

## 第7章

# 気候モデル

### 7.1 数値モデルの歴史

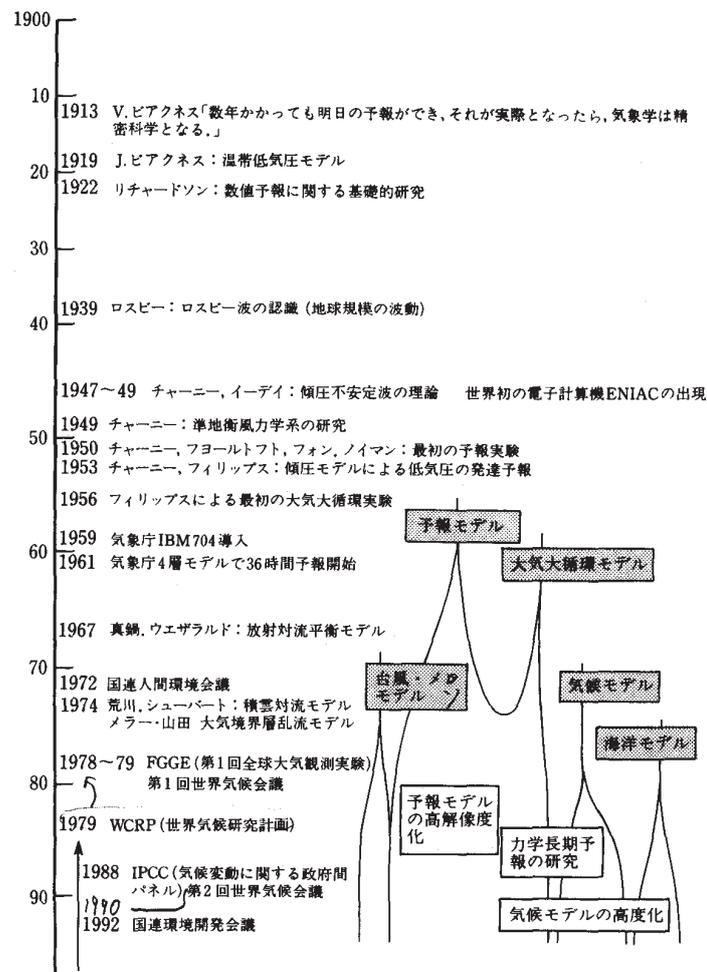


図 7.1 数値モデルの発展 (時岡ほか、「気象の数値シミュレーション」(1993)より)

気象学における数値モデルは、その初期の頃においては数値天気予報のことであった。V. Bjerknes は 1904 年において天気予報は既に知られている方程式の初期値問題としてとらえることができるとしていたが、実際に試

みたのはイギリスの Richardson である。彼は卓上手回し計算機により、水平格子と5層の鉛直格子でヨーロッパ中央部を覆った大気モデルの時間積分を行った(図7.2、7.3)。第1次世界大戦中に6週間を費やしてミュンヘン近郊の気圧変化を計算したのだが、観測ではほとんど変化がなかったにもかかわらず、その結果は6時間先に気圧が145 hPa 変化するという惨憺たるものだった。以後、第2次世界大戦が終結し電子計算機が登場するまでの約30年間、天気現象を数値的に予報しようという試みは途絶えてしまう。数値予報は行われなかったが、その間に重要な理論的な発展があった(Rossby による Rossby 波の発見、Charney や Eady による傾圧不安定理論など)。Richardson の失敗の原因については後ほど述べる。

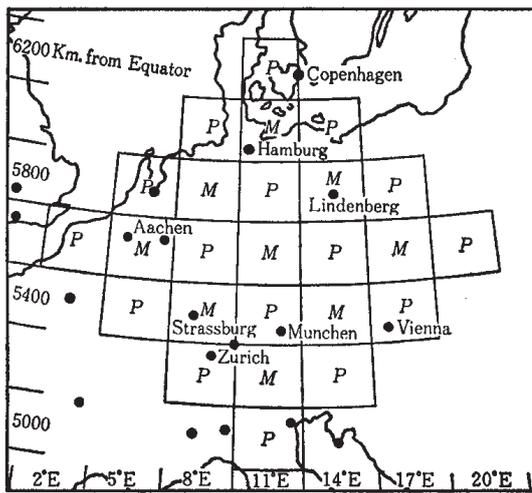


図 7.2 格子点配置。P は気圧を、M は運動量を計算する格子 (岸保ほか、「大気の大循環」、(1978) より)

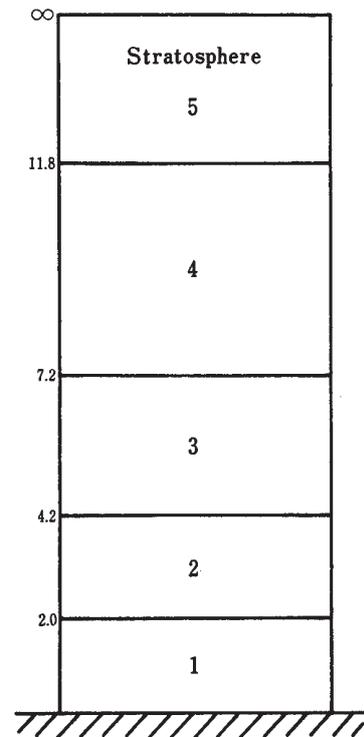


図 7.3 鉛直の層。(岸保ほか、「大気の大循環」、(1978) より)

1940 年代後半、アメリカで電子計算機 ENIAC が発明されると、発明者である von Neuman は、非線形偏微分方程式の数値解の例として数値天気予報を行うことにし、気象学者である Charney や Fjørtoft 達とともに等圧面上の2次元渦度保存式の24時間予報を行った。使われた方程式は簡単なものではあったし、24時間の予報に24時間の計算が必要だったが、天気現象を数値的に計算できることを実証した画期的なものであった(図7.4、7.5、7.6)。ちなみに、この時代は真空管式の計算機であり、故障率も高く、入出力はパンチカードだった。24時間予報に10万枚のパンチカードを使用した。

以来、気象学にはコンピュータは欠かすことのできない道具の一つとなっている。コンピュータは性能がべき級数的に高まってきているが(図7.7)、気象モデルも方程式系が上記の2次元渦度方程式から準地衡風方程式、プリミティブ方程式、さらには非静水圧方程式(Navier-Stokes 方程式または Euler 方程式)へと複雑化し、計算範囲も地域から半球、全球へと、さらに解像度も全球を50km 格子で覆うのと同様なものになっている。このため、現業の天気予報はもちろんのこと、気候変動予測から境界層における乱流の計算まで、気象学は、コンピュータの能力の飛躍的な発達にもかかわらず、常に最新コンピュータの最大ユーザの一人であり続けている(図7.8)。

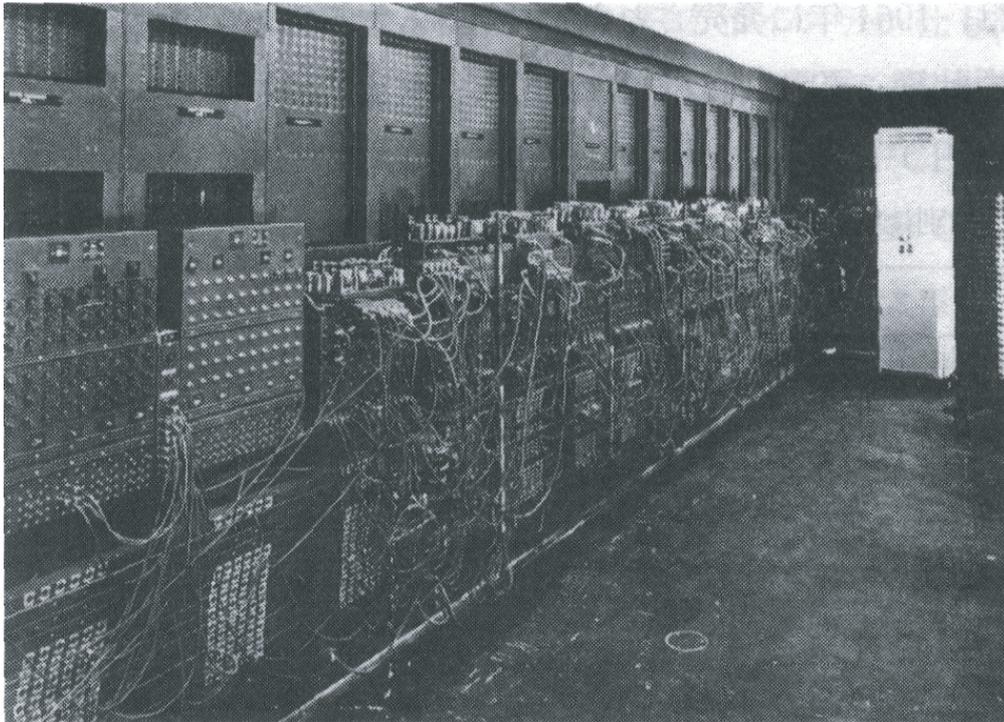


図 7.4 世界最初の電子計算機 ENIAC。(三木容彦、「大学生のためのコンピュータ入門テキスト」(2000)より)

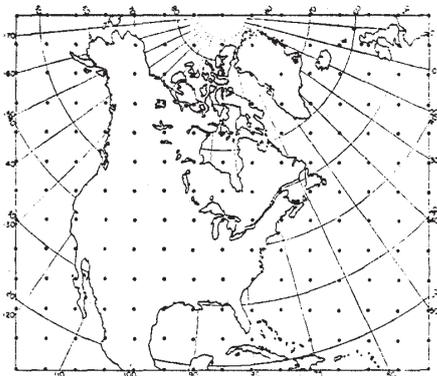


図 7.5 Charney らが世界最初の数値予報に使った領域。(Charney et al., "Numerical integration of the barotropic vorticity equation", (1950)より)

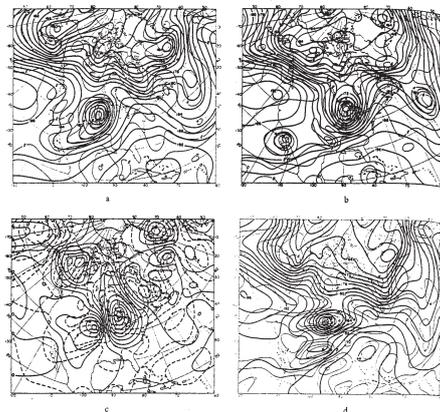


図 7.6 世界最初の数値予報の結果。a) 500hPa 高度と渦度の観測値、b) 24 時間後の観測値、c) 時間傾向、d) 24 時間予報値。(Charney et al., "Numerical integration of the barotropic vorticity equation", (1950)より)

つい最近までの世界最速の計算機は Earth Simulator だった。Earth Simulator は、2001 年 4 月に完成した「超」スーパーコンピュータであり、640 台のスーパーコンピュータを高速ネットワークで繋いだ並列計算機である (図 7.9、7.10)。

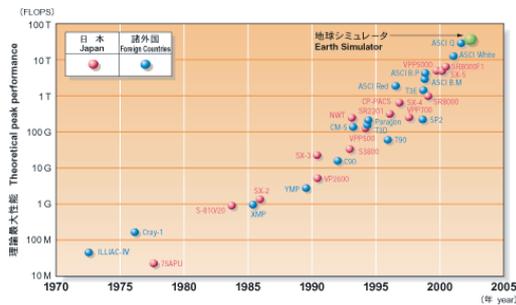


図 7.7 計算速度の高速化

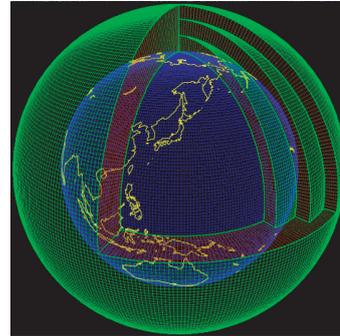


図 7.8 全球大気数値モデル計算格子 (気象庁提供)



図 7.9 Earth Simulator 鳥瞰図 (地球シミュレータセンターホームページ  
http://www.jamstec.go.jp/es/jp/system/facility.html  
より)

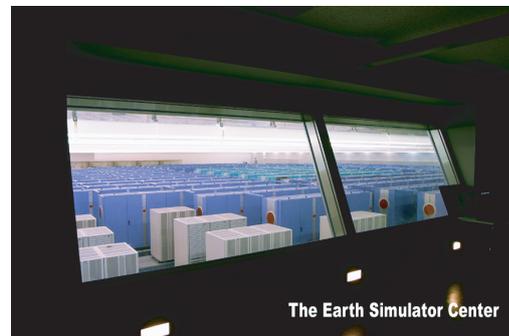


図 7.10 Earth Simulator 計算機群 (地球シミュレータセンター)

## 7.2 シミュレーションの意義

1. モデルの結果はシミュレートしたものつまりイミテーション (偽物) であって、似てはいるかもしれないが現実と同じではない。だから、常にこれまで観測された大気状態や理論予測と比較しながら結果の妥当性を検証しなければならない。しかし、結果が妥当であれば、計算結果は観測困難な量も出力してくれる。例えば、総観規模現象の鉛直速度 (数 cm/sec~10 cm/sec)、放射や凝結による非断熱加熱率、物理量の 2 次元・3 次元分布など。
2. 総体としての自然を相手に実験はできないが、モデルの中では自由に条件を変え、物理実験と同じように自然界の構成要素の性質を比較的純粋な形で調べることができる (数値実験と呼ぶ)。CO<sub>2</sub> やオゾンなどの大気組成の変更。太陽定数や軌道要素の変更、海面温度の変更、山岳や海陸分布の変更など。
3. 結果の精度が確かめられたモデルを使う場合、そのモデルを使って新たな現象の発見、観測システムのデザインも可能。

## 7.3 方程式の離散化

大気モデルは突き詰めれば流体力学の方程式に種々の（非断熱）物理過程を組み合わせた連立非線形方程式を数値的に解いている、ということになる。しかし、電子計算機はデジタルなので、方程式を厳密には数値的にも「解く」ことができない。そこで、連続的な数学方程式を電子計算機で扱える離散的な式で近似して計算し、近似解を求めることになる。この場合、近似解に求められる条件は

- 一貫性：近似を上げたときに元の方程式に近づくこと
- 精度
- 収束性：近似を上げたときに真の解に近づくこと
- 安定性：安定に計算を進められること

### 7.3.1 有限差分法

精度の問題を見るために、簡単な式から考える。以下の常微分方程式を考えよう。

$$\frac{du}{dt} = f(u, t) \quad (7.1)$$

式(7.1)を適当な初期条件で解くことにする。そのために、連続的な時間ではなく時間刻み幅  $\Delta t$  を設定し、とびとびの値  $t_n = n \times \Delta t$  ( $n = 0, 1, 2, \dots, N$ ) における未知関数  $u(t_n)$  の近似値  $u^{(n)}$  を考える。微分の定義

$$\frac{du}{dt} \equiv \lim_{t_{n+1} \rightarrow t_n} \frac{u^{(n+1)} - u^{(n)}}{t_{n+1} - t_n} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{u^{(n+1)} - u^{(n)}}{\Delta t} \quad (7.2)$$

を思い出し、

$$\frac{du}{dt} \approx \frac{u^{(n+1)} - u^{(n)}}{\Delta t} \quad (7.3)$$

と近似することができる。すると、有る時点の値  $u^{(n)}$  が分かっていると、その時点の右辺  $f$  も計算でき、次の時間  $t = t_{n+1}$  での値が

$$u^{(n+1)} = u^{(n)} + f^{(n)} \times \Delta t \quad (7.4)$$

と次々に計算できる。これがオイラー法 (Euler method) または前進差分法。この他、中央差分

$$u^{(n+1)} = u^{(n-1)} + f^{(n)} \times \Delta t \quad (7.5)$$

を用いることもできる。もちろん、ルンゲ・クッタ法 (Runge-Kutta method) を用いて構わない。一般に、微分方程式の離散化にはこのような有限差分法の他に、有限体積法、有限要素法、Galerkin 法が用いられている。

### 7.3.2 誤差解析：有限差分法を例にして

有限差分法の誤差は、関数の Taylor 展開を用いて表現される。

$$u^{(n+1)} = u(t_n + \Delta t) = u(t_n) + \left. \frac{du}{dt} \right|_{t_n} \Delta t + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2u}{dt^2} \right|_{t_n} (\Delta t)^2 + \dots \quad (7.6)$$

なので、先程の前方差分の誤差は

$$Res \equiv \frac{du}{dt} - \frac{u^{(n+1)} - u^{(n)}}{\Delta t} = \frac{du}{dt} - \left( \frac{du}{dt} + \frac{1}{2} \frac{d^2u}{dt^2} \Delta t + \dots \right) = -\frac{1}{2} \frac{d^2u}{dt^2} \Delta t - \dots \quad (7.7)$$

となり、時間刻み幅  $\Delta t$  程度の大きさになる ( $O(\Delta t)$  と書く)。その他種々の差分法に関する表を図 7.11 に示す。次に、以下のような方程式を使って収束性を考えて見よう。これは、物理量  $u$  が速度  $c$  で流れてくる時の変化を示すので、移流方程式と呼ばれる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + c \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (7.8)$$

$c > 0$  のときに時間について前方差分、空間について上流差分をつかうと

$$\frac{u_i^{(n+1)} - u_i^{(n)}}{\Delta t} + c \frac{u_i^{(n)} - u_{i-1}^{(n)}}{\Delta x} = 0 \quad (7.9)$$

つまり、時間的に1つ進めるために空間では  $i$  と  $i-1$  の情報を使っている。これを示したのが図 7.12

このように  $\Delta t$  を  $\Delta x$  との兼ね合いで大きくしすぎると真の解に収束しない。そればかりか、発散する(不安定になる)事も分かっている。収束するための条件

$$c \frac{\Delta t}{\Delta x} \leq 1 \quad (7.10)$$

は CFL (Courant-Fredrichs-Lewys) 条件と呼ばれる。この CFL 条件が満たされないと、真の解に収束しないために計算が不安定となる(図 7.13)。

また、差分スキームには波の伝播速度(位相速度)にも誤差が生じる。この誤差は波の波長が短くなり分解能の限界に近づくと著しくなり、 $2\Delta x$  の波長 ( $2d$  波と略することも多い)では全く波が移動しなくなる(図 7.14)。そのため、例えばその波長の地形をモデルに与えていると、常にその波長の波が励起されるにも関わらず、波が移動しないためエネルギーが蓄積されてしまい、顕著なノイズとなる。

位相速度の誤差は格子間隔に相対的な波長によって違うので、(元の微分方程式にない)一種の分散性を導入していることになる。つまり、例えば、いくつもの波長の波の重ね合わせである孤立波などが、この偽の分散によって形が崩れて行く(図 7.15、7.17)。それ以外にも、スキームによっては分散ではなく拡散効果が入ってしまうものもある(図 7.16)。

また、流体の方程式は非線形なので、高波数成分が発生する。しかし、分解能の関係で高波数が表現できないとき、aliasing と呼ばれる高波数成分を低波数成分と誤認する事が起こる(図 7.18)。

### 7.3.3 スペクトル法

時空間内に適当な格子を設定し、物理量をその格子点上に定義し、Taylor 展開を用いて微分を「差分」に近似してゆく有限差分法に対し、空間内に連続した物理量を適当な(既知の)関数の和として表現する手法がある。この手法では各関数の係数が時間の関数となり、Navier-Stokes 方程式等の偏微分非線形方程式は各関数の係数の時間変化に関する(非線形)常微分方程式となる。この手法は Galerkin 法と呼ばれ、スペクトル法や有限要素法はこの Galerkin 法の範疇に入る。スペクトル法では展開関数として直交関数(三角関数や球面調和関数など)を用い、有限要素法では多角形の領域内でのみゼロでないような関数を用いて展開する。現在の全球大気モデルは格

<i>Method</i>	<i>Order</i>	<i>Formula</i>
Forward	1	$\phi^{n+1} = \phi^n + hF(\phi^n)$
Backward	1	$\phi^{n+1} = \phi^n + hF(\phi^{n+1})$
Asselin Leapfrog	1	$\phi^{n+1} = \overline{\phi^{n-1}} + 2hF(\phi^n)$ $\overline{\phi^n} = \phi^n + \gamma(\phi^{n-1} - 2\phi^n + \phi^{n+1})$
Leapfrog	2	$\phi^{n+1} = \phi^{n-1} + 2hF(\phi^n)$
Adams- Bashforth	2	$\phi^{n+1} = \phi^n + \frac{h}{2} [3F(\phi^n) - F(\phi^{n-1})]$
Trapezoidal	2	$\phi^{n+1} = \phi^n + \frac{h}{2} [F(\phi^{n+1}) + F(\phi^n)]$
Runge-Kutta	2	$q_1 = hF(\phi^n), \quad \phi_1 = \phi^n + q_1$ $q_2 = hF(\phi_1) - q_1, \quad \phi^{n+1} = \phi_1 + q_2/2$
Magazenkov	2	$\phi^n = \phi^{n-2} + 2hF(\phi^{n-1})$ $\phi^{n+1} = \phi^n + \frac{h}{2} [3F(\phi^n) - F(\phi^{n-1})]$
Leapfrog- Trapezoidal	2	$\phi_1 = \phi^{n-1} + 2hF(\phi^n)$ $\phi^{n+1} = \phi^n + \frac{h}{2} [F(\phi_1) + F(\phi^n)]$
Adams- Bashforth	3	$\phi^{n+1} = \phi^n + \frac{h}{12} [23F(\phi^n) - 16F(\phi^{n-1}) + 5F(\phi^{n-2})]$
Adams- Moulton	3	$\phi^{n+1} = \phi^n + \frac{h}{12} [5F(\phi^{n+1}) + 8F(\phi^n) - F(\phi^{n-1})]$
ABM Predictor- Corrector	3	$\phi_1 = \phi^n + \frac{h}{2} [3F(\phi^n) - F(\phi^{n-1})]$ $\phi^{n+1} = \phi^n + \frac{h}{12} [5F(\phi_1) + 8F(\phi^n) - F(\phi^{n-1})]$
Runge-Kutta	3	$q_1 = hF(\phi^n), \quad \phi_1 = \phi^n + q_1/3$ $q_2 = hF(\phi_1) - 5q_1/9, \quad \phi_2 = \phi_1 + 15q_2/16$ $q_3 = hF(\phi_2) - 153q_2/128, \quad \phi^{n+1} = \phi_2 + 8q_3/15$
Runge-Kutta	4	$q_1 = hF(\phi^n), \quad q_2 = hF(\phi^n + q_1/2)$ $q_3 = hF(\phi^n + q_2/2), \quad q_4 = hF(\phi^n + q_3)$ $\phi^{n+1} = \phi^n + (q_1 + 2q_2 + 2q_3 + q_4)/6$

図 7.11 いろいろな有限差分法とその精度 (Durrant, "Numerical Methods for Wave Equations in Geophysical Fluid Dynamics", (1999) より)

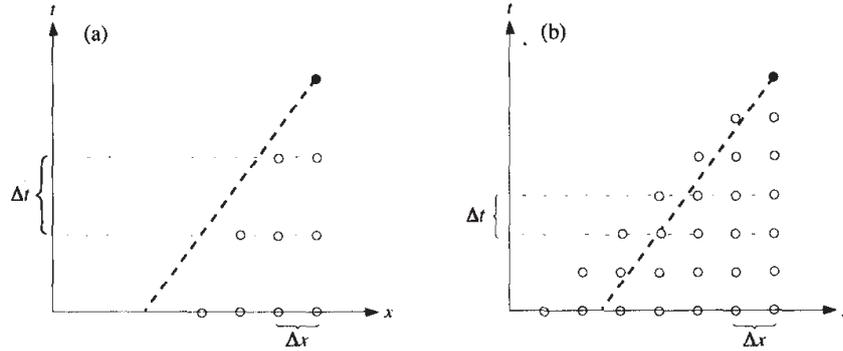


図 7.12 特性直線と影響域 (Durrant, “Numerical Methods for Wave Equations in Geophysical Fluid Dynamics”, (1999) より)

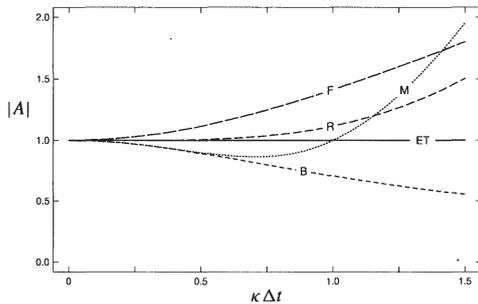


FIGURE 2.2. The modulus of the amplification factor  $|A|$  as a function of temporal resolution  $\kappa \Delta t$  for the true solution and five two-level schemes: exact solution and trapezoidal method (ET), forward differencing (F), backward differencing (B), second-order Runge-Kutta (R), and Matsuno (M).

図 7.13 いくつかのスキームの振幅増幅率 (Durrant, “Numerical Methods for Wave Equations in Geophysical Fluid Dynamics”, (1999) より)

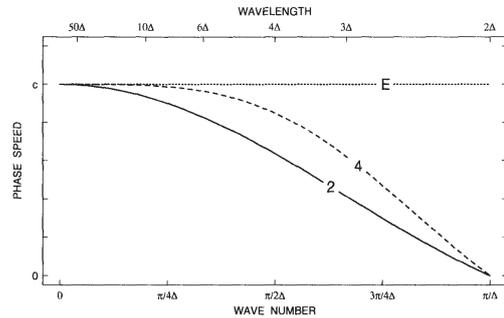


図 7.14 位相速度の誤差 (Durrant, “Numerical Methods for Wave Equations in Geophysical Fluid Dynamics”, (1999) より)

子法ではなくスペクトル法による予測が主流となっている。しかし、並列コンピュータとの相性が良くないため、並列計算の容易な有限体積法によるモデルも活発に開発されている。特に、今後の高解像度全球大気（気候）モデルの主流は全球一様格子上の有限体積法になる可能性が大きい。

スペクトル法の1例として、基底関数に三角関数を取ってみて関数展開を行ってみよう。次のような方程式を考える。

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = f(x) \tag{7.11}$$

境界条件を

$$u(0) = u(\pi) = 0$$

とすると境界条件を満足する三角関数は正弦関数だから、基底関数として正弦関数を取ればよい：

$$u(x) \approx \sum_{j=1}^N u_j \sin jx$$

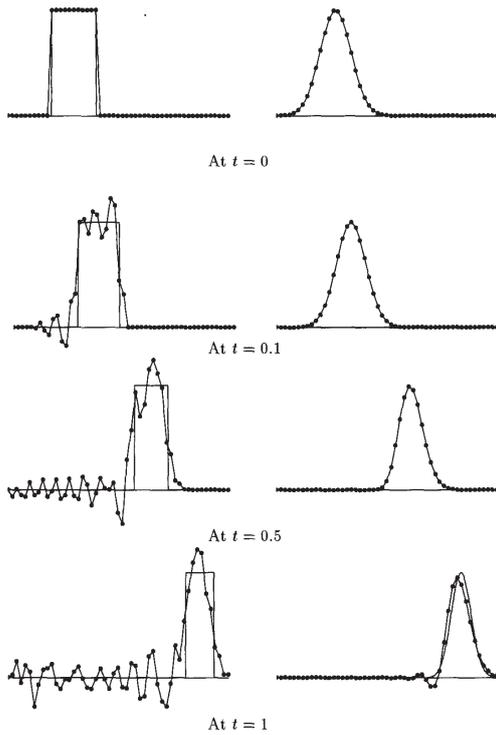


Fig. 4.14. Linear advection by the leap-frog scheme with  $\Delta t = \Delta x = 0.02$  for (a) a square pulse and (b) Gaussian initial data.

図 7.15 数値的分散の例 (Morton and Mayers, “Numerical Solution of Partial Differential Equations”, (1994) より)

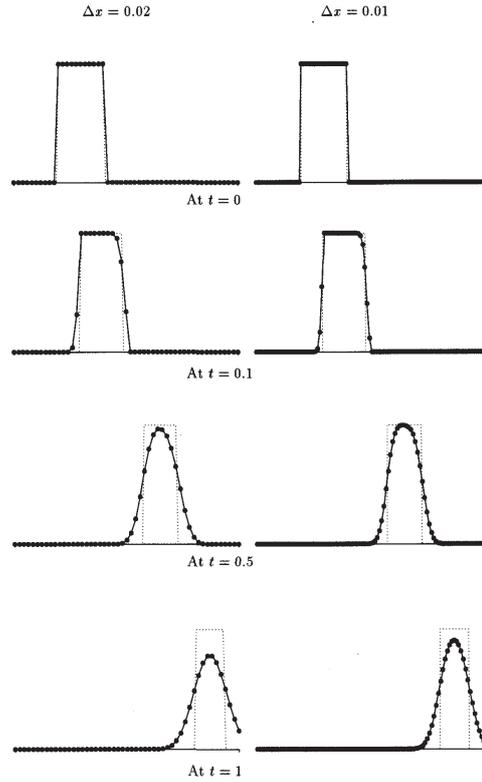


Fig. 4.6. Linear advection by the upwind method.

図 7.16 数値的拡散の例 (Morton and Mayers, “Numerical Solution of Partial Differential Equations”, (1994) より)

すると

$$\frac{d^2 u}{dx^2} \approx \frac{d^2}{dx^2} \sum_{j=1}^N u_j \sin jx = - \sum_{j=1}^N j^2 u_j \sin jx \tag{7.12}$$

だから、もとの方程式に代入し、基底関数をかけて積分すると

$$\int_0^\pi \frac{d^2 u}{dx^2} \sin mx \, dx = - \sum_{j=1}^N j^2 u_j \int_0^\pi \sin jx \cdot \sin mx \, dx = \int_0^\pi f(x) \sin mx \, dx$$

ところが、三角関数の性質から

$$\int_0^\pi \sin jx \cdot \sin mx \, dx = \frac{1}{2} \int_0^\pi (\cos(j-m)x - \cos(j+m)x) \, dx = \frac{\pi}{2} \delta_{jm} \quad j, m = 1, \dots, N \tag{7.13}$$

となり、結局、もとの微分方程式は

$$-\frac{\pi}{2} m^2 u_m = \int_0^\pi f(x) \sin mx \, dx \quad \therefore u_m = -\frac{2}{\pi m^2} \int_0^\pi f(x) \sin mx \, dx = -\frac{2F_m}{\pi m^2} \tag{7.14}$$

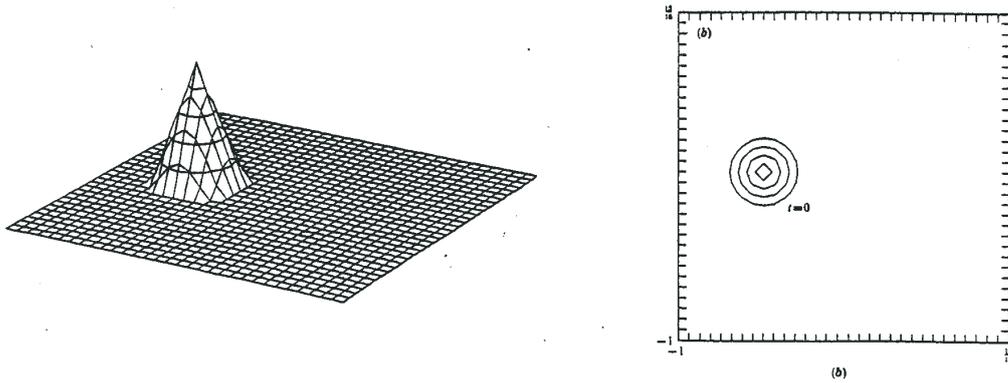


FIGURE 1. (a) Three-dimensional  $(x_1, x_2, A)$  perspective plot of initial conditions (2.5) with  $x_0 = -\frac{1}{2}$ ,  $r = \frac{1}{2}$  on  $32 \times 32$  space grid. (b) Top view of one shown in perspective in (a). Contours  $A = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$  are plotted.

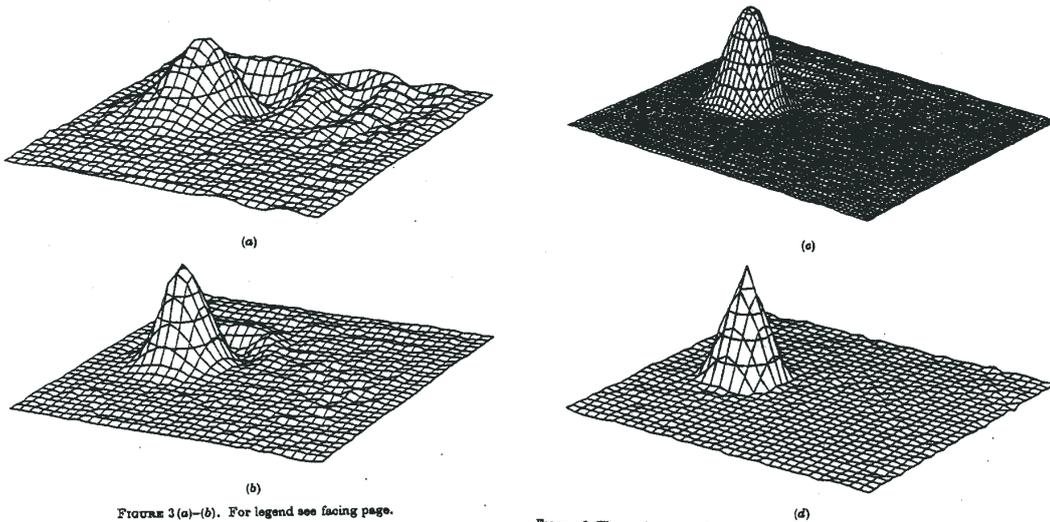


FIGURE 3 (a)-(b). For legend see facing page.

FIGURE 3. Three-dimensional  $(x_1, x_2, A)$  perspective plot of the  $A(x, t)$  field obtained after 1 revolution using (a) second-order Arakawa scheme on  $32 \times 32$  space grid (see figure 2(a) for top view); (b) fourth-order Arakawa scheme on  $32 \times 32$  space grid (see 2(a)); (c) fourth-order Arakawa scheme on  $64 \times 64$  space grid (see 2(d)); (d) out-of Fourier-expansion scheme on  $32 \times 32$  space grid (see 2(e)).

図 7.17 2次元での数値的分散の例

となる。即ち、楕円型の微分方程式 (7.11) を簡単な計算で解く事ができる。

次に、流体の計算で良く出てくる移流方程式の場合を考えてみよう。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + c \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \tag{7.15}$$

周期境界条件を考えると、三角関数は境界条件を満足するから、基底関数として三角関数を取ればよい：

$$u(x) \approx \sum_{k=1}^N u_k e^{ikx}$$

よって

$$\frac{\partial u}{\partial t} \approx \frac{\partial}{\partial t} \sum_{k=1}^N u_k e^{ikx} = \sum_{k=1}^N \frac{\partial u_k}{\partial t} e^{ikx} \tag{7.16}$$

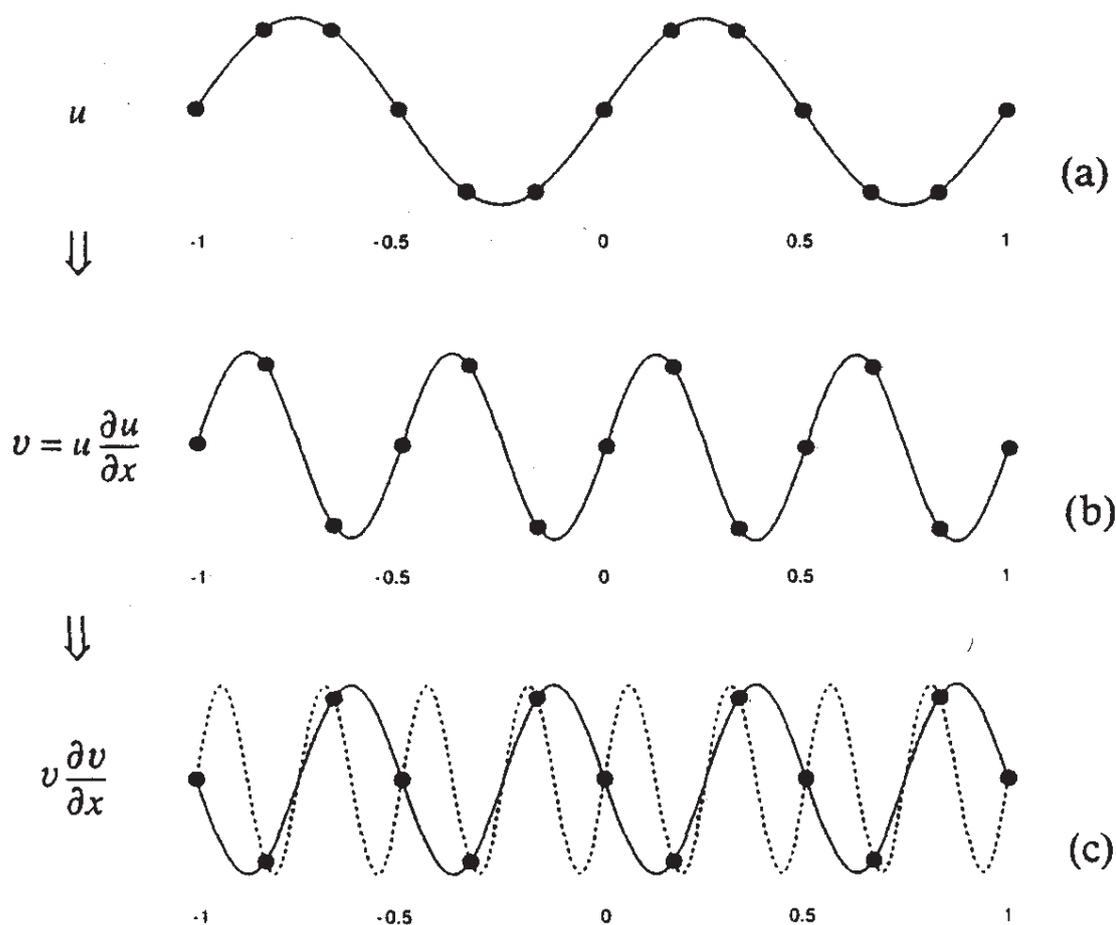


図 7.18 高波数の発生と aliasing (Fornberg, “A Practical Guide to Pseudospectral Methods” (1996) より)

$$\frac{\partial u}{\partial x} \approx \frac{\partial}{\partial x} \sum_{k=1}^N u_k e^{ikx} = \sum_{k=1}^N ik u_k e^{ikx} \quad (7.17)$$

だから、もとの方程式に代入し、共役な基底関数をかけて1周期積分すると

$$\int \frac{\partial u}{\partial t} e^{-imx} dx = \sum_{k=1}^N \frac{\partial u_k}{\partial t} \int e^{ikx} \cdot e^{-imx} dx = -c \int \frac{\partial u}{\partial x} e^{-imx} dx = -c \sum_{k=1}^N ik u_k \int e^{ikx} \cdot e^{-imx} dx$$

ところが、三角関数の性質から

$$\int e^{ikx} \cdot e^{-imx} dx = \int e^{i(k-m)x} dx = 2\pi \delta_{km} \quad (7.18)$$

となり、結局、もとの微分方程式 (7.15) は

$$\frac{\partial u_m}{\partial t} = -imcu_m \quad (7.19)$$

となる。

スペクトル法を用いると

1. 解が解析関数の場合、 $N$ が大きくなると誤差は指数関数的に減少する
2. 位相誤差や数値分散・拡散がない
3. 2次の保存量が存在
4. 楕円型方程式を解くときの計算が簡単

という利点があるが、その一方、

1. 非周期境界条件の扱いが難しい（克服されつつある）
2. 衝撃波のように大きな変化が狭い領域にある場合（勾配が大きい場合）の表現が良くない
3. 非負の量（混合比や標高など）に対しても負の値が出る（海面が波打つ）
4. 相互作用係数（非線形項）の計算量が大きい

という欠点もある。

### 相互作用係数について

周期境界条件の下にある移流方程式を考える：

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (7.20)$$

周期境界条件だから、基底関数として三角関数を選べばよい：

$$u(t, x) \approx \sum_{m=-N}^N u_m(t) \phi_m(x) = \sum_{m=-N}^N u_m(t) e^{imx}$$

基底関数の複素共役をかけて積分すると、三角関数の直交性から

$$\int_{-\pi}^{\pi} \phi_m \phi_k^* dx = 2\pi \delta_{mk}$$

だから

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{-\pi}^{\pi} \phi_k^* u dx \approx \frac{\partial}{\partial t} \left( \int_{-\pi}^{\pi} \phi_k^* \sum_m u_m \phi_m dx \right) = 2\pi \frac{\partial u_k}{\partial t}$$

問題は、非線形項。微分は

$$\frac{\partial u}{\partial x} \approx \sum_m im u_m \phi_m$$

だから

$$u \frac{\partial u}{\partial x} \approx \left( \sum_m u_m \phi_m \right) \left( \sum_n im u_n \phi_n \right)$$

これは、

$$\phi_m \phi_n = e^{imx} e^{inx} = e^{i(m+n)x} = \phi_{m+n}$$

を使うと

$$u \frac{\partial u}{\partial x} \approx \left( \sum_m u_m \phi_m \right) \left( \sum_n i n u_n \phi_n \right) = \sum_{m,n} i n u_m u_n \phi_m \phi_n = \sum_{m,n} i n u_m u_n \phi_{m+n}$$

となる。結局、もとの方程式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\pi}^{\pi} \phi_k^* u dx + \int_{-\pi}^{\pi} \phi_k^* u \frac{\partial u}{\partial x} dx &\approx \frac{\partial}{\partial t} \left( \int_{-\pi}^{\pi} \phi_k^* \sum_m u_m \phi_m dx \right) + \int_{-\pi}^{\pi} \phi_k^* \sum_{m,n} i n u_m u_n \phi_{m+n} dx \\ &= 2\pi \frac{\partial u_k}{\partial t} + \sum_m i(k-m) u_m u_{k-m} \quad k=0, \dots, N \end{aligned} \quad (7.21)$$

となる。ここの非線形項にかかる係数、つまり、この場合は  $i(k-m)$  を相互作用係数と呼ぶ。  $k=m$  のときはこの相互作用係数はゼロとなる。

このように、非線形項は各  $k$  に対し、  $N$  個のオーダーの和を計算しないといけない。  $k$  はこれも  $N$  個のオーダーあるから、結局  $N^2$  回オーダーの計算をする必要がある。1次元ですでに大きな計算であり、特に、  $N$  が大きくなるとこの計算量は膨大である。この困難を回避するためにFFTを用いたPseudospectral method (偽スペクトル法) または Transform method (変換法) が1970年頃に (Orszagの貢献が大) 開発された。これは、非線形項は物理空間で計算したのち波数空間に変換し、その他の項と共に波数空間で時間積分する。

## 7.4 気候予測の現状 (IPCC 第4次評価報告書より)

◎地球の平均地上気温は、20世紀に約  $0.74 \pm 0.18$  度C上昇した。前回の報告  $0.6 \pm 0.2$  度Cより平均値は大きく、不確定の幅は小さくなった。

(a) 図7.19は年毎の地上気温と10年の時間平均をした後の気温変化。縦線は95%信頼区間を示す。

(b) 図7.20は過去1300年の地上気温を示す。過去の誤差は大きいのが20世紀の気温上昇率はそれまでよりかなり大きい。1990年代以降はその中でも特に暖かかった。

第4次報告で示された観測事実を幾つか列記すると (表7.21参照) :

◎第3次報告では日較差の減少が報告されたが、その後のデータを使って解析した結果、1979~2004年までの間で日較差の変化はない。ただし、最低気温、最高気温共に上昇傾向。

◎北極の平均気温は、過去100年間に世界平均の2倍の上昇を示した。北極の年平均海水面積は10年当たり  $2.7 \pm 0.6\%$  上昇。

◎陸域の大雨の出現頻度は増加。気温上昇による大気中の水蒸気量増加と整合

◎長期間のデータ品質の問題のため、台風の強度についての長期傾向の検出は困難である。発生数の明確な傾向は認められない。

◎竜巻や雷など小規模な現象について何らかの傾向があるかどうかについて判断できる根拠が無い。

◎温室効果ガスの増加

## 気温、海面水位及び北半球の積雪面積の変化

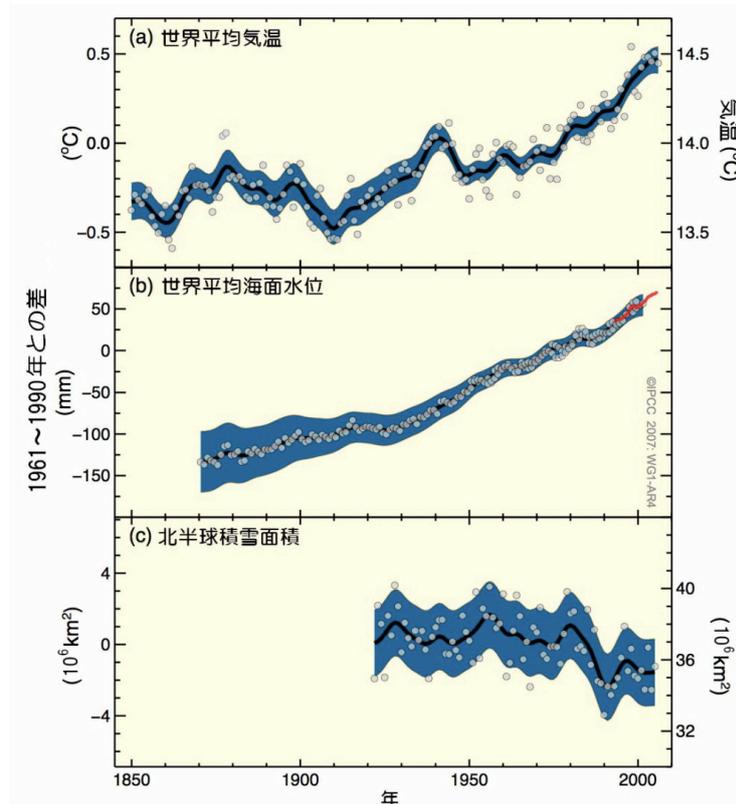


図 7.19 観測された 20 世紀の変化。(a) 世界平均地上気温、(b) 潮位計 (青) と衛星 (赤) データによる世界平均海面水位、(c) 3～4 月における北半球積雪面積。1961～1990 年の平均からの差。曲線は 10 年平均、丸印は各年の値。(a, b) の陰影部は推定された不確実性の幅、(c) の陰影は時系列から得られた不確実性の幅。(気象庁、IPCC-AR4 WG1 報告政策決定者向け要約 (2007) より)

この図 7.22 ように温室効果ガスが増え続けている。大気中の CO<sub>2</sub> 濃度とメタン濃度は過去 65 万年間の測定値を上回っている。人為起源の二酸化炭素放出は化石燃料の燃焼と土地利用変化（森林の減少など）である。人為起源の排出量の約半分は海洋と陸上で吸収される。メタンと一酸化窒素は農業活動から排出される。温室効果ガス全体の増加による放射強制力増加は  $1.6 \pm 0.8 \text{ W/m}^2$ （第 3 次報告では約  $2.4 \text{ W/m}^2$ ）と見積もられている。

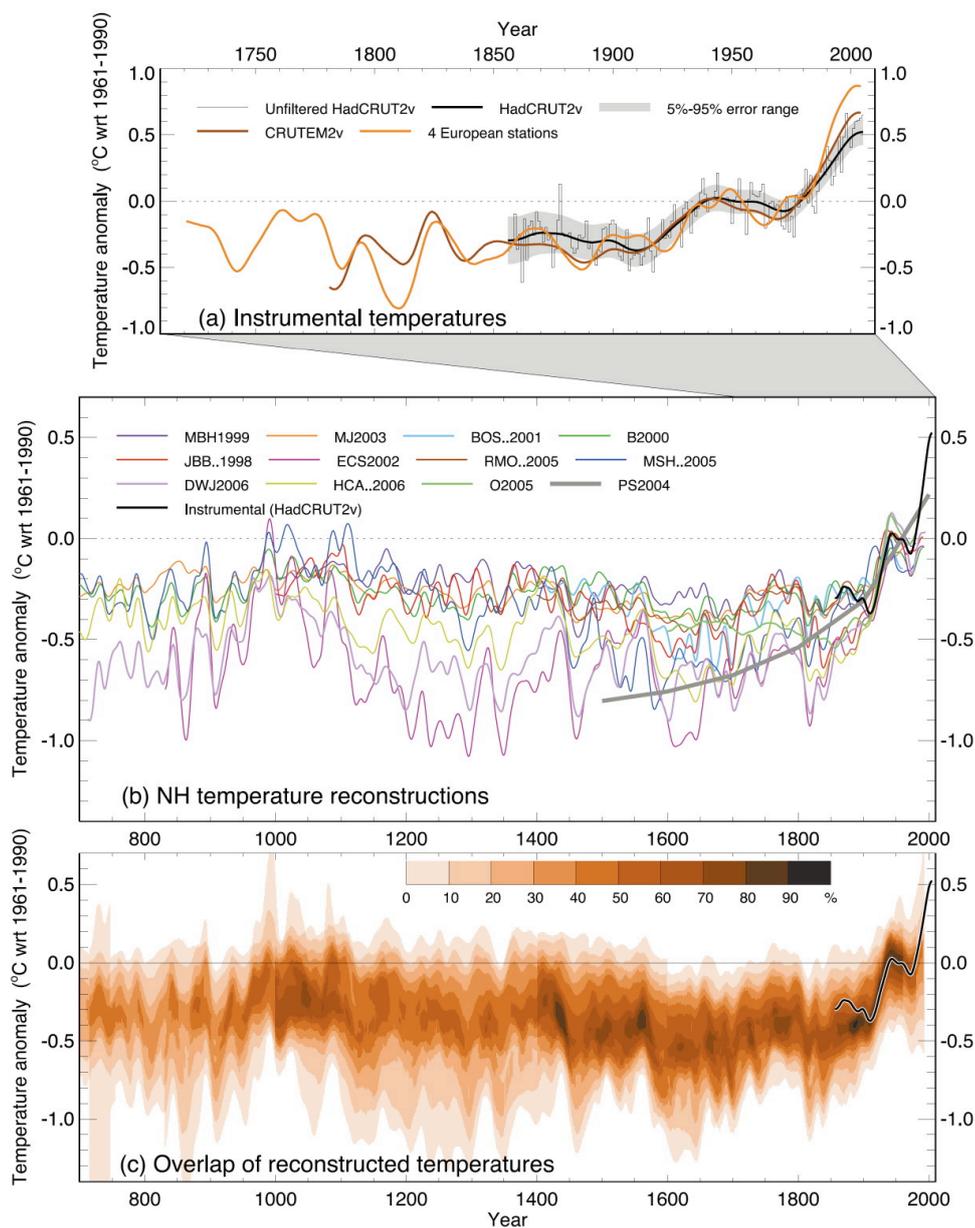
### ◎不確実性

エアロゾルの効果の理解は第 3 次報告より進んできたがまだ不十分。エアロゾルの間接効果には、雲の粒径を変えたり降水量を変えたりする効果が含まれている。直接効果、間接効果ともに大気を冷却すると推定されている。また、今後の温暖化物質放出量の推移は人間社会活動に依存するため、当然、不確定である。(図 7.24)

そのため、以下のようなモデルの差の他に、シナリオによる予測値の違いがある。(図 7.25)

とはいうものの、シナリオの違いによらない空間パターンも見られる。例えば、温暖化は陸上、特に高緯度の陸上で顕著である事、南半球の海洋では気温上昇が少ない事などである。(図 7.26)

また、モデルによる計算から、熱波や大雨の頻度は増加するのはまず確実であること、台風などの熱帯低気圧が強くなるのは確かであろうこと、数が減少するかどうかはまだ不確実である事、などが述べられている。



**Figure 6.10.** Records of NH temperature variation during the last 1.3 kyr. (a) Annual mean instrumental temperature records, identified in Table 6.1. (b) Reconstructions using multiple climate proxy records, identified in Table 6.1, including three records (JBB..1998, MBH..1999 and BOS..2001) shown in the TAR, and the HadCRUT2v instrumental temperature record in black. (c) Overlap of the published multi-decadal time scale uncertainty ranges of all temperature reconstructions identified in Table 6.1 (except for RMO..2005 and PS2004), with temperatures within  $\pm 1$  standard error (SE) of a reconstruction 'scoring' 10%, and regions within the 5 to 95% range 'scoring' 5% (the maximum 100% is obtained only for temperatures that fall within  $\pm 1$  SE of all 10 reconstructions). The HadCRUT2v instrumental temperature record is shown in black. All series have been smoothed with a Gaussian-weighted filter to remove fluctuations on time scales less than 30 years; smoothed values are obtained up to both ends of each record by extending the records with the mean of the adjacent existing values. All temperatures represent anomalies ( $^{\circ}\text{C}$ ) from the 1961 to 1990 mean.

図 7.20 過去 1300 年の復元された気温変化。(a) 温度計による観測、(b) 種々の気温指標を用いた推定値、(c) 推定値の重なり程度。(IPCC-AR4 WG1 報告 (2008) より)

**Table SPM.2.** Recent trends, assessment of human influence on the trend and projections for extreme weather events for which there is an observed late-20th century trend. {Tables 3.7, 3.8, 9.4; Sections 3.8, 5.5, 9.7, 11.2–11.9}

Phenomenon <sup>a</sup> and direction of trend	Likelihood that trend occurred in late 20th century (typically post 1960)	Likelihood of a human contribution to observed trend <sup>b</sup>	Likelihood of future trends based on projections for 21st century using SRES scenarios
Warmer and fewer cold days and nights over most land areas	<i>Very likely<sup>c</sup></i>	<i>Likely<sup>d</sup></i>	<i>Virtually certain<sup>d</sup></i>
Warmer and more frequent hot days and nights over most land areas	<i>Very likely<sup>e</sup></i>	<i>Likely (nights)<sup>d</sup></i>	<i>Virtually certain<sup>d</sup></i>
Warm spells/heat waves. Frequency increases over most land areas	<i>Likely</i>	<i>More likely than not<sup>f</sup></i>	<i>Very likely</i>
Heavy precipitation events. Frequency (or proportion of total rainfall from heavy falls) increases over most areas	<i>Likely</i>	<i>More likely than not<sup>f</sup></i>	<i>Very likely</i>
Area affected by droughts increases	<i>Likely in many regions since 1970s</i>	<i>More likely than not</i>	<i>Likely</i>
Intense tropical cyclone activity increases	<i>Likely in some regions since 1970</i>	<i>More likely than not<sup>f</sup></i>	<i>Likely</i>
Increased incidence of extreme high sea level (excludes tsunamis) <sup>g</sup>	<i>Likely</i>	<i>More likely than not<sup>f,h</sup></i>	<i>Likely<sup>i</sup></i>

Table notes:

<sup>a</sup> See Table 3.7 for further details regarding definitions.

<sup>b</sup> See Table TS.4, Box TS.5 and Table 9.4.

<sup>c</sup> Decreased frequency of cold days and nights (coldest 10%).

<sup>d</sup> Warming of the most extreme days and nights each year.

<sup>e</sup> Increased frequency of hot days and nights (hottest 10%).

<sup>f</sup> Magnitude of anthropogenic contributions not assessed. Attribution for these phenomena based on expert judgement rather than formal attribution studies.

<sup>g</sup> Extreme high sea level depends on average sea level and on regional weather systems. It is defined here as the highest 1% of hourly values of observed sea level at a station for a given reference period.

<sup>h</sup> Changes in observed extreme high sea level closely follow the changes in average sea level. {5.5} It is *very likely* that anthropogenic activity contributed to a rise in average sea level. {9.5}

<sup>i</sup> In all scenarios, the projected global average sea level at 2100 is higher than in the reference period. {10.6} The effect of changes in regional weather systems on sea level extremes has not been assessed.

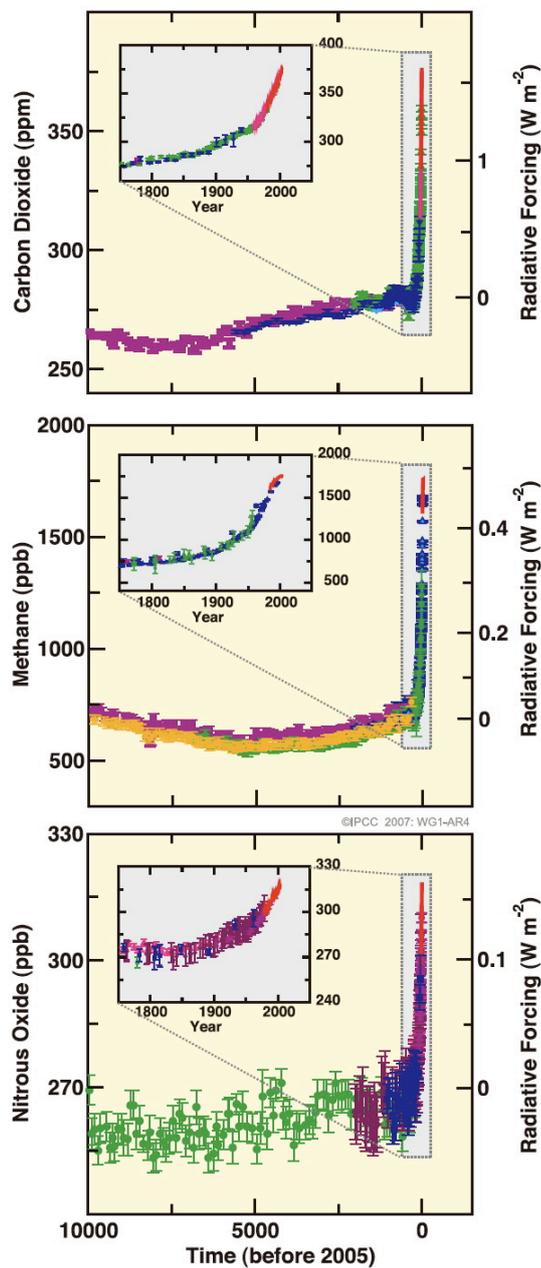
図 7.21 観測された変化と原因の要約 (IPCC-AR4 WG1 報告 (2008) より)

### ◎モデル間の差

IPCC-AR4 に使われたモデルは図 7.27 のように、これまでの気候とその変化をよく再現している。モデルの特性を生かして、最近の気温上昇は人為起源の変化である事も示す事ができた (図 7.28)。

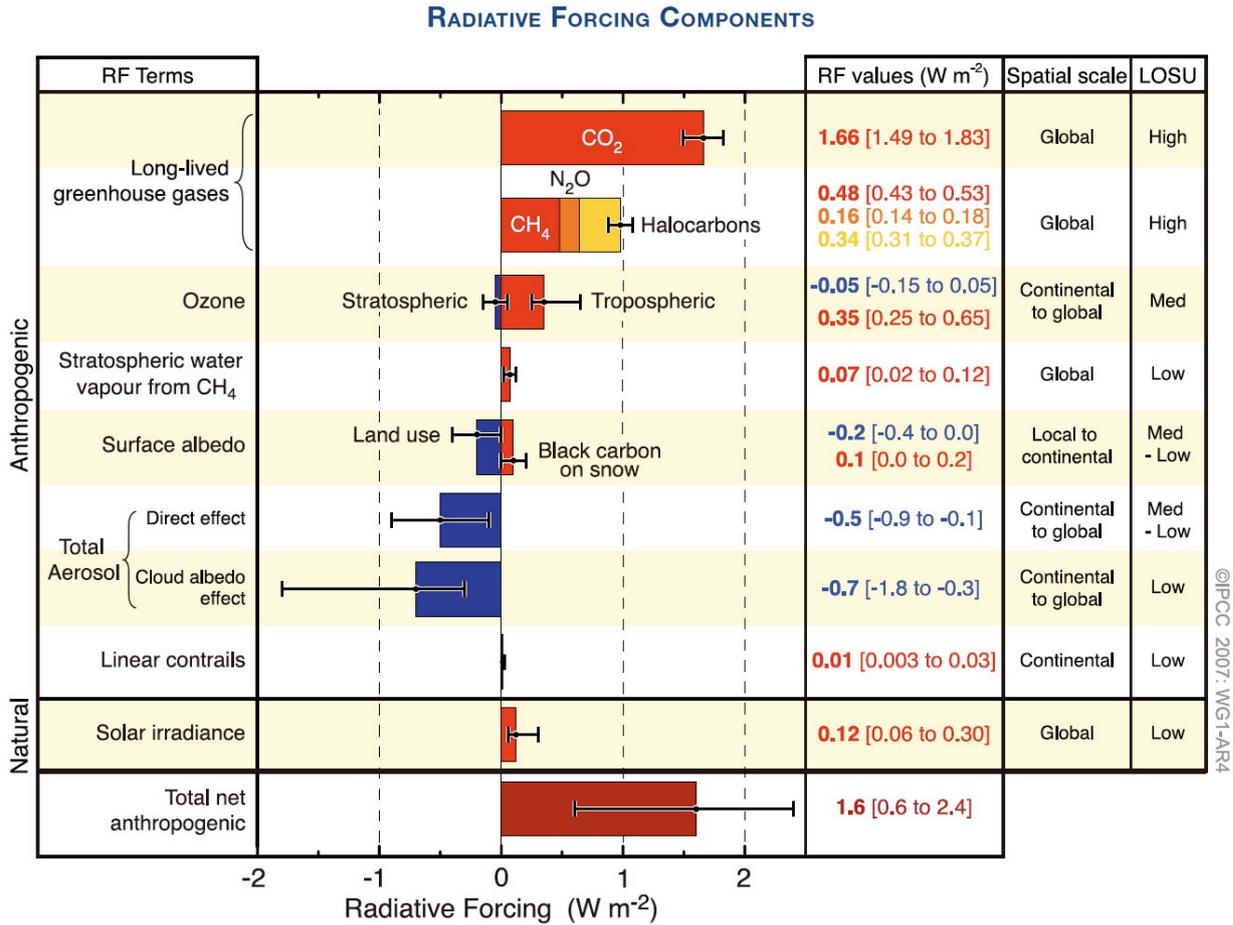
しかし、図 7.29、7.30 に示すように、モデルと観測との差が大きな物理量も有り、気温等の再現ができたといって安心ができないであろう。

### CHANGES IN GREENHOUSE GASES FROM ICE CORE AND MODERN DATA



**Figure SPM.1.** Atmospheric concentrations of carbon dioxide, methane and nitrous oxide over the last 10,000 years (large panels) and since 1750 (inset panels). Measurements are shown from ice cores (symbols with different colours for different studies) and atmospheric samples (red lines). The corresponding radiative forcings are shown on the right hand axes of the large panels. [Figure 6.4]

図 7.22 温室効果ガスの濃度変化 (IPCC-AR4 WG1 報告 (2008) より)



**Figure SPM.2.** Global average radiative forcing (RF) estimates and ranges in 2005 for anthropogenic carbon dioxide (CO<sub>2</sub>), methane (CH<sub>4</sub>), nitrous oxide (N<sub>2</sub>O) and other important agents and mechanisms, together with the typical geographical extent (spatial scale) of the forcing and the assessed level of scientific understanding (LOSU). The net anthropogenic radiative forcing and its range are also shown. These require summing asymmetric uncertainty estimates from the component terms, and cannot be obtained by simple addition. Additional forcing factors not included here are considered to have a very low LOSU. Volcanic aerosols contribute an additional natural forcing but are not included in this figure due to their episodic nature. The range for linear contrails does not include other possible effects of aviation on cloudiness. {2.9, Figure 2.20}

図 7.23 各温暖化因子の放射強制力とその不確定の程度 (IPCC-AR4 WG1 報告 (2008) より)

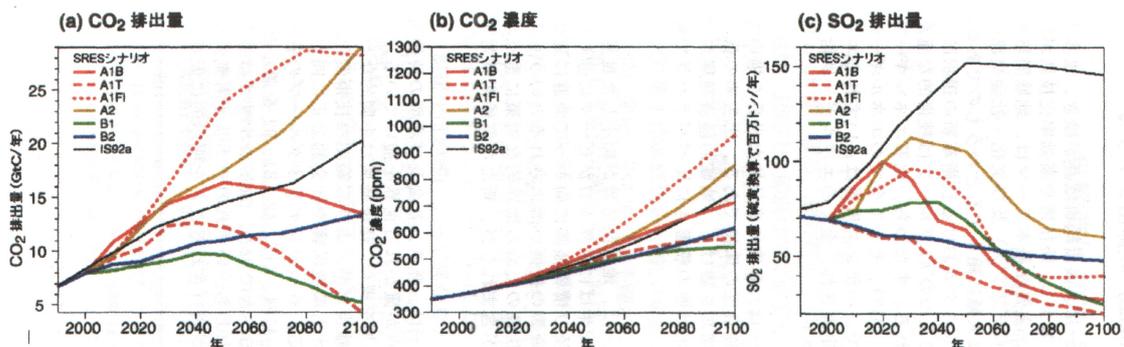
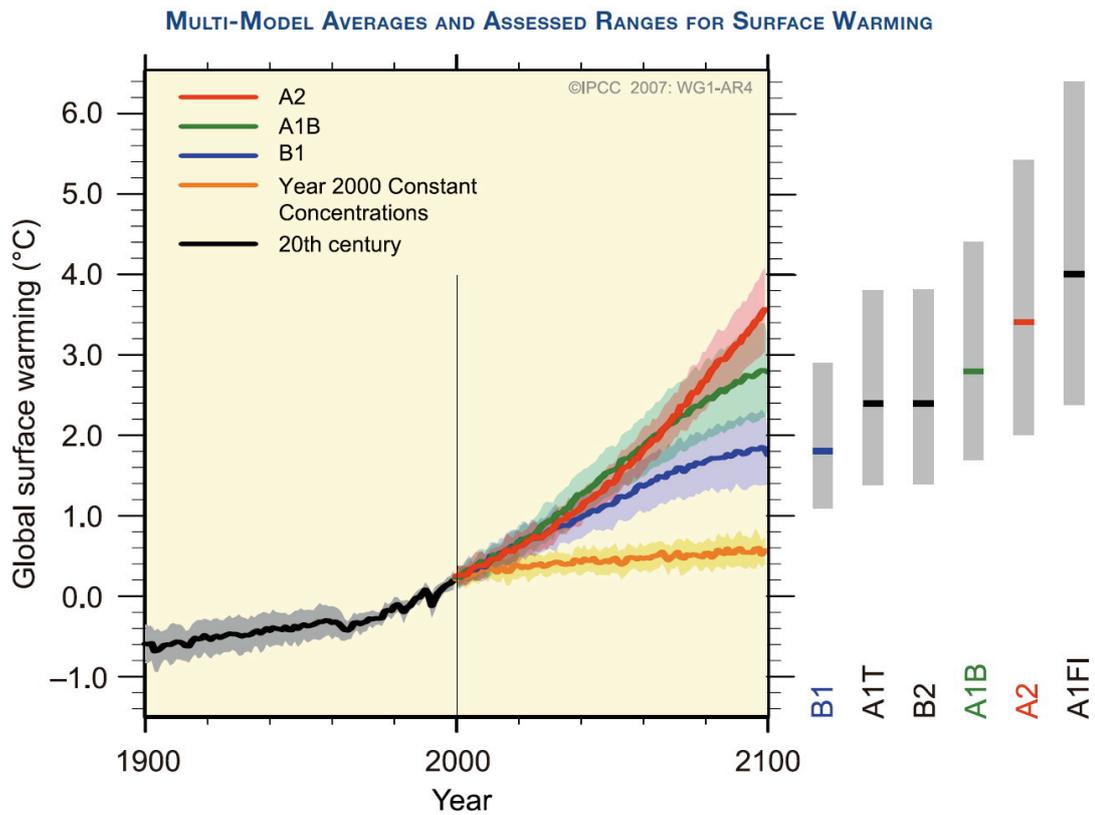
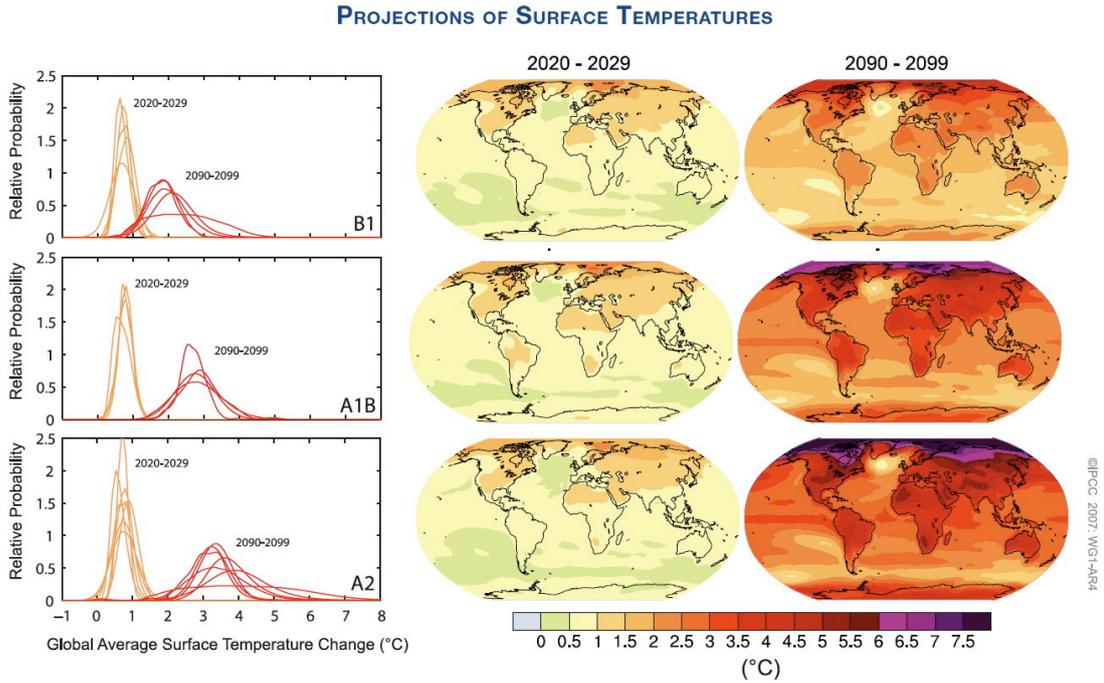


図 7.24 温室効果ガス排出予測シナリオ (IPCC-AR3 WG1 報告政策決定者向け要約より)



**Figure SPM.5.** Solid lines are multi-model global averages of surface warming (relative to 1980–1999) for the scenarios A2, A1B and B1, shown as continuations of the 20th century simulations. Shading denotes the  $\pm 1$  standard deviation range of individual model annual averages. The orange line is for the experiment where concentrations were held constant at year 2000 values. The grey bars at right indicate the best estimate (solid line within each bar) and the **likely** range assessed for the six SRES marker scenarios. The assessment of the best estimate and **likely** ranges in the grey bars includes the AOGCMs in the left part of the figure, as well as results from a hierarchy of independent models and observational constraints. {Figures 10.4 and 10.29}

図 7.25 シナリオによる予測温度の違い (IPCC-AR4 WG1 報告政策決定者向け要約 (2008) より)



**Figure SPM.6.** Projected surface temperature changes for the early and late 21st century relative to the period 1980–1999. The central and right panels show the AOGCM multi-model average projections for the B1 (top), A1B (middle) and A2 (bottom) SRES scenarios averaged over the decades 2020–2029 (centre) and 2090–2099 (right). The left panels show corresponding uncertainties as the relative probabilities of estimated global average warming from several different AOGCM and Earth System Model of Intermediate Complexity studies for the same periods. Some studies present results only for a subset of the SRES scenarios, or for various model versions. Therefore the difference in the number of curves shown in the left-hand panels is due only to differences in the availability of results. [Figures 10.8 and 10.28]

図 7.26 シナリオ毎の気温上昇空間変化 (IPCC-AR4 WG1 報告政策決定者向け要約 (2008) より)

**FAQ 8.1, Figure 1.** Global mean near-surface temperatures over the 20th century from observations (black) and as obtained from 58 simulations produced by 14 different climate models driven by both natural and human-caused factors that influence climate (yellow). The mean of all these runs is also shown (thick red line). Temperature anomalies are shown relative to the 1901 to 1950 mean. Vertical grey lines indicate the timing of major volcanic eruptions. (Figure adapted from Chapter 9, Figure 9.5. Refer to corresponding caption for further details.)

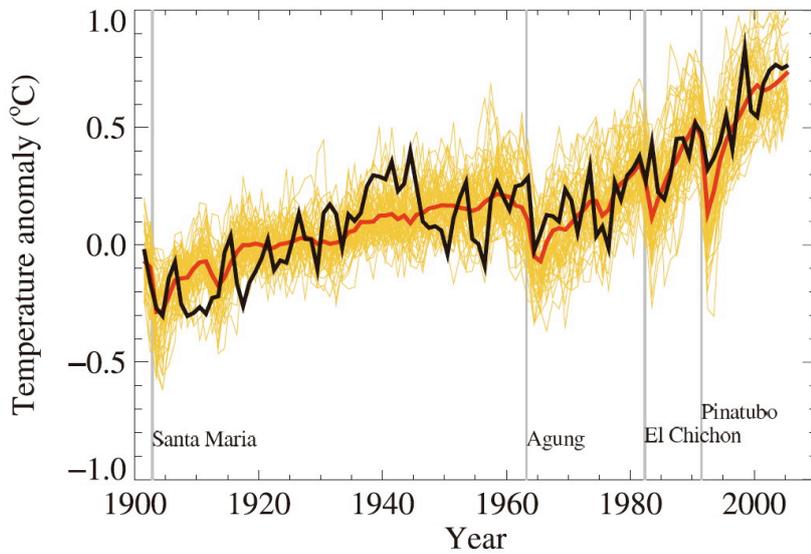
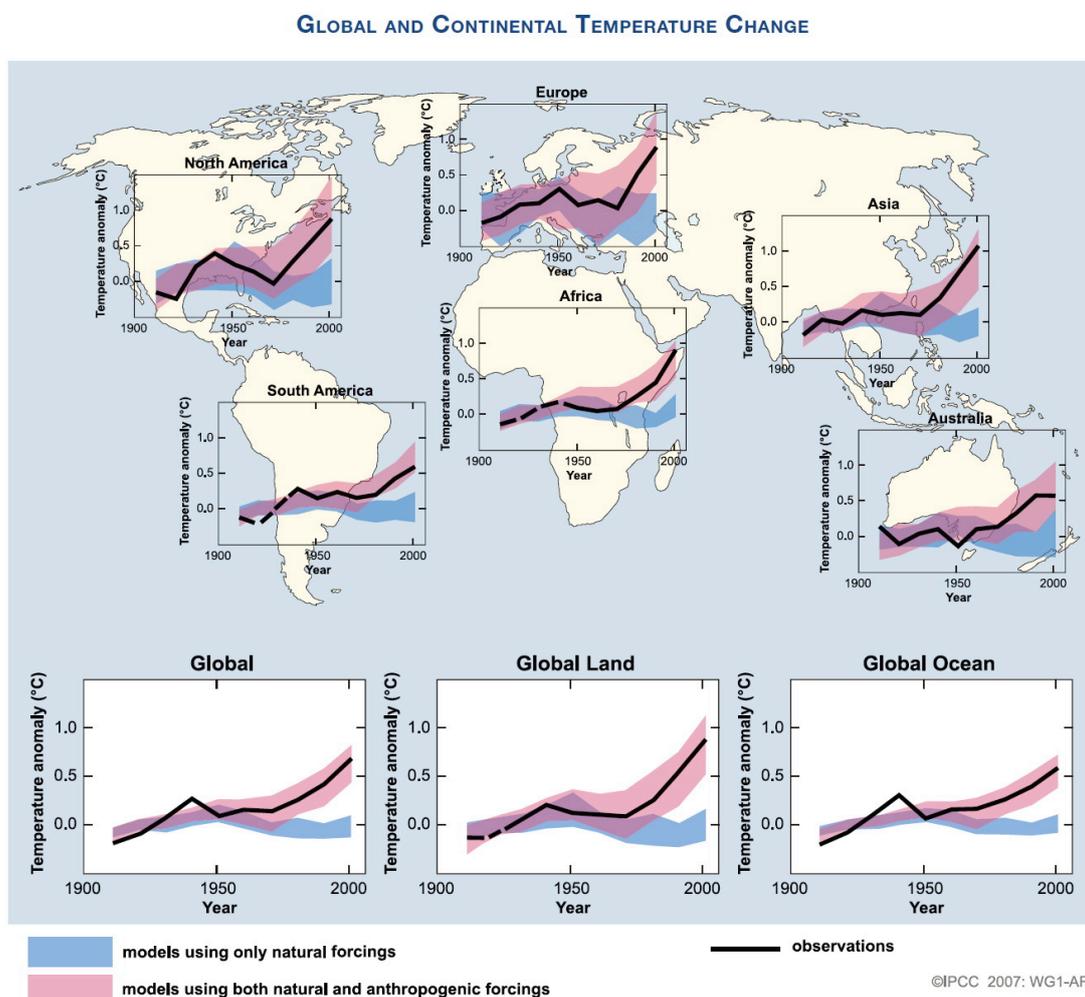
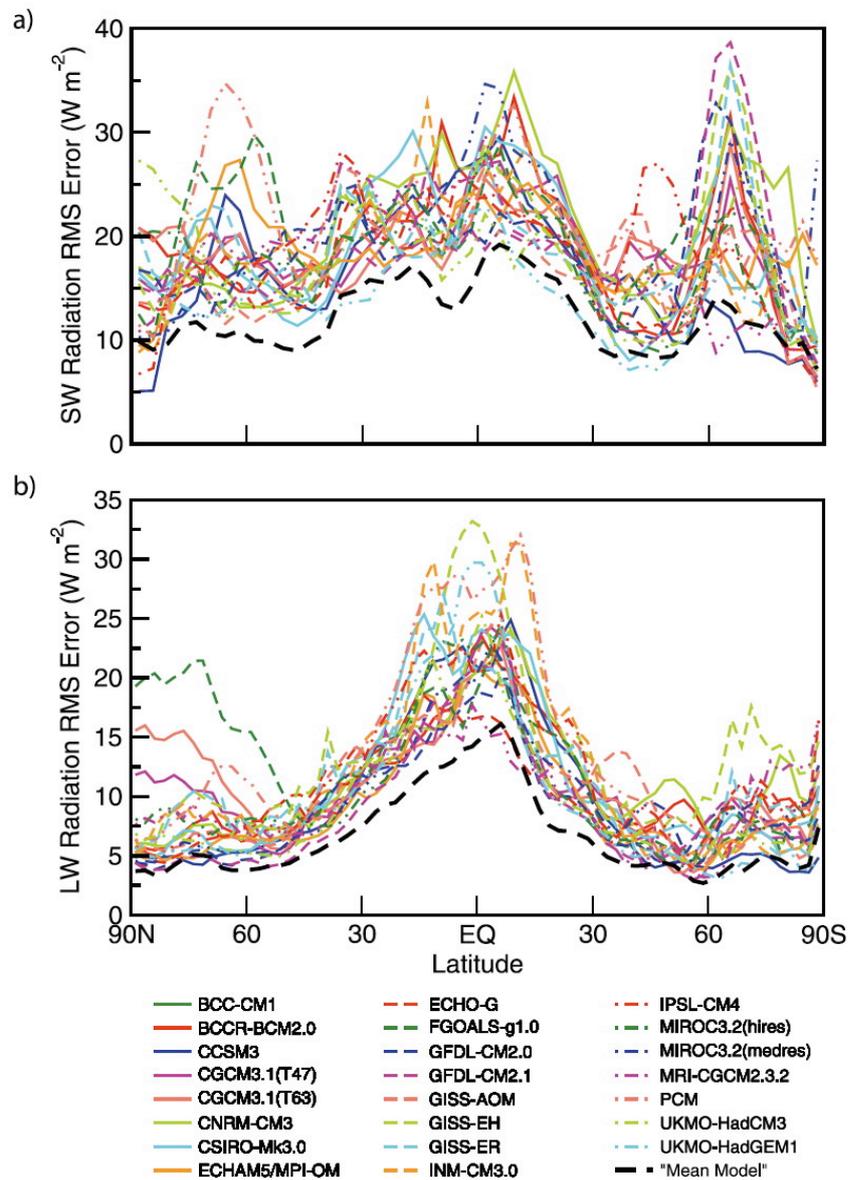


図 7.27 気候モデルによる現在までの地上気温変化の再現 (IPCC-AR4 WG1 報告 (2008) より)



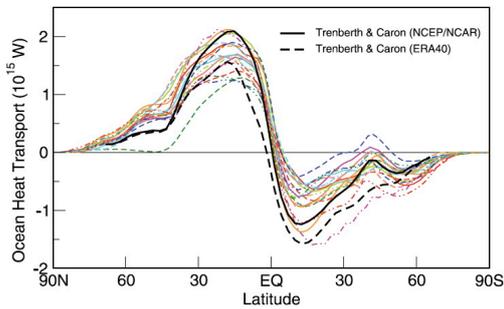
**Figure SPM.4.** Comparison of observed continental- and global-scale changes in surface temperature with results simulated by climate models using natural and anthropogenic forcings. Decadal averages of observations are shown for the period 1906 to 2005 (black line) plotted against the centre of the decade and relative to the corresponding average for 1901–1950. Lines are dashed where spatial coverage is less than 50%. Blue shaded bands show the 5–95% range for 19 simulations from five climate models using only the natural forcings due to solar activity and volcanoes. Red shaded bands show the 5–95% range for 58 simulations from 14 climate models using both natural and anthropogenic forcings. (FAQ 9.2, Figure 1)

図 7.28 人為起源の因子を入れた現在気候の再現と、入れなかった場合の気候変化 (IPCC-AR4 WG1 報告 (2008) より)

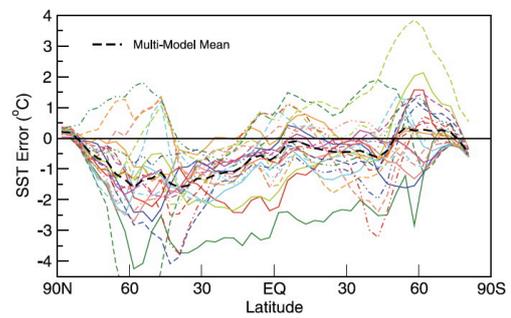


**Figure 8.4.** Root-mean-square (RMS) model error, as a function of latitude, in simulation of (a) outgoing SW radiation reflected to space and (b) outgoing LW radiation. The RMS error is calculated over all longitudes and over all 12 months of a climatology formed from several years of data. The RMS statistic labelled 'Mean Model' is computed by first calculating the multi-model monthly mean fields, and then calculating the RMS error (i.e., it is not the mean of the individual model RMS errors). The Earth Radiation Budget Experiment (ERBE; Barkstrom et al., 1989) observational estimates used here are for the period 1985 to 1989 from satellite-based radiometers, and the model results are for the same period in the 20th-century simulations in the MMD at PCMDI. See Table 8.1 for model descriptions. Results for individual models can be seen in the Supplementary Material, Figures S8.5 to S8.8.

図 7.29 放射エネルギー収支の誤差 (IPCC-AR4 WG1 報告 (2008) より)



**Figure 8.6.** Annual mean, zonally averaged oceanic heat transport implied by net heat flux imbalances at the sea surface, under an assumption of negligible changes in oceanic heat content. The observationally based estimate, taken from Trenberth and Caron (2001) for the period February 1985 to April 1989, derives from reanalysis products from the National Centers for Environmental Prediction (NCEP)/NCAR (Kalnay et al., 1996) and European Centre for Medium Range Weather Forecasts 40-year reanalysis (ERA40; Uppala et al., 2005). The model climatologies are derived from the years 1980 to 1999 in the 20th-century simulations in the MMD at PCMDI. The legend identifying individual models appears in Figure 8.4.



**Figure 8.8.** Annual mean, zonally averaged SST error, simulated minus observed climatology. The Hadley Centre Sea Ice and Sea Surface Temperature (HadISST; Rayner et al., 2003) observational climatology for 1980 to 1999 is the reference used here, and the model results are for the same period in the 20th-century simulations in the MMD at PCMDI. In the presence of sea ice, the SST is assumed to be at the freezing point of seawater. The legend identifying individual models appears in Figure 8.4.

図 7.30 (左) 海流による熱輸送量と、(右) 海面水温の誤差 (IPCC-AR4 WG1 報告 (2008) より)