刻  $t$  での値が  $\Phi(t)$  で、時刻  $\tau$  後の近似解は  $\Phi(t + \tau)$  とすると

$$\Phi(t + \tau) = \exp\left(\frac{\tau}{2} \hat{V}\right) \exp(\tau \hat{T}) \exp\left(\frac{\tau}{2} \hat{V}\right) \Phi(t) \quad (\text{B.25})$$

となる。ここで  $\exp$  を展開する。 $n > 2$  では  $\hat{V}^n = \hat{T}^n = 0$  となるので、

$$\exp(\tau \hat{T}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tau}{\mu} \nabla_{xy}^2 & 1 \end{pmatrix}, \quad \exp\left(\frac{\tau}{2} \hat{V}\right) = \begin{pmatrix} 1 & \frac{\tau}{2} \frac{1}{\epsilon} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.26})$$

となる。この計算の中で現れる  $\tau \nabla_{xy}^2 A_z$  は、フーリエ変換を用いて積分すると

$$\begin{aligned} \tau \nabla_{xy}^2 A_z &= \tau \nabla_{xy}^2 \int \tilde{A}_{k_x k_y} e^{-(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \\ &= \tau \int (k_x^2 + k_y^2) \tilde{A}_{k_x k_y} e^{-(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \end{aligned} \quad (\text{B.27})$$

として、フーリエ逆変換をすれば  $\tau \nabla_{xy}^2 A_z$  が求められる。数値的なフーリエ変換には、高速フーリエ変換を用いれば効率よく実行できる。この方法の問題点は、シュレディ

ンガー型では、式 (B.25) の部分が保測変換になっているが、この方法では保測変換になっていない事である。また計算領域の端でどのように減衰させるかなど、改良の余地が残される。

## 付録 C 単位系の変換率

電磁気でよく使われる物理量について国際単位系 (MKSA) からガウス単位系への変換率について表にしておく。ここで因子 3 は、光速によるもので、正確には 2.99792458 である。また代表的な電磁気の方程式、定義式について、MKSA 単位系から CGS 単位系との記述の違いを表にまとめておく。

物理量	記号	MKSA	CGS (Gauss)
エネルギー	U	1[J]	$10^7[\text{erg}]$
電場	E	1[V/m]	$\frac{1}{3} \times 10^{-4}$ [静電ボルト/cm]
磁場	H	1[A/m]	$4\pi \times 10^{-3}$ [エルステッド]
磁束密度	B	1[T]	$10^4[\text{Gauss}]$
伝導率	$\sigma$	1[S/m]	$9 \times 10^9[1/s]$

MKSA	CGS
$\epsilon = 10^7/4\pi c^2, \quad \mu = 4\pi \times 10^{-7}$	$\epsilon = 1, \quad \mu = 1$
$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$	$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$
$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$	$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$
$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$	$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$
$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$	$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{H}$
$\mathbf{u} = \frac{1}{2}(\epsilon E^2 + \mu H^2)$	$\mathbf{u} = \frac{1}{8\pi}(\epsilon E^2 + \mu H^2)$

# 謝辞

初めに、池田研介教授に感謝致します。本研究のテーマを決めるにあたり、筆者の「身の回りにある物理」をやりたいとの希望に最適なテーマを与えて下さり、また研究を進めるのにあたり御教示、御指導していただきました。

東北大学理学研究科の本堂毅助手には、この研究のきっかけとなる「物理に携わる者としての立場からの携帯電話の安全性」の先駆的指摘をうけ、また筆者が研究を進めるにあたり、物理としての電磁場問題の助言をして頂きました。そして京都大学基礎物理学研究所の村瀬雅俊助教授には、生物学者の観点から「電磁場問題」の研究に関して貴重な御教授をして頂きました。また電磁波環境研究所の荻野晃也様には、電磁場問題に関する資料の見方や環境問題としての電磁波問題など勉強不足な筆者に親切に御指導して頂いた事に御礼申し上げます。

日頃から研究に関する議論にのって頂いた、小林泰三博士、砂田哲氏、谷川宣人君ならびに池田研究室関係者みなさまに感謝致します。

最後に大学院へ行く貴重な機会を与えてくれた両親に感謝致します。

# 参考文献

- [1] 村瀬雅俊. 研究会報告『電磁波と生体への影響』. 物性研究, Vol. 82, No. 1, pp. 45–192, 2004.
- [2] T.Hondou. Rising level of public exposure to mobile phones : accumulation through additivity and reflectivity. *J.Phys. Soc. Jpn.*, Vol. 432, No. 71, pp. 432–435, 2002.
- [3] 本堂毅. マイクロ波の生体への相互作用. 物性研究, Vol. 82, No. 1, pp. 94–115, 2004.
- [4] 宇井純, 原田正純ほか. 環境ホルモン vol 3 特集 予防原則. 藤原書店, 2003. ISBN: 4894343347.

- [5] Leeper E. Wertheimer N. Electrical wiring configurations and childhood cancer. *Am J Epidemiol*, Vol. 109, pp. 273–284, 1979.
- [6] WHO. <http://www.who.int/peh-emf/>.
- [7] 兜真徳. 生活環境中電磁界による小児の健康リスク評価に関する研究 (科学技術振興調整費研究成果報告書) . Research note, 科学技術庁, 2003. <http://www.chouseiseika.com/search/info/inforesult.aspx?sendno=4>.
- [8] International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection. Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300ghz). *Health Physics*, Vol. 174, pp. 494–522, 1998.
- [9] G. Carlo and M. Schram. 携帯電話 (その電磁波は安全か) . 集英社, 2001. ISBN: 4087733548.
- [10] L. Salford, et al. Nerve cell damage in mammalian brain after exposure to microwaves from gsm mobile phones. *Environmental Health Perspectives*, Vol. 111, No. 7, p. 881, 2003.
- [11] 不要電波問題対策協議会. 携帯端末の使用に関する調査報告書. Technical report, (社) 電波産業会, 1997.
- [12] C. Gabriel. Compilation of dielectric properties of body tissues at rf and microwave frequencies. Technical report, Brooks Air Force Technical Report, 1996. <http://www.fcc.gov/fcc-bin/dielec.sh> に公開されている。
- [13] K.R. Foster and Schwan. *Dielectric Properties of Tissues.*, 1986.
- [14] 電気通信技術審議会. 電波防護指針 「電波利用における人体防護の在り方」, 諮問第 89 号. 総務省, 1997.
- [15] G. D’Inzeo, et al. Microwave effects on acetylcholine-induced channels in cultured myotubes. *Bioelectromagnetics*, Vol. 9, p. 363, 1988.
- [16] H. Kimata. Enhancement of allergic skin weal responses by microwave radiation from mobile phones with atopic eczema/dermatitis syndrome. *Int. Arch. of Allergy and Immunology*, Vol. 129, p. 348, 2002.
- [17] 宮田幹夫. 化学物質過敏症. *総合臨牀*, Vol. 48, No. 11, pp. 2510–2511, 1999.
- [18] Federal State of Salzburg and University of Vienna. *International Conference on Cell Tower Siting proceedings*, 2000. <http://www.salzburg.gv.at/themen/gs/gesundheit.htm/umweltmedizin.htm/elektrosmog.htm/celltowere.htm>  
Proceedings の一部日本語訳はガウスネット (<http://village.infoweb.ne.jp/gaussnet>) から入手できる。
- [19] D. Pomerai, et al. Non-thermal heat -shock responses to microwave. *Nature*, Vol. 405, p. 417, 2000.

- [20] O.P. Gandhi, et al. Electromagnetic absorption in the human head and neck for mobile telephones at 835 and 1900mhz. *IEEE Trans. Micro. Theory. Tech.*, Vol. 44, No. 10, pp. 1884–1896, 1996.
- [21] Tell. R.A. Microwave energy absorption in tissue (twinbrook reserch laboratory technical report). Research note, EPA, 1972.
- [22] Massoudi. H., et al. A geometrical optics and an exact solution for internal field in and energy absorption by a cylindrical model of man irradiated by an electromagnetic plane wave. *Radio sci.*, Vol. 14, No. 65, pp. 35–42, 1979.
- [23] Kane S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equation in isotropic equations in isotropic media. *IEEE Trans Antenna. Prop.*, Vol. 14, pp. 302–307, 1966.
- [24] 吉田春夫. シンプレクティック数値解法. 数理科学, Vol. 384, , 1995.
- [25] J. B. Cole. A high-accuracy fdtd algorithm to solve microwave propagation and scattering problems on a coarse grid. *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, Vol. 43, No. 9, pp. 2053–2058, 1995.
- [26] J. P. Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J. Comput Phys.*, Vol. 114, pp. 185–299, 1994.
- [27] 平山元滉. マイクロディスクレーザの非線型ダイナミクス. Master's thesis, 立命館大学, 2002.