

セシウムの時空間動態を記述するための
数理モデルの改良と予測

2017年 9月

市毛 裕之

セシウムの時空間動態を記述するための
数理モデルの改良と予測

市毛 裕之

システム情報工学研究科
筑波大学

2017年 9月

目次

第1章	はじめに	1
1.1	背景	1
1.2	研究の目的	2
第2章	大気中のCs濃度の揺らぎを考慮した長期予測モデル	4
2.1	先行研究	4
2.2	確率微分方程式による揺らぎのモデル化	5
2.3	大気中 ¹³⁷ Cs濃度の揺らぎを考慮した長期予測モデル	11
2.4	チェルノブイリ原子力発電所事故及び福島原子力発電所事故への適応	15
第3章	放射性核種移行モデル	19
3.1	下方浸透モデル	19
3.1.1	下方浸透に関する先行研究	19
3.1.2	移流分散モデルによる下方浸透モデル	20
3.2	土壌中放射性核種分布から空間線量率への換算	31
3.2.1	点状線源からの線量換算	32
3.2.2	面状線源からの線量換算	33
3.2.3	Csの深度分布からの線量換算	36
3.3	放射性核種の移行を考慮した空間線量率の長期予測	40
3.4	空間線量率の時系列データを用いたフィッティング	44
第4章	FADEを用いた土壌中Cs拡散モデルによる空間線量率の長期予測モデル	74
4.1	通常の移流分散式による下方浸透モデルの問題点	74
4.2	FADEによるCsの下方浸透モデル化	77
4.3	空間線量率の長期予測	79

第 5 章 結論	83
References	83
謝辭	90
関連業績	91

図目次

2.1	point13.0での計測データと回帰曲線の比較	5
2.2	チェルノブイリ原子力発電所事故において大気中放射性核種濃度を観測した地点. 赤い部分が汚染源である4号炉を表している.	6
2.3	point13.0での計測データと回帰曲線との対数軸上での残差	6
2.4	分散値の変化. 左図はpoint11.0について, 右図はpoint13.0について示した図	9
2.5	パワースペクトル密度. 左図はpoint11.0について, 右図はpoint13.0について示した図	10
2.6	ノイズ成分のヒストグラム. 左図はpoint11.0について, 右図はpoint13.0について示した図	10
2.7	左図はpoint13.0において観測された大気中放射性核種の濃度の時間推移. 右図はpoint13.0と同じパラメータを使用した式(2.14)の数値計算	11
2.8	point6.0(左上), point8.0(右上), point11.0(左下), point13.0(左下)の観測データと回帰曲線と標準偏差ごとの曲線	17
2.9	point21.0(左上), point60.1(右上)及び福島県南相馬地区(下)の観測データと回帰曲線と標準偏差ごとの曲線	18
3.1	観測された ^{137}Cs の深度分布1. 曲線の色分けについては, 青が1次調査, 赤が2次調査, 緑が3次調査次の結果を表している.	22
3.2	観測された ^{137}Cs の深度分布2. 曲線の色分けについては, 青が1次調査, 赤が2次調査, 緑が3次調査次の結果を表している.	23
3.3	算出された移流速度の分布	24
3.4	算出された拡散係数の分布	25

3.5	移流速度, 拡散係数の算出の際に除いた地点. 曲線の色分けについては, 青が1次調査, 赤が2次調査, 緑が3次調査次の結果を表している.	26
3.6	深度分布の指数関数を用いた推定	28
3.7	算出された緩衝深度 h の分布	29
3.8	下方浸透モデルを用いた土壤中 C_s の拡散推定結果. 曲線の色分けについては, 青が1次調査, 赤が2次調査, 緑が3次調査次の結果を表している.	30
3.9	土壤中の平面無限線源の概略図	34
3.10	^{134}Cs が存在する面の深さと観測される線量	35
3.11	^{137}Cs が存在する面の深さと観測される線量	35
3.12	厚さ dL の直方体	36
3.13	深度分布から予測される空間線量率と実測値の比較1	38
3.14	深度分布から予測される空間線量率と実測値の比較2	39
3.15	深度分布から予測される空間線量率と実測値の比較3	39
3.16	h を変化させた際の空間線量率の減衰の違い	42
3.17	k を変化させた際の空間線量率の減衰の違い	43
3.18	w を変化させた際の空間線量率の減衰の違い	43
3.19	モデルと空間線量率のフィッティング1	45
3.20	モデルと空間線量率のフィッティング2	45
3.21	モデルと空間線量率のフィッティング3	46
3.22	モデルと空間線量率のフィッティング4	46
3.23	モデルと空間線量率のフィッティング5	47
3.24	モデルと空間線量率のフィッティング6	47
3.25	モデルと空間線量率のフィッティング7	48
3.26	モデルと空間線量率のフィッティング8	48
3.27	モデルと空間線量率のフィッティング9	49
3.28	モデルと空間線量率のフィッティング10	49
3.29	モデルと空間線量率のフィッティング11	50
3.30	モデルと空間線量率のフィッティング12	50
3.31	モデルと空間線量率のフィッティング13	51

3.32	モデルと空間線量率のフィッティング 14	51
3.33	モデルと空間線量率のフィッティング 15	52
3.34	モデルと空間線量率のフィッティング 16	52
3.35	モデルと空間線量率のフィッティング 17	53
3.36	モデルと空間線量率のフィッティング 18	53
3.37	モデルと空間線量率のフィッティング 19	54
3.38	モデルと空間線量率のフィッティング 20	54
3.39	モデルと空間線量率のフィッティング 21	55
3.40	モデルと空間線量率のフィッティング 22	55
3.41	モデルと空間線量率のフィッティング 23	56
3.42	モデルと空間線量率のフィッティング 24	56
3.43	モデルと空間線量率のフィッティング 25	57
3.44	モデルと空間線量率のフィッティング 26	57
3.45	モデルと空間線量率のフィッティング 27	58
3.46	モデルと空間線量率のフィッティング 28	58
3.47	モデルと空間線量率のフィッティング 29	59
3.48	モデルと空間線量率のフィッティング 30	59
3.49	モデルと空間線量率のフィッティング 31	60
3.50	モデルと空間線量率のフィッティング 32	60
3.51	モデルと空間線量率のフィッティング 33	61
3.52	モデルと空間線量率のフィッティング 34	61
3.53	モデルと空間線量率のフィッティング 35	62
3.54	モデルと空間線量率のフィッティング 36	62
3.55	モデルと空間線量率のフィッティング 37	63
3.56	モデルと空間線量率のフィッティング 38	63
3.57	モデルと空間線量率のフィッティング 39	64
3.58	モデルと空間線量率のフィッティング 40	64
3.59	モデルと空間線量率のフィッティング 41	65
3.60	モデルと空間線量率のフィッティング 42	65
3.61	モデルと空間線量率のフィッティング 43	66

3.62	モデルと空間線量率のフィッティング 44	66
3.63	モデルと空間線量率のフィッティング 45	67
3.64	モデルと空間線量率のフィッティング 45	67
3.65	モデルと空間線量率のフィッティング 47	68
3.66	モデルと空間線量率のフィッティング 48	68
3.67	モデルと空間線量率のフィッティング 49	69
3.68	モデルと空間線量率のフィッティング 50	69
3.69	モデルと空間線量率のフィッティング 51	70
4.1	スクレーパープレートを用いて観測した ^{137}Cs の深度分布調査結果. 深い場所では ^{137}Cs 濃度にテーリングが見られる.	75
4.2	3.1.2 章で使用した移流分散式の計算結果. 観測データのようなテーリングは見られない.	75
4.3	式 (3.23) を用いた井出多目的研修センターで観測された空間線量率と, 観測データ 500 日分を使用したフィッティング	76
4.4	Levenberg-Marquardt 法を用いた空間線量率のフィッティング	80
4.5	FADE と 500 日分の観測データによる空間線量率のフィッティング	81
4.6	FADE と全観測データによる空間線量率のフィッティング	82

第1章 はじめに

1.1 背景

2011年3月11日に発生した東日本大震災により福島第一原子力発電所事故が発生し、多く放射性核種が放出され、地上に降り積もった。1986年4月に起きたチェルノブイリ原子力発電所事故は人為的ミスによる原子力発電所事故であったが [9][2], 地震などの天災による原子力発電所事故は本事例が初めてである。チェルノブイリ原子力発電所事故の際には放射性核種の持つ放射能のために環境に大きな影響を与え原子力発電所周辺の森林は枯死したマツによって”red forest”と呼ばれるようになり、人体にも白血病や遺伝子異常等の様々な影響を与えた [3][4][5]。また、チェルノブイリの事故以前にも、アメリカでのスリーマイル島原子力発電所事故 [6] や多くの被爆者を出したウラル核惨事 [7] 等が起きており、それぞれ大きな被害をもたらしている。IAEAは国際原子力事象評価尺度 (INES) を用いて、福島第一原子力発電所事故をチェルノブイリ原子力発電所事故と同レベルであるレベル7と判断し、周辺地域環境に長期的な影響が出ると発表している [8]。

本事故では ^{90}Sr , ^{133}Xe , ^{131}Sr , ^{134}Cs , ^{137}Cs 等多くの種類の放射性核種が放出されたが、その中でも特に、放出量が多く半減期の長い ^{134}Cs や ^{137}Cs は周辺地域を長期間にわたり汚染し続けると考えられている。 ^{134}Cs や ^{137}Cs は放射性崩壊する際に、ガンマ線を放出するが、このガンマ線の長期間の外部被曝により、人体にも白血病やダウン症候群等の発症のリスクが大きくなり、大気中に浮遊しているCsの吸入による内部被曝では甲状腺ガンのリスクも増加する。

これまでのチェルノブイリ原発事故等の経験から原子力発電所の事故によって放出された放射性核種は大気中を漂い大気中を拡散する一方で地表面に降り積もった放射性物質は、その後、河川等を通じて水や土壌とともに環境中を移行することが確認されている。また、その移行の仕方は、土地利用のされ方によっても異なり森林、河川、都市部、農地等によってそれぞれ詳細な観測が必要となる。例えば森林では生息する樹木の種類やその土地の土壌の種類等によって土壌への浸透の速さや、樹木による放射性核種の巻き上げの強さが異なるため、一概に森林における移行をまとめることは出来ない。そのため事故現場付近では、様々な土地利用における放射性セシウムの存在状態の調査、土壌中の放射性物質の深度分布や土壌中の移行し易さの調査、河川中の放射性物質の存在量の調査、梅雨前後の放射性物質の存在量の変化傾向の調査、森林、土壌、地下水、河川水における放射性物質の移行状況、及び樹木や土壌からの巻き上げによる放射性物質の移行状況等の様々な調査が行われている。

1.2 研究の目的

このような長期的に影響を及ぼす事故において、汚染源周辺地域のCs濃度の推移や、空間線量率の推移を予測することで、避難区域の決定や汚染の収束のための除染など事前に有効な対策をとることが可能となり、環境や人体に与えるリスクを低減することが可能となる。これまで、放射性核種の移行を予測するモデルとしてはSPEEDIのような、事故が発生した際の緊急避難を目的とした大気拡散予測モデルの開発が多くなされ、その結果数週間などの比較的短い期間における予測は可能であるとされてきた。しかし、事故から数十年後といった比較的期間の長い予測は、Csの環境中の動態を正確に予測することが困難なことから難しいとされてきた。チェルノブイリで観測された大気中の放射性核種の濃度は、上記のプロセスによって事故後初期の段階では放射性崩壊による指数減衰よりも早い減衰が確認され、その後その減衰はゆっくりと遅くなっていくことが確認されている [9]。

先行研究においては環境中のCs移行に関する主要な要因を考慮し、大気中のCs濃度長期予測モデル [10] や土壌中のCs濃度予測モデル [11] が開発されている。しかしながら、上記のモデルから被曝評価に応用を考えた際、例えば大気中の濃度予測モデルでは、Cs吸入などによる内部被曝のリスク評価に応用することが可能であるが、実際

の大気中の濃度の揺らぎは非常に大きく、平均濃度を記述するモデルでは揺らぎによるばらつきを考慮することは難しい。また、土壌中 Cs 濃度予測モデルからは濃度分布の変化を予測可能であるが、土壌中の Cs 濃度予測モデルからは空間線量率の予測まで行えないため外部被ばく評価への応用は難しい。

そのため本研究においては、第 2 章において、先行研究による大気中濃度予測モデルを用いた、Cs 濃度の揺らぎを考慮した長期予測モデルについて記述し、第 3 章では移流分散方程式を用いた土壌中予測モデルに点減衰法による空間線量率換算を付け加えた空間線量率の長期予測モデル、第 4 章では土壌中の Cs 拡散を空間フラクショナル拡散方程式を用いてモデル化したより精度の良い空間線量率予測モデルに関して記述する。

第2章 大気中のCs濃度の揺らぎを考慮した長期予測モデル

本章では大気中のCs濃度の揺らぎについて記述する。大気中の物質拡散を表わすモデルは、ガウシアン・プルームモデルをはじめとしてこれまで数多くの研究が行われてきたが、計測された大気中核種濃度は、再浮遊や雨、雪、さらに植生による取り込み等が複雑に作用し、この複雑な拡散形態のため、核種の大気中濃度には大きな揺らぎが現れる。この揺らぎによって大気中濃度は、平均濃度の数十倍の値を計測する場合もある。この時に大気と一緒にエアロゾルとなった核種を体内に吸込することによって内部被曝のリスクが大きくなるため、この揺らぎがどのような性質を持っているのか、またどのような分布をとるものなのかを予測するモデルを構築することは、人体へのリスクの把握に繋がり非常に重要と言える。

2.1 先行研究

先行研究として、観測地点における放射性核種大気濃度を10年以上の期間で予測するモデルとして以下の式が知られている.[10].

$$\frac{\partial C(x, y, z, t)}{\partial t} + \left(v_x(t) \frac{\partial}{\partial x} + v_y(t) \frac{\partial}{\partial y} + v_z(t) \frac{\partial}{\partial z} \right) C(x, y, z, t) + \lambda_{env} C(x, y, z, t) + \lambda_{decay} C(x, y, z, t) = \delta(x)\delta(y)\delta(z)\delta(t). \quad (2.1)$$

λ_{env} は環境による汚染物質を取り込みを示すパラメータで、土壌への吸着や植物による取り込み、河川・湖沼への溶解などの影響を考慮している。また λ_{env} は対象とする汚染物質の性質や対象地域の環境によって異なるパラメータである。 λ_{decay} は崩壊定数であり、単位時間あたりの放射性核種の崩壊が起こる頻度の大きさを表わす。これ

を解くことにより Cs の大気中の濃度は以下のように求まる [12][13][14].

$$\langle C(t) \rangle = A \exp(-\lambda t) t^{-\alpha}. \quad (2.2)$$

ここでパラメータ A は式の導出過程である比例定数部分をまとめた項であり, 主に観測地点に降り積もった核種の量に依存するパラメータ, すなわち初期値に依存するパラメータである. α は移流の影響や環境の取り込みの影響をまとめた項であり, 長期的な拡散挙動の特徴を決定するパラメータとなっている.

このモデルは多くのチェルノブイリでの観測データを再現できていることが確認されており, 特に汚染源である 4 号炉近傍の観測データでは再現性が高い.[13] 図 2.1 は日本原子力研究所が発行する「Environmental monitoring data around the Chernobyl nuclear power plant used in the cooperative research project between JAERI and CHESCIR(UKRAINE)」の point13.0 における大気中 ^{137}Cs 濃度データとそれに式 (2.2) を回帰曲線として対数軸上でフィッティングしたものである. 以降本研究においてもこのデータを使用している. また各観測地点では ^{137}Cs 以外にも ^{134}Cs , ^{90}Sr などの放射性核種の大気中濃度の観測も行っているが, ^{137}Cs より半減期が短い事や放出量が少ない事などの理由のため長期間のデータは少なく, 本章で対象とする核種は ^{137}Cs の大気中濃度とする.

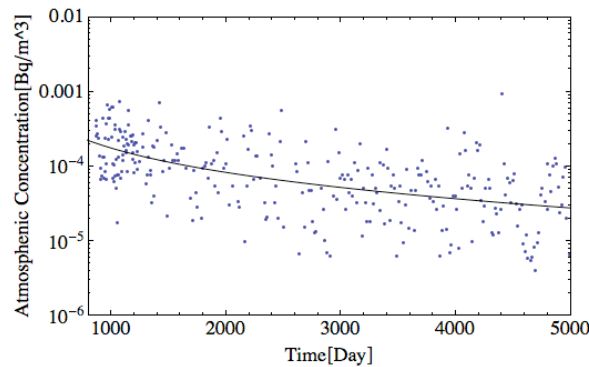


図 2.1: point13.0 での計測データと回帰曲線の比較

2.2 確率微分方程式による揺らぎのモデル化

本章ではチェルノブイリ原子力発電所事故に関する先行研究を基にした式 2.2 では表わすことの出来ない揺らぎ成分を含めた長期予測モデルの開発を行う. まず図 2.1

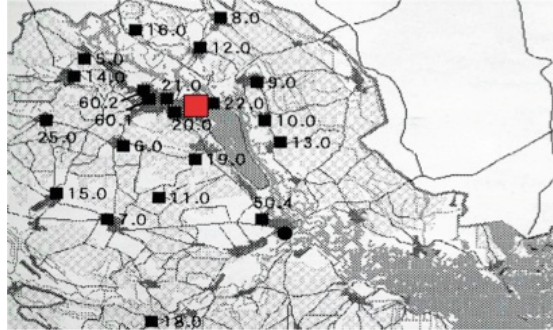


図 2.2: チェルノブイリ原子力発電所事故において大気中放射性核種濃度を観測した地点. 赤い部分が汚染源である 4 号炉を表している.

に表わされるような観測データに対して, 次のような変数 $X(t)$ を定義する.

$$X(t) = \ln C(t) - \ln(A \exp(-\lambda t)t^{-\alpha}) \quad (2.3)$$

図 2.3 は point13.0 における $X(t)$ をプロットしたものである. このグラフから $X(t) = 0$

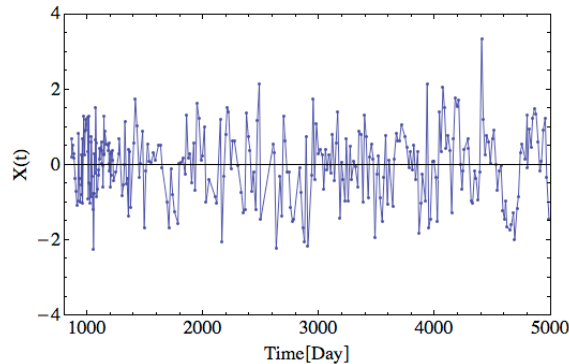


図 2.3: point13.0 での計測データと回帰曲線との対数軸上での残差

を中心として正の部分と負の部分は同じような分布になっていてさらに時間によらず定常な分布であることも分かる. $X(t)$ を, 確率微分方程式を用いてモデル化することが出来れば, 式 (2.3) を用いて大気中の ^{137}Cs 濃度の揺らぎを表わすモデル式を導出することができる. そこで図 2.3 に示される $X(t)$ を以下の式で表わされるオルンシュタイン・ウーレンベック過程でモデル化が可能か検討する.

$$dX(t) = -\beta X dt + \sigma dW(t). \quad (2.4)$$

ここで β, σ は定数とする. $X(t)$ が上式によりモデル化できている事を確認するためには, $X(t)$ の増分 $dX(t)$ から $-\beta X dt$ を差し引いた際に残った値がウィーナー過程の増分となり, 定常独立性及び正規分布に従っていることが必要となる. そのためにまず β や σ の値を以下のように推定した. β の推定には式 (2.4) の解析解を用いた. 式 (2.4) を解くと解は次の式 (2.5) のようになる.

$$X(t) = e^{-\beta t} \left(X_0 + \sigma \int_0^t e^{\beta s} dW(s) \right). \quad (2.5)$$

但し X_0 は初期値とする. また実際の $X(t)$ は計測された濃度 $C(t)$ を変数変換したもので, 連続な値を持つ関数ではなく離散データである. これらのデータを $X_0(t_0), X_1(t_1), X_2(t_2) \dots X_i(t_i) \dots X_N(t_N)$ とおくとウィーナー過程のマルコフ性からこれらを任意に初期値として使っても差し支えなく式 (2.5) はこれらの値を使って次のように表現することも出来る.

$$X_{i+1}(t_{i+1}) = e^{-\beta(t_{i+1}-t_i)} X_i(t_i) + \sigma e^{-\beta(t_{i+1}-t_i)} \int_0^{t_{i+1}-t_i} e^{\beta s} dW(s). \quad (2.6)$$

これは t_i を初期値, すなわち値を 0 として代入し $t_{i+1} - t_i$ を t として置き換えれば式 (2.6) は式 (2.5) と等しくなることを意味する. この式に実際の離散データを当てはめることで, 式を満たす β の値を算出することが出来る. ここで式 (2.6) の右辺第 2 項は以下のように扱う. 式 (2.6) の右辺第 2 項を A とおき積分形式ではなく級数の形に直すことを考える. まず, 0 から $t_{i+1} - t_i$ までを K 分割し, これの j 番目を t^j と表記すると A は次のようになる.

$$\sigma e^{-\beta(t_{i+1}-t_i)} \int_0^{t_{i+1}-t_i} e^{\beta s} dW(s) = A = \sigma e^{-\beta(t_{i+1}-t_i)} \sum_{j=0}^K e^{\beta t^j} (B(t^{j+1}) - B(t^j)). \quad (2.7)$$

式 (2.7) の右辺はウィーナー過程の増分を使った級数の形をしているため, 一つ一つの項は正規分布に従っている. このため, その和である右辺全体は正規分布に従う確率変数と考えることが出来る. この確率変数の平均は 0 となるが分散については次のように計算できる [16].

$$\begin{aligned} V[A] &= E[A^2] - (E[A])^2 \\ &= E[A^2] - 0 \\ &= \sigma^2 e^{-2\beta(t_{i+1}-t_i)} \end{aligned}$$

$$E \left[\sum_{j=0}^K e^{2\beta t^j} (B(t^{j+1}) - B(t^j))^2 \right]. \quad (2.8)$$

ここで $E[(B(t^{j+1}) - B(t^j))^2] = t^{j+1} - t^j$ とすることが出来るので式 (2.8) は次のようになる.

$$\begin{aligned} V[A] &= \sigma^2 e^{-2\beta(t_{i+1}-t_i)} \sum_{j=0}^K e^{2\beta t^j} (t^{j+1} - t^j) \\ &= \sigma^2 e^{-2\beta(t_{i+1}-t_i)} \int_0^{t_{i+1}-t_i} e^{2\beta t} dt. \end{aligned} \quad (2.9)$$

よって $V[A]$ は式 (2.9) を解くことで求まりその値は

$$V[A] = \frac{\sigma^2 (1 - e^{-2\beta(t_{i+1}-t_i)})}{2\beta} \quad (2.10)$$

となる. それぞれの $V[A]$ は $t_{i+1} - t_i$ によってのみ値を変える. これは計測から次の計測まで時間が経てば経つ程得られるデータのばらつきが大きくなることを意味する. ここでこのばらつきを一定にするために式 (2.6) の両辺を $\sqrt{1 - e^{-2\beta(t_{i+1}-t_i)}}$ で割り, 整理すると以下の形になる.

$$\begin{aligned} &\frac{X_{i+1}(t_{i+1}) - e^{-\beta(t_{i+1}-t_i)} X_i(t_i)}{\sqrt{1 - e^{-2\beta(t_{i+1}-t_i)}}} \\ &= \frac{\sigma e^{-\beta(t_{i+1}-t_i)} \int_0^{t_{i+1}-t_i} e^{\beta s} dW(s)}{\sqrt{1 - e^{-2\beta(t_{i+1}-t_i)}}}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

式 (2.11) の右辺は平均 0, 分散 $\frac{\sigma^2}{2\beta}$ の正規分布に従う確率変数である. 左辺は β 以外は全て既知の値である. よって次の等式を満たすものを β の値とする. 但し計算の結果をより正確にするため X_i が負の値をとる時には全体に -1 を掛けている.

$$\sum_{i=1}^N \frac{X_{i+1}(t_{i+1}) - e^{-\beta(t_{i+1}-t_i)} X_i(t_i)}{\sqrt{1 - e^{-2\beta(t_{i+1}-t_i)}}} \operatorname{sgn} X_i(t_i) = 0. \quad (2.12)$$

σ の推定でもより厳密な検討をするため式 (2.4) ではなく解析解 (2.5) を使用する. 式 (2.5) は式 (2.11) まで式変形することが出来, 右辺は平均 0, 分散 $\frac{\sigma^2}{2\beta}$ の正規分布に従う確率変数である. 左辺に先程求めた β の値を代入すればすべて既知の値となるためこれを代入した次の等式を満たすものを σ の値とする.

$$\sum_{i=1}^N \left(\frac{X_{i+1}(t_{i+1}) - e^{-\beta(t_{i+1}-t_i)} X_i(t_i)}{\sqrt{1 - e^{-2\beta(t_{i+1}-t_i)}}} \right)^2 = \frac{\sigma^2}{2\beta}. \quad (2.13)$$

上述したように式 (2.4) によって $X(t)$ を表せる場合, 式中のウィーナー過程を表わす項が定常独立増分で正規分布に従っていなければならない. 式 (2.4) を解いて整理した形である式 (2.11) の左辺が今回の式中でのウィーナー過程にあたり, この部分が定常であり, 値は時間によらないことを確認するため, 分散の変化を調べた. 以下に分散の変化をまとめた図を載せる.

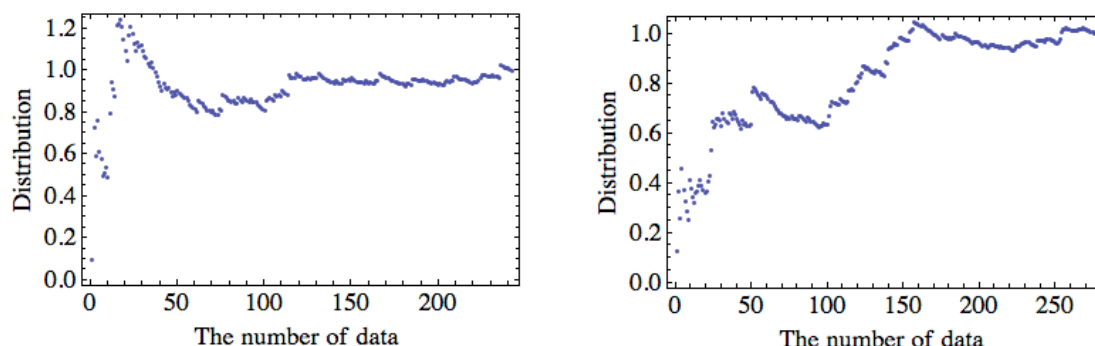


図 2.4: 分散値の変化. 左図は point11.0 について, 右図は point13.0 について示した図

この図からデータ数の少ない最初の方は大きく分散の値が変わるがその後は若干変化はあるものの大きな変化はないものとして定常性を確認することが出来る.

独立性を調べる際には式 (2.11) の左辺のパワースペクトルを調べることにより行った. 非常に不規則で独立したノイズの場合そのパワースペクトルは全ての周波数成分の強さが同じであるホワイトノイズとなる. 従ってスペクトル解析で得られた結果がホワイトノイズに十分近似できれば独立性を確認できたことになる. また, スペクトル解析をする際, 通常は離散フーリエ変換を使用するのだが, 今回の解析の場合データの計測が一定間隔で行われているものでなく計測間隔がばらばらで離散フーリエ変換が使用できなかったためピリオドグラム [17] を用いた. この手法によって不等間隔で計測されたデータのパワースペクトルを求めることが出来るようになる. 図 2.5 にスペクトル解析後の図を載せる. 横軸は理解しやすいよう周波数ではなく周期とした.

図からは他の周期に比べ, 年周期が強くなることがわかるが, その他に特に強い周波数成分は見られず, どの周波数成分もおおよそ同じ強さであることから, パワースペクトルはホワイトノイズと近似することが出来ることが確認できる. このことから式

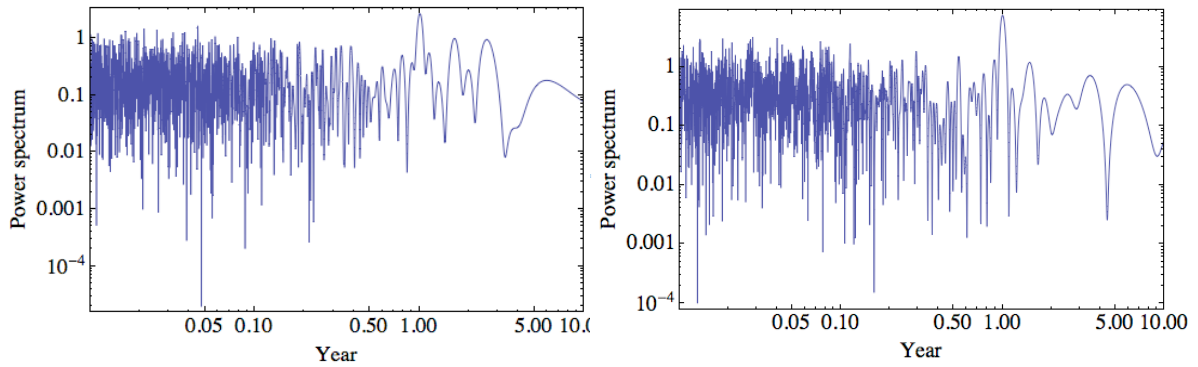


図 2.5: パワースペクトル密度. 左図は point11.0 について, 右図は point13.0 について示した図

(2.11) から得られる値は独立性を持つと考えることが出来る. 最後に式 (2.11) を計算して得られた値の分布について調べた. 左辺は平均 0, 分散 $\frac{\sigma^2}{2\beta}$ の正規分布に従うので簡単にするため式 (2.11) の両辺を $\sqrt{\frac{\sigma^2}{2\beta}}$ で割って分散を 1 にした左辺のヒストグラムと平均 0, 分散 1 の正規分布の累積密度関数を比較した. 以下その図を載せる.

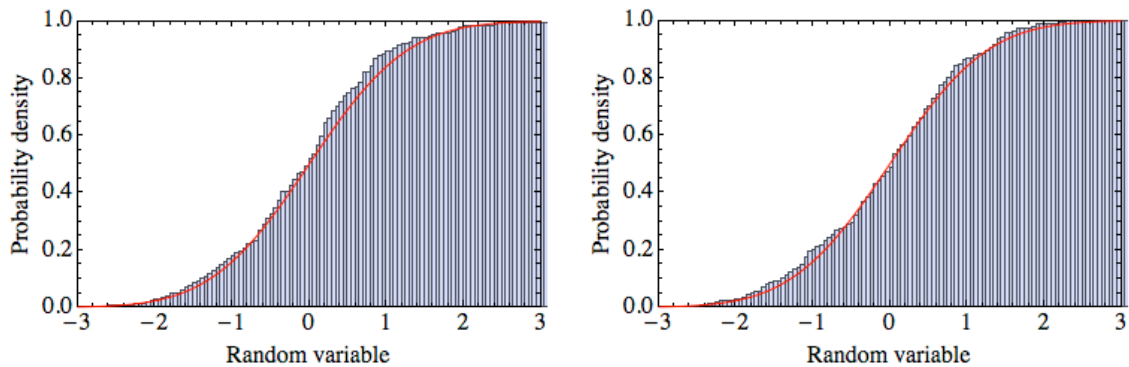


図 2.6: ノイズ成分のヒストグラム. 左図は point11.0 について, 右図は point13.0 について示した図

赤い実線が平均 0 分散 1 の正規分布の累積密度関数を表しており, 青いグラフがヒストグラムを表している.

この図から分布は正規分布に従っていることがわかる. 以上より式 (2.11) はウィーナー過程の性質を満たしており, $X(t)$ は式 (2.4) で表わされるオルンシュタイン・ウーレンベック過程とみなす事ができる. これを用いて, 次の節から大気中の ^{137}Cs の揺らぎを

考慮した長期予測モデルを検討する.

2.3 大気中 ^{137}Cs 濃度の揺らぎを考慮した長期予測モデル

上述したように濃度 $C(t)$ を式 (2.3) によって変数変換したものが式 (2.4) となることから, 揺らぎ付き大気中 ^{137}Cs 濃度の解析解は以下のようになる.

$$C(t) = A e^{-\lambda t} t^{-\alpha} e^{e^{-\beta t} \left(X_0 + \sigma \int_0^t e^{\beta s} dW(s) \right)} \quad (2.14)$$

$$X_0 = \ln C(t_0) - \ln(A \exp(-\lambda t_0) t_0^{-\alpha}) \quad (2.15)$$

t_0 は最初の計測時の原子力発電所事故からの経過日数とする. また, 次に式 (2.14) を数値計算した揺らぎ付きの核種の濃度のシミュレーションと実際のデータと比較した図を以下に載せる. 計算の際に $\int_0^t e^{\beta s} dW(s)$ の部分は平均 0, 分散 $\frac{e^{2\beta t} - 1}{2\beta}$ の正規分布に従う乱数として出力した. また使用するパラメー β, σ は point13 と同じ値を使用した.

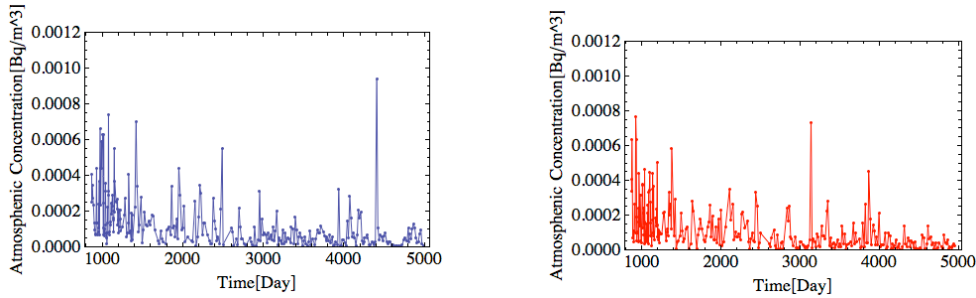


図 2.7: 左図は point13.0 において観測された大気中放射性核種の濃度の時間推移. 右図は point13.0 と同じパラメータを使用した式 (2.14) の数値計算

図から観測されたデータと同じような分布の揺らぎを再現されていることがわかる. しかしこのシミュレーションには乱数を使用しているため計算ごとに違った値になることや詳しい分布を知ることが難しいため式 (2.14) や式 (2.4) から厳密に揺らぎの分布を求めることを考える. 揺らぎの分布を求めるためにフォッカー・プランク方程式を使用する. 式 (2.4) によって表わされる確率微分方程式の解 $X(t)$ が時間 t_0 の時に位置 x_0 であったときの, 時間 t における位置 x に存在する推移確率密度関数を $p(t_0, x_0, t, x)$ とおく. すなわち

$$p(t_0, x_0, t, x) = \frac{\partial}{\partial x} P(X(t) \leq x | X(t_0) = x_0). \quad (2.16)$$

このとき, この推移確率密度関数 $p(t_0, x_0, t, x)$ は次のように表わされるフォッカー・プランク方程式を満たし以下のように記述される.

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} (b(t, x)p) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (a(t, x)p). \quad (2.17)$$

但し,

$$a(t, x) = \sigma^2(t, x) \quad (2.18)$$

である. 式(2.17)に式(2.4)を当てはめればオルンシュタイン・ウーレンベック過程に対応したフォッカー・プランク方程式となり次のようになる [18].

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \beta \frac{\partial}{\partial x} (xp) + \frac{\sigma^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (p). \quad (2.19)$$

この偏微分方程式を解くことで式(2.4)を解いたときの解である式(2.5)がどのような分布をとる関数なのかを求めることが出来る. 式(2.19)の解法として, 推移確率密度関数をまず以下のようにおきこの式を満たす A, B, C を求めていくという方法で解く [15].

$$p(t_0, x_0, t, x) = \exp(Ax^2 + Bx + C). \quad (2.20)$$

但し初期条件を

$$\lim_{t \rightarrow t_0} p = \delta(x - x_0) \quad (2.21)$$

とする. またここで A, B, C は t の関数であり, $\delta(x)$ はディラックのデルタ関数である. 次に式(2.19)に以下の偏微分を代入する.

$$\frac{\partial p}{\partial t} = (A'x^2 + B'x + C')p. \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (xp) = (1 + 2x^2A + Bx)p. \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} (p) = (4Ax^2 + 4ABx + B^2 + 2A)p. \quad (2.24)$$

すると, 次の連立常微分方程式の3つの組を解いていくことで A, B, C を求めることが出来ることが分かる.

$$A' = 2\sigma^2 A^2 + 2\beta A. \quad (2.25)$$

$$B' = (\beta + 2\sigma^2 A)B. \quad (2.26)$$

$$C' = \sigma^2 A + \frac{\sigma^2}{2} B^2 + \beta \quad (2.27)$$

これらを解くと

$$A = -\frac{\beta e^{\beta(2+c_1)}}{-1 + \sigma^2 e^{\beta(2+c_1)}} \quad (2.28)$$

$$B = c_2 e^{(\beta t - \ln(1 - \sigma^2 e^{\beta(2+c_1)}))} \quad (2.29)$$

$$C = \beta t + \frac{e^{-\beta c_1} c_2^2}{4\beta(1 - e^{\beta(2+c_1)}) - \ln(1 - \sigma^2 e^{\beta(2+c_1)})} \quad (2.30)$$

となる. c_1 や c_2, c_3 はそれぞれ積分定数である.そして次にこれらの積分定数を,初期条件を満たすように求めていくのだが,初期条件はデルタ関数でありこのままでは扱いにくいので推移確率密度関数をフーリエ変換し,フーリエ空間上で初期条件を満たす積分定数を求めていく.まずフーリエ変換,フーリエ逆変換を以下のように定義する.

$$\mathcal{F}[p](t, \xi) = \tilde{p}(t, \xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} p(t, x) e^{-i\xi x} dx. \quad (2.31)$$

$$\mathcal{F}^{-1}[\tilde{p}](t, x) = p(t, x) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}(t, \xi) e^{i\xi x} d\xi. \quad (2.32)$$

上記の定義から初期条件である $t \rightarrow t_0$ で $\delta(x - x_0)$ となる確率密度はフーリエ空間上では次のように計算される.

$$\begin{aligned} \tilde{p}(t_0, \xi) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - x_0) e^{-i\xi x} dx \\ &= \frac{1}{2\pi} e^{-i\xi x_0}. \end{aligned} \quad (2.33)$$

また式(2.20)で仮定した推移確率密度関数をフーリエ変換すると以下ようになる.

$$\begin{aligned} \tilde{p}(t, \xi) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{(Ax^2 + Bx + C)} e^{-i\xi x} dx \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{(Ax^2 + (B - i\xi)x + C)} dx \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{(C - \frac{(B - i\xi)^2}{4A})} e^{(A(x + \frac{B - i\xi}{2A})^2)} dx \\ &= \frac{1}{2\pi} e^{(C - \frac{(B - i\xi)^2}{4A})} \int_{-\infty}^{\infty} e^{(A(x + \frac{B - i\xi}{2A})^2)} dx \end{aligned} \quad (2.34)$$

$A < 0$ より,この式の積分項は複素積分とガウス積分の知識から $\sqrt{\frac{\pi}{A}}$ となるため,式(2.34)は次のようになる.

$$\tilde{p}(t, \xi) = \frac{1}{\sqrt{2A\pi}} e^{(C - \frac{(B - i\xi)^2}{4A})} \quad (2.35)$$

これに $t = t_0$ を代入したとき式 (2.33) と等しくなるように積分定数を決めれば良い.
これを計算し整理すると

$$c_1 = -2t_0 + \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{1}{\sigma^2} \right) \quad (2.36)$$

$$c_2 = -\frac{2\beta x_0}{\sigma^2} \quad (2.37)$$

$$c_3 = -\beta t_0 + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\beta}{\sigma^2 \pi} \right) \quad (2.38)$$

が得られる. これを式 (2.20) に代入すれば推移確率密度関数が以下のように求まる.

$$p(t_0, x_0, t, x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hat{\sigma}^2}} e^{-\frac{(x-\hat{\mu})^2}{2\hat{\sigma}^2}}. \quad (2.39)$$

ここで

$$\hat{\mu} = x_0 e^{-\beta(t-t_0)} \quad (2.40)$$

$$\hat{\sigma}^2 = \frac{\sigma^2}{2\beta} (1 - e^{-2\beta(t-t_0)}) \quad (2.41)$$

である. 従って式 (2.4) で与えられた確率微分方程式の解 $X(t)$ は平均 $\hat{\mu}$ 分散 $\hat{\sigma}$ の正規分布に従っていることが分かる. そしてまた t を大きくすれば平均は 0 に, 分散は $\frac{\sigma^2}{2\beta}$ に近づいていくことも分かる. この計算によって得られた推移確率密度関数は式 (2.6) や式 (2.9), 式 (2.10) での計算結果に一致しこれらをまとめた関数となっていることが分かる.

また, 初期値として濃度が極端に高くなったときの時間を t_0 とすれば, 式 (2.39) を用いることによって, 濃度が落ち着くまでの平均的な推移時間を知る事が出来る. 次に大気中放射性核種濃度 $C(t)$ の分布を考える. $X(t)$ と $C(t)$ との関係は式 (2.14) で表わされる. これの両辺に自然対数を底とする対数をとれば

$$\ln C(t) = \ln \left(A e^{-\lambda t} t^{-\alpha} \right) + e^{-\beta t} \left(X_0 + \sigma \int_0^t e^{\beta s} dW(s) \right) \quad (2.42)$$

が得られる. 右辺第二項目は確率変数でありその分布は式 (2.39) で与えられ平均 $\hat{\mu}$ 分散 $\hat{\sigma}$ の正規分布に従っている. このため $\ln C(t)$ の分布は平均 $\ln \left(A e^{-\lambda t} t^{-\alpha} \right) + \hat{\mu}$, 分散 $\hat{\sigma}$ に従っていることが分かる. また t を大きくすれば平均は $\ln \left(A e^{-\lambda t} t^{-\alpha} \right)$, 分散は $\frac{\sigma^2}{2\beta}$ となる. このことから大気中放射性核種の濃度 $C(t)$ は対数軸上で正規分布となる対数正規分布に従った分布をとることが導かれる.

2.4 チェルノブイリ原子力発電所事故及び福島原子力発電所事故への適応

上記のように揺らぎの分布はパラメータ β 及び σ を推定することで求めることができる。本節ではチェルノブイリ原子力発電所事故及び福島原子力発電所事故において観測された大気中の ^{137}Cs のデータを用いて濃度の揺らぎを考慮した長期予測を行う。チェルノブイリ原子力発電所における観測データは上記にあげた「Environmental monitoring data around the Chernobyl nuclear power plant used in the cooperative research project between JAERI and CHESCIR(UKRAINE)」とし、福島第一原子力発電所における観測データは原子力規制委員会による福島第一原子力発電所 20km 圏内の空気中放射性物質濃度の測定結果を用いた [19]。福島原子力発電所事故に関する大気中の ^{137}Cs 濃度データはチェルノブイリ原子力発電所事故のデータと比べ観測点の数やデータ数が少ないものとなっている。本研究ではその中でも比較的データ数の多い南相馬地区にて観測されたデータを用いて解析を行った。

式 (2.12, 2.13 から各データにおける β, σ の値を計算し以下の表にまとめる。

表 2.1: 観測地点ごとの β の値.

解析地点	値
point6.0	0.393
point8.0	0.314
point11.0	0.415
point13.0	0.371
point21.0	0.280
point60.1	0.353
福島県南相馬地区	0.412

表 2.2: 観測地点ごとの σ の値.

解析地点	値
point6.0	1.01
point8.0	0.779
point11.0	0.992
point13.0	0.794
point21.0	0.719
point60.1	1.04
福島県南相馬地区	0.832

各計測地点において β の値は 0.280~0.415, σ の値は 0.779~1.04 までの範囲に収まり, ばらつきは少ないと考えられる. また, 福島県南相馬地区で観測されたデータにおいても, パラメータの値はこの範囲に収まり, チェルノブイリと大きな違いはないと考えられる. このパラメータは濃度のばらつき, 及び平均濃度への収束の速さを表わすパラメータであり, 観測地点の気候や環境に影響されるものであるが, 濃度の揺らぎに関しては大きく変わらない結果となった. しかしながら福島県第一原子力発電所事故における観測データは 1 つしか用いていないことやデータの長さが短いことから, 詳細なパラメータの違いを検討する場合さらに多くのデータが必要となる.

次に大気中 ^{137}Cs 濃度の揺らぎを考慮した長期的な予測を行った. 以下の図 2.8, 図 2.9 は観測された大気中放射性核種の濃度の回帰曲線である式 (2.2) とその地点での式 (2.2) を中心とした揺らぎの標準偏差ごとに引いた曲線をまとめたものである. 最初の図 2.8 は point6.0, point8.0, point11.0, point13.0, についてのもので図 2.9 は point21.0, point60.1 及び福島県南相馬地区のものである. 図中の黒色の曲線が回帰曲線を表して

いる。また緑色の曲線はそれぞれの地点における回帰曲線から1標準偏差, すなわち $\pm\hat{\sigma}$ ずれた位置にある曲線を表している。同じように黄色い曲線は回帰曲線から $\pm2\hat{\sigma}$ ずれた位置の曲線を表しており赤い曲線は $\pm3\hat{\sigma}$ ずれた位置の曲線を表している。これらの図から ^{137}Cs 濃度のとりうる分布がこの標準偏差のラインに沿っていることがわかりよく追従できている。また図 2.9 で取り上げた point21.0, point60.1 でのデータは, 図 2.8 で取り上げた地点とは違い, 汚染源である 4 号炉に非常に近い場所であり大気中放射性核種の濃度計測は早い段階から行われており, さらに計測の回数も他の地点よりも多く計測されている。このため図 2.8 とは多少グラフの形は異なるが, 放射性核種濃度分布は同じ式によって記述され同じように分布を追従できていることが分かる。このモデルを使用することで長期的な濃度揺らぎを予測できるようになり, 内部被曝リスクを把握することができる。

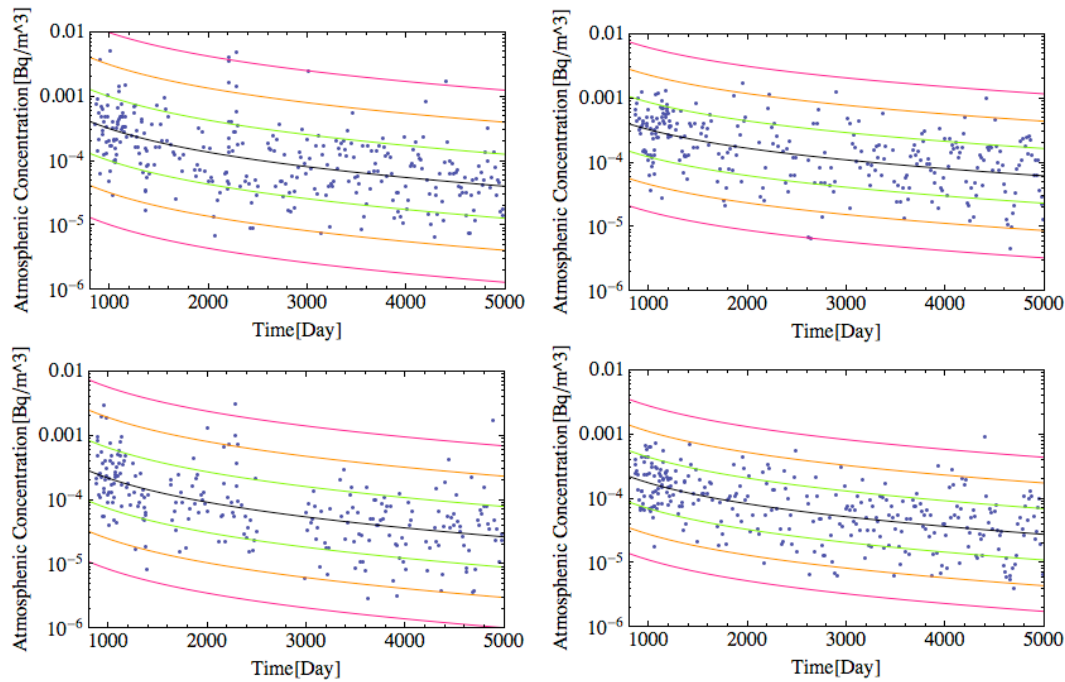


図 2.8: point6.0(左上), point8.0(右上), point11.0(左下), point13.0(右下) の観測データと回帰曲線と標準偏差ごとの曲線

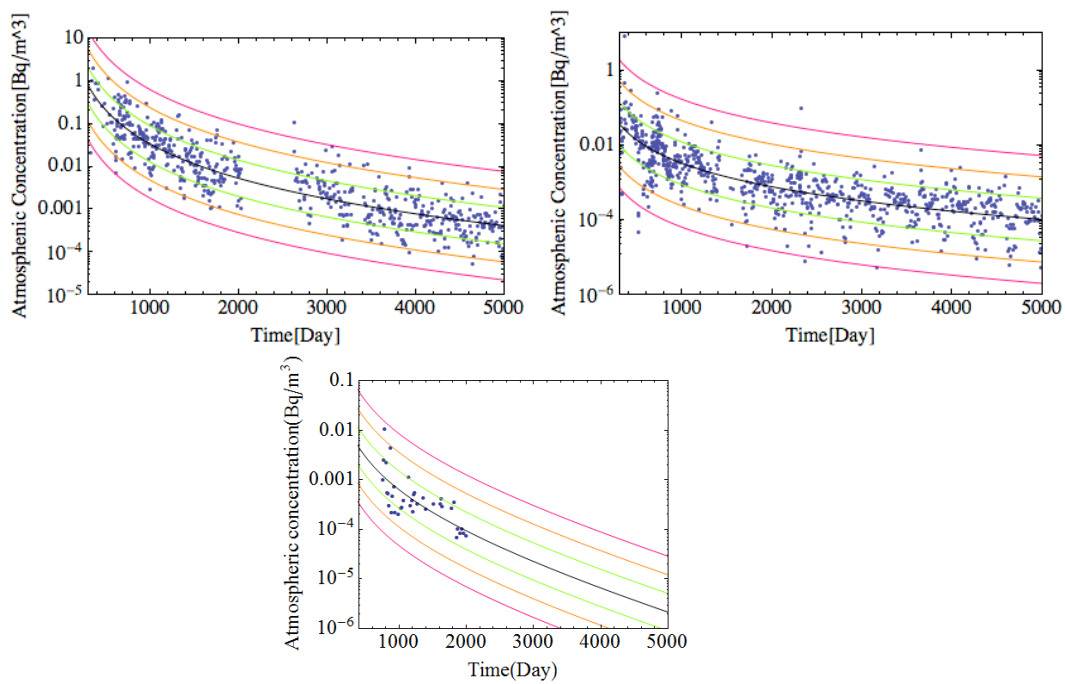


図 2.9: point21.0(左上), point60.1(右上) 及び福島県南相馬地区 (下) の観測データと回帰曲線と標準偏差ごとの曲線

第3章 放射性核種移行モデル

次に空間線量率予測モデルに関して記述する。今回の事故によって多くの種類の放射性核種が放出されたが、 ^{137}Cs のような半減期の長い核種の場合、今後どのように環境中を移行していくかを非常に長期にわたって予測する必要がある、そのためにこのような核種について環境中の移行をモデル化する必要がある。本研究ではこの中でも特に空間線量率の長期的な変化に影響の大きい、放射性核種の土壌中の下方浸透をモデル化する。また下方浸透モデルは様々な放射性核種に対して適応可能なモデルであるが、現在観測されている空間線量率は原子力発電所事故で放出された核種の種類やその核種の放出量から考えると、ほとんどが ^{134}Cs 、 ^{137}Cs によるものと推測でき、本研究ではこのモデルを用いてCsの時空変動をシミュレーションする。

3.1 下方浸透モデル

3.1.1 下方浸透に関する先行研究

土壌中に沈着した ^{137}Cs 等の放射性核種はこれまでの多くの観測によって鉛直下方へ拡散しながら移動していくことが確認されている。下方への移動速度を計算する式はいくつか挙げられるが、その一つに式(3.1)が挙げられる [21][22]。

$$V_{av} = \frac{d_{half}}{t}. \quad (3.1)$$

V_{av} が下方への移動速度であり、 d_{half} は土壌中の ^{137}Cs 濃度を深さ方向に積分した時に丁度総量の半分になるまでの深さを表している。 t は事故からの経過日数である。このほか、土層をいくつかの層に分けて移動速度を計算するコンパートメントモデルを用いる方法もあり [23][24][25]、土壌中の ^{137}Cs が溶存態として輸送されるか懸濁態として輸送されるかなどを区別して考えることなく求めることが出来るという点で、容易に移動速度を算出することが出来る。これらの方法により算出された ^{137}Cs の移動速度は、有機物含量の高い泥炭土 [26][25] と、一部の中粗粒質土壌 [27] において、1 cm

/year 以上と大きな移動速度となることが報告されている。また、これまでの観測結果から移動速度が年々減少する傾向があるとの報告もされている [26]。本章では Cs の土壌中の輸送モデルとして解析解の導出が容易である理由から、次節に記す移流分散式を用いた。

3.1.2 移流分散モデルによる下方浸透モデル

本研究で用いた移流分散式は以下のように表わされる。

$$\frac{\partial C(t, z)}{\partial t} = k \frac{\partial^2 C(t, z)}{\partial z^2} - w \frac{\partial C(t, z)}{\partial z} - \lambda_{decay} C(t, z), \quad (3.2)$$

初期条件, 境界条件は以下のように仮定した。

$$C(t = 0, z) = \exp\left(-\frac{z}{h}\right), \quad (3.3)$$

$$k \frac{\partial C(t, z = 0)}{\partial z} + \beta w C(t, z = 0) = 0. \quad (3.4)$$

ここで $C(t, z)$ は時刻 t における深度 z での Cs 濃度 [Bq/m^3] を表し, k は拡散係数 [cm^2/s], w は移流速度 [cm/s], h は緩衝深度 [cm] を表わす。この式は拡散を表わす簡易的な数理モデルの一つであり, 多くの研究で用いられているものである。また, 濃度の高い地表付近ではこのモデルでも十分実際の拡散を再現出来ると考えられる。尚, 土壌中の Cs 分布は巨視的に見て水平方向に均一で Cs 輸送は鉛直方向のみであると仮定した。

事故後観測された多くの深度分布は指数分布で近似出来ることが分かっており [28][29], 初期条件としては指数関数を用いた。また, 地表面, すなわち $z=0$ において, 移流のフラックスと拡散フラックスの和が 0 となる, ロバン型境界条件を用いており, 土壌中の Cs の総量は常に一定に保存されている。このモデルを用いることで土壌中の拡散を記述することが出来るが, そのためにはまずモデルの解析解を導出し, 実際の放射性核種の挙動を再現するためにパラメータである k, w, h の推定が必要となる。以下にこのモデルの解析解, 及び福島県で実際に観測された土壌中の Cs の分布を用いたパラメータの推定について示す。

まず, 式 (3.2), (3.3), (3.4) を解くと以下のような積分を含んだ解が得られる。

$$C(t, z) = \frac{1}{2} e^{\frac{wz}{2k} - \frac{w^2 t}{4k}} \left\{ e^{c^2 t + c \frac{z}{\sqrt{k}}} \operatorname{erfc} \left(-\frac{\frac{z}{\sqrt{k}} + 2ct}{2\sqrt{t}} \right) + e^{c^2 t - c \frac{z}{\sqrt{k}}} \operatorname{erfc} \left(\frac{\frac{z}{\sqrt{k}} - 2ct}{2\sqrt{t}} \right) \right\}$$

$$-\frac{w}{2\sqrt{k}}e^{\frac{wz}{k}}\int_0^\infty e^{-\frac{\sqrt{k}}{h}y}\operatorname{erfc}\left(\frac{y+\frac{z+wt}{\sqrt{k}}}{2\sqrt{t}}\right)dy, \quad (3.5)$$

ここで、 $\operatorname{erfc}(x)$ は補誤差関数であり次式で定義される。

$$\operatorname{erfc}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_z^\infty e^{-\eta^2}d\eta, \quad (3.6)$$

また、 c は

$$c = -\frac{w}{2\sqrt{k}} - \frac{\sqrt{k}}{h}. \quad (3.7)$$

である。この解を用いて観測地点におけるパラメータを推定する。これを実行するにあたって、スクレーパープレートを用いて観測した ^{137}Cs の深度分布調査結果を用いた [29]。このデータは福島第一原子力発電所からおよそ 80km 圏内において複数回に渡って計測されたものである。このうち同一地点で観測結果がある 67 地点を対象に、1 次調査から 3 次調査までの 3 回の観測結果を元にした解析を行った。また、測定データ中検出限界を下回り検出されなかったデータに関しては検出限界値で補間し使用している。尚、1 次調査は 2011 年 12 月 12 日～2011 年 4 月 24 日の間に行われており、同様に 2 次調査は 2012 年 8 月 21 日～2012 年 9 月 26 日まで、3 次調査は 2011 年 11 月 26 日～2012 年 12 月 21 日の間に行われている。このデータは 0-0.5cm, 0.5-1.0cm, 1.0-1.5cm, 1.5-2.0cm, 2.0-3.0cm, 3.0-4.0cm, 4.0-5.0cm, 5.0-8.0cm 間の深度における平均濃度が公表されているものであるが、本研究ではそれぞれの深度間の中心である、0.25cm, 0.75cm, 1.25cm, 1.75cm, 2.5cm, 3.5cm, 4.5cm, 6.5cm において、この平均濃度となるようにデータを整理し、その間を線形補間して連続な値を持つ深度分布として使用している。また後に空間線量率へ換算する際には 0-0.25cm の位置の濃度の分布は 0.25cm での値で一定値になるようにして用いている。図 3.1, 3.2 にこの深度分布の一例を示す。図の青い折れ線が 1 次調査、赤い折れ線が 2 次調査、緑の折れ線が 3 次調査結果をそれぞれ表している。

次に、この計測結果を用いて式中のパラメータである拡散係数 k や移流速度 w を求める。しかしながら不均質な土壤中を移動する ^{137}Cs の濃度の深度分布はばらつきが大きく、図から分かるように深度分布は観測毎にかなり変わってしまう場合が多い。このため単純に式 (3.2) の解を用いたフィッティングでパラメータを求めるのは難しい。

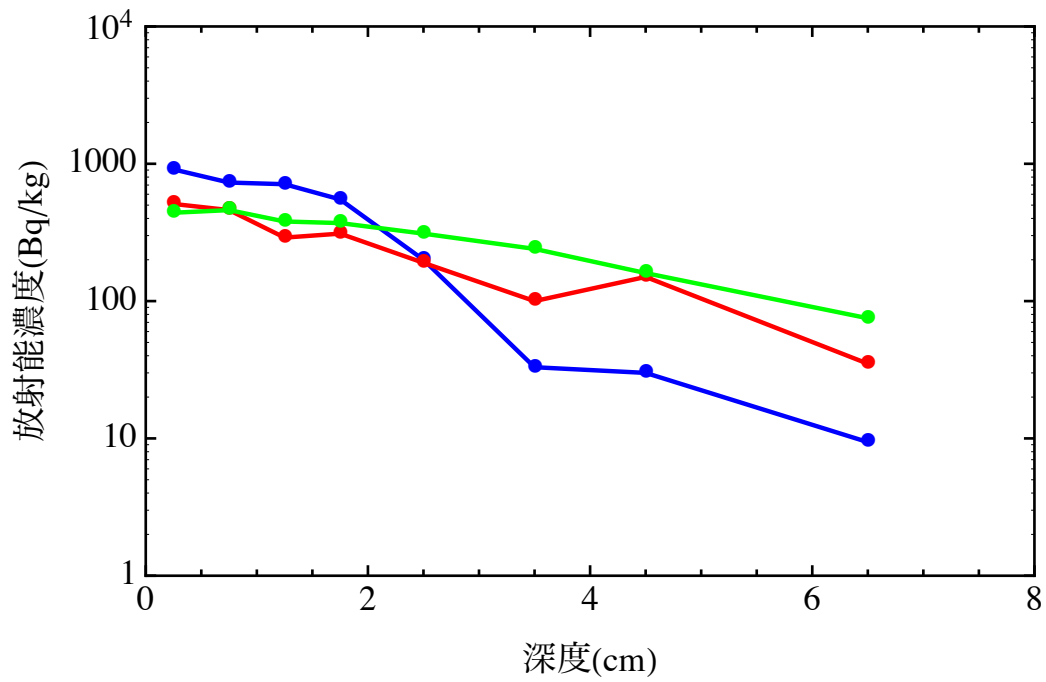


図 3.1: 観測された ^{137}Cs の深度分布 1. 曲線の色分けについては, 青が 1 次調査, 赤が 2 次調査, 緑が 3 次調査次の結果を表している.

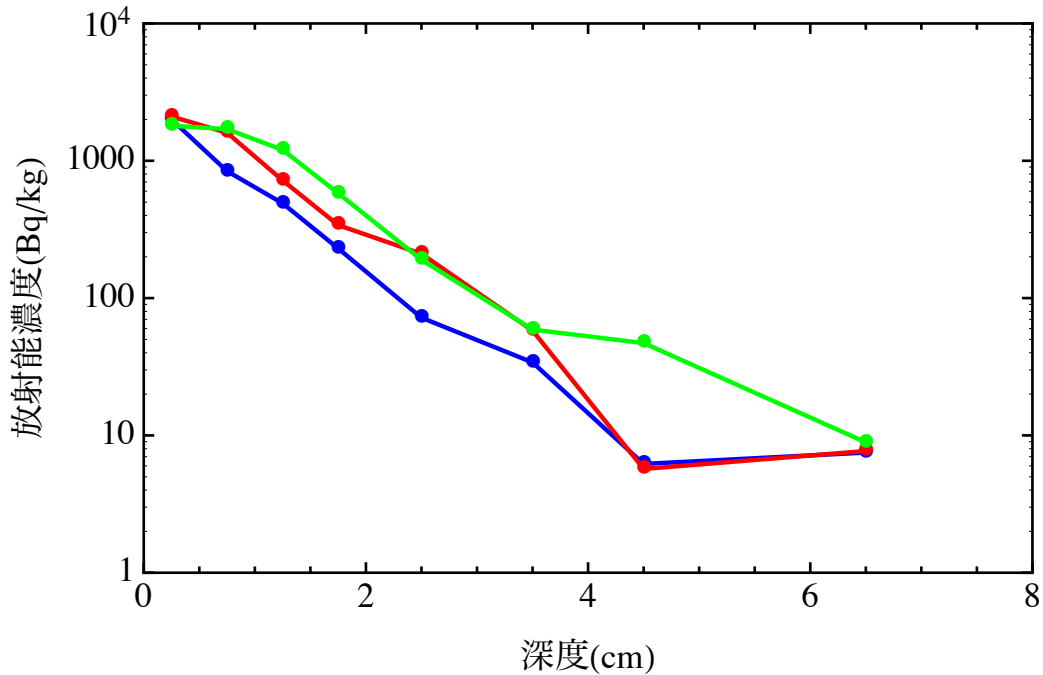


図 3.2: 観測された ^{137}Cs の深度分布 2. 曲線の色分けについては, 青が 1 次調査, 赤が 2 次調査, 緑が 3 次調査次の結果を表している.

そこで, Bossew と Kirchner の用いた以下の手法でパラメータを導出した [30][31]. まず深度分布の初期分布がパルス状の分布であり, かつ t が大きい場合, 深度分布の最初の 2 つのモーメントは近似的に以下のようなになる.

$$E[z] = wt. \quad (3.8)$$

$$\text{var}[z] = 2kt. \quad (3.9)$$

これを用いると移流速度と拡散係数は以下のように書くことができる.

$$w = \frac{x_M}{t}. \quad (3.10)$$

$$k = \frac{(\Delta x)^2}{2t}. \quad (3.11)$$

ここで x_M は土壌中の濃度ピークとなる深さであり, Δx は x_M と土壌中の濃度が $0.6x_M (= x_M\sqrt{e})$ となる点の距離を表している. Bossew と Kirchner は式 (3.10), (3.11)

を用いて 500 地点を解析し, $t > 15$ においてこの計算式でパラメータを推定することが出来ることを示した [30]. しかしながら本研究で用いるデータは事故後 2 年以内に計測されたものであり初期分布をパルス状と仮定して得られる上記の求め方では誤差が大きくなる. この為本研究では式 (3.10), (3.11) を修正した以下の式を用い, 1 次調査から 3 次調査への推移から移流速度, 拡散係数を算出した.

$$w = \frac{x_{3M} - x_{1M}}{t_3 - t_1}. \quad (3.12)$$

$$k = \frac{(\Delta x_3)^2 - (\Delta x_1)^2}{2(t_3 - t_1)}. \quad (3.13)$$

右下の添字が何回目の計測であるかを表しており, これを用いて上記の 67 地点の移流速度, 拡散係数を算出した. 図 3.3, 3.4 は算出された移流速度や拡散係数のヒストグラムを表している.

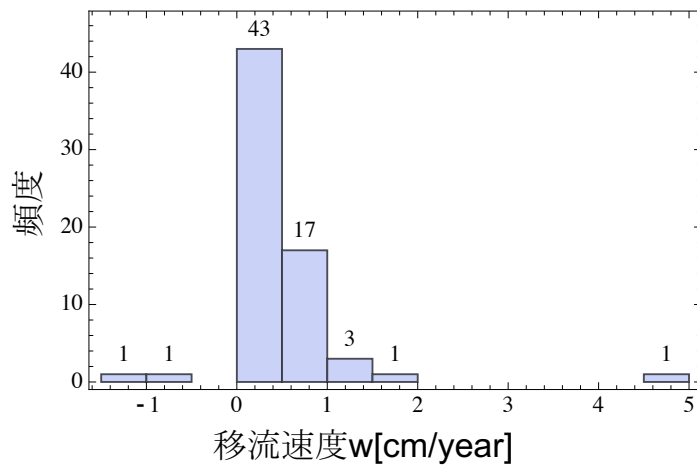


図 3.3: 算出された移流速度の分布

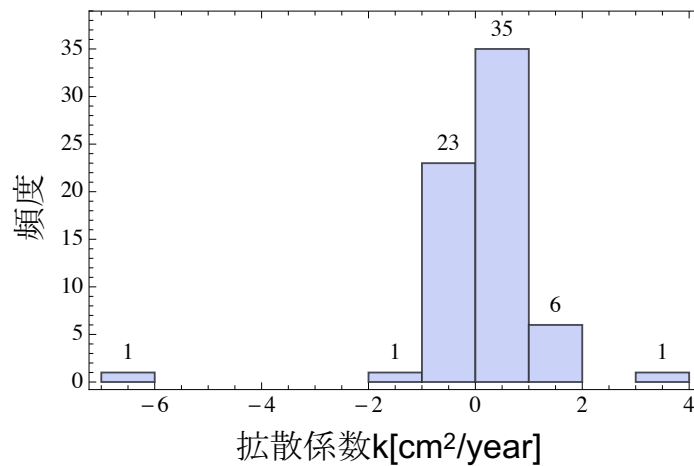


図 3.4: 算出された拡散係数の分布

図から分かるように、計測される深度分布結果にばらつきが多いためこの計算結果には負の値の移流速度や拡散係数が含まれる。このような負の値の計算結果は計測毎の深度分布のばらつきによるものと考えられ、図中の正の値にも、移流速度や拡散係数の平均値よりも大きな値が同様に含まれていると考えられる。このため移流速度、拡散係数の平均値の算出にはこれらの負の値の計算結果も含め全ての観測地点での平均値とした。その結果、移流速度は $w=0.252$ [cm/year]、拡散係数は $k=0.163$ [cm²/year] という値を得た。これらの値は極めて小さく、事故後時間が経過しても C_s は表層付近にとどまっていることを表しており、この結果はこれまでの観測結果と同様である [32]。また、図 3.5 に示す観測結果から計算された値は $w=4.25$ [cm/year]、 $k=-6.53$ [cm²/year] であり、この観測結果が明らかに移流拡散の結果ではなく分布のばらつきによるものであることや、この観測結果一つによって大きく平均値が変わってしまうことから、この地点のみを除き、66 地点で平均をとった場合 $w=0.187$ [cm/year]、 $k=0.264$ [cm²/year] という値となった。以後移流速度や拡散係数の平均値を用いる場合はこの値を使用している。

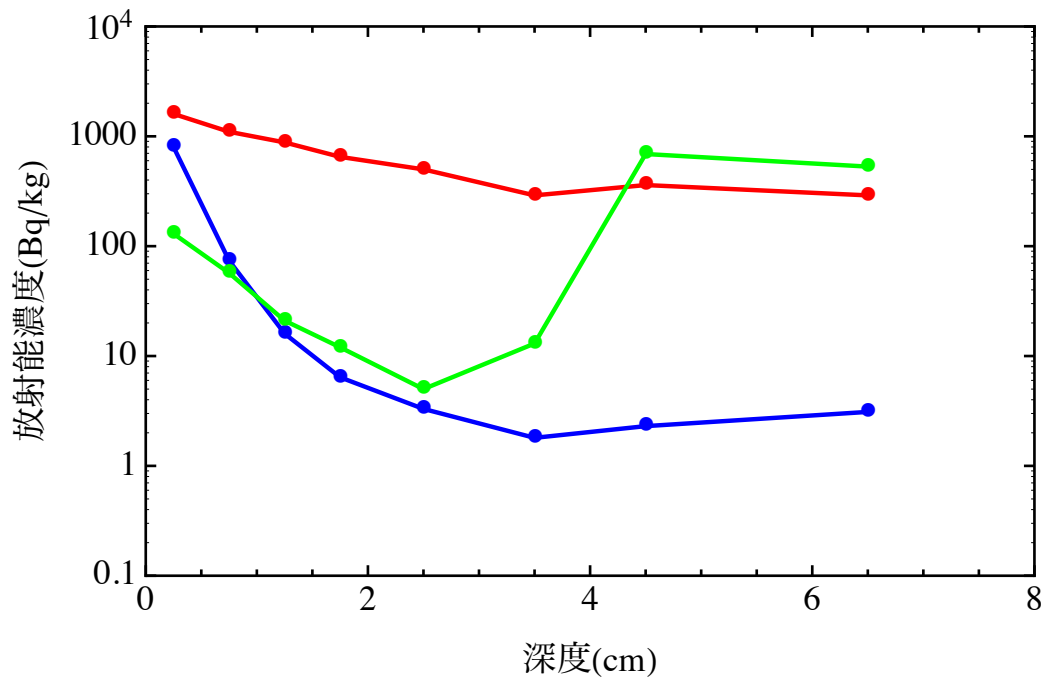


図 3.5: 移流速度, 拡散係数の算出の際に除いた地点. 曲線の色分けについては, 青が 1 次調査, 赤が 2 次調査, 緑が 3 次調査次の結果を表している.

また, IAEA(2010) の報告書では移流速度や拡散係数がチェルノブイリ原発由来の ^{137}Cs と大気圏核実験由来の ^{137}Cs に関して土壌類別に整理され, まとめられている (表 3.1, 表 3.2)[33]. 表の GM は幾何平均を表しており, SD(±) は標準偏差を表している.

表 3.1: The values of k from different sources of contamination

	Soil group	n	GM	SD(\pm)	Min	Max
Chernobyl fallout	All soils	31	0.22	0.4	0.02	1.9
	Loan	4	0.20	0.3	0.02	0.9
	Sand	11	0.11	0.2	0.03	0.6
	Peat	3	0.94	0.7	0.63	1.9
	Unspec.	12	0.27	0.3	0.04	0.8
Weapoms fallout	All soils	12	0.22	0.9	0.04	2.9
	Loan	2	1.06	1.8	0.39	2.9
	Sand	3	0.13	0.5	0.04	1.0
	Peat	1	1.60	-	-	-
	Unspec.	6	0.12	0.1	0.05	0.4

表 3.2: The values of w from different sources of contamination

	Soil group	n	GM	SD(\pm)	Min	Max
Chernobyl fallout	All soils	31	0.18	3.3	0.27	0.2
	Loan	4	0.20	0.3	0.02	0.9
	Sand	11	0.11	0.2	0.03	0.6
	Peat	3	0.94	0.7	0.63	1.9
	Unspec.	12	0.27	0.3	0.04	0.8
Weapoms fallout	All soils	11	0.22	0.9	0.04	2.9
	Loan	2	1.06	1.8	0.39	2.9
	Sand	2	0.13	0.5	0.04	1.0
	Peat	1	1.60	-	-	-
	Unspec.	6	0.12	0.1	0.05	0.4

この表によるとチェルノブイリ原子力発電所由来の¹³⁷Csの輸送パラメータは全土壌平均で $w=0.18$, $k=0.22$ であり福島県の土壌データの輸送パラメータとほぼ一致する。

次にパラメータ h についてであるが、このパラメータは事故後も早い時期に行われたスクレーパープレートによる第1次調査結果と指数関数 $\exp(-\frac{z}{h})$ を用いてフィッティングし求めた。この際、土壌の深度分布に指数関数をフィッティングさせていることから、対数軸上においてデータと関数の残差の二乗和が最も小さくなるような対数最小二乗法を用いた。図3.6にはこのフィッティングの一例を表した図を示している。このフィッティングを観測地点全てにおいて行った結果、図3.7に表わされるような h のヒストグラムを得た。この分布から緩衝深度 h は、おおよそ0.5から1.5の範囲に分布していることが分かる。また全体の平均をとると $h=1.25$ となり、後に行う土壌中のCsの深度分布が計測されていない地点で空間線量率の変化をシミュレーションする際にはこの値を用いている。

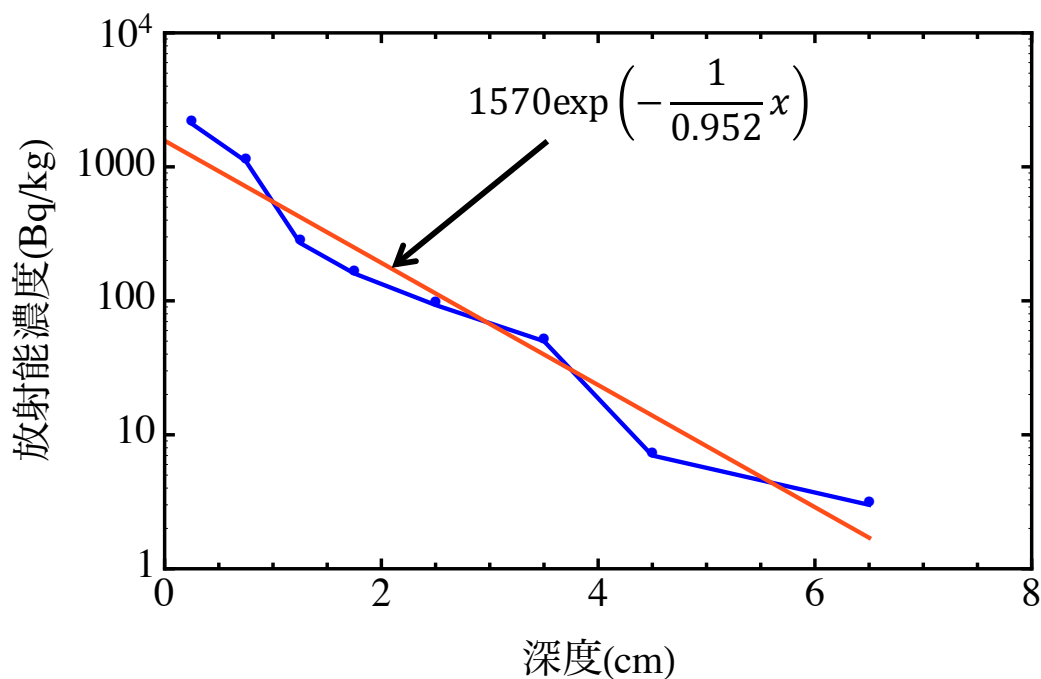


図 3.6: 深度分布の指数関数を用いた推定

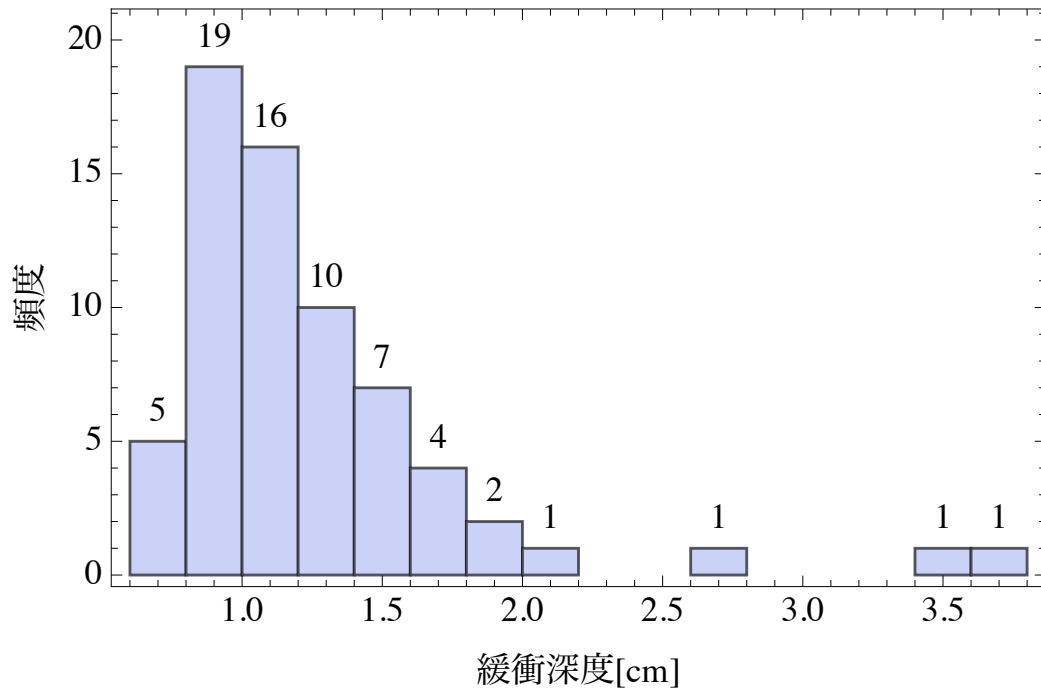


図 3.7: 算出された緩衝深度 h の分布

以上の解析によって下方浸透モデルにおける移流速度, 拡散係数, 緩衝深度の3つのパラメータの分布や平均値を推定することが出来, モデルをシミュレーションすることが出来るようになる. 例として以下の図 3.8 に $w=0.187$, $k=0.264$, $h=1.25$ を用いて式 (3.2), (3.3), (3.4) を計算した図を示す. この計算では $t = 0$ において地表面 ($z = 0$) の濃度が $1[\text{Bq/kg}]$ であった場合を仮定している.

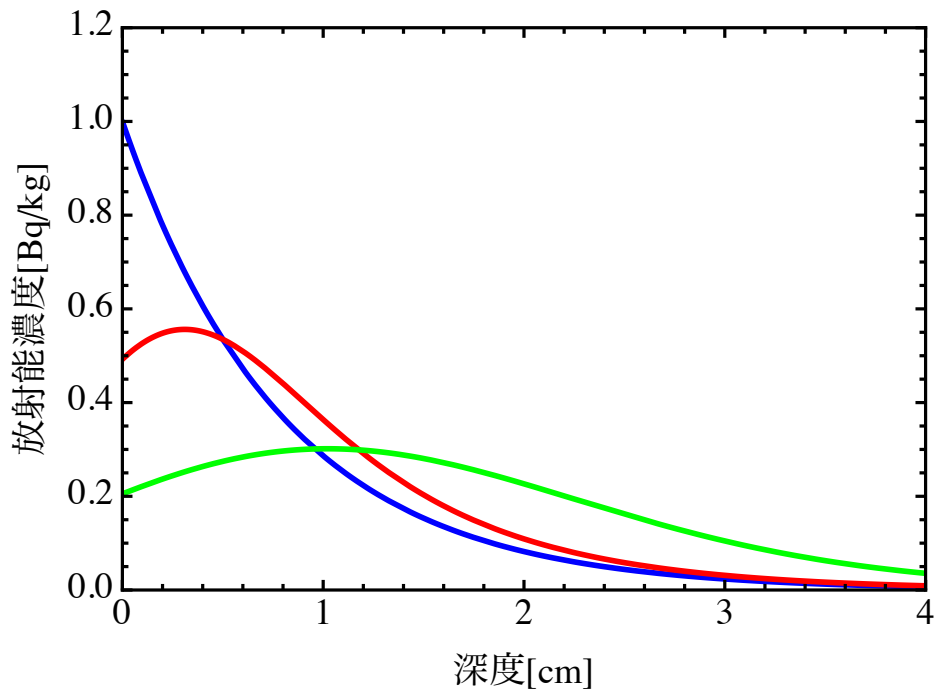


図 3.8: 下方浸透モデルを用いた土壤中 Cs の拡散推定結果. 曲線の色分けについては, 青が 1 次調査, 赤が 2 次調査, 緑が 3 次調査次の結果を表している.

青い曲線が初期分布を示しており, 赤い曲線は事故から 200 日後, 緑の曲線が事故から 1000 日後の深度分布である. このように分布が下方に浸透していくことで放射線が土壤中で遮蔽され空間線量率が減少すると考えられる.

3.2 土壤中放射性核種分布から空間線量率への換算

前章では Cs の環境中の輸送・拡散モデルとして下方浸透プロセスをモデル化し解析した。本章の目的は空間線量率がどのように変化するかを解析するものであるため、前述した移行モデルによって変化する土壤中の Cs 分布から空間線量に換算する手法について検討する必要がある。そのため次に土壤中に存在する ^{134}Cs , ^{137}Cs の分布から空間線量率を推定する手法に関して以下に記述する。本研究では、土壤中の放射性核種濃度から特定の距離での実効線量を推定する手法として点減衰核法を用いた。また Cs から放出されるガンマ線を遮蔽する物質やそのガンマ線のエネルギーの大きさにより、減衰の大きさは異なるが、本研究ではこの点についても考慮した。 ^{134}Cs , ^{137}Cs の放出するガンマ線の放出確率はエネルギーにより異なる。表 3.2 に各エネルギーの放出確率をまとめる。

表 3.3: ^{134}Cs , ^{137}Cs の放出するガンマ線エネルギー及びその放出確率 [34].

Radionuclide	Energy[keV]	Class	Emission rate
^{134}Cs	475.37	E_1	0.015
	563.25	E_2	0.084
	569.33	E_3	0.154
	604.72	E_4	0.976
	795.86	E_5	0.855
	801.89	E_6	0.087
	1038.61	E_7	0.010
	1167.97	E_8	0.018
	1365.18	E_9	0.030
^{137}Cs	661.66	E_{10}	0.851

3.2.1 点状線源からの線量換算

本研究では Cs の土壤中の濃度分布から空間線量率を推定する. この際点状の線源から特定の距離において観測されるガンマ線エネルギーの大きさは以下の式によるフルエンス率として表わされる. この式はガンマ線エネルギーが球状に広がり減衰することを表し, その減衰は線源からの距離の二乗に反比例する.

$$\phi(t) = \frac{S(E) \exp(-\mu\xi)}{4\pi\xi^2} \quad (3.14)$$

ここで $\phi(t)$ は線源から距離 ξ の位置におけるフルエンス率 [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$] を表し, $S(E)$ は線源におけるガンマ線エネルギーの放出確率を表わす. μ は線減衰定数 [cm^{-1}] と呼ばれガンマ線が通過する物質と通過するガンマ線エネルギーによって決まる固有の定数である. 質量線減衰定数 μ_m [cm^2/g] は μ を物質の密度 ρ [g/cm^3] で除した定数であり, この値は物質の種類によらずほぼ一定の値となる. 観測される空間線量率は地表 1m の位置にあるモニタリングポストで計測されているため, ガンマ線は土壌, 大気の二つの媒質で減衰する. そのため, 式 (3.14) における μ は大気及び土壌の二つの値を必要とする. 大気の線減衰定数に関しては NIST の報告書から引用した [35]. この値は上述したようにガンマ線エネルギーにより異なる値となる. 報告書に記載されていない表 3.2 のガンマ線エネルギーに関する線減衰定数の値は補完して値を推定して用いている. 一方で土壌に関する線減衰定数の値の報告例は見当たらなかったため, これを以

下のようにして推定した。質量線減衰定数 μ_m は物質の種類や状態に依らない定数であるため、土壌の密度から土壌の質量減衰定数を推定することができる [36]。本研究では土壌の密度を $1.4[\text{g}/\text{cm}^3]$ [37] と仮定し、土壌を構成する主要な物質である水の質量線減衰定数を用いて土壌の線減衰定数を推定した。このようにして大気と土壌に関する ^{134}Cs , ^{137}Cs の放出するそれぞれガンマ線エネルギーに関して、線減衰定数を推定する事が出来る。

次にガンマ線のビルドアップを考慮するため式 (3.14) で表わされるフルエンス率にビルドアップ係数を掛け、さらに周辺線量当量換算定数を掛けることで、モニタリングポストで観測される周辺線量当量 $[\text{Sv}/\text{hr}]$ に換算する事が出来る。ビルドアップ係数に関しては JAERI-Data/Code2000-044[38] に示される GP 近似式を用いた。これにより大気及び水のビルドアップ係数を推定する事ができ、土壌のビルドアップ係数に水のビルドアップ係数を適応した。また周辺線量当量換算定数は ICRP 報告書 74[39] を用い、ビルドアップ係数と同様に ^{134}Cs , ^{137}Cs の放出するそれぞれガンマ線エネルギーごとの値を用いている。このようにして点線源から推定される周辺線量当量は以下のように表わされる。

$$E_{ext}(\xi, E) = \phi(t)R(E)B(E, \xi). \quad (3.15)$$

E_{ext} は空間線量率、すなわち周辺線量当量 $[\text{Sv}/\text{hr}]$ を表し、 $R(E)$ は周辺線量当量換算定数、 $B(E, \xi)$ はビルドアップ係数を表わす。以降本研究においては空間線量率は E_{ext} によって表わされる周辺線量当量 $[\text{Sv}/\text{hr}]$ を指すものとする。

3.2.2 面状線源からの線量換算

次に式 (3.15) を用いて図 3.9 に示すような土壌中の平面無限線源 $[\text{Bq}/\text{cm}^2]$ に対する換算式を考える。ここでは地表から深さ $L[\text{m}]$ の地点に平面無限線源があり、放射能濃度は $1\text{Bq}/\text{cm}^2$ であると仮定する。また、標準的な測定を仮定し、測定点は標高 1m で行われるとする。測定点の真下の平面線源上の点から距離 $r[\text{m}]$ の水平面状に、 $\Delta S[\text{m}^2]$ の微小な平面をとるとき、測定点からこの点までの距離は $Y_1[\text{m}]+Y_2[\text{m}]$ である。ここで Y_1 は微小な平面からの γ 線が空気により遮蔽される距離を表しており、 Y_2 は土壌により遮蔽される距離を表している。 Y_1 及び Y_2 を L と r を用いて表せば、式 (3.16), (3.17) のようになる。

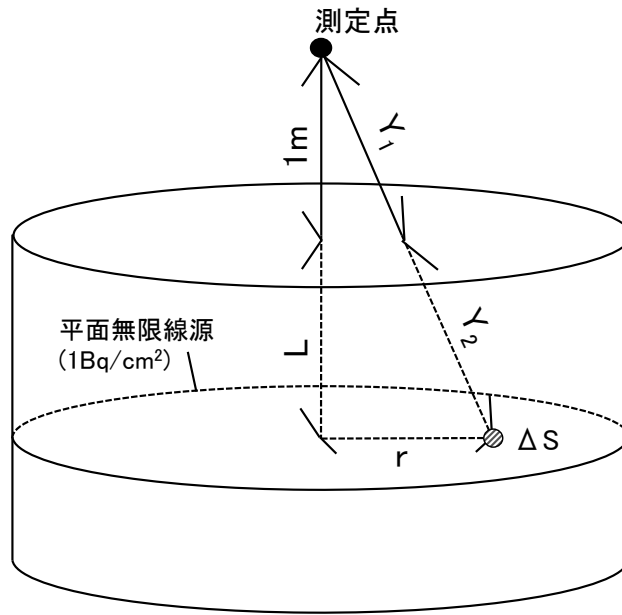


図 3.9: 土壌中の平面無限線源の概略図

$$Y_1 = \sqrt{1 + \frac{r^2}{(1+L)^2}}. \quad (3.16)$$

$$Y_2 = \sqrt{(1+L)^2 + r^2} - \sqrt{1 + \frac{r^2}{(1+L)^2}}. \quad (3.17)$$

この微小な平面から観測される線量は、式 (3.15) を用いて次のように表わされる。

$$E_{ext}(E, r) = A \cdot \Delta S \cdot \frac{S(E) \exp(-\mu_{air} Y_1 - \mu_{soil} Y_2)}{4\pi((1+L)^2 + r^2)} \cdot B(E, r) \cdot R(E). \quad (3.18)$$

この式 (3.18) における E_{ext} を平面無限線源上で積分したものが測定点で実際に観測される実効線量 ED[mSv] となり以下のように表現できる。

$$ED = \sum_{E_i} \int_0^{\infty} 2 \cdot \pi \cdot r \cdot E_{ext}(E_i, r) dr. \quad (3.19)$$

上式を用いて図 3.10, 図 3.11 では測定点で観測される実効線量を、平面無限線源の深さ L ごとに計算しプロットしたものを示す。尚、図 3.10 は ^{134}Cs , 図 3.11 では ^{137}Cs がそれぞれ線源に 1Bq/cm^2 で存在した場合の測定点における線量である。

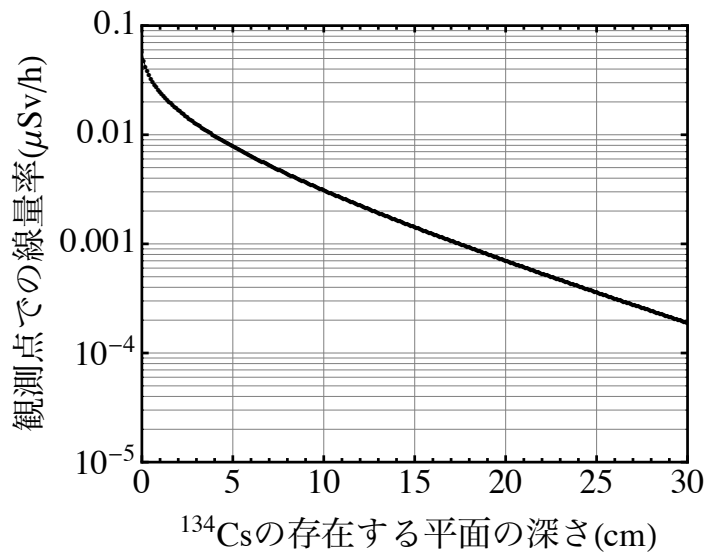


図 3.10: ^{134}Cs が存在する面の深さと観測される線量

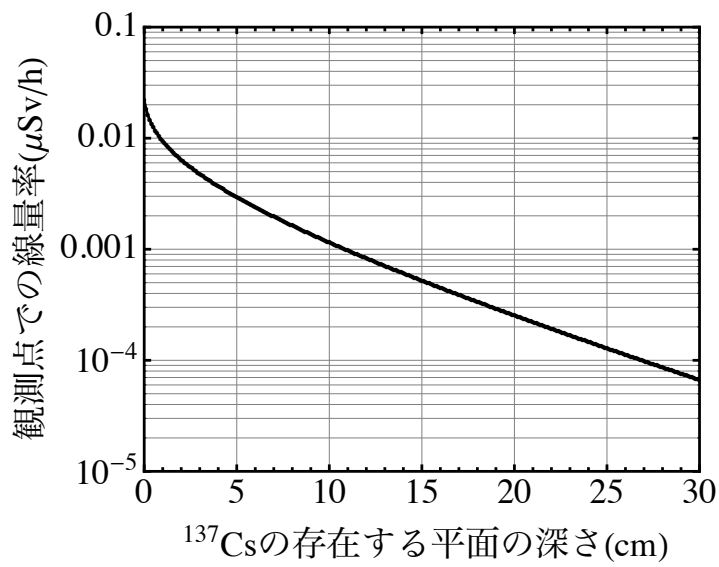


図 3.11: ^{137}Cs が存在する面の深さと観測される線量

3.2.3 Csの深度分布からの線量換算

3.2.2節では平面上に存在するCsの放射能から空間線量率に換算する手法に関して述べた。次に上述した福島県で観測されたCsの土壌中の濃度分布に関して、空間線量率に換算し、これと実際に高度1mの地点において観測された線量を比較する。まず観測データは各深度における1kgの土壌中に含まれるCsの濃度であることから、これを単位体積辺りのCs濃度に換算する必要がある。上記で土壌の密度を $1.4[\text{g}/\text{cm}^3]$ としていることからここでもこの値を用いる。この場合 $p[\text{Bq}/\text{kg}]$ の濃度は $1.4 \times 10^{-3}p[\text{Bq}/\text{cm}^3]$ となる。また、これにより面積 $1[\text{cm}^2]$ 、厚さ $dL[\text{cm}]$ の直方体中(図3.12)に含まれるCsの放射能は $1.4 \times 10^{-3}pdL[\text{Bq}]$ と計算される。

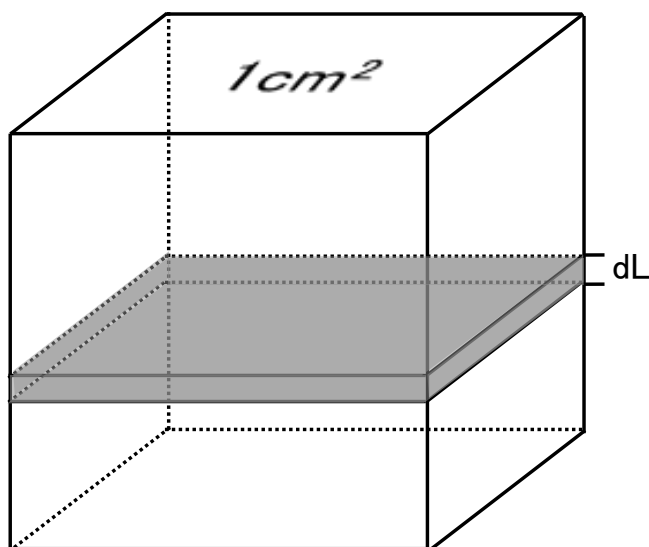


図 3.12: 厚さ dL の直方体

ここで、この値を 1cm^2 当たりの放射能と考え、実際に観測された ^{134}Cs の深度ごとの放射能を $C_2^{C_s137}[\text{L}]$ 、 ^{137}Cs の深度ごとの放射能を $C_2^{C_s134}[\text{L}]$ とおく。このとき高度1mで観測される空間線量率 $ED(t)$ は次のように推定することが出来る。

$$ED(t) = \int_0^\infty \int_0^\infty 2 \cdot \pi \cdot r \cdot (E_{ext}^{134C_s} + E_{ext}^{137C_s}) dr dL. \quad (3.20)$$

ここで $E_{ext}^{134C_s}$ 及び $E_{ext}^{137C_s}$ はそれぞれ深さLの平面分限線源上の一点から観測される ^{134}Cs 、 ^{137}Cs の線量を表しており、以下のように表わされる。この計算には、表3.2から

ガンマ線のエネルギーと放出確率, 及びそのエネルギーに対する線減衰定数, 周辺線量当量換算係数, ビルドアップ係数を用い以下のように表わされる.

$$E_{ext}^{134Cs} = \sum_{i=1}^9 \frac{S(E) \exp(-\mu_{air}Y_1 - \mu_{soil}Y_2) R(E_i^{134Cs}) B(E_i^{134Cs}, r)}{4\pi((1+L)^2 + r^2)} C^{134Cs}(L). \quad (3.21)$$

$$E_{ext}^{137Cs} = \frac{S(E) \exp(-\mu_{air}Y_1 - \mu_{soil}Y_2) R(E_{10}^{137Cs}) B(E_{10}^{137Cs}, r)}{4\pi((1+L)^2 + r^2)} C^{137Cs}(L). \quad (3.22)$$

この計算によって実際の観測データの深度分布からその地点の線量を推定することが出来る. 尚, 事故直後地表に沈着した放射性核種は ^{134}Cs , ^{137}Cs 以外にも多くの核種が確認されているが, ^{129m}Te や ^{131}I 等の核種は半減期が Cs と比べて短く, それ以外の ^{90}Sr や ^{239}Pu 等の半減期の長い核種は Cs と比べ放出された量が少ないため, ここではこれらの核種による影響は無いものとし, 観測された線量は全て ^{134}Cs , ^{137}Cs によるものとして計算している. 以下に 67 地点の深度分布に対応する実際の線量と, その地点での上記の計算によって推定される線量の値を比較したグラフを図 3.13, 図 3.14, 図 3.15 に示す.

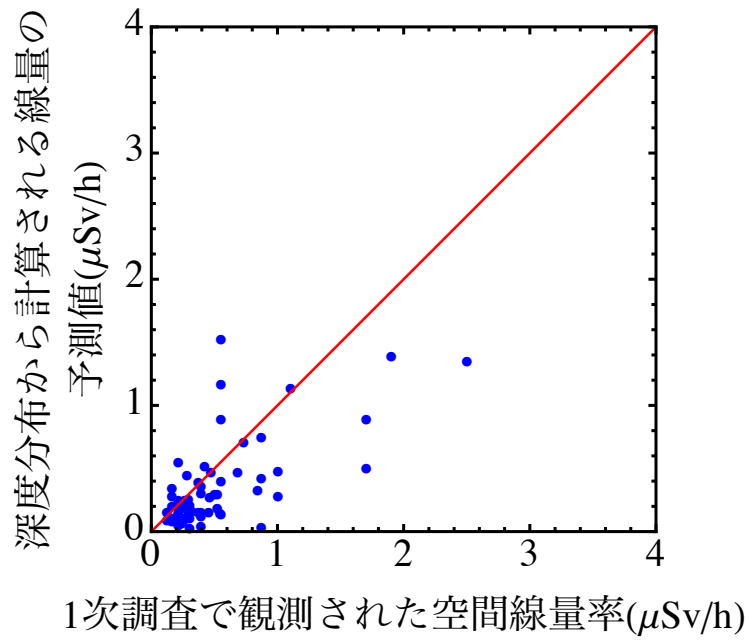


図 3.13: 深度分布から予測される空間線量率と実測値の比較 1

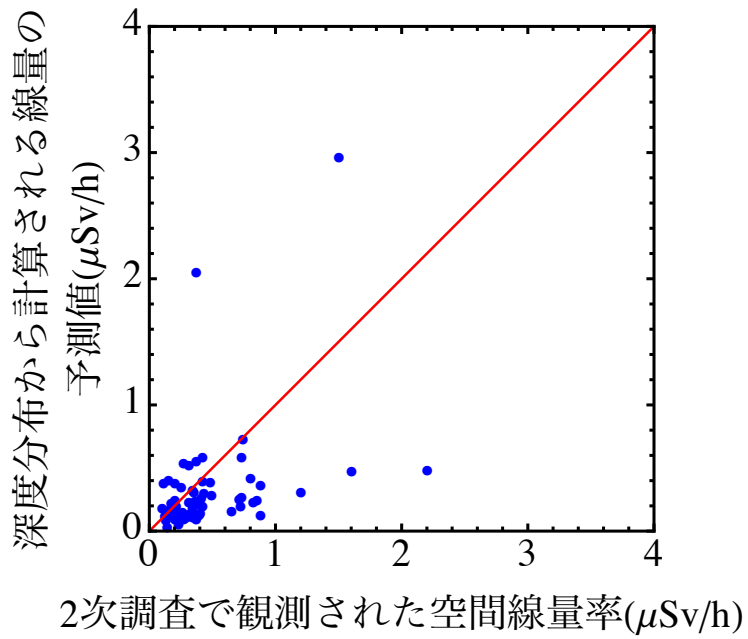


図 3.14: 深度分布から予測される空間線量率と実測値の比較 2

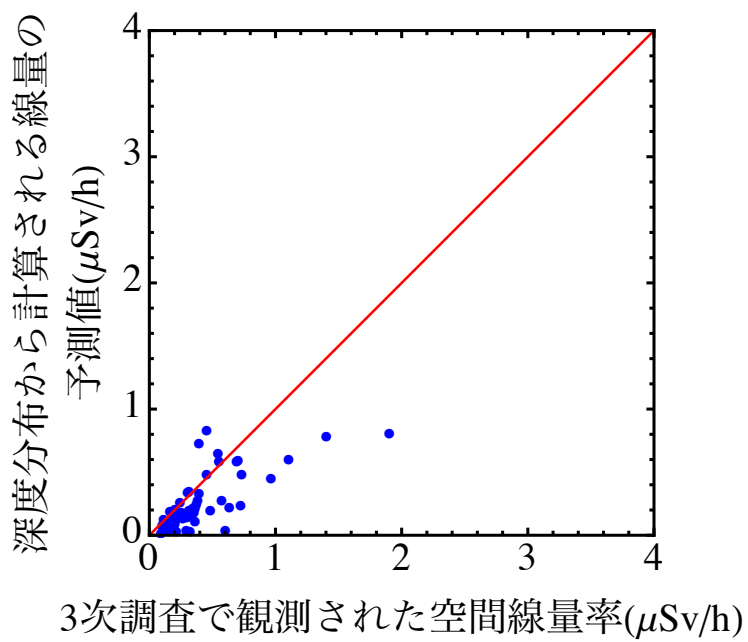


図 3.15: 深度分布から予測される空間線量率と実測値の比較 3

1次調査でのデータでは、観測地点の線量のデータが少なかったためグラフのプロット数が、2次調査、3次調査のものと比較すると若干少なくなっている。また、グラフ上の赤い直線は深度分布から予測される線量と実際の線量が一致する値を表している。この結果から、式(3.20)によって計算される深度分布から空間線量率への換算はおおよそ実際の空間線量率を再現していると考えることが出来るが、深度分布から計算される線量率の予測値は観測された線量率と比較すると多少小さい値になっている。これは深度分布データを扱う際、3.1.2節で記したように地表面付近のデータが深さごとに変わるよう補間されず一定の値となっていることが原因と考えられる。実際は地表面に近づく程Cs濃度は高くなり、土壌による遮蔽効果が低くなるが、本解析ではで0cmから0.25cmの深さの濃度を一定としている。このため予測線量の計算値が実際の観測結果よりも低くなると考えられる。また、この他計算値と実測値が異なる要因としては、本研究で用いたデータの深度分布が8cmより深い部分で計測されていないことや、土壌の密度を仮定していること、土壌の半価層を水の半価層の値から算出していること、深度分布の補間の手法等が挙げられる。しかしこの換算式によっておおよその線量率の予測が出来ていることから、次の章からはこの換算式を用いて、Csの移行プロセスにより深度分布が変化した場合どのように線量率が減衰するかを解析する。

3.3 放射性核種の移行を考慮した空間線量率の長期予測

ここまでCsの環境中の移行を記述するモデルと深度分布から空間線量率へ換算する手法に関して述べてきた。この章ではモデルをシミュレーションし変化した深度分布から空間線量率を予測し、今後どのような推移をしていくかを解析する。この解析では式(3.5)によるCsの下方浸透モデルを、式(3.20)、式(3.21)、式(3.22)に表わされる空間線量率への換算式に適用し、さらに自然放射線の効果を加え用いる。

$$ED(t) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} 2\pi r (E_{ext}^{134Cs} \cdot \exp(-\lambda_{134Cs}t) + E_{ext}^{137Cs} \cdot \exp(-\lambda_{137Cs}t)) dr dL + 0.04. \quad (3.23)$$

$$E_{ext}^{134Cs} = \sum_{i=1}^9 \frac{S(E) \exp(-\mu_{air}Y_1 - \mu_{soil}Y_2) R(E_i^{134Cs}) B(E_i^{134Cs}, r)}{4\pi((1+L)^2 + r^2)} C^{134Cs}(t, L). \quad (3.24)$$

$$E_{ext}^{137Cs} = \frac{S(E) \exp(-\mu_{air}Y_1 - \mu_{soil}Y_2) R(E_{10}^{137Cs}) B(E_{10}^{137Cs}, r)}{4\pi((1+L)^2 + r^2)} C^{137Cs}(t, L). \quad (3.25)$$

ここでは $ED(t)$ は時間 t における空間線量率を表しており、式 (3.20) に放射性崩壊の効果と自然放射線の効果を加えたものである。また、 $C_2^{134Cs}(t, L)$ は深度 L における土壌中の ^{134}Cs の濃度を表しており、 $C_2^{137Cs}(t, L)$ は深度 L における土壌中の ^{137}Cs の濃度である。そして、 λ_{134Cs} は ^{134}Cs の崩壊定数であり、 λ_{137Cs} は ^{137}Cs の崩壊定数を表している。右辺に加えられている 0.04 が日本で観測されている平均自然放射線量の $0.04\mu Sv/h$ を表している。移行モデルにおいても ^{134}Cs と ^{137}Cs に分けてシミュレーションする必要があるが事故直後に地表に沈着した ^{134}Cs と ^{137}Cs の量はほぼ同じであり、これらの化学的性質が同じであり深度分布が似たような分布になることも報告されている為 [40]、移行モデルにおけるパラメータは ^{134}Cs と ^{137}Cs で同じものとし、その結果移行モデルのシミュレーション結果は同じものとなった。これらを元に空間線量率の長期予測を行うが、本研究で用いている式 (3.5), (3.23), (3.24), (3.25), で表わされる空間線量率予測モデルは場所によって異なるパラメータが k, w, h のように3つ存在しており空間線量率の長期予測をする際にはこのパラメータの値を場所ごとに変化させシミュレーションを行う必要がある。さらにこれらのパラメータはデータのばらつき等によって精度よく推定することが難しいため、本研究ではこれらのパラメータを以下のように扱い空間線量率を予測した。以下の図 3.16, 3.17, 3.18 は上述したパラメータを変化させた際に空間線量率の減衰にどのように影響しているかを表した図である。これから分かるように初期分布を決定するパラメータである h や土壌中の拡散の大きさを決定するパラメータである k を空間線量率の変化にさほど影響しないパラメータであるため、本解析では全ての解析地点において、それぞれ平均値である $h = 1.25, k = 0.264$ を使用した。移流速度 w に関しては空間線量率の減衰に大きく関わるパラメータであるため、これをフィッティングパラメータとして扱う。 w が空間線量率の減衰に大きく関わっている理由は、移流速度の大きさにより地表面付近に停留する Cs の量が異なり、これにより土壌による遮蔽効果で減衰するガンマ線の量が異なるためである。尚、図 3.16 は下方浸透モデルにおいて $k = 0.264, w = 0.187$ と固定し、 h のみ変化させモデルをシミュレーションした際の空間線量率の変化を計算したものであり、同じように 3.17 は $h = 1.25, w = 0.187$ 、図 3.18 は $h = 1.25, k = 0.264$ として計算したものである。またこれらの図は事故直後に観測される空間線量率が $1\mu Sv/h$ になるよう正規化したものであり、自然放射線に関しては考慮されていない。よってフィッティングパラメータは土壌中の移流速度 w のみであり、次の節から実際に観測された

空間線量率との比較結果を示す.

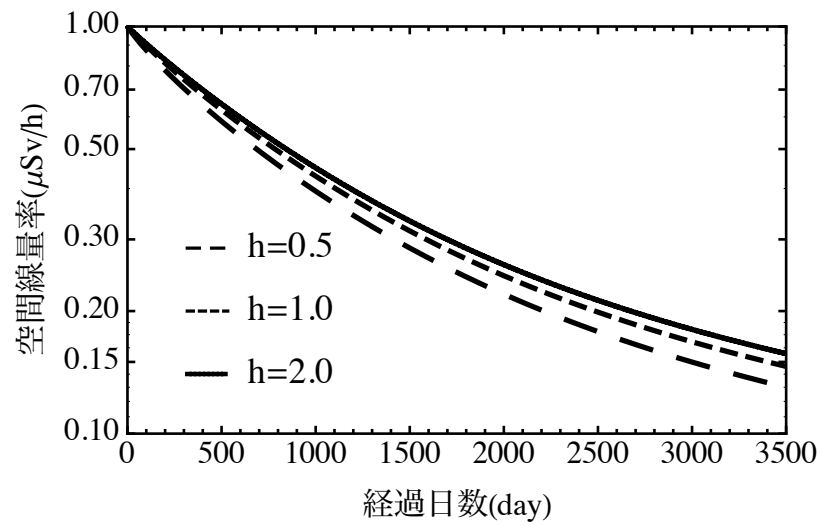


図 3.16: h を変化させた際の空間線量率の減衰の違い

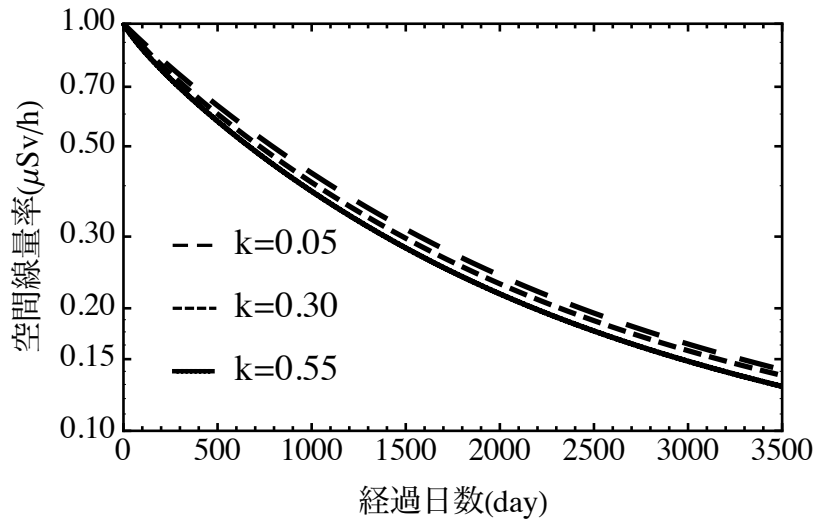


図 3.17: k を変化させた際の空間線量率の減衰の違い

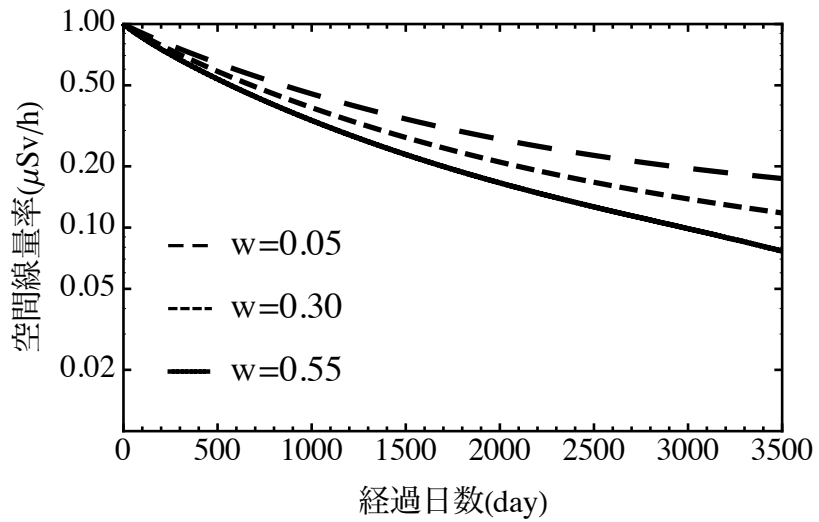


図 3.18: w を変化させた際の空間線量率の減衰の違い

3.4 空間線量率の時系列データを用いたフィッティング

モデルと実測の比較に際しては原子力規制委員会が公表する空間線量率の時系列データを用いた [41]. これは福島各地点において 10 分間隔で区間線量率を観測した結果のデータであり, 事故後 400 日以内から測定データが存在する地点を解析に用いた. また, 解析をする際は解析時間の短縮のためこれを 60 分間隔のデータに修正している. 次にフィッティングの手法について示す. まずフィッティングパラメータである w を $0.01[\text{cm/year}]$ から $0.99[\text{cm/year}]$ まで 0.01 間隔で, 式 (3.5), (3.23), (3.24), (3.25) を計算し空間線量率の推移 $ED(t)$ を 99 パターン算出する. 次にこの 99 パターンの空間線量率 $ED(t)$ に比例定数 A を掛け, データと $A \cdot ED(t)$ との残差の二乗の総和が最も小さくなるような A をそれぞれの w について算出する. この結果得られた w と A の 99 パターンの組み合わせの中で最もデータとの残差の二乗和が小さくなるものを探し, これを長期予測に用いるパラメータとした. 次頁から, この手法を用いてフィッティングを行った福島各地点の観測データとそのフィッティング結果の図を示していく. また, これらの図は全て赤いプロットが実際の観測結果を表しており, 黒の曲線が式 (3.23) によって表わされる空間線量率の推移のシミュレーション結果である. ここではシミュレーションを事故後 3500 日まで出力しておりそれぞれ地点での観測結果を延長し今後の空間線量率の予測をしたものとなっている. また以下の図は全て両対数軸で表示している.

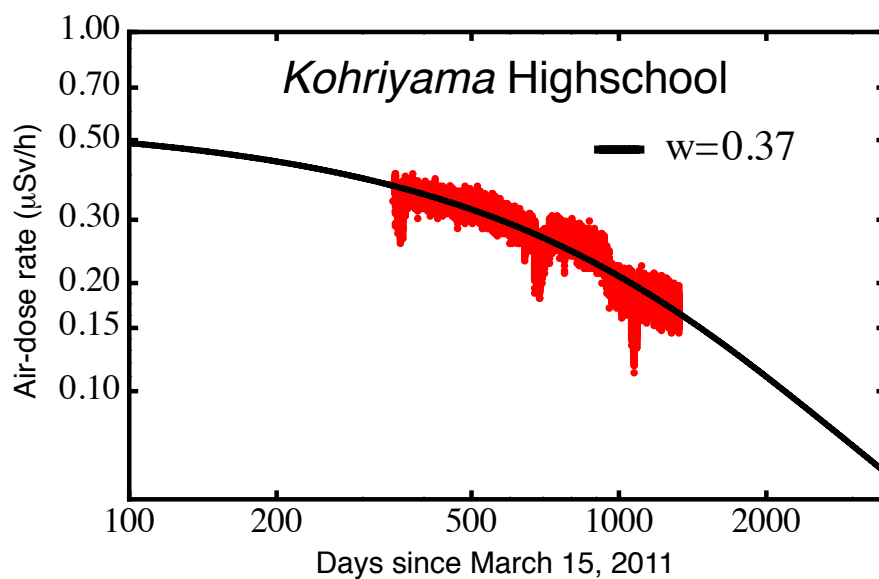


図 3.19: モデルと空間線量率のフィッティング 1

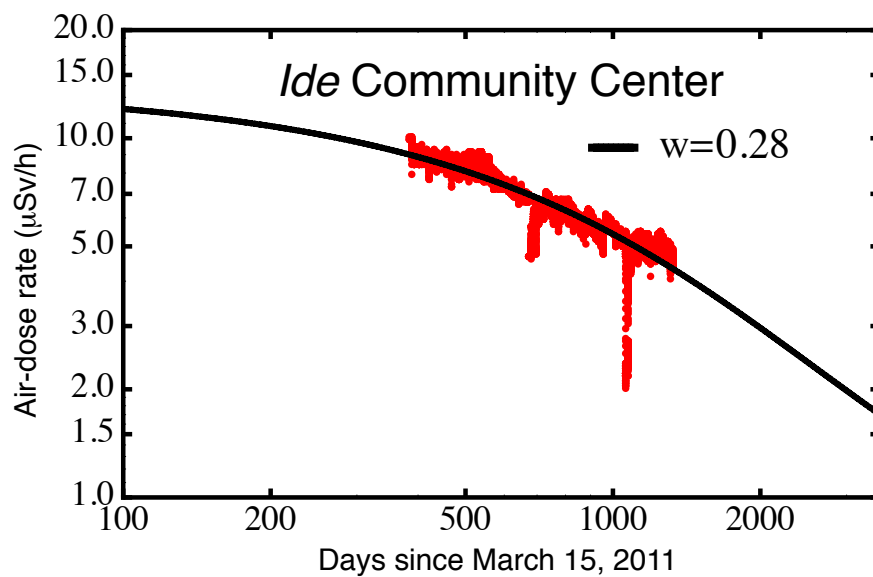


図 3.20: モデルと空間線量率のフィッティング 2

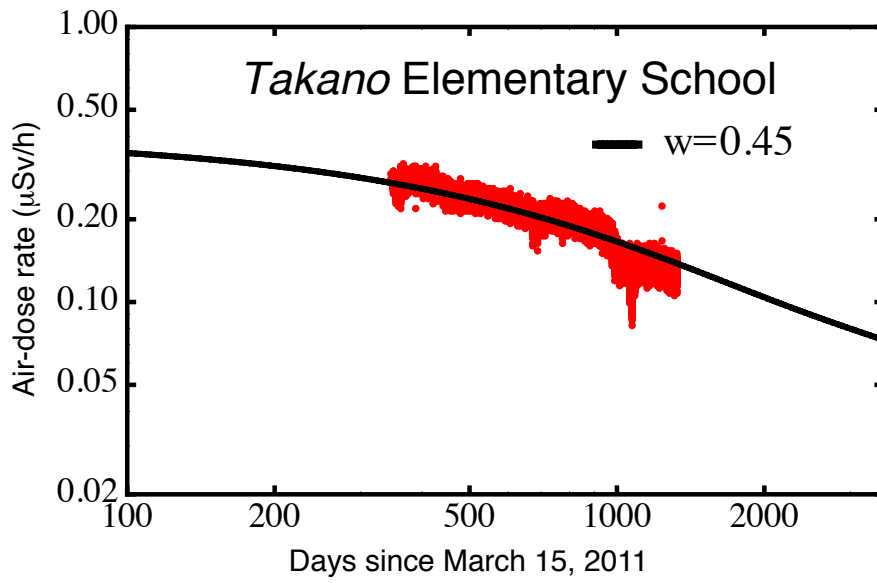


図 3.21: モデルと空間線量率のフィッティング 3

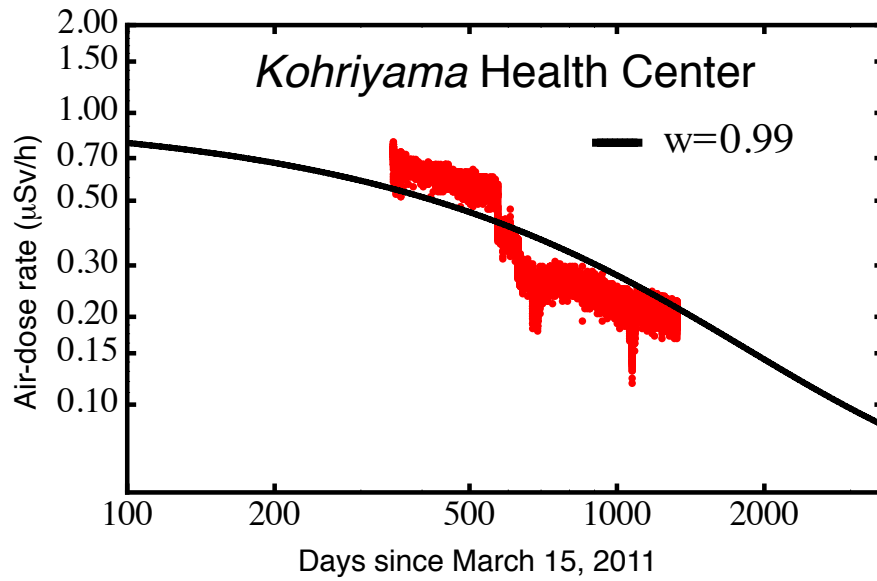


図 3.22: モデルと空間線量率のフィッティング 4

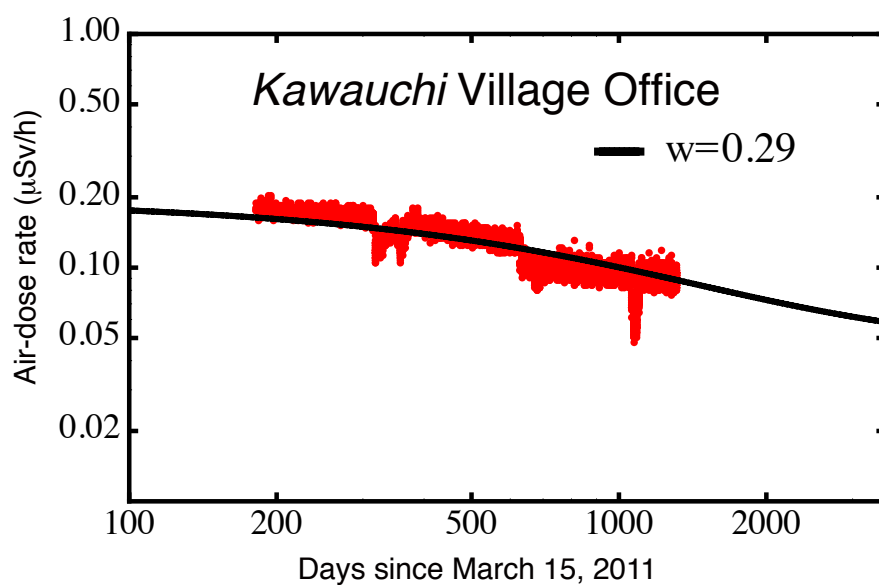


図 3.23: モデルと空間線量率のフィッティング 5

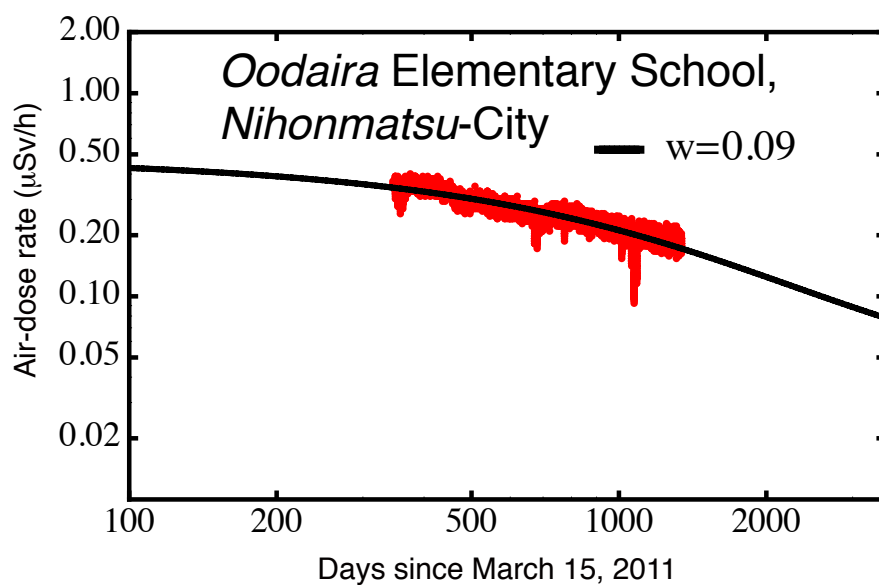


図 3.24: モデルと空間線量率のフィッティング 6

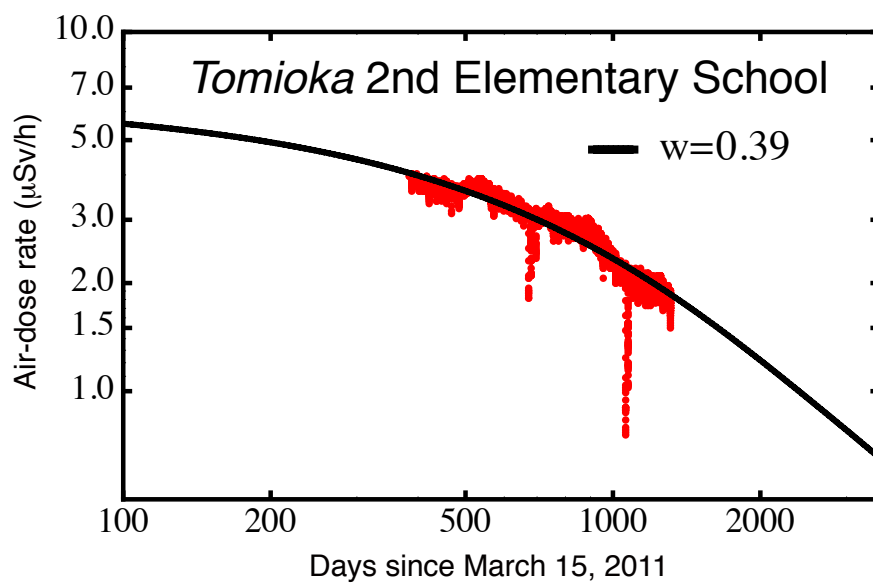


図 3.25: モデルと空間線量率のフィッティング 7

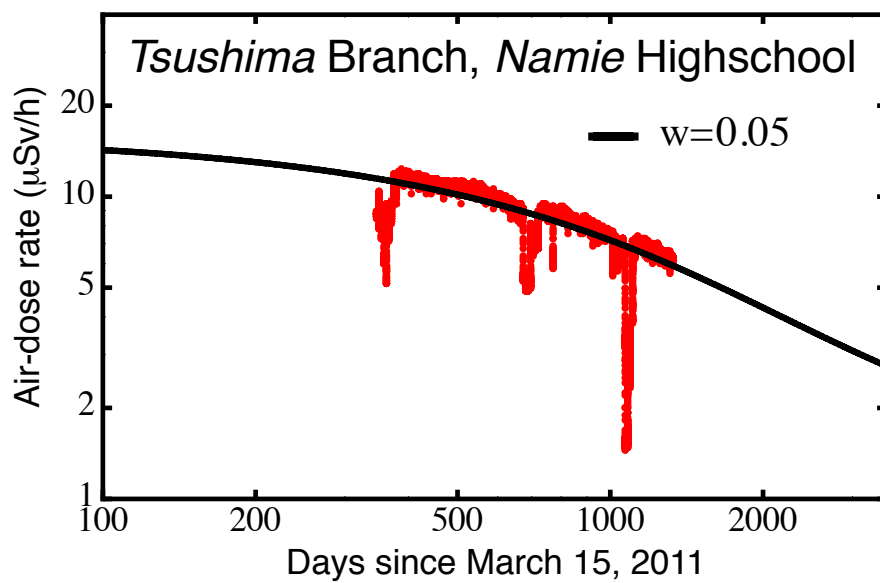


図 3.26: モデルと空間線量率のフィッティング 8

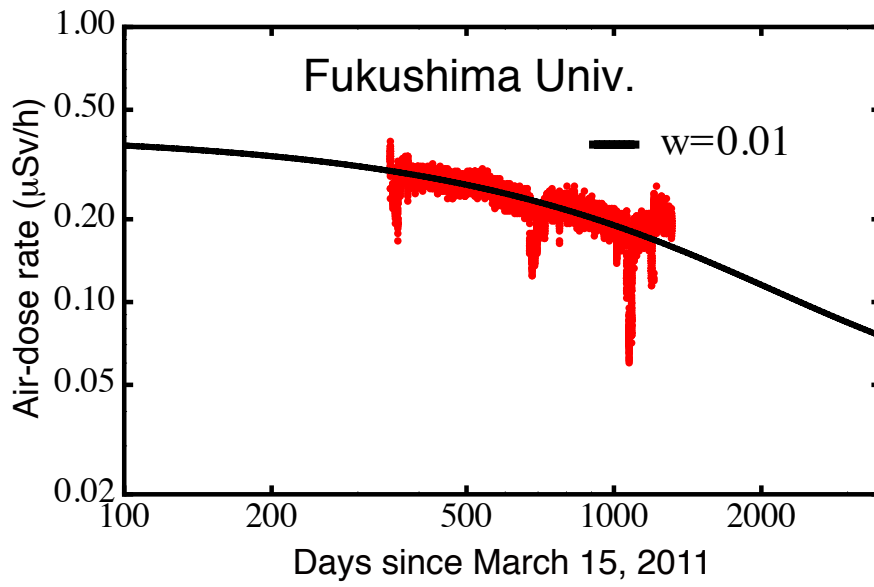


図 3.27: モデルと空間線量率のフィッティング 9

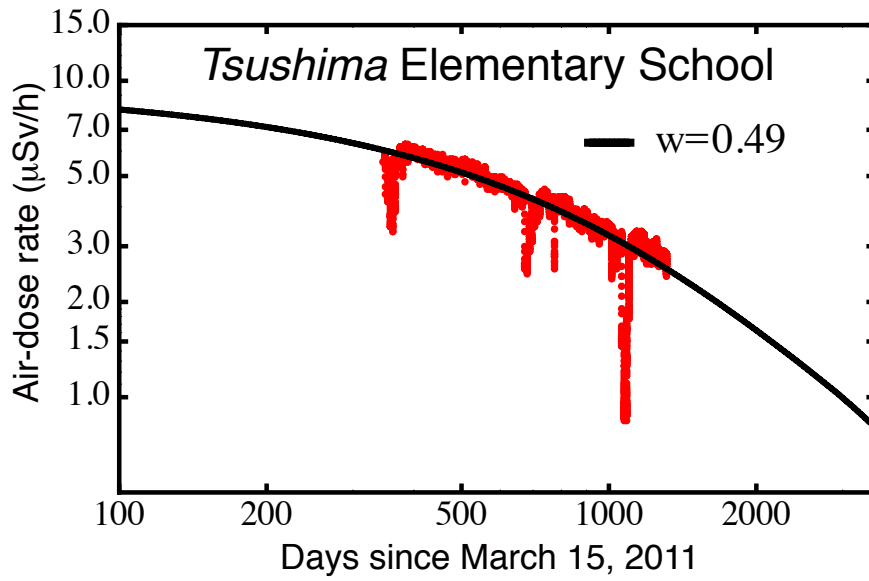


図 3.28: モデルと空間線量率のフィッティング 10

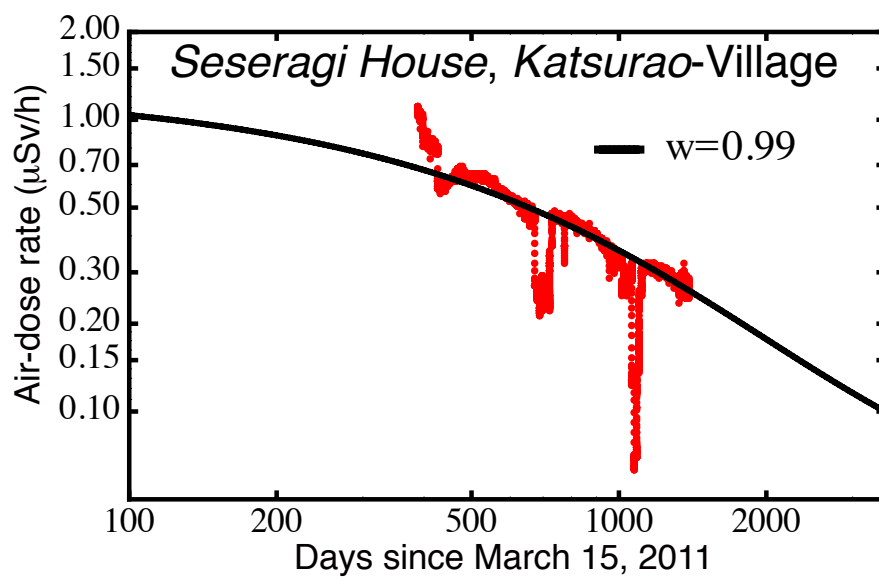


図 3.29: モデルと空間線量率のフィッティング 11

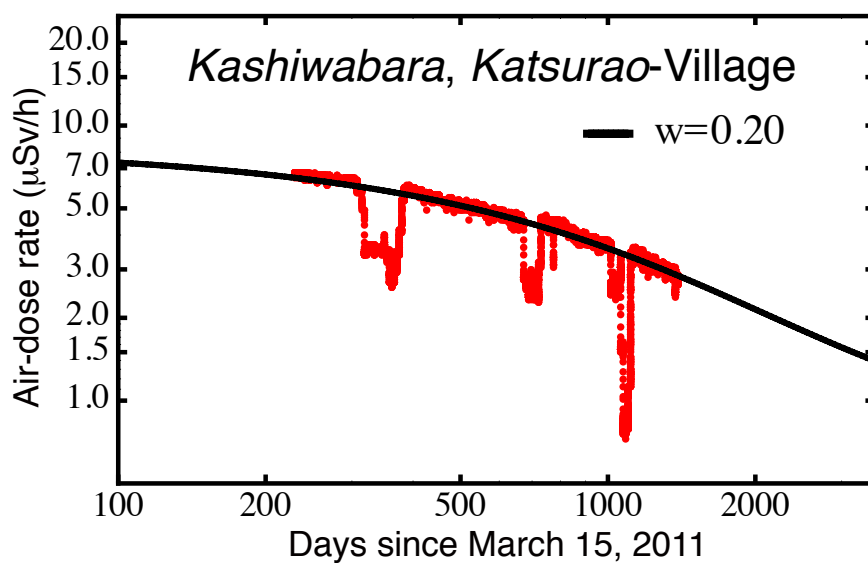


図 3.30: モデルと空間線量率のフィッティング 12

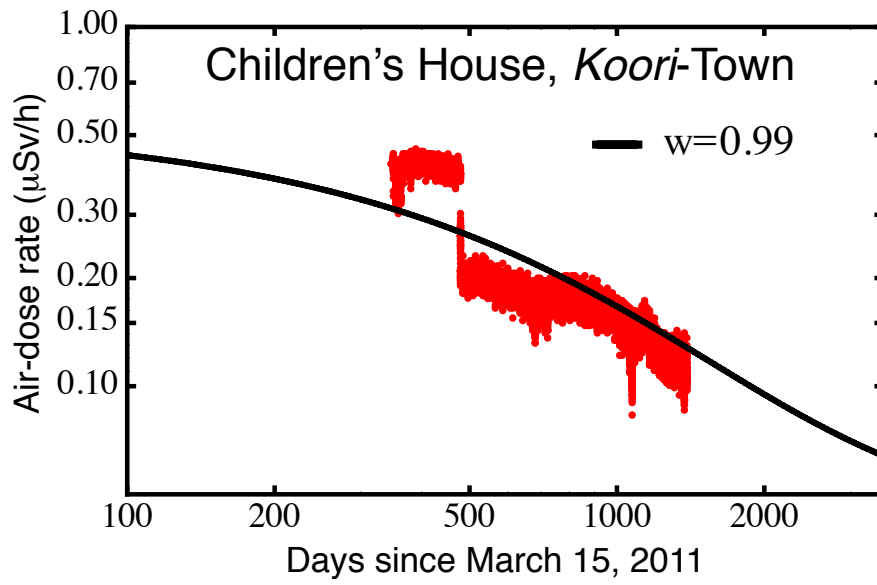


図 3.31: モデルと空間線量率のフィッティング 13

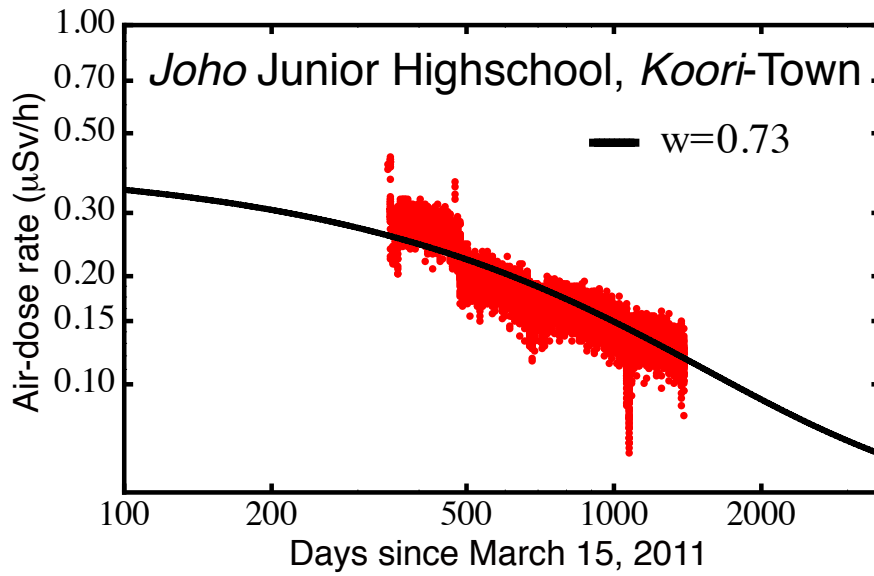


図 3.32: モデルと空間線量率のフィッティング 14

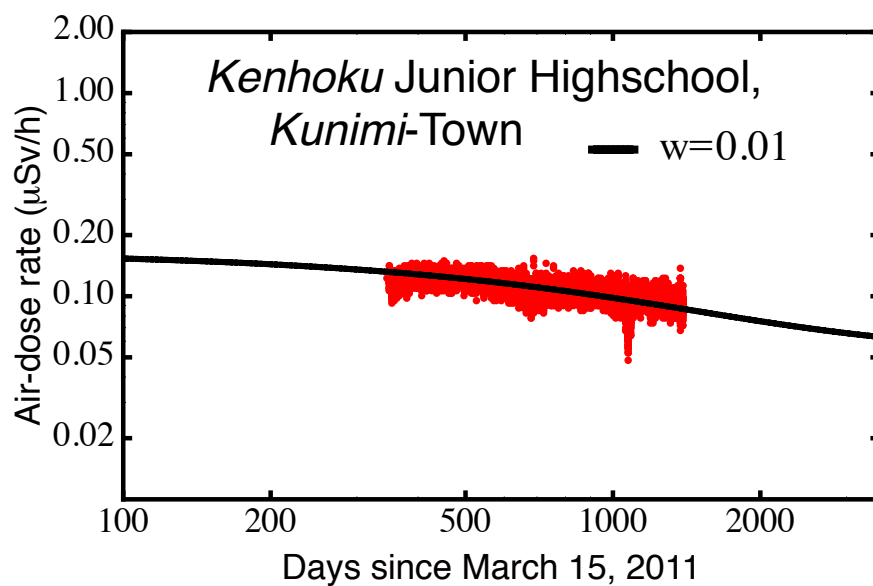


図 3.33: モデルと空間線量率のフィッティング 15

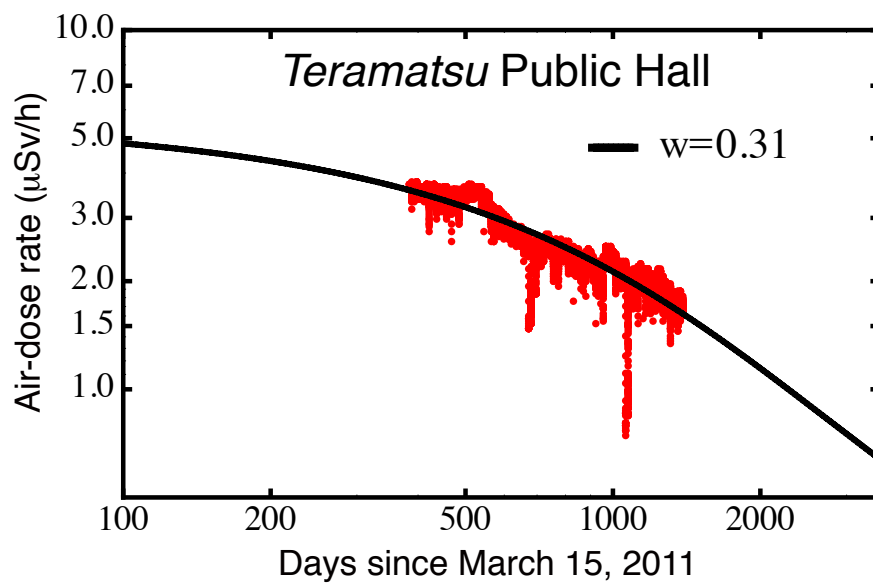


図 3.34: モデルと空間線量率のフィッティング 16

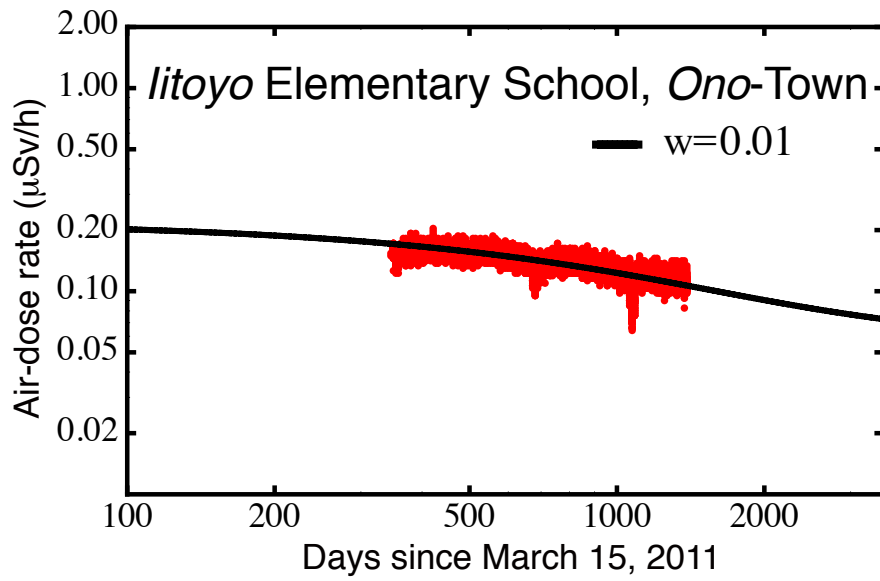


図 3.35: モデルと空間線量率のフィッティング 17

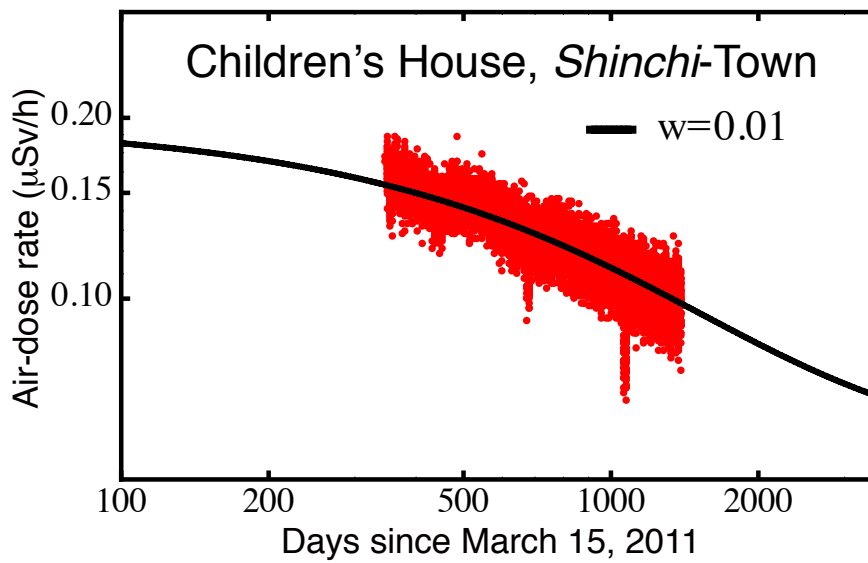


図 3.36: モデルと空間線量率のフィッティング 18

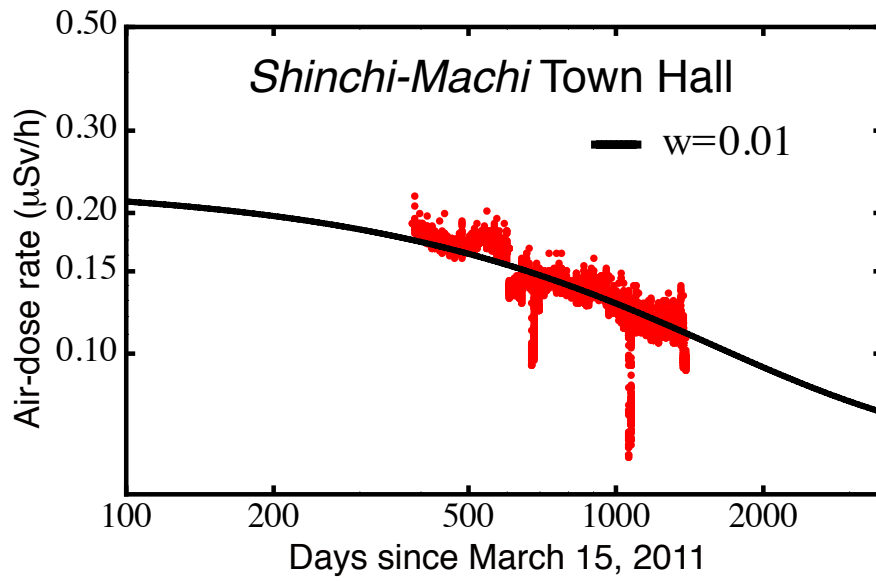


図 3.37: モデルと空間線量率のフィッティング 19

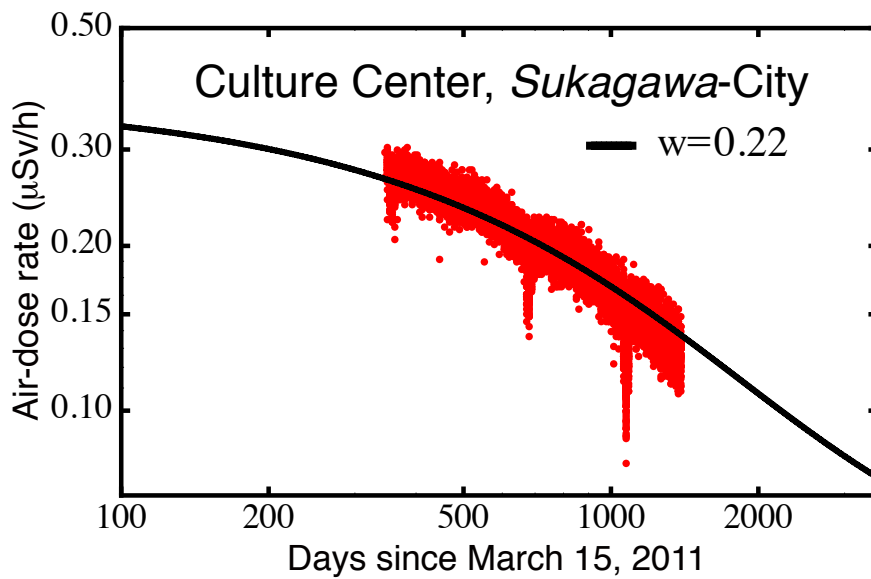


図 3.38: モデルと空間線量率のフィッティング 20

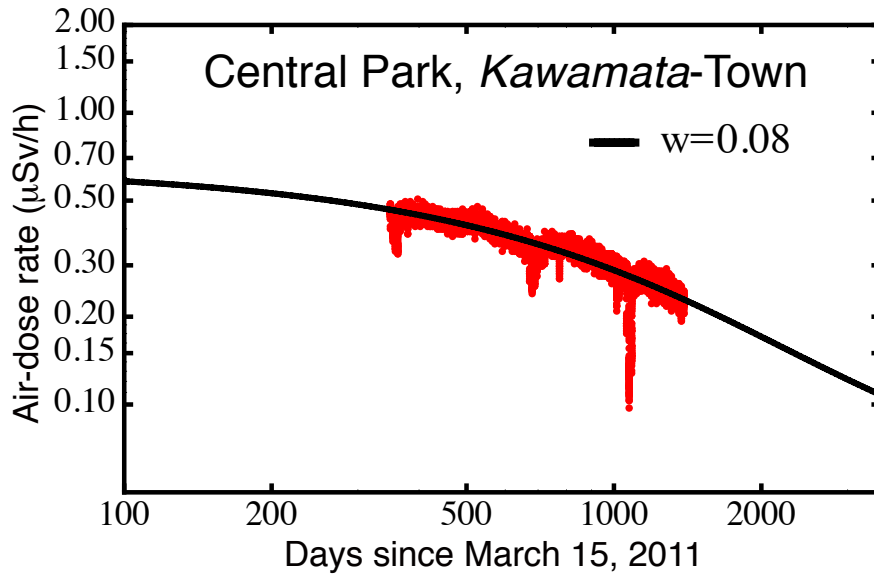


図 3.39: モデルと空間線量率のフィッティング 21

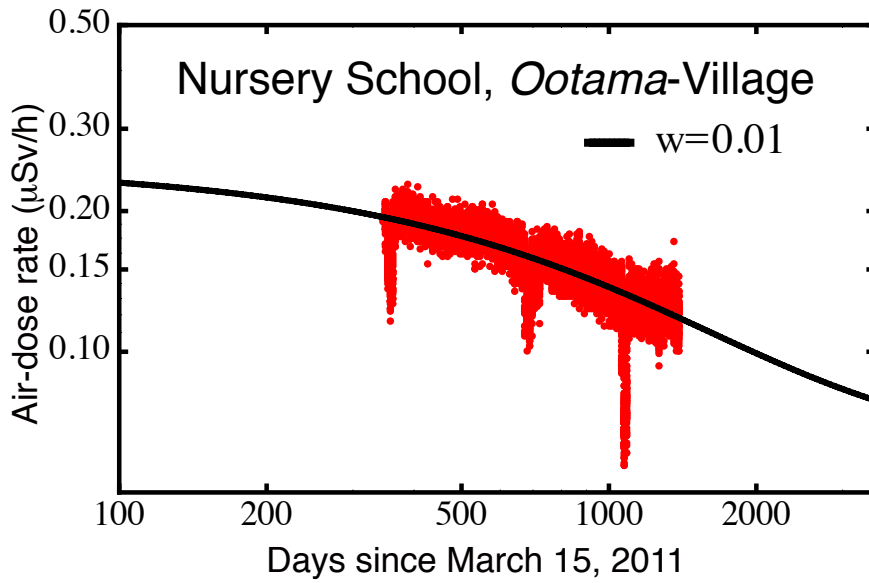


図 3.40: モデルと空間線量率のフィッティング 22

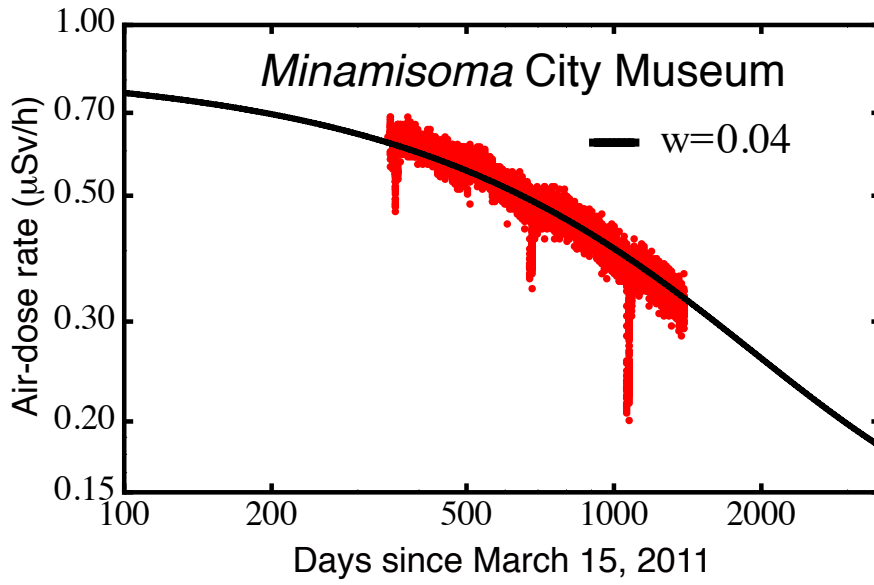


図 3.41: モデルと空間線量率のフィッティング 23

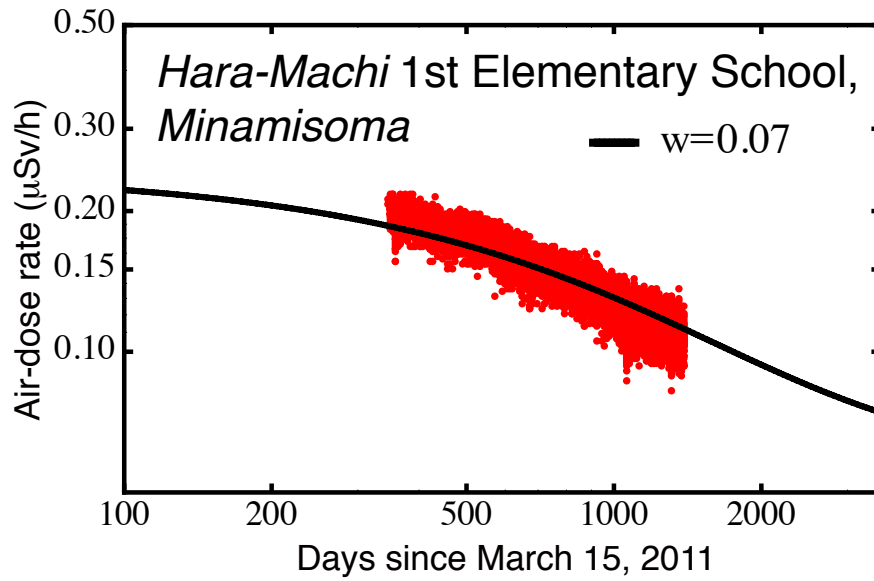


図 3.42: モデルと空間線量率のフィッティング 24

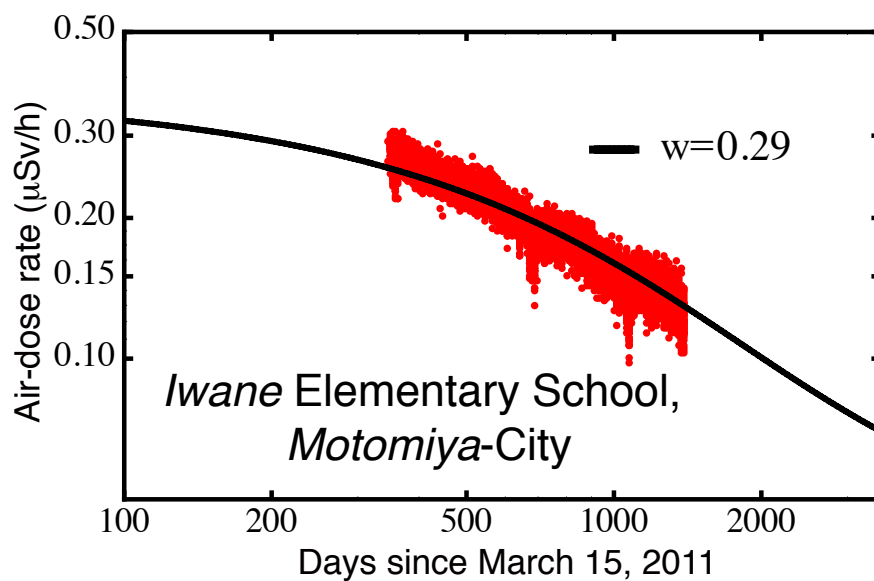


図 3.43: モデルと空間線量率のフィッティング 25

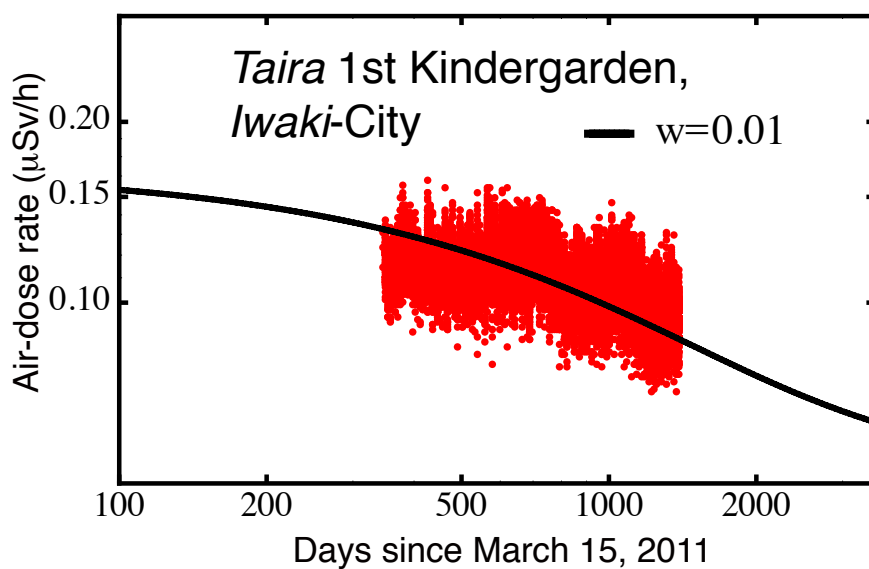


図 3.44: モデルと空間線量率のフィッティング 26

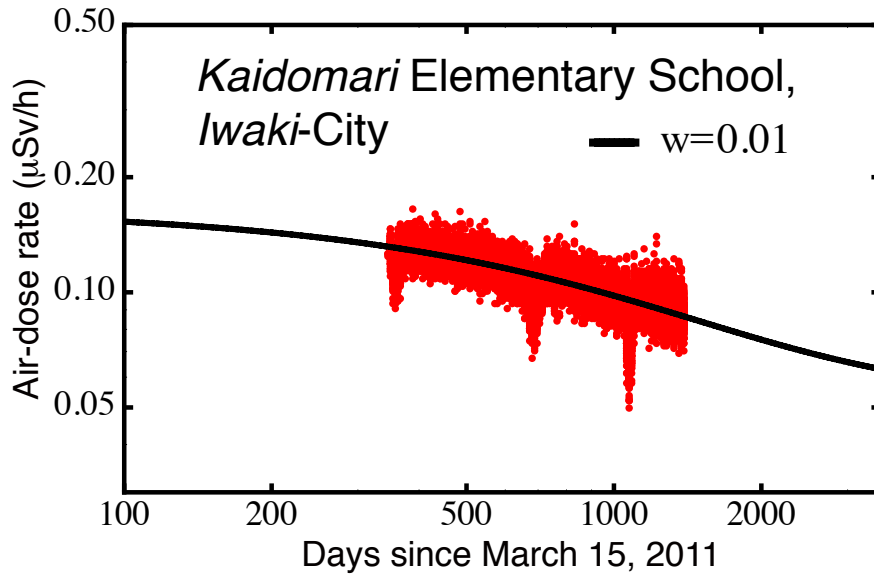


図 3.45: モデルと空間線量率のフィッティング 27

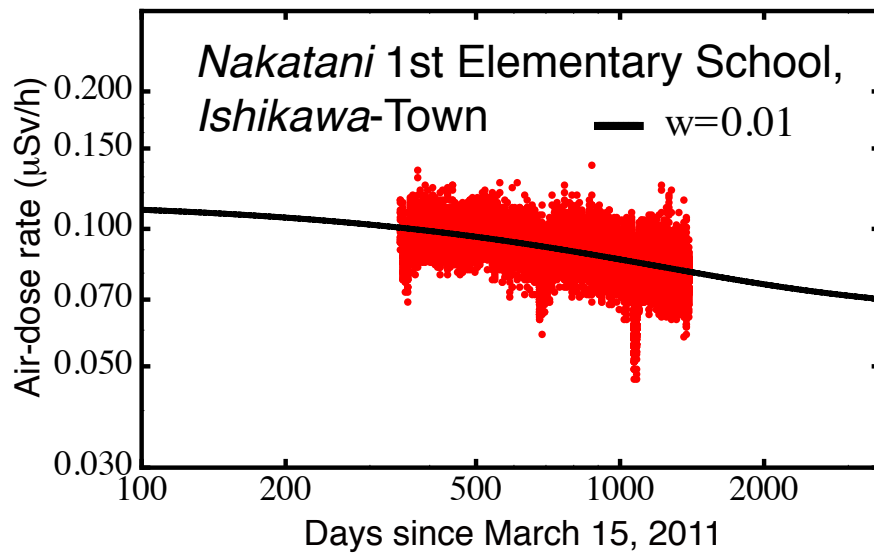


図 3.46: モデルと空間線量率のフィッティング 28

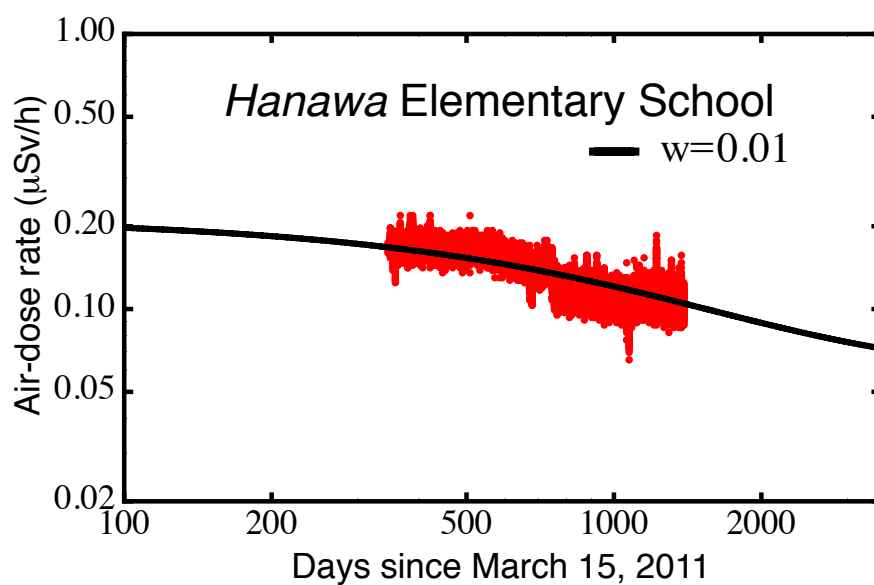


図 3.47: モデルと空間線量率のフィッティング 29

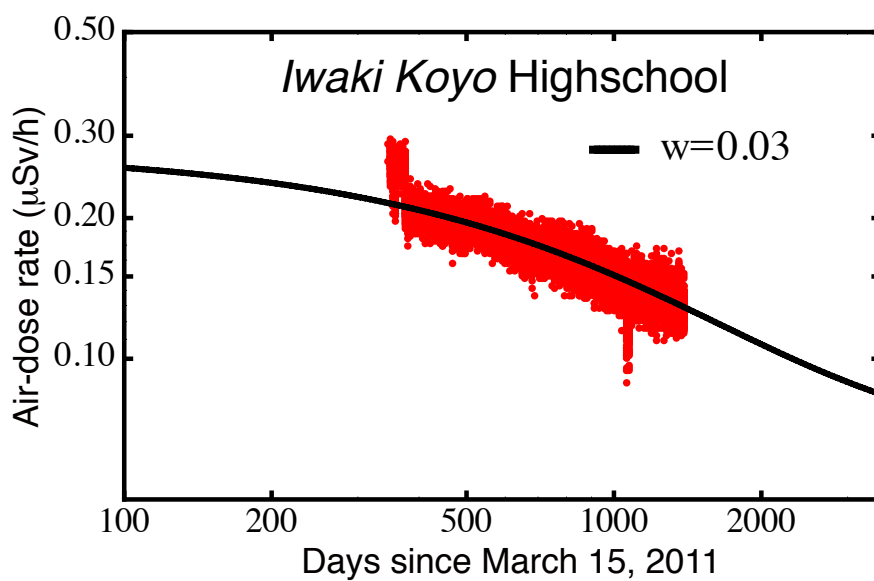


図 3.48: モデルと空間線量率のフィッティング 30

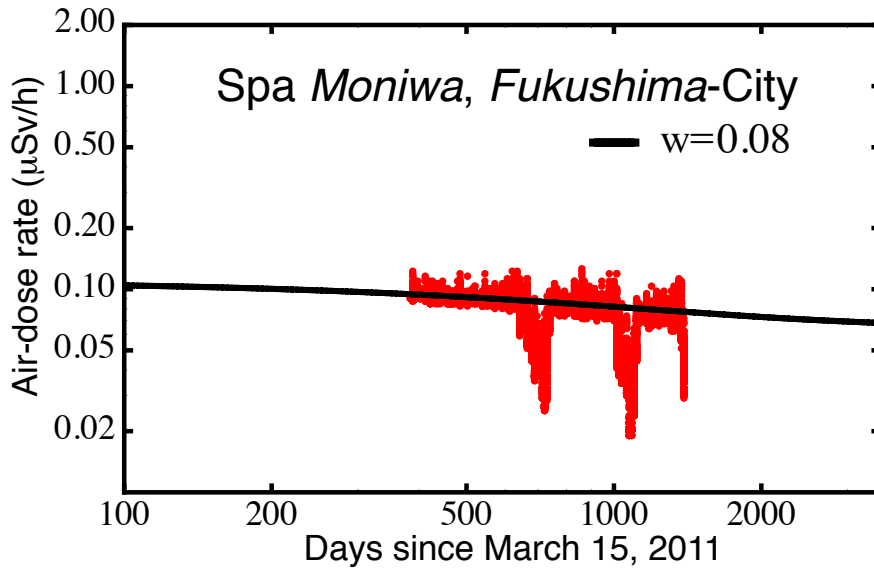


図 3.49: モデルと空間線量率のフィッティング 31

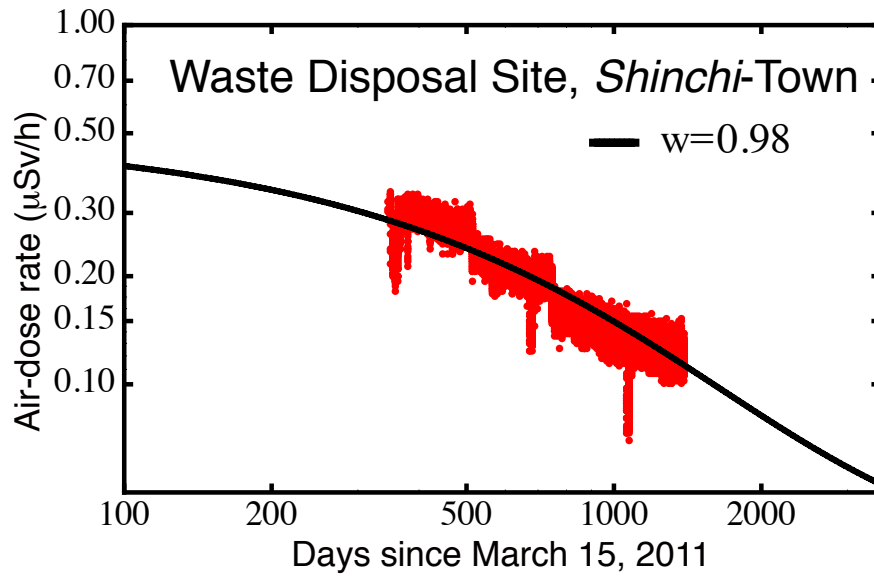


図 3.50: モデルと空間線量率のフィッティング 32

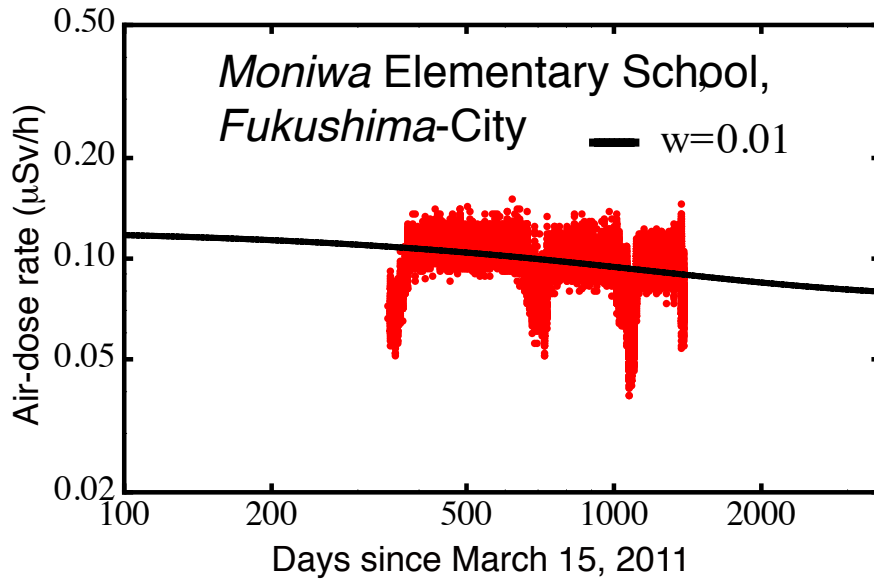


図 3.51: モデルと空間線量率のフィッティング 33

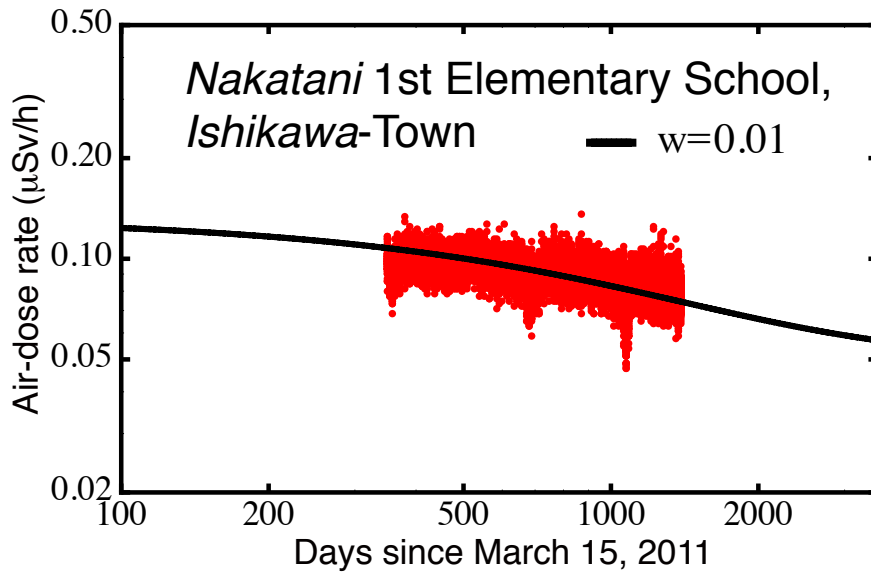


図 3.52: モデルと空間線量率のフィッティング 34

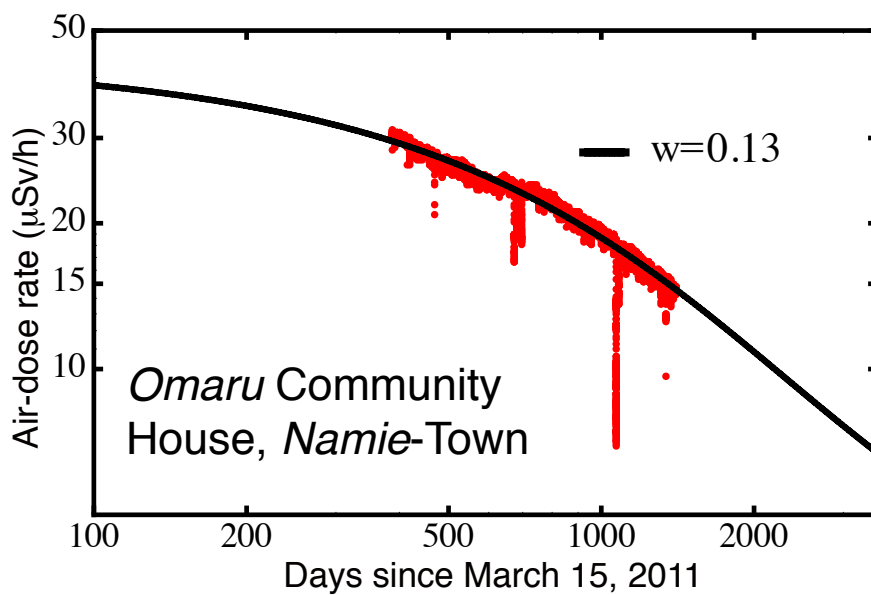


図 3.53: モデルと空間線量率のフィッティング 35

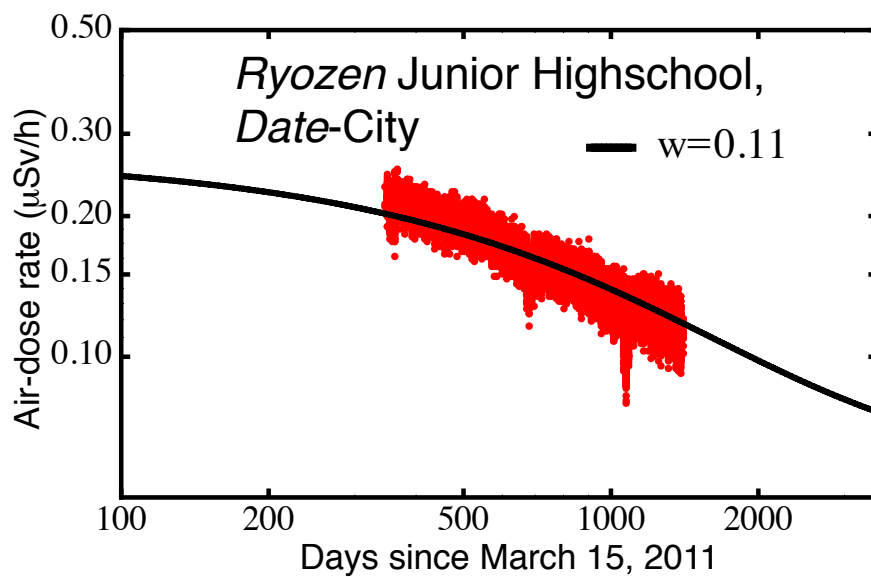


図 3.54: モデルと空間線量率のフィッティング 36

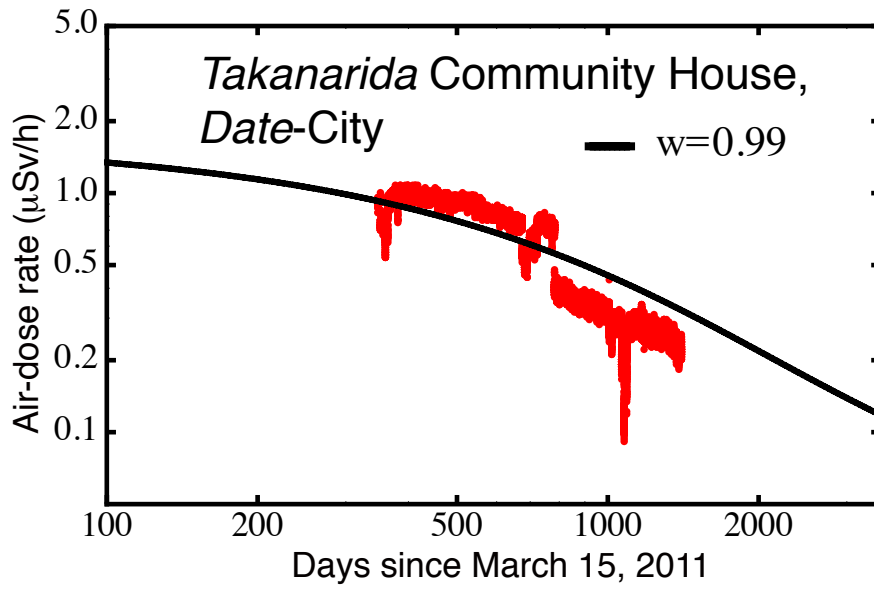


図 3.55: モデルと空間線量率のフィッティング 37

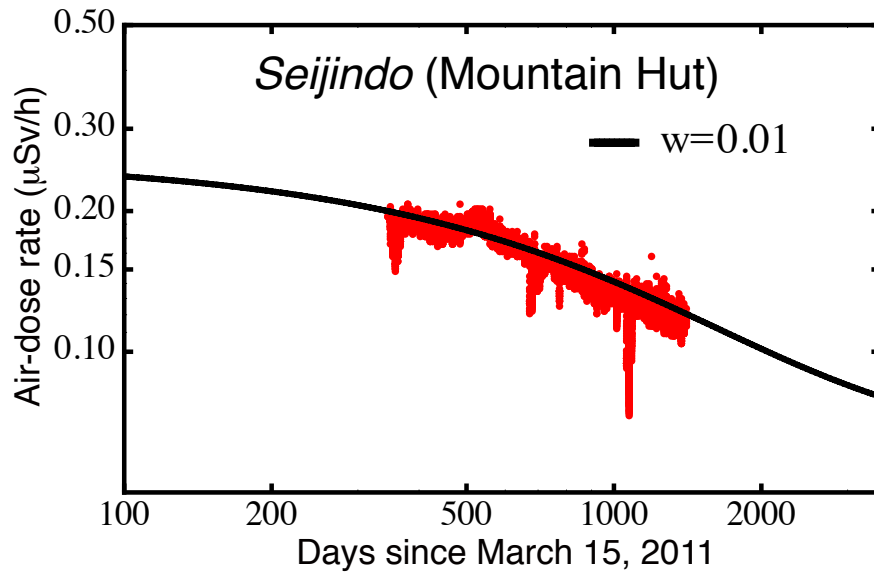


図 3.56: モデルと空間線量率のフィッティング 38

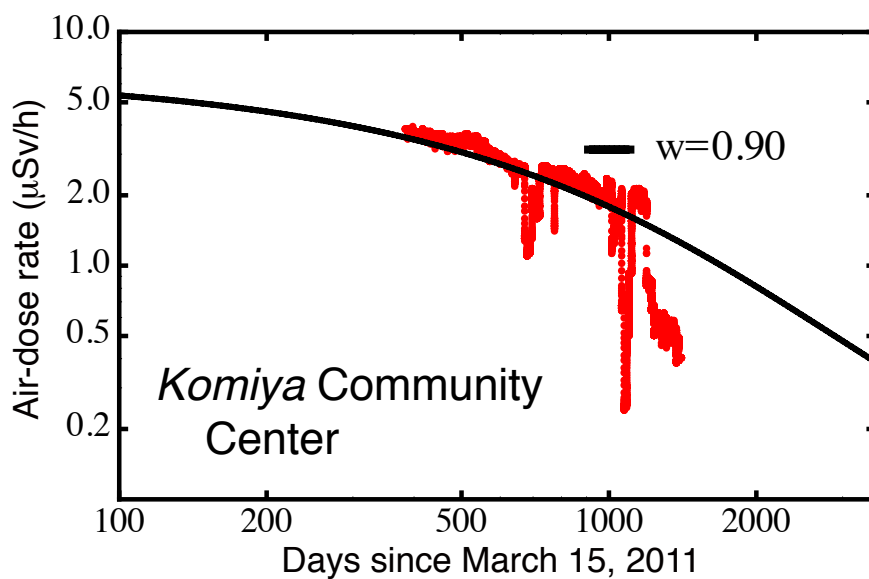


図 3.57: モデルと空間線量率のフィッティング 39

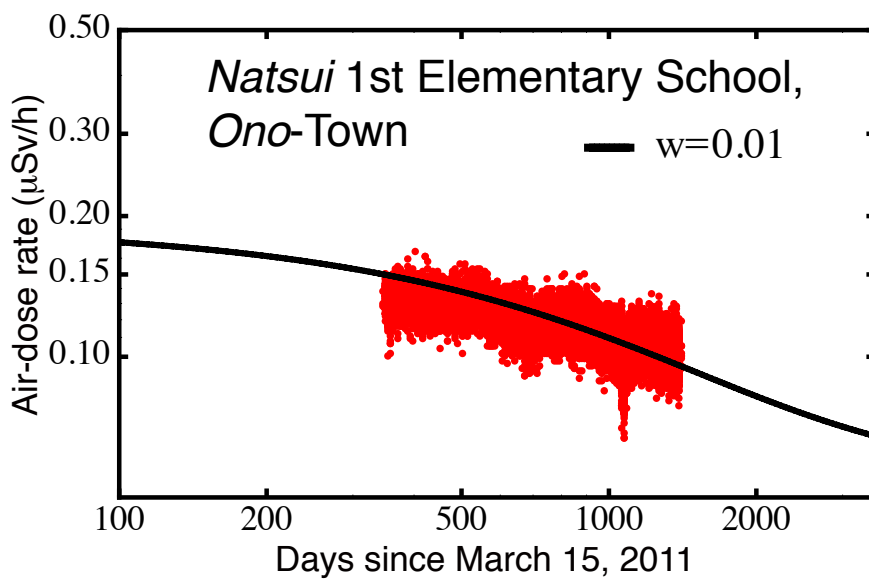


図 3.58: モデルと空間線量率のフィッティング 40

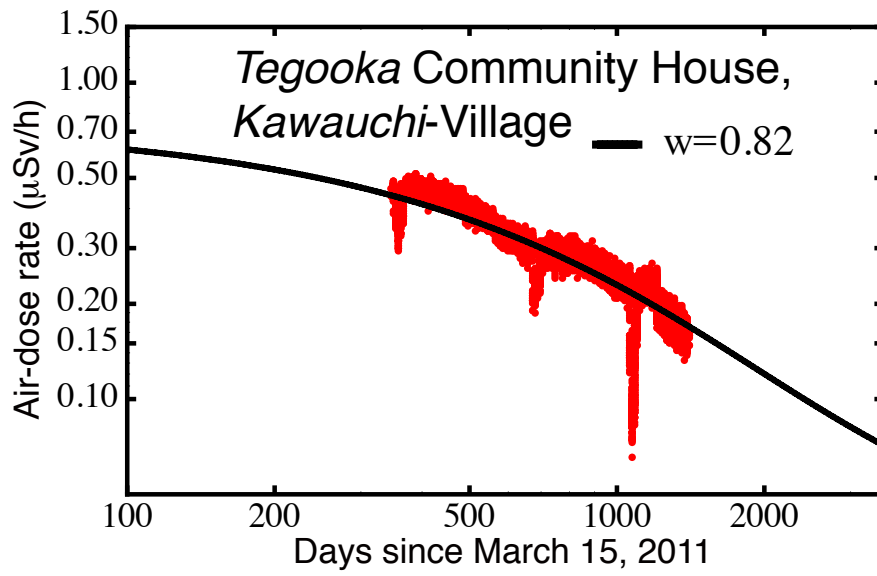


図 3.59: モデルと空間線量率のフィッティング 41

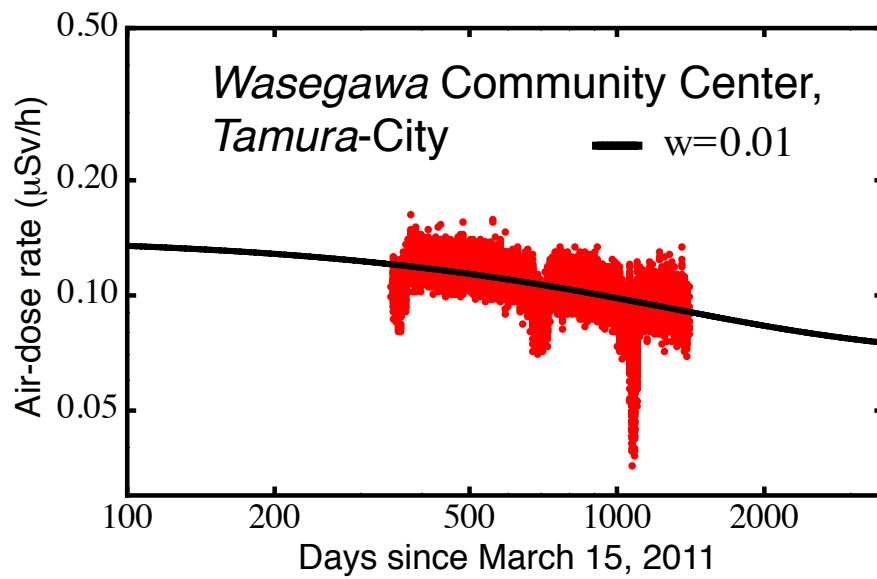


図 3.60: モデルと空間線量率のフィッティング 42

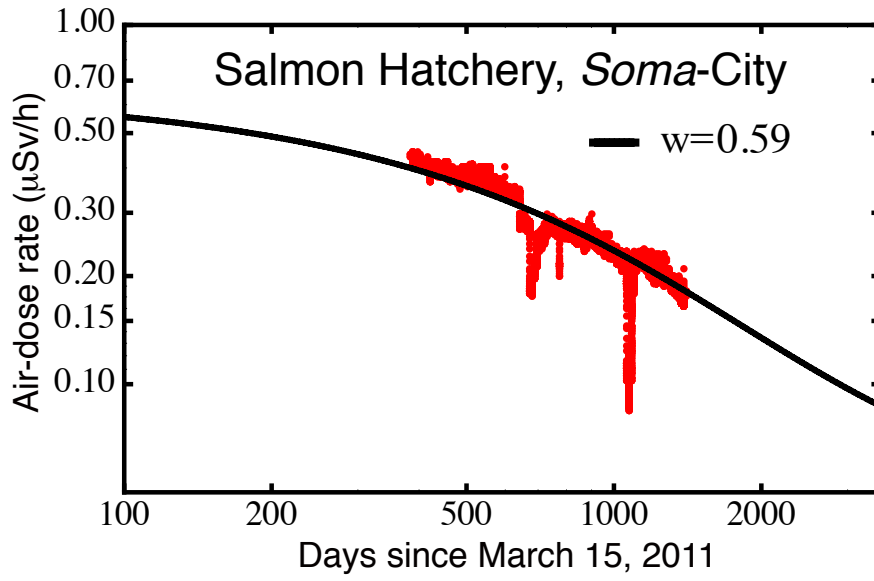


図 3.61: モデルと空間線量率のフィッティング 43

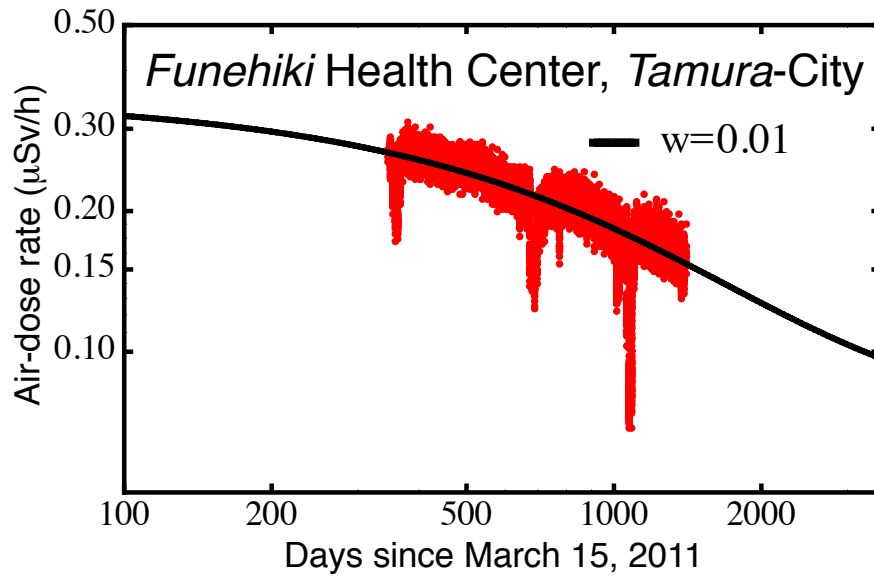


図 3.62: モデルと空間線量率のフィッティング 44

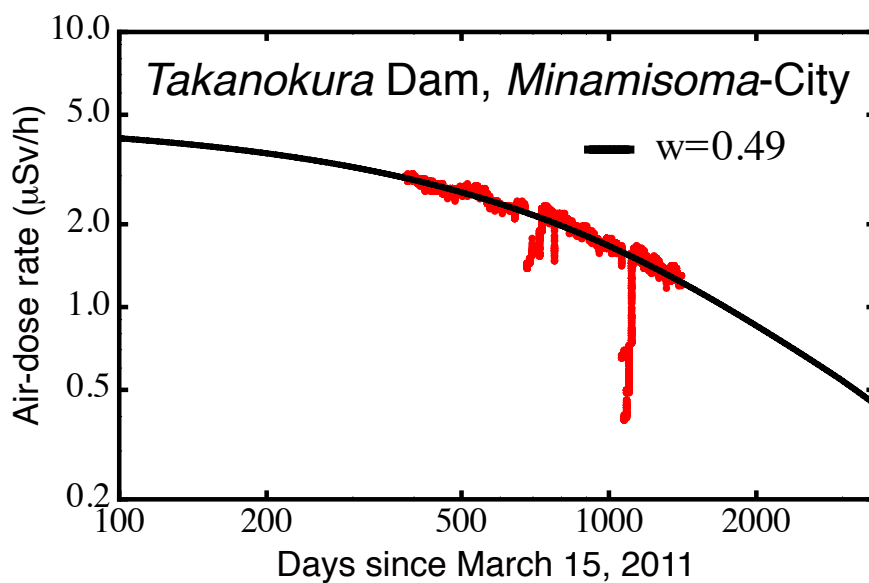


図 3.63: モデルと空間線量率のフィッティング 45

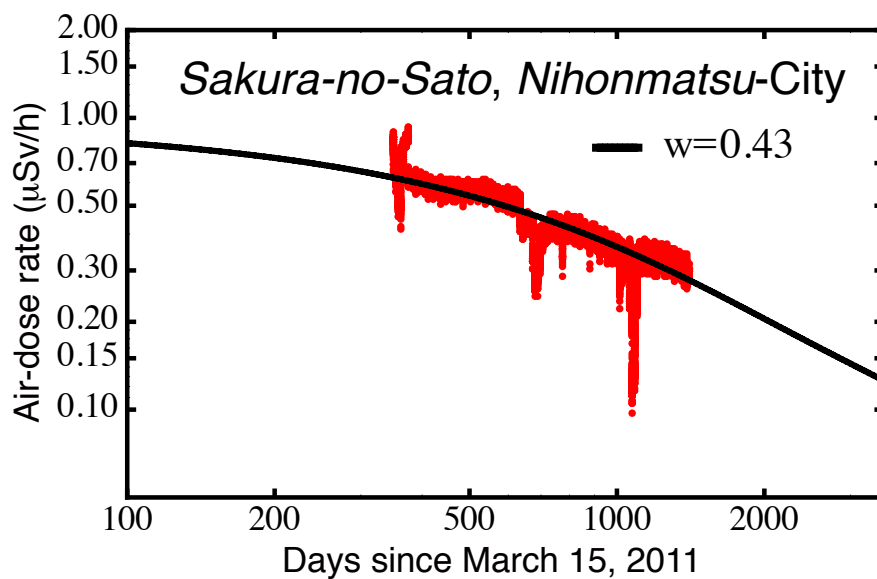


図 3.64: モデルと空間線量率のフィッティング 45

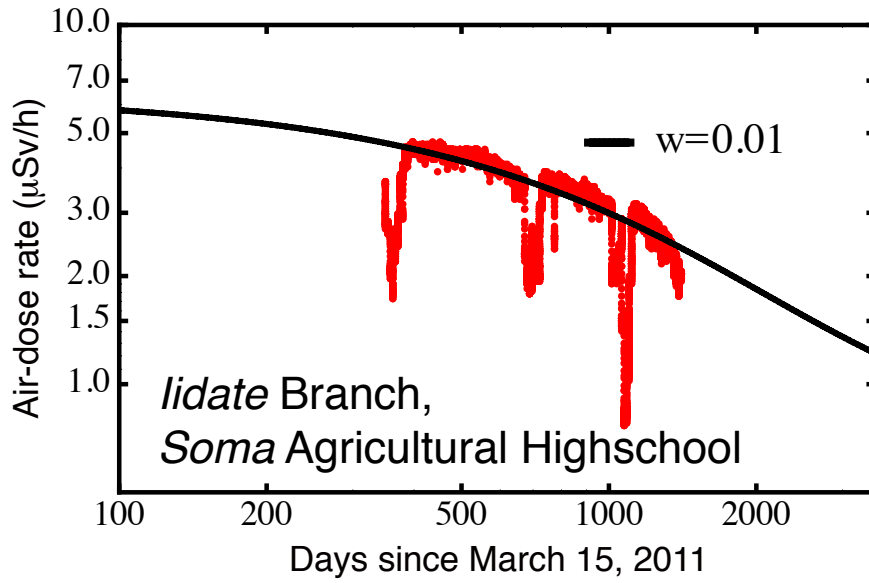


図 3.65: モデルと空間線量率のフィッティング 47

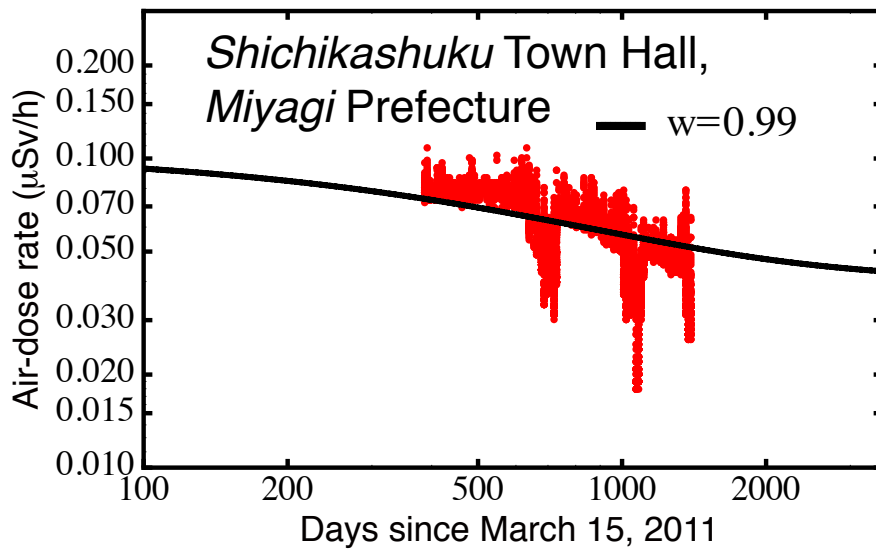


図 3.66: モデルと空間線量率のフィッティング 48

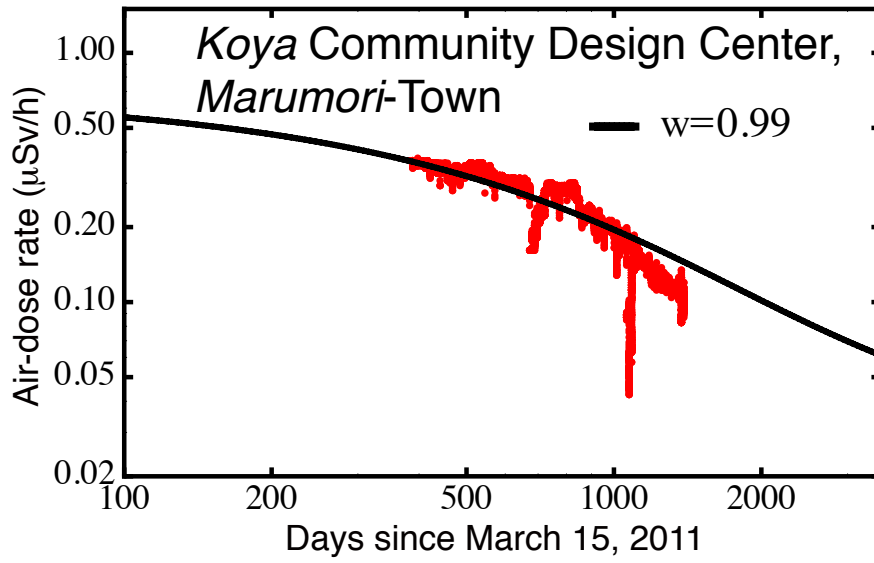


図 3.67: モデルと空間線量率のフィッティング 49

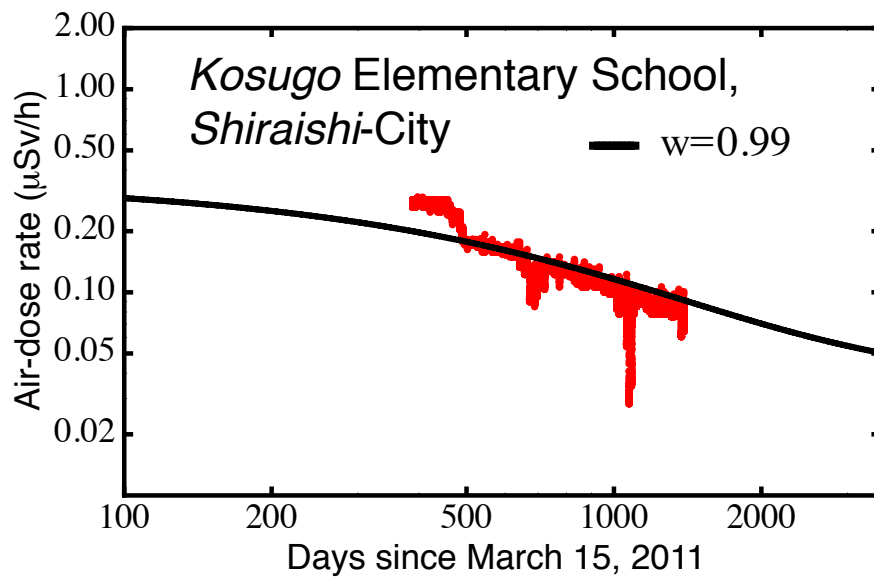


図 3.68: モデルと空間線量率のフィッティング 50

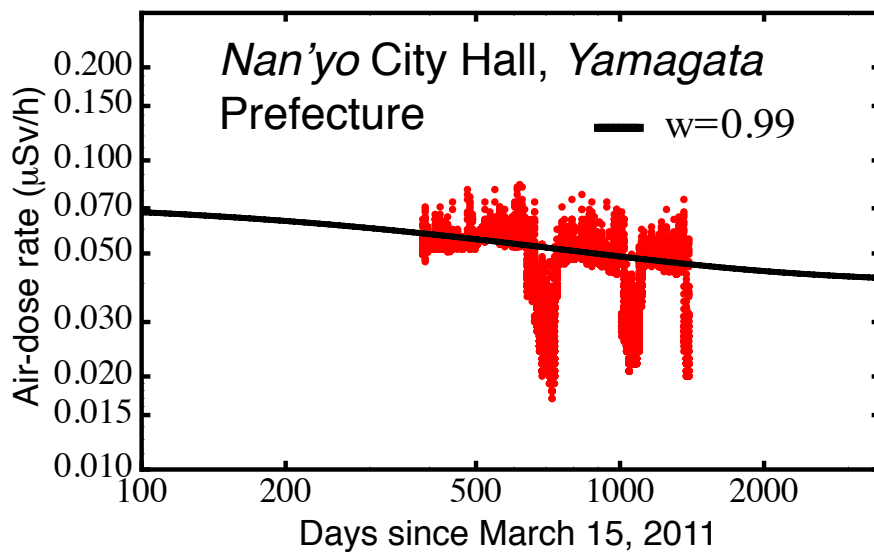


図 3.69: モデルと空間線量率のフィッティング 51

以下の表 3.5 に解析地点の緯度, 経度, フィッティングした結果得られた移流速度 w の値を示す.

表 3.4: それぞれの解析地点における移流速度のフィッティング結果 1

解析地点	緯度	経度	移流速度 [cm/year]
福島県立郡山高等学校	37.402283	140.33655	0.50
井手多目的研修センター	37.469	140.951952	0.28
郡山市立高野小学校	37.471801	140.465493	0.45
郡山市保健所	37.4053	140.35971	0.99
川内村川内村役場	37.337672	140.80923	0.28
二本松市立大平小学校	37.580368	140.47517	0.21
富岡町 富岡第二小学校	37.354378	140.995137	0.39
福島県立浪江高等学校津島校	37.562668	140.7685	0.05
福島市福島大学	37.684217	140.455417	0.01
浪江町立津島小学校	37.560932	140.75525	0.48
葛尾村せせらぎ荘	37.498603	140.760282	0.99
葛尾村柏原地区	37.520924	140.8136	0.18
桑折町児童館	37.84643	140.51646	0.99
桑折町立醸芳中学校	37.850315	140.52528	0.70
国見町立県北中学校	37.884182	140.56161	0.01
寺松公民館	37.460563	140.970538	0.30
小野町立飯豊小学校	37.316	140.61414	0.01
新地町児童館	37.87265	140.91678	0.01
新地町役場	37.875567	140.919343	0.01
須賀川市文化センター	37.290417	140.3555	0.50
川俣町中央公園	37.662533	140.60608	0.25
大玉村保育所	37.534309	140.368654	0.01
南相馬市博物館	37.62327	140.96353	0.14
南相馬市立原町第一小学校	37.6425	140.96326	0.42
本宮市立岩根小学校	37.4819	140.34978	0.52
いわき市平第一幼稚園	37.056217	140.94002	0.01
いわき市立具泊小学校	36.991615	140.61607	0.01
石川町立中谷第一小学校	37.140316	140.4909	0.01
塙町立塙小学校	36.95487	140.40767	0.01
福島県立いわき光洋高等学校	37.0173	140.92682	0.01
もにわの湯	37.91872	140.422437	0.01

表 3.5: それぞれの解析地点における移流速度のフィッティング結果 2

新地町一般廃棄物最終処分場	37.898483	140.89182	0.98
福島市立茂庭小学校	37.89963	140.4316	0.01
石川町立中谷第一小学校	37.140316	140.4909	0.01
浪江町小丸多目的集会所	37.466538	140.929645	0.13
伊達市立霊山中学校	37.788517	140.59528	0.41
葛尾村柏原地区	37.520924	140.8136	0.05
高成田集会所	37.788483	140.52985	0.99
山小屋聖人堂	37.2137	140.4702	0.01
小宮コミュニティセンター	37.658327	140.797822	0.99
小野町立夏井第一小学校	37.257935	140.65253	0.01
川内村手古岡集会所	37.28647	140.83867	0.78
早稲川多目的交流センター	37.380783	140.6684	0.01
相馬市さけふ化場	37.752913	140.86377	0.57
田村市船引保健センター	37.451984	140.58296	0.01
南相馬市高の倉ダム	37.632767	140.854945	0.48
二本松市さくらの郷	37.534782	140.59044	0.41
福島県立相馬農業高等学校飯館校	37.6939	140.73662	0.01
宮城県丸森町耕野まちづくりセンター	37.9169	140.6461	0.01
宮城県七ヶ宿町役場	37.993525	140.441922	0.61

このフィッティングによって得られた各地点の移流速度 w は、実際に観測される移流速度に近い値で求まり、フィッティング結果はほとんどの地点において良好で実際の空間線量率の推移をよく再現できている。しかしながら図 3.4, 3.31 のように空間線量率の値が途中で大きく変化するような挙動は本研究では再現できない。このような空間線量率の推移となるのは、本研究で用いた下方浸透以外の C_s の移行が生じていたか、あるいは空間線量率の測定器付近の除染活動によるもの、測定装置の誤差や何らかの物質による装置への遮蔽などによるものが考えられる。またこのフィッティングにおけるパラメータが w のみであったことからこのフィッティングではうまく空間線量率の推移を再現しきれない地点も存在する。例えば図 3.33, 3.35 のように非常に小さな移流速度でフィッティングしている地点では実際の空間線量率の減衰の方がモデル式よりも遅い減衰になる場合がある。これは拡散係数 k や緩衝深度 h を平均の値として用いているために生じる誤差が原因となっていると考えられる。その他にも本章で使用した移流分散モデルは、実際の下方向浸透に見られるような深い位置における

濃度分布に厚い裾が見られず, 簡易モデルを使用していることが濃度予測における誤差の要因となっていると考えられる. そのため本章で記述した空間線量率長期予測モデルは, 移流速度 w のみをフィッティングパラメータとして用いることで大まかな空間線量率の減衰を予測できる簡易モデルであると位置付けられる. 次章では下方浸透モデルに関してテーリングを再現するモデルを採用し, フィッティングパラメータを移流速度 w 以外にも拡散係数 k , 緩衝深度 h とし, より精度よく空間線量率を予測するモデルに関して記述する.

第4章 FADEを用いた土壤中Cs拡散モデルによる空間線量率の長期予測モデル

4.1 通常の移流分散式による下方浸透モデルの問題点

前章では移流分散式を土壤中 ^{134}Cs 及び ^{137}Cs に適用し、土壤中のCs分布と土壌、大気の遮蔽効果を計算することで空間線量率の長期間の推移をモデル化した。下方浸透モデルは式(3.2)、式(3.3)、式(3.4)に表わされる移流分散式を用いているが、これまでの多くの研究により、長期的に計算を行う場合実際の下方浸透と乖離が生じていくことがわかっている。例えばAdamsとGelharら[42]や、Kosakowskiらは、フィールド実験により実際の土壤中での物質拡散現象と移流分散式の解析解との間には相違があることを示している[43]。この相違の中で特徴的なものは、実験結果での低濃度部分には緩やかに続くテーリング現象があることであり解が正規分布の形で算出される移流分散式ではこれを再現することは出来ない。

3章で記述した福島県における土壤中の ^{137}Cs 分布にもこのようなテーリングが見られ一例として図4.1に示す。前章に示したように各計測地点で3回の測定が行われており青い折れ線が1次調査、赤い折れ線が2次調査、緑の折れ線が3次調査結果をそれぞれ表している。計測日時に関しても上述した通りである。移流分散式での計算ではこのようなテーリングを再現することは出来ず、図4.1のような形となり、赤丸で囲っている部分に明らかに相違がみられる。

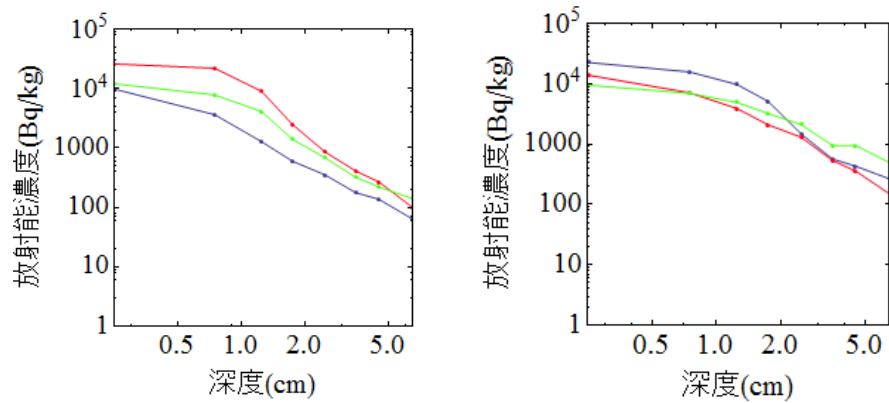


図 4.1: スクレーパープレートを用いて観測した ^{137}Cs の深度分布調査結果. 深い場所では ^{137}Cs 濃度にテーリングが見られる.

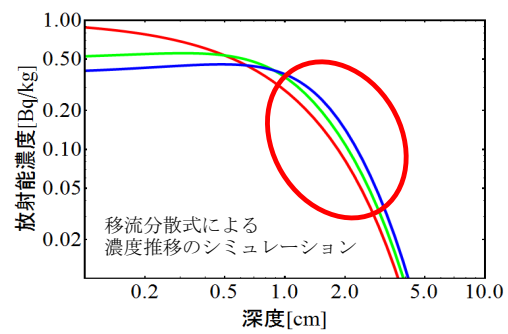


図 4.2: 3.1.2 章で使用した移流分散式の計算結果. 観測データのようなテーリングは見られない.

この問題により, 事故後長期間時間が経つと空間線量率予測モデルと実際の観測データの乖離が大きくなる場合が考えられる. 図 4.1 は福島県郡山群の井出多目的研修センターで観測された空間線量率と, その観測データの観測開始日から 500 日分のデータのみ使用してフィッティングしたものを表している. この図から事故後 1000 日以降から観測データとモデルとの乖離が大きくなり再現性が低くなっていくことがわかる.

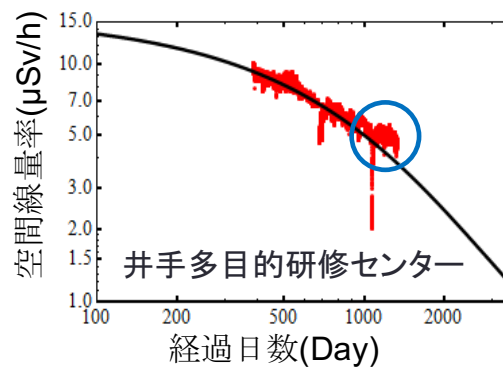


図 4.3: 式 (3.23) を用いた井出多目的研修センターで観測された空間線量率と, 観測データ 500 日分を使用したフィッティング

4.2 FADE による Cs の下方浸透モデル化

3.1.2 章においては地表から深い場所にある, Cs の放出するガンマ線は土壌による遮蔽効果により, このテーリングの影響は少ないと考え式 (3.5) で表わされるような移流分散式の解析解を用いたため, 式 (3.23), 式 (3.24), 式 (3.25) を用いて容易に空間線量率とのフィッティングを行うことができた. 本節では, このテーリングの影響を考慮した Cs 輸送モデルを用いて空間線量率予測モデルを構築する. テーリングを再現出来るモデルはこれまでに CTRW を始め多くのモデルが研究されている [44], [45], [46]. CTRW はブラウン運動に基づく拡散理論における, 粒子の移動距離と移動間の待ち時間を確率密度関数として与えたものであり, 待ち時間の 1 次モーメント, 移動距離の 2 次モーメントの値がそれぞれ有限であるか, 発散するかにより分類される. 待ち時間分布の 1 次モーメントが発散する場合, 通常の拡散方程式の時間微分項は非整数階微分を用いて表され, 移動距離の 2 次モーメントが発散する場合は拡散方程式における空間微分項が非整数階微分を用いて表される. ここで多孔質媒体中の粒子の待ち時間分布に関しては, 黄によりガンマ分布により近似できることが示されているため [47], 待ち時間の 1 次モーメントは有限の値となるため, 本研究においては土壌中 Cs の異常拡散は移動距離の 2 次モーメントが発散することにより引き起こされるものと考え, 式 (3.2) における空間微分を非整数階に拡張した式 (4.1) を用いて下方浸透を記述する. これは CTRW の一つの形であり FADE モデルと呼ばれる. FAED は平均二乗和が時間に比例する移流分散式とは異なり異常拡散のモデル化に多く用いられている [48], [49], [50].

$$\frac{\partial C(t, z)}{\partial t} = k \left(p \frac{\partial^\alpha C(t, z)}{\partial z^\alpha} + q \frac{\partial^\alpha C(t, z)}{\partial (-z)^\alpha} \right) - w e^{-ut} \frac{\partial C(t, z)}{\partial z} \quad (4.1)$$

初期条件は以下の指数分布とする.

$$C(0, z) = \exp\left(-\frac{z}{h}\right), \quad (4.2)$$

境界条件に関しては土壌中の Cs 総量を一定に保つ必要があるため, 以下のような型境界条件を用いた.

$$-w e^{-ut} \frac{\partial C(t, L_1)}{\partial z} + k \frac{\partial^\alpha C(t, L_1)}{\partial z^\alpha} = 0. \quad (4.3)$$

$$C(t, L_2) = 0. \quad (4.4)$$

ここで p, q は拡散の偏りを表わすパラメータであり, $p + q = 1$ となる. 本研究においては $p = 1/2, q = 1/2$ として用いる. α は拡散の特性を決定するパラメータであり $1 < \alpha < 2$ である. $\alpha = 2$ となる時, 3.1.2 章で用いた通常の移流分散式と同じ拡散となる. さらに 3.1.2 章で述べたように, C_s の下方浸透速度は年々遅くなっていくことが多くの研究により知られているため, 本章でのモデルには移流速度 w の係数として e^{-ut} を加えた. これは時刻 t における下方浸透速度が $w e^{-ut}$ で表わされることを意味する. 減衰の速さに関する資料は見当たらなかったため, 本研究ではこれを C_s の土壌への吸着によるものと考えその吸着は単位時間当たり一定の割合で起こるものと仮定し指数減衰によりモデル化した.

初期条件式 (4.2) は式 (3.3) と同じ指数分布である. 式 (4.3) は $x = L_1$ におけるロバン型境界条件であり, 土壌中の C_s の総量を一定に保つため本研究では $L_1 = 0$ を用い, 式 (4.4) は $x = L_2$ での濃度が常に 0 となるディレクレ境界条件であり $L_2 = 30$ とした. 式 (4.4) に関して, 実際には深度 30cm に置いて濃度は 0 ではないため, 無限遠を 0 とすべきであるが, 式 (4.1) を計算する場合, 数値的に解析を行う必要があるためここでは計算量と数値計算の精度を考慮し上式のような境界条件とした. 次に式 (4.1) の計算手法について記す. 本研究ではこれを Zhan の用いた有限体積法を用いて以下のように計算する [50]. 式 (4.1) における非整数階微分は拡散項のみであるため, 以下のように式変形をする.

$$\frac{\partial C(t, z)}{\partial t} = \frac{\partial Q}{\partial z} - w e^{-ut} \frac{\partial C(t, z)}{\partial z} \quad (4.5)$$

ここで $\gamma = \alpha - 1$ とし, 拡散フラックス Q を以下のように定義する.

$$Q = k \left(\frac{1}{2} \frac{\partial^\gamma C(t, z)}{\partial z^\gamma} + \frac{1}{2} \frac{\partial^\gamma C(t, z)}{\partial (-z)^\gamma} \right) \quad (4.6)$$

二つの微分に関して, 本研究では初期条件の導入のしやすさからカプート微分を用いて定義し, 以下のように記述する.[51][52].

$$\frac{\partial^\gamma C(t, z)}{\partial z^\gamma} = \frac{1}{\Gamma(1-\gamma)} \int_{L_1}^z \frac{1}{(z-Y)^\gamma} \frac{\partial C(t, z)}{\partial Y} dY \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial^\gamma C(t, z)}{\partial (-z)^\gamma} = \frac{1}{\Gamma(1-\gamma)} \int_z^{L_2} \frac{1}{(Y-z)^\gamma} \frac{\partial C(t, z)}{\partial Y} dY \quad (4.8)$$

次に式(4.5)を有限体積法を用いて数値計算する。まず計算領域である区間 $[0(cm), 30(cm)]$ をサイズ Δz の要素により N 分割し、 i 番目の要素を z_i 、その区間における濃度を C_i とする。この時、微小時間 Δt の間での z_i において以下の式が成り立つ。

$$\Delta z \frac{C_i^{t+\Delta t} - C_i^t}{\Delta t} = 0.5we^{-ut}(C_{i-1}^{t+\Delta t} - C_{i+1}^{t+\Delta t}) + Q_{i-1/2}^{t+\Delta t/2} - Q_{i+1/2}^{t+\Delta t/2} \quad (4.9)$$

ここで $Q_{i-1/2}^{t+\Delta t/2}$ と $Q_{i+1/2}^{t+\Delta t/2}$ は $l_j = (j+1)^{1-\gamma} - j^{1-\gamma}$ を用いて以下のように近似できる。

$$Q_{i+1/2} = -\frac{k}{\Gamma(2-\gamma)\Delta z^\gamma} \left[\sum_{j=0}^i \frac{1}{2} l_j (C_{i+1-j} - C_{i-j}) + \sum_{j=0}^{N-i-1} \frac{1}{2} l_j (C_{i+j+1} - C_{i+j}) \right] \quad (4.10)$$

$$Q_{i-1/2} = -\frac{k}{\Gamma(2-\gamma)\Delta z^\gamma} \left[\sum_{j=0}^{i-1} \frac{1}{2} l_j (C_{i-j} - C_{i-j-1}) + \sum_{j=0}^{N-i} \frac{1}{2} l_j (C_{i+j} - C_{i+j-1}) \right] \quad (4.11)$$

これにより、式(4.9)は以下を数値計算することで解くことができる。

$$\begin{aligned} \Delta z \frac{C_i^{t+\Delta t} - C_i^t}{\Delta t} &= 0.5we^{-ut}(C_{i-1}^{t+\Delta t} - C_{i+1}^{t+\Delta t}) \\ &\quad + \frac{k}{\Gamma(2-\gamma)\Delta z^\gamma} (C_{i-1}^{t+\Delta t} + 2C_i^{t+\Delta t} + C_{i+1}^{t+\Delta t}) + \Theta \\ \Theta &= \frac{k}{\Gamma(2-\gamma)\Delta z^\gamma} \left[\sum_{j=1}^i \frac{1}{2} l_j (C_{i+1-j}^t - C_{i-j}^t) + \sum_{j=1}^{N-i-1} \frac{1}{2} l_j (C_{i+j+1}^t - C_{i+j}^t) \right] \\ &\quad - \frac{k}{\Gamma(2-\gamma)\Delta z^\gamma} \left[\sum_{j=1}^{i-1} \frac{1}{2} l_j (C_{i-j}^t - C_{i-j-1}^t) + \sum_{j=1}^{N-i-1} \frac{1}{2} l_j (C_{i+j}^t - C_{i+j-1}^t) \right] \end{aligned} \quad (4.12)$$

本章では、上記の式(4.12)を用いて土壤中Csの濃度推移をシミュレーションし、次節から空間線量率観測データとのフィッティング方法及びフィッティングの結果について記述する。

4.3 空間線量率の長期予測

空間線量率の計算には、上述したFADEによる土壤中Csの濃度推移と、土壤中のCs分布から空間線量率の換算が必要となる。空間線量率への換算手法は、3.2節で述べた点減衰法を用いて行う。すなわち本章での空間線量予測モデルは式(4.12)及び式(3.23)、(3.24)、(3.25)、となる。これにより空間線量率の推移を計算し観測データとのフィッティ

ングを行う。上述したように本章ではより正確なフィッティングを行うため、フィッティングパラメータは移流速度 w 、拡散係数 k 、緩衝深度 h 、移流速度の減衰の速さを表わす u 、土壌中の拡散の分布を決める α の 5 つとする。前章では空間線量率予測モデルの解析解を使用しフィッティングパラメータは移流速度 w のみを用いてフィッティングを行っていたため、容易に行うことができたが、FAED を使用した空間線量率予測モデルは級数を用いて表わされるためフィッティングは前章と同様に行うことは困難となる。そこで本章では非線形最小二乗問題を解く有力なアルゴリズムとして知られる Levenberg-Marquardt 法を用いた [53]。この手法は反復計算による最適化の手法として用いられる最急降下法やニュートン法を組み合わせ、高速で関数を最小化するパラメータを求める手法である。本章では、まず初期値として上記の 5 つのパラメータに適当な値を入力し、空間線量率の減衰と実データとの減衰の二乗和が最小になるようにパラメータを繰り返し計算することでフィッティングを行っている。また計算時間を短縮するため、繰り返し計算により得られる各パラメータの範囲を制限し、これを超えた場合範囲内に収まるようにパラメータの値を修正し再度計算を行っている。例えば拡散係数 d に関しては範囲を $0 \sim 5 [\text{cm}^2/\text{year}]$ とし、Levenberg-Marquardt 法により $5 [\text{cm}^2/\text{year}]$ を超える値を得た場合は $d = 5$ とし再度繰り返し計算を行っている。図 4.3 は Levenberg-Marquardt 法を用いたフィッティングのフローを表している。

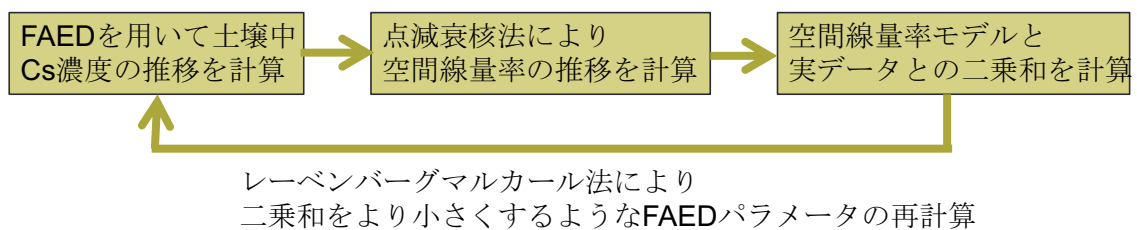


図 4.4: Levenberg-Marquardt 法を用いた空間線量率のフィッティング

以下の図 4.3 に FADE により井出多目的研修センター, 福島県浪江高等学校津島校の 2 地点においてフィッティングを行った結果を示す. 図中の緑色の曲線が空間線量率予測モデルを表している. ここで井出多目的研修センターにおけるフィッティングパラメータの値は $d = 0.220[\text{cm}^2/\text{year}]$, $w = 0.280[\text{cm}/\text{year}]$, $h = 1.25[\text{cm}]$, $r = 0.756$, $u = 0.369[1/\text{year}]$, 福島県浪江高等学校津島校でのパラメータの値は $d = 0.102[\text{cm}^2/\text{year}]$, $w = 0.221[\text{cm}/\text{year}]$, $h = 1.35[\text{cm}]$, $r = 0.701$, $u = 0.259[1/\text{year}]$ となった. また図 4.3 には 500 日分の観測データのみを用いてフィッティングを行った結果を示す. この結果より, 500 日分のみのデータを用いたフィッティングは全データを用いた場合のフィッティング結果と乖離が少なく, 空間線量率の長期予測を行うことが可能であることを表している. これは式 (3.2) における空間微分項を非整数階に拡張したことで, 実際の土壤中 Cs 輸送を再現し, これにより (3.23), 式 (3.24), 式 (3.25) により計算される空間線量率の時間変化をより観測値に近づけることができたためフィッティングが早期に収束したものと考察する.

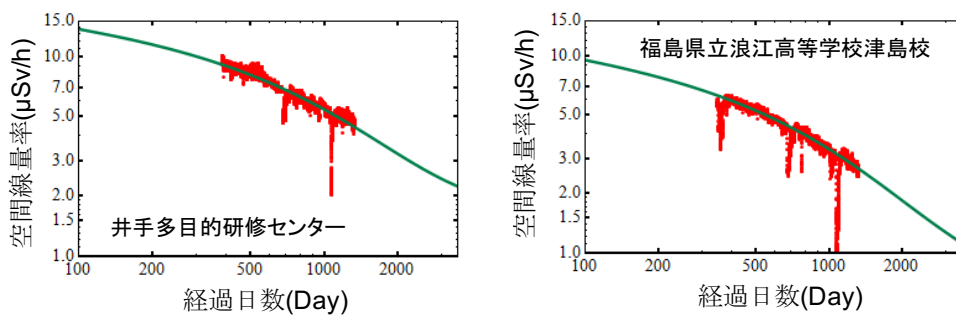


図 4.5: FADE と 500 日分の観測データによる空間線量率のフィッティング

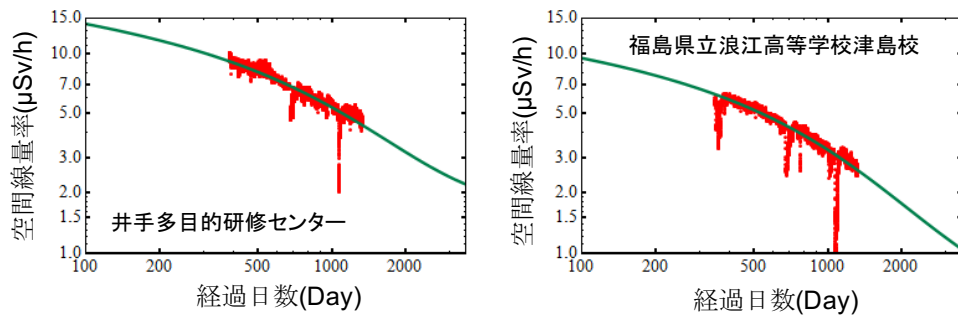


図 4.6: FADE と全観測データによる空間線量率のフィッティング

第5章 結論

本研究では原子力発電所事故によって放出された Cs の時空間動態を記述する数理モデルを提案した。2章では大気中の Cs 濃度の揺らぎを確率微分方程式を用いて表した。また、この結果揺らぎの分布が対数正規分布によって表わすことができることを示し、分布を特徴付けるパラメータ β 及び σ はチェルノブイリでの観測データと福島での観測データに大きな違いがないことを示した。このモデルによって事故周辺地域に長時間滞在した場合の内部被曝のリスクなどを評価可能になると考えられる。

また3章では、福島第一原子力発電所の事故によって放出された Cs の環境中の輸送・拡散動態をモデル化し、土壌中の Cs 分布の変化から点減衰法を用いて空間線量率の変化をモデル化した。実際に福島県で観測された空間線量率はモデルでよく再現することが出来、今後の推移に関しても予測が可能であると考えられる。またこの予測式を用いることによって汚染地域周辺に長期間滞在した場合の積算の外部被ばく量を計算することが出来るようになり、このような事故の際に避難区域を決定するための指標の一つ等にする事が出来る。しかしながら実測値の数理モデルを用いたパラメータ推定は観測地点における土壌中の Cs 移流速度のみを使用した単純なフィッティングであったことや、土壌中の Cs 拡散を通常の移流散方程式によるモデルで表していたものであったため、4章で取り上げたように500日分のみのデータを使用したフィッティングでは実際の空間線量率の推移と乖離が見られた地点も存在する。そのため4章ではこの問題点を改善するため、土壌中の Cs 拡散を FADE によりモデル化しフィッティングパラメータを5つ用いて空間線量率予測モデルを修正した。これにより、より正確な挙動の再現が可能となったが、モデルを複雑化したためフィッティングに非常に時間がかかることが問題であるとも言える。3章で提案したモデルを用いてもおおよその空間線量率の推移を予測することは可能であるため、計算時間との兼ね合いを考えてどちらのモデルが適切であるか判断することが適切であると考えられる。

References

- [1] IAEA, ENVIRONMENTAL CONSEQUENCES OF THE CHERNOBYL ACCIDENT AND THEIR REMEDIATION: TWENTY YEARS OF EXPERIENCE, Report of the Chernobyl Forum Expert Group ‘ Environment ’ , 2006.
- [2] INTERNATIONAL NUCLEAR SAFETY ADVISORY GROUP, Summary Report on the Post-accident Review Meeting on the Chernobyl Accident, *Safety Series, 75-INSAG-1*, IAEA, 1986.
- [3] Arkhipov, N.P., Kuchma, N.D., Askbrant, S., Pasternak, P.S., Musica, V.V., Acute and long-term effects of irradiation on pine (*Pinus silvestris*) stands post-Chernobyl, *The Science of the Total Environment*, **157**, 383-386, 1994.
- [4] LAZJUKD, G. I., NIKOLAEVI, L., NOVIKOVA, V., Changes in Registered Congenital Anomalies in the Republic of Belarus after the Chernobyl Accident, *Stem Cells* , **15**, 255-260, 1997.
- [5] Anatoly Ye Romanenko et al. The Ukrainian-American Study of Leukemia and Related Disorders Among Chernobyl Cleanup Workers from Ukraine: I. STUDY METHODS, *Radiation Research* , **170**, 691-697, 2008.
- [6] Ranheb, M., THREE MILE ISLAND ACCIDENT, December 2012.
- [7] IAEA, Report on a Radiological Accident in the Southern Urals on 29 September 1957, IAEA-INFCIRC/368, 1989
- [8] IAEA, 国際原子力事象評価尺度 (The International Nuclear and Radiological Event Scale) 2014, 12月確認, <http://www-ns.iaea.org/tech-areas/emergency/ines.asp>

- [9] AEA, ENVIRONMENTAL CONSEQUENCES OF THE CHERNOBYL ACCIDENT AND THEIR REMEDIATION: TWENTY YEARS OF EXPERIENCE, Report of the Chernobyl Forum Expert Group ‘ Environment ’, 2006.
- [10] Hatano, Y., Hatano, N., Ueno, T., Amano, H., Sukhorchkin, A.K., Kazakov, S.V., Aerosol migration near Chernobyl: long-term data and modeling, *Atmospheric Environment*, **32**, 2587-2594, 1998.
- [11] Fukuchi, S., Fractal-Mobile/Immobile Model を用いた福島県土壌中 Cs-137 輸送モデルの検討, 筑波大学大学院博士課程 システム情報工学研究科 修士論文, March 2009.
- [12] Tada, S., 自然界に置ける放射性エアロゾルの長期運命予測に関する研究, 筑波大学大学院博士課程 システム情報工学研究科 修士論文, March 2009.
- [13] Kobayashi, K., 長期的物質輸送モデルの開発及びチェルノブイリ原発事故と桜島火山の事例による検証, 筑波大学大学院博士課程 システム情報工学研究科 修士論文, March 2011.
- [14] Ota, K., チェルノブイリ事故由来の大気中放射性核種濃度の数理モデルから福島事故への適用, 筑波大学大学院博士課程 システム情報工学研究科 修士論文, March 2012.
- [15] 金野秀敏, 応用確率・統計入門, 現代工学社, 東京, p57-73, 1999.
- [16] Susanne Ditlevsena, Ove Ditlevsen, Parameter estimation from observations of first-passage times of the Ornstein-Uhlenbeck process and the Feller process, *Probabilistic Engineering Mechanics*, **23**, 170-179, 2008.
- [17] Schulza, Michael., Statteggerb, Karl., Spectrum: spectral analysis of unevenly spaced paleoclimatic time series, *Atmospheric Environment*, **23**, 929-945, 1997
- [18] Luigi, M. Ricciardi., Laura, Sacerdote., The Ornstein-Uhlenbeck Process as a Model for Neuronal Activity, *Biological, Cybernetics*, **35**, 1-9, 1979.
- [19] 原子力規制委員会, 2017 年 1 月確認, <http://radioactivity.nsr.go.jp/ja/index.html>

- [20] Yamaguchi, N., et al., Behavior of radiocaesium in soil-plant systems and its controlling factor, *農環研報*, **31**, 75-129, 2012.
- [21] Zygmunt, J., Chibowski, S. and Klimowicz, Z., The effect of sorption properties of soil minerals on the vertical migration rate of cesium in soil, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, **231**, 57-62, 1998.
- [22] Chibowski, S., Zygmunt, J. and Klimowicz Z., Investigation of adsorption and vertical migration of ^{137}Cs in three kinds of soil at Lublin vicinity, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, **242**, 287-295, 1999.
- [23] Bunzl, K., W. Kracke, W. Schimmack and K. Auerswald., Migration of fallout $^{239+240}\text{Pu}$, ^{241}Am and ^{137}Cs in the various horizons of a forest soil under pine, *Journal of Environmental Radioactivity*, **28**, 17-34, 1995.
- [24] Holgye Z. and Maly M., Sources, vertical distribution, and migration rates of $^{239,240}\text{Pu}$, ^{238}Pu , and ^{137}Cs in grassland soil in three localities of central Bohemia, *Journal of Environmental Radioactivity*, **47**, 135-147, 2000.
- [25] Chibowski, S. and Zygmunt, J., The influence of the sorptive properties of organic soils on the migration rate of Cs-137, *Journal of Environmental Radioactivity*, **61**, 231-223, 2002.
- [26] Rosen, K., I. Oborn and Lonsjo, H., Migration of radiocaesium in Swedish soil profiles after the Chernobyl accident, 1987-1995, *Journal of Environmental Radioactivity*, **46**, 45-46, 1999.
- [27] Forsberg, S., Rosen, H., Fernandez, V. and Juhan, H., Migration of Cs-137 and Sr-90 in undisturbed soil profiles under controlled and close-to-real conditions. *Journal of Environmental Radioactivity*, **50**, 235-252, 2000.
- [28] Matsuda, N., et al., Depth distribution of ^{137}Cs , ^{134}Cs , and ^{131}I in soil profile after Fukushima Dai-ichi Nuclear Power Plant Accident, *Journal of Environmental Radioactivity*, **111**, 59-64, 2012.

- [29] Matsuda, N., et al., Depth profiles of radioactive cesium in soil using a scraper plate over a wide area surrounding the Fukushima Dai-ichi Nuclear Power Plant, Japan, *Journal of Environmental Radioactivity*, **139**, 427-434, 2015.
- [30] Bossew, P., Kirchner, G., Modelling the vertical distribution of radionuclides in soil. Part 1: the convection-dispersion equation revisited, *Journal of Environmental Radioactivity*, **73**, 127-150, 2004.
- [31] Kirchner, G., et al., Vertical migration of radionuclides in undisturbed grassland soils, *Journal of Environmental Radioactivity*, **100**, 716-720, 2009.
- [32] Almgren, S. and M. Isaksson. Vertical migration studies of Cs-137 from nuclear weapons fallout and the Chernobyl accident, *Journal of Environmental Radioactivity*, **91**, 90-102, 2006.
- [33] IAEA, Handbook of Parameter Values for the Prediction of Radionuclide Transfer in Terrestrial and Freshwater Environments, *Technical Reports Series*, **472**, 1-194, 2010.
- [34] Ichimiya, T., Narita, T., Kitao, K., Table of γ -Rays Emittes from Radioactive Nuclide in Order of Increasing Energy. (3) $3h < \text{half life}$. RADIOISOTOPES, (45)446-475, 1996.
- [35] Hubbell, J. H. and Seltzer, S. M., Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements $Z = 1$ to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest IDRE Journal. X-Ray Mass Attenuation Coefficients. <http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/index.cfm>.
- [36] Nelson, G., and Reilly, D., Gamma-ray interactions with matter, in *Passive Nondestructive Analysis of Nuclear Materials*, Los Alamos National Laboratory, NUREG/CR-5550, LA-UR-90-732, 27-42, 1991.
- [37] Manoj, K. Shukla, in *Soil Physics — An Introduction*, CRC Press, Taylor and Francis Group, Boca Raton, London, New York, 2014.

- [38] Sakamoto, Y., Endo, A., Tsuda, S., Takahashi, F., Yamaguchi, Y., Shielding Calculation Constants for Use in Effective Dose Evaluation for Photons, Neutrons and Bremsstrahlung from Beta-ray. JAERI-Data/Code 2000-044.
- [39] ICRP Publication 74, Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation, Ann. ICRP 26 ,3-4, 1996.
- [40] Yasushi, K., Yamada, T., 原子力事故により放出された 放射性セシウムの $^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$ 放射能比について, Isotope News, 2012 年 5 月号.
- [41] 原子力規制委員会, 2014 年 12 月確認, <http://radioactivity.nsr.go.jp/map/ja/>
- [42] Adams, E.E., and Gelhar, L. W., Field study of dispersion in a heterogeneous aquifer, 2, spatial moment analysis, *Water Resources Reserch*, **28**, 12, 3293-3308, 1992.
- [43] Kosakowski, G., Berkowitz, B. and Scher, H., Analysis of field observations of tracer transport in an fractured till, *J. Contam. Hydrol*, **47**, 29-51,2001.
- [44] Hatano, Y. and N. Hatano, Dispersive transport of ions in column experiments: An explanation of long-tailed profiles, *Water Resour. Res.*, **34**, 1027-1033,1998.
- [45] Tajima, S., LAT-PIV 法による多孔質媒体の間隙流速測定と CTRW パラメータの関係性, 筑波大学システム情報工学研究科 修士論文, March 2013.
- [46] Araya, I., 土壌汚染モデル CTRW の待ち時間に関する LAT-PIV 法による間隙流速計測 , 筑波大学システム情報工学研究科 修士論文, March 2014.
- [47] Kou, I., LAT-PIV 法による多孔質媒体中における間隙流速と CTRW パラメータの関連性 , 筑波大学システム情報工学研究科 修士論文, March 2015.
- [48] David A. Benson, Stephen W. Wheatcraft, Mark M. Meerschaert, Application of a fractional advection-dispersion equation, *Water Resources Research*, 36, No. 6, 1403-1412, 2000.
- [49] San Jose Martinez. F., Pachepsky. Y. A., Rawls. W. J., Modelling solute transport in soil columns using advective-dispersive equations with fractional spatial derivatives, *Advances in Engineering Software*, **41** ,4-8, 2010.

- [50] Zhang, et al., The impact of boundary on the fractional advection-dispersion equation for solute transport in soil: Defining the fractional dispersive flux with the Caputo derivatives, *Advances in Water Resources*, **30**, 1205-1217, 2007.
- [51] Caputo, M., and Mainardi, A new dissipation model based on memory mechanism. *Pure Appl Geophys*, **91**, 134-147,1971.
- [52] Caputo, M., Linear models of dissipation whose Q is almost frequency independent-II. *Geophy J R Astro Soc* ,**13**,529-539, 1967.
- [53] Henri P. Gavin. The Levenberg-Marquardt method for nonlinear least squares curve-fitting problems, Department of Civil and Environmental Engineering Duke University, 2016.

謝辞

最後に、この場をお借りして、本論文の作成にあたり多くの方々のご協力に心から感謝いたします。特に本研究を遂行するにあたり、長年に渡りご指導してくださいました羽田野祐子教授に心から感謝の意を表します。学群時代からの5年間にわたりご指導頂き、数々の有益なる知識を賜りました。本当にありがとうございました。また研究内容に対してアドバイスをいただきましたリスク工学専攻の先生方、研究室の学生の皆様に心から感謝いたします。また今日まで私を支えていただいた家族に心から感謝の意を表します。

関連業績

[1] 市毛裕之, 佐藤真登, 羽田野裕子, 内山祐介：大気中放射性核種濃度のゆらぎに関する数理モデル, Proceedings of the 14th Workshop on Environmental, Radioactivity, pp.71-80, 2013.

[2] H. Ichige, S. Fukuchi, Y. Hatano, Stochastic model for the fluctuations of the atmospheric concentration of radionuclides and its application to uncertainty evaluation, Atmospheric Environment, 103,2015.

[3]H.Ichige, I. Kou, Y. Hatano, Modeling of atmospheric- and underground migration of radionuclides in the 100 km vicinity of Fukushima, Collaboration between theory and practice in inverse problems, マス・フォア・インダストリ研究 No. 2, ISSN 2188-286X, 162-182, 2015.