Prototipo di bollettino mensile di bilancio idrologico in atmosfera nella regione mediterranea: Simulazione numerica con un modello meteorologico nei due trimestri prototipali.

Relazione I fase
contratto PdC n. 54 DIP 7/98
misura INTERREG IIC
"assetto del territorio e lotta contro la siccità"

Roberto Deidda e Marino Marrocu

Settembre 1999

Centro di Ricerca, Sviluppo e Studi Superiori in Sardegna - Area Ambiente
VI Strada Ovest Z.I. Macchiareddu I-09123 Cagliari, Italia

Sommario

La presente relazione riassume l'attività svolta nell'ambito della prima fase della convenzione CRS4-DSTNPC "prototipo del bolletino mensile di bilancio idrologico in atmosfera". In particolare è descritta l'analisi delle metodologie utilizzabili rispetto agli obbiettivi del progetto, i criteri addottati per la selezione dei due periodi prototipali e le integrazioni numeriche ottenute mediante il Modello di circolazione atmosferica ad Area Limitata (LAM) nei due periodi trimestrali scelti. Vengono discussi, inoltre, il bilancio idrologico atmosferico ottenuto utilizzando le analisi meteorologiche e le medie mensili di precipitazione sulla Sardegna relativamente al periodo dal 1986 al 1988 e presentata una descrizione del codice LAM (BOLAM) utilizzato per eseguire i run previsti dalla convenzione.

Keywords: Bilancio idrologico in atmosfera, climatologia, previsioni meteorologiche a breve scadenza, siccità.

1 Introduzione

Nell'ambito degli obiettivi definiti nella Iniziativa Comunitaria INTERREG II C (96/C 200/7), programma siccità, sottoprogramma 1: "Analisi del ciclo idrologico nelle Regioni obiettivo 1" articolata in due anni, il CRS4 s.c. a r.l. (Centro di Ricerca, Sviluppo e Studi Superiori in Sardegna) ha stipulato con il Dipartimento dei Servizi tecnici della Presidenza del Consiglio dei ministri una convenzione per lo sviluppo di un "prototipo del bolletino mensile di bilancio idrologico in atmosfera".

Scopo della convenzione in oggetto è sviluppare una procedura per il monitoraggio, su scala mensile, delle componenti del bilancio idrologico atmosferico utilizzando le informazioni relative al vapor d'acqua in atmosfera contenute nelle previsioni dei modelli di circolazione atmosferica.

L'attività prevista nella convenzione citata si articola in tre fasi:

Fase 1. Analisi delle metodologie utilizzabili, selezione dei due periodi prototipali e integrazioni numeriche con il modello LAM nei due periodi trimestrali.

Fase 2. Analisi degli output del LAM e sviluppo dei codici per il calcolo dei bilanci idrologici atmosferici nei due periodi prototipali.

Fase 3. Stesura di un prototipo di bolletino, delle interfacce e dei manuali d'uso.

Questo documento descrive l'attività svolta nell'ambito della prima fase del progetto. In particolare nel paragrafo 2 dopo aver descritto schematicamente il bilancio idrologico in atmosfera, si discutono le metodologie utilizzabili per ottenerne una stima su base mensile e su una regione estesa che copra l'intero bacino del mediterraneo. Nel paragrafo 3 sono riportati i criteri utilizzati per la scelta dei 2 trimestri prototipali durante i quali eseguire i run mediante l'utilizzo del LAM. Sempre nello stesso paragrafo sono riportati i risultati ottenuti, valutando su base mensile i termini del bilancio idrologico atmosferico, utilizzando

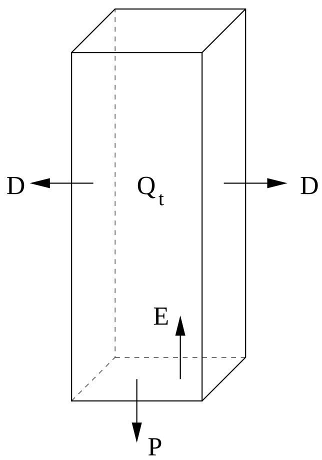

Figura 1: Rappresentazione grafica delle 4 componenti che concorrono al bilancio idrologico atmosferico nella colonna sovrastante un punto generico sia su terra che su mare. Come si intuisce dalla figura (vedi anche le definizione delle componenti nel testo) l'equazione del bilancio è: $Q_t = -D - P + E$

le analisi meteorologiche e le medie mensili di precipitazione sulla Sardegna per gli anni dal 1986 al 1988. Nel paragrafo 4 è descritto brevemente il modello ad area limitata utilizzato (BOLAM), e nel paragrafo 5 le integrazioni numeriche effettuate nei due trimestri prototipali. Nelle appendici sono descritte le parametrizzazioni fisiche del BOLAM e il contenuto dei CD con gli output delle simulazioni numeriche.

2 Analisi delle metodologie utilizzabili

Il bilancio idrologico atmosferico integrato verticalmente sulla colonna di atmosfera sovrastante un generico punto è schematizzato in Fig. 1. In tale figura Q_t rappresenta la tendenza temporale dell'acqua precipitabile contenuta nella colonna, cioè la variazione nell'unità di tempo della quantità d'acqua in essa contenuta. Tale accumulo o perdita dovrà essere bilanciato, col segno opportuno, nell'unità di tempo, dalla divergenza orizzontale del flusso di vapor d'acqua integrato verticalmente D che attraversa le pareti laterali della colonna, dalla precipitazione cumulata P e dall'evaporazione E.

Se una distribuzione tridimensionale di umidità specifica q, e di vento orizzontale $\mathbf{v}$ è assegnata sui punti di un grigliato regolare, Q_t e D possono essere valutate mediante la discretizzazione delle due seguenti espressioni analitiche:

$$Q_t = \frac{\partial}{\partial\, t} \int_0^{p_s} q \frac{dp}{g} \qquad \mathbf{Q} = \int_0^{p_s} q\mathbf{v} \frac{dp}{g} \qquad D = \nabla \cdot \mathbf{Q} \tag{1}$$

dove $\mathbf{Q}$ è il flusso orizzontale di umidità specifica integrato lungo la colonna,

p è la pressione nel generico punto della verticale, p_s la pressione al suolo e g l'accelerazione di gravità. Se misure di precipitazione o qualche stima di essa sono conosciute sullo stesso grigliato l'equazione del bilancio idrologico per la generica colonna atmosferica scritta nella seguente forma:

$$E = Q_t + D + P \tag{2}$$

può essere utilizzata per valutare l'evaporazione E come residuo della somma degli altri tre contributi.

È importante notare che poichè ciascuna della grandezze che concorrono a formare l'evaporazione residua è affetta da errori non trascurabili, l'errore più grande è proprio quello su E. Questo significa che tale residuo, soprattutto quando piccolo potrebbe essere affetto da errori talmente grandi che la stima di E così ottenuta potrebbe avere scarso significato fisico.

Al giorno d'oggi campi tridimensionali di q e $\mathbf{v}$ sono disseminati [5] con cadenza almeno semi-giornaliera da vari servizi operativi che effettuano previsioni meteorologiche su scala globale con risoluzione orizzontale che può arrivare ad un massimo di circa 60km alle nostre latitudini. Su terra una stima della precipitazione sullo stesso grigliato può essere ottenuta interpolando le misure di una rete pluviometrica abbastanza fitta.

Se, come nel nostro caso, non si dispone di misure di precipitazione, si vuole valutare tale bilancio ad una risoluzione spaziale superiore e anche sul mare, dove non si dispone comunque di misure esiste un modo, alternativo, che almeno teoricamente, risulta molto attrattivo. Infatti tutte le grandezze che concorrono al bilancio possono essere ottenute mediante simulazione numerica con un modello meteorologico ad area limitata (LAM) che con l'attuale potenza di calcolo può girare su domini estesi (vedi per esempio Fig. 4) con una risoluzione orizzontale sino ad un massimo di $10km$ di maglia (in approssimazione idrostatica).

Una stima dei contributi che concorrono al bilancio idrologico in atmosfera, simile a quella descritta sopra, è discussa in dettaglio ed applicata ai bacini statunitensi da Roads et al. [22]. In tale lavoro le stime di Q_t e D sulle aree di pertinenza di ciascun nodo del grigliato sono ottenute mediante l'analisi meteorologica alla risoluzione di circa $250km$, la precipitazione è ottenuta interpolando le misure della rete pluviometrica e l'evaporazione sia come grandezza residua del bilancio idrologico che mediante interpolazione di misure evaporimetriche. Nonostante la scarsa risoluzione spaziale delle analisi, le notevoli dimensioni del continente nord-americano e dei suoi bacini idrografici congiuntamente con la lunghezza delle serie storiche consente a Roads et al. [22] di ottenere importanti informazioni sugli aspetti a grande scala del ciclo idrologico atmosferico nei principali bacini statunitensi. In particolare si trova, utilizzando valori mediati su 5 giorni, che nel continente nord-americano la precipitazione è bilanciata in gran parte dall'evaporazione (in media) e istantaneamente dalla convergenza del flusso di vapor d'acqua. Avendo a disposizione le medie mensili di precipitazione sulla Sardegna e utilizzando le analisi meteorologiche che costituiscono le condizioni iniziali per il LAM abbiamo eseguito come attività preliminare un'analisi di questo genere relativamente alla Sardegna i cui risultati sono decsritti nel paragrafo successivo.

Riassumendo poichè non si dispone di dati di precipitazione e misure evaporimetriche sulla zona di interesse e si vuole ottenere una stima del bilancio idrologico con risoluzione molto maggiore di quella delle analisi meteorologiche (l'intento è di utilizzare in fase operativa un LAM alla risoluzione di 10km) l'unica metodologia possibile, dato il problema, allo stato attuale è la seguente: si eseguiranno run della durata di 24h nei due trimestri prototipali scelti usando come condizioni iniziali e al contorno le analisi distribuite dall'ECMWF (European Center for Medium Rang Weather Forecast) interpolate alla risoluzione del LAM ($\sim 30km$) [4]. Utilizzando i risultati dei run si calcoleranno le medie mensili di tre delle quattro componenti il bilancio idrologico atmosferico e si otterrà l'evaporazione come residuo. Questo consentirà di ottenere delle mappe estese a tutto il bacino del mediterraneo di tali grandezze è il raffronto tra le mappe relative all'estate individuata come siccitosa e quella considerata non siccitosa dovrebbe dare in linea di principio indicazioni che caratterizzano il periodo siccitoso dal punto di vista dell'acqua in atmosfera.

3 Selezione dei due periodi prototipali

La scelta dei due periodi prototipali è stata fatta in collaborazione e seguendo le indicazioni contenute nella relazione di Sutera [23]. In tale relazione si individuano, per il bacino del Mediterraneo, l'Agosto del 1988 come periodo con caratteristiche siccitose e l'estate del 1986 come "periodo normale". Di conseguenza i run con il LAM verranno eseguiti per i mesi di giugno, luglio ed agosto del 1986 e del 1988.

Per ottenere indicazioni di massima sul ciclo dell'acqua atmosferica nell'area meditterranea relativamente al periodo che sarà oggetto di studio e disponendo di dati di precipitazione cumulata mensile e mediata sull'intera Sardegna abbiamo eseguito un analisi preliminare del bilancio idrologico atmosferico sulla Sardegna seguendo la citata procedura utilizzata da da Roads et al. [22] per il periodo dal 1986 al 1988. Poichè le analisi dell'ECMWF relative a questo periodo sono fornite con una risoluzione di circa $125km$ alle nostre latitudini la Sardegna è rappresentata da due soli punti di griglia sulla terraferma contornati dai punti di mare che rappresentano il mar Mediterraneo. Non ci aspettiamo dunque di ottenere una stima significativa e caratterizzante del bilancio idrologico atmosferico sulla Sardegna. Abbiamo effettuato tuttavia questa analisi sia per dare un'idea della procedura operativa che del tipo di risultato finale che ci si può attendere e anche delle limitazioni di questo approccio rispetto a quello che si è scelto per lo svolgimento del presente progetto.

In Fig. 2 sono riportati i valori, ottenuti mediando mensilmente e sui due punti di terra rappresentanti la Sardegna nell'analisi dell'ECMWF, della derivata locale dell'acqua precipitabile Q_t e della divergenza del flusso di vapor d'acqua integrato verticalmente D. Sempre per lo stesso periodo sono riportati i valori mensili di precipitazione ottenuti mediando le misure di una rete di più

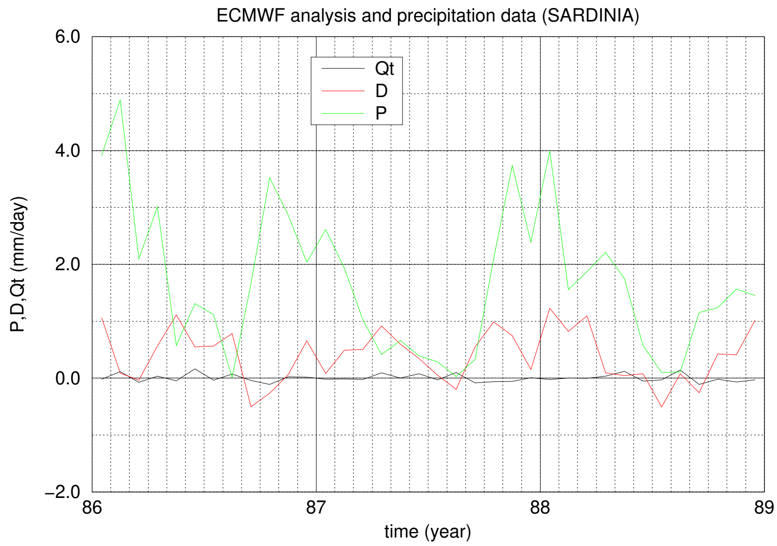

Figura 2: Medie mensili sulla Sardegna, per il periodo dal 1986 al 1988, della derivata locale dell'acqua precipitabile Q_t e della divergenza del flusso di vapor d'acqua integrato verticalmente D. Sempre per lo stesso periodo sono riportate le medie mensili di precipitazione ottenute mediando le misure di una rete di più di 200 stazioni pluviometriche.

di 200 stazioni pluviometriche. Come si vede durante le stagioni estive (mesi di maggio giugno e luglio) la precipitazione sembra correlata positivamente con la divergenza. Ciò è apparentemente in disaccordo con quanto ottenuto da Roads et al. e citato nel paragrafo precedente in quanto in tal caso la precipitazione risulta anticorrelata con la divergenza. Bisogna tener conto comunque che tale risultato è relativo ad un bacino di dimensioni enormi rispetto alla Sardegna e che si riferisce a medie delle grandezze valutate su periodi di soli 5 giorni e non mensili come nel caso nostro. Non si può escludere comunque che tale risultato venga confermato anche dall'analisi a risoluzione più alta che condurremo mediante le integrazioni con il modello LAM. Un meccanismo fisicamente plausibile potrebbe essere il legame che esiste tra moti ascensionali (associati alla precipitazione di tipo convettivo) e le divergenza dovuta alla circolazione secondaria. Un'altra giustificazione a sostegno potrebbe essere legata al fatto che il Mediterraneo dal punto di vista idrologico si comporta come un enorme sorgente d'acqua in cui soltanto un terzo dell'acqua che evapora precipita all'interno del medesimo bacino. Ciò è confermato anche dall'osservazione sperimentale, in campo oceanografico, di un flusso costante di acqua ad elevata salinità che in profondità abbandona il Mediterraneo in corrispondenza del golfo di Gibilterra per controbilanciare l'aumento di salinità dovuta all'eccesso di evaporazione.

Questo osservazione sperimentale implica che la divergenza del flusso di vapor d'acqua D integrata sull'intero Mediterraneo deve essere mediamente positiva. Ciò è confermato, almeno per la zona corrispondente alla Sardegna, dai valori di D nel triennio 1986-1988 di cui sono riportati i dati in Fig. 2.

Una volta che si è appurata l'esistenza di una qualche relazione tra le componenti il bilancio idrologico in atmosfera, il fatto di poter disporre di mappe su un dominio esteso e su un grigliato regolare, consente di ottenere una mappatura del rischio siccitoso confrontando la situazione attuale con quella relativa ad una media climatologica. Nel nostro caso, data la limitatezza dello studio, non si dispone di dati tali da stabilire una climatologia per le grandezze in questione. Tuttavia qualche indicazione di carattere qualitativo può essere ottenuta dal confronto tra le mappe mensili relative alle due stagioni estive definite dal punto di vista della carenza idrica "siccitosa" e "normale". Dalla Fig. 2 si vede che la differenza tra i valori cumulati mensili relativamente a mesi estivi corrispondenti è massima per i mesi di luglio. Infatti nel luglio 1986 si ha un valore medio giornaliero di precipitazione maggiore di $1mm$ mentre per il mese di luglio del 1988 la precipitazione media giornaliera è praticamente nulla. In Fig. 3 è riportato il campo differenza tra le medie mensili relative agli anni 1988 e 1986, per la divergenza del flusso di vapor d'acqua D e il flusso di vapor d'acqua integrato verticalmente $\mathbf{Q}$. Si nota una circolazione ciclonica per $\mathbf{Q}$ sul Mediterraneo causata probabilmente da un eccesso di subsidenza atmosferica nel periodo siccitoso rispetto a quello normale, un'anomalia di D in gran parte positiva sulle zone costiere che si affacciano sul mare e negativa su di esso.

È chiaro che per estrarre parametri di rischio siccitoso di utilità pratica il periodo cosidetto "normale" deve essere stabilito con una media su un periodo almeno decennale. L'ECMWF ha recentemente completato la prima fase di un grande progetto di re-analisi meteorologica con risoluzione simile a quella da noi utilizzata, che copre il periodo dal 1982 al 1987 (ERA15 [10]), che sarà estesa ad un periodo di 40 anni (ERA40). L'utilizzo di tali dati consentirebbe di stabilire una climatologia per una procedura di stima del bilancio idrologico atmosferico che utilizzi direttamente le analisi. I prodotti di ERA15 e/o di ERA40 sono in ogni caso indispensabili anche per stabilire la climatologia nel caso dello studio a più alta risoluzione con un LAM, perchè le condizioni iniziali ed al contorno per l'esecuzione dei run provengono dall'analisi meteorologica.

4 Il modello meteorologico BOLAM

Il BOLAM [1],[15] è un modello meteorologico ad area limitata che integra nel tempo mediante uno schema centrato tipo "leap frog" l'insieme delle equazioni differenziali alle derivate parziali conosciute come equazioni primitive [12]. Nella meteorologia dinamica è prassi chiamare "prognostiche" le equazioni differenziali che descrivono l'evoluzione delle grandezze rispetto al tempo, quali ad esempio le equazioni del moto, mentre tutte le altre vengono dette "diagnostiche", ad esempio la relazione idrostatica e l'equazione di stato. Si distingue inoltre fra contributi "dinamici" o "adiabatici" e contributi della "fisica" o "diabatici",

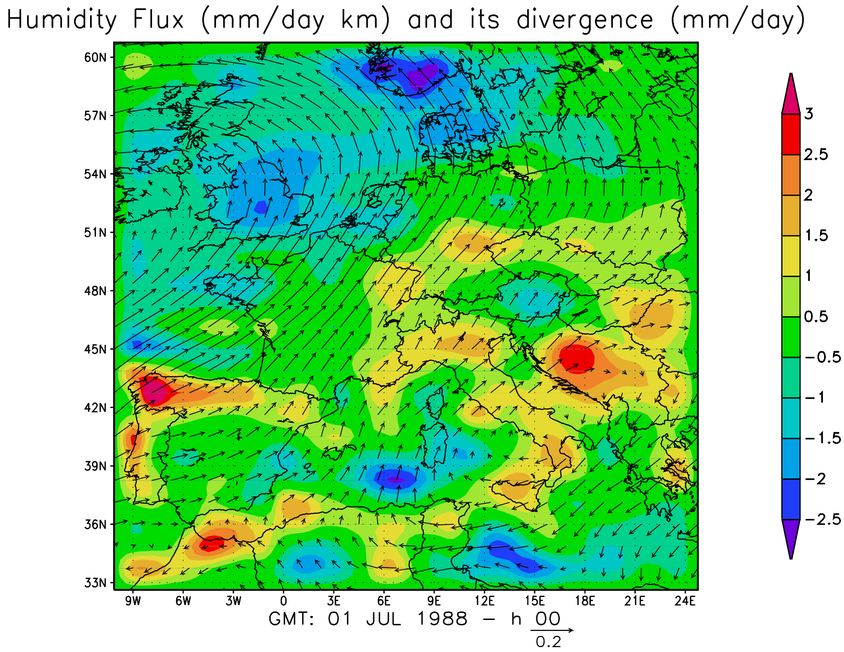

Figura 3: Differenza, tra i valori medi mensili del luglio 1988 e quelli del luglio 1986, del campo vettoriale del flusso di vapor d'aqua integrato verticalmente $\mathbf{Q}$ e della sua divergenza D.

indicando con i primi i termini di convezione e trasporto di natura dinamica, e con i secondi i contributi dei processi sottogriglia, come i termini di dissipazione, diffusione, turbolenza dello strato limite planetario, le forzanti dovute a processi fisici quali la radiazione solare e terrestre, i processi di formazione delle nubi e della precipitazione, gli scambi di energia e di massa che avvengono nelle interfacce suolo/atmosfera o mare/atmosfera etc. In questo paragrafo si richiamano brevemente i contributi adiabatici del modello BOLAM, mentre si rimanda all'Appendice A per una descrizione della parametrizzazione dei processi sottogriglia.

Nel BOLAM si utilizza come coordinata verticale la coordinata σ [11] definita come $\sigma = p/p_s$, con p pressione nel generico punto di griglia e p_s pressione sul punto corrispondente al suolo. La discretizzazione verticale e di "tipo Lorenz" dove la velocità verticale è definita a livelli intermedi rispetto a quelli dove sono definite le variabili prognostiche. La discretizzazione orizzontale delle equazioni del modello è fatta usando le differenze finite su una griglia "staggered" conosciuta come griglia C di Arakawa [16], e utilizzando come coordinate orizzontali indipendenti la latitudine (ϕ) e la longitudine (λ). Le variabili prognostiche sono le componenti del vento orizzontale: quella zonale u e quella meridionale v, la temperatura potenziale θ, l'umidità specifica q e la pressione atmosferica al suolo p_s. Le equazioni per l'evoluzione di queste cinque variabili sono per le due componenti del vento:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = (f+\xi)v - \dot{\sigma}\frac{\partial u}{\partial \sigma} - \frac{R_d T_v}{a h_\lambda}\frac{\partial ln p_s}{\partial \lambda} - \frac{1}{a h_\lambda}\frac{\partial}{\partial \lambda}(\Phi + E) + K_u + F_u, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = (f+\xi)u - \dot{\sigma}\frac{\partial v}{\partial \sigma} - \frac{R_d T_v}{a h_\phi}\frac{\partial ln p_s}{\partial \phi} - \frac{1}{a h_\phi}\frac{\partial}{\partial \phi}(\Phi + E) + K_v + F_v, \quad (4)$$

l'equazione di continuità integrata verticalmente produce un'equazione per la pressione superficiale p_s:

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} = -\int_0^1 \nabla \cdot (\mathbf{V}_h \frac{\partial p}{\partial \sigma}) d\sigma, \quad (5)$$

l'equazione termodinamica:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{u}{a h_\lambda}\frac{\partial \theta}{\partial \lambda} - \frac{v}{a h_\phi}\frac{\partial \theta}{\partial \phi} - \dot{\sigma}\frac{\partial \theta}{\partial \sigma} + K_\theta + F_\theta, \quad (6)$$

e l'equazione della conservazione dell'acqua:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{u}{a h_\lambda}\frac{\partial q}{\partial \lambda} - \frac{v}{a h_\phi}\frac{\partial q}{\partial \phi} - \dot{\sigma}\frac{\partial q}{\partial \sigma} + K_q + F_q. \quad (7)$$

Le equazioni diagnostiche sono l'equazione idrostatica:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{R_d T_v}{p}\frac{\partial p}{\partial \sigma} \quad (8)$$

e l'equazione di continuità che è risolta per la velocità verticale $\dot{\sigma}$ a ciascun livello verticale:

$$\dot{\sigma}\frac{\partial p}{\partial \sigma} = (1 - \frac{\partial p}{\partial p_s})\frac{\partial p_s}{\partial t} + \int_\sigma^1 \nabla \cdot (\mathbf{V}_h \frac{\partial p}{\partial \sigma}) d\sigma. \quad (9)$$

Il sistema di equazioni è chiuso con la legge dei gas ideali e le definizioni standard di temperatuta potenziale θ e virtuale T_v. Nelle equazioni sopra richiamate, (h_λ, h_ϕ) sono fattori metrici di scala che in coordinate sferiche sono esplicitamente $(h_\lambda, h_\phi) = (cos\phi, 1)$, R_d è la constante dei gas, a il raggio medio terrestre, $f = 2\Omega sin\phi$ il parametro di Coriolis, ξ la componente verticale della vorticità relativa, Φ il geopotenziale, E l'energia cinetica del moto orizzontale, $(F_u, F_v, F_\theta, F_q)$ i contributi alle tendenze derivanti dalle parametrizzazioni dei processi fisici (come radiazione solare e terestre, convezione, processi dissipativi nello strato limite planetario, etc.), $(K_u, K_v, K_\theta, K_q)$ sono i contributi dovuti ai processi diffusivi, sia orizzontali che verticali. In particolare un operatore di diffusione del secondo ordine è applicato alla divergenza del vento orizzontale, per ridurre la crescita delle onde di gravità e lo sviluppo di componenti non bilanciate che generano "rumore" nei campi meteorologici. La diffusione della divergenza è ottenuta aggiungendo al secondo membro delle equazioni del momento un termine proporzionale rispettivamente a $\partial/\partial\lambda$ e $\partial/\partial\phi$ della divergenza stessa. La diffusione orizzontale consiste nell'applicazione di un operatore laplaciano applicato due volte a tutte le variabili prognostiche tranne che a p_s per limitare la concentrazione dell'energia sul passo di griglia.

L'uso della temperatura potenziale θ come variabile prognostica evita la necessità di avere coefficienti di diffusione spaziale dipendenti dalla posizione. Ciò è utile specialmente quando le superfici σ diventano molto ripide in corrispondenza di orografia complessa, e semplifica l'equazione termodinamica (il "termine $\omega - \alpha$" non appare).

Come già detto lo schema di integrazione temporale utilizzato è di "tipo leap frog", che per la generica variabile $H(x,t)$ si può schematizzare come:

$$H(x, t + dt) = H(x, t - dt) + 2dt\frac{\partial H(x,t)}{\partial t}, \tag{10}$$

dove $\partial H/\partial t$ è la tendenza di H calcolata nella posizione x al tempo t. Per sopprimere il modo computazionale dovuto allo schema temporale a tre livelli si utilizza un filtro di Asseling che sempre per la generica variabile $H(x,t)$ si scrive:

$$H(x,t) = H(x,t) + \alpha(H(x - dt) - 2H(x,t) + H(x, t + dt)), \tag{11}$$

dove α è circa 0.05.

Le condizioni al contorno laterali sono introdotte mediante lo schema di rilassamento di Davies [3] e Kållberg [13] applicato a ciascuna delle variabili prognostiche.

Per concludere diamo una breve descrizione del modo in cui lo schema di integrazione descritto sopra è implementato nel codice. Prima di tutto le tendenze dovute alla dinamica, alla diffusione verticale, alla radizione e ai processi di superficie vengono calcolate nei punti interni del dominio escludendo le linee di contorno (tipicamente 5). Le variabili prognostiche sono avanzate al tempo $t + dt$ mediante lo schema leapfrog e successivamente filtrate utilizzando i valori delle stesse agli istanti $t - dt$ e $t + dt$. Dopodichè i contributi alle variabili prognostiche dovuti all'aggiustamento secco, alla convezione umida e alla pioggia di grande scala sono aggiunti mediante uno schema di Eulero. A questo punto vengono calcolati i contributi della diffusione orizzontale e della divergenza mediante uno schema Euleriano ed infine i campi prognostici sono rilassati alle condizioni al contorno laterali ottenute mediante interpolazione delle analisi completando così il time step.

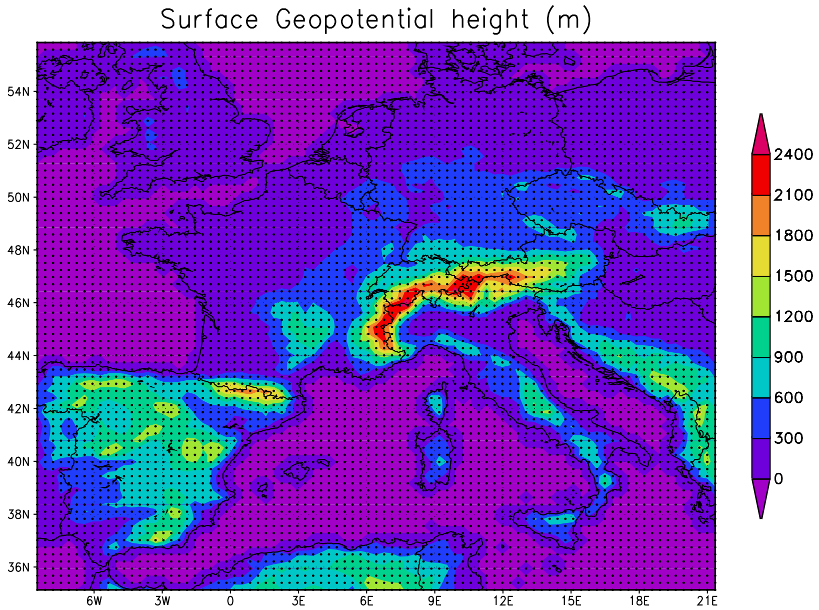

Figura 4: Orografia utlizzata per le integrazioni numeriche con il modello BOLAM, e griglia computazionale 87×78 con risoluzione di circa 30×30 km.

5 Integrazioni numeriche con il modello LAM

Il modello BOLAM è stato utilizzato per eseguire le integrazioni numeriche nei due trimestri prototipali (da giugno ad agosto del 1986 e 1988) di cui si è parlato al paragrafo 3. Il dominio di integrazione va da 8.5W a 21.3E, con risoluzione 0.347^o, in longitudine e da 35N a 56N, con risoluzione 0.269^o, in latitudine. La griglia (87×78) risultante è abbastanza regolare (circa 30×30 km) ed è rappresentata in Fig. 4 insieme all'orografia utilizzata nelle integrazioni numeriche. La discretizzazione verticale consiste invece in 20 livelli σ.

Tutte le integrazioni numeriche con il modello BOLAM sono state eseguite utilizzando come condizioni iniziali ed al contorno le analisi del centro meteorologico europeo (ECMWF) disponibili ogni 6 ore. Per i trimestri esaminati, le analisi dell'ECMWF hanno risoluzione spaziale di 1.125^o (circa 120 km) e sono fornite su 14 livelli di pressione (1000, 850, 700, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 10 hPa). I campi delle analisi ECMWF sono stati perciò interpolati sui punti di griglia e sui livelli σ del modello BOLAM utilizzando procedure standard di preprocessing.

Per ciascun giorno da simulare è stata eseguita una integrazione numerica di 30 ore, con inizio alle 00GMT. Le prime 6 ore di ogni forecast sono state scartate perchè risentono del rumore introdotto nella condizione iniziale dalle interpolazioni delle analisi. Quindi ogni integrazione fornisce i campi a +12, +18, +24 e

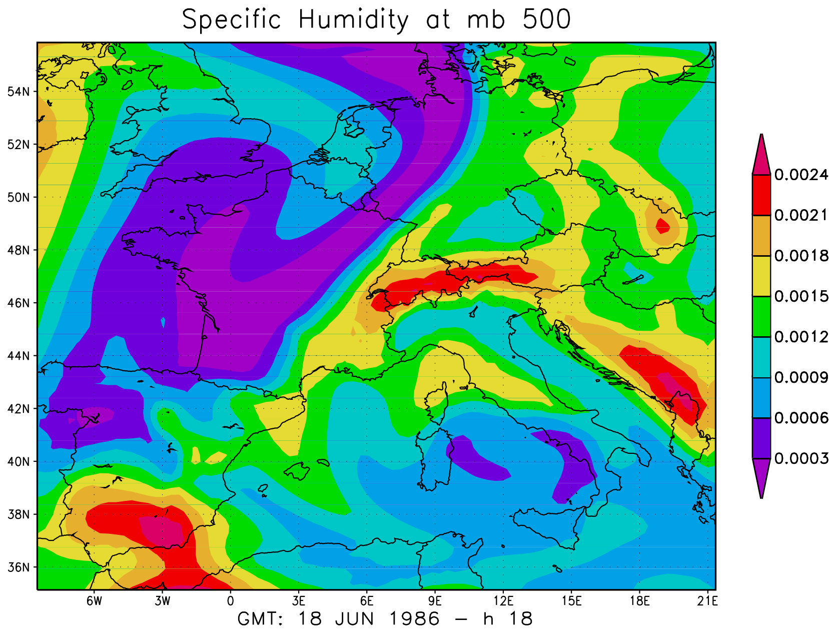

Figura 5: Umidità specifica a 500mb.

+30 ore. Il passo temporale utilizzato è pari a 30 secondi per i contributi della dinamica, mentre le chiamate alle parametrizzazioni più onerose dei processi fisici di sottogriglia (in particolare precipitazione convettiva e radiazione) sono state eseguite ogni 10 minuti di integrazione.

Nelle Figure 5 e 6 sono rappresentati a titolo d'esempio un campo di umidità specifica a 500 hPa e di precipitazione prodotti con il modello BOLAM.

I campi prodotti con le integrazioni numeriche del modello BOLAM nei due trimestri prototipali sono fornite in allegato su CD-ROM sia in formato MHF (Memory History File) che in formato compatibile con GrADS. Quest'ultimo formato è stato scelto per la semplicità di visualizzazione con il software di publico dominio GrADS reperibile all'indirizzo internet *http://grads.iges.org/grads/*. Il formato MHF contiene direttamente una copia delle variabili del modello sui 20 livelli iso-σ, mentre i file in formato copatibile GrADS sono stati postprocessati per fornire i campi sui livelli isobarici ed i campi superficiali [8].

Per una descrizione dettagliata dei campi contenuti in ciascun file si rimanda all'Appendice B.

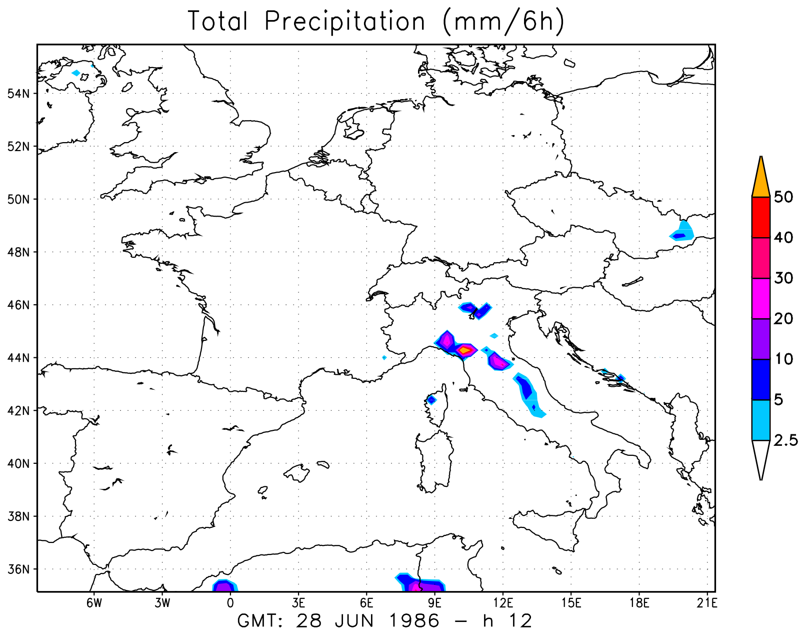

Figura 6: Precipitazione somma dei contributi di larga scala e convezione verticale nelle precedenti 6 ore di integrazione con il modello BOLAM.

A Contributi della “fisica” o “diabatici” nel modello LAM

Nel modello BOLAM vengono utilizzati i seguenti schemi per parametrizzare i contributi diabatici fisici rilevanti ed i processi sottogriglia:

1. precipitazione di grande scala
2. convezione verticale nei cumuli precipitanti
3. riaggiustamento convettivo secco;
4. diffusioni orizzontali;
5. strato limite planetario e diffusioni verticali;
6. radiazione;
7. bilancio energetico superficiale.

Ciascuno di questi processi può modificare le tendenze dinamiche delle variabili prognostiche. Nel seguito si richiamo brevemente le parametrizzazioni inserite nel modello BOLAM, mentre per una esauriente e dettagliata panoramica delle parametrizzazioni maggiormente utilizzate nei modelli meteorologici si rimanda alla letteratura specializzata (si veda ad esempio [19, 7]). Una maggiore attenzione è stata dedicata alla descrizione della parametrizzazione di grande scala e convettiva in considerazione della rilevanza di questo processo nell'ambito della attività prototipale di stima del bilancio idrologico in atmosfera.

A.1 Precipitazione su grande scala

Quando, in seguito alla integrazione del sistema di equazioni della dinamica descritte al paragrafo 4, si verifichino, in qualche zona della atmosfera, degli stati termodinamici di sovrasaturazione, viene simulata la precipitazione conseguente alla condensazione della umidità specifica in sovrasaturazione.

Si consideri una massa d'aria sovrasatura alla temperatura virtuale T_v ed umidità specifica q, questa tenderà ad una nuova condizione di equilibrio caratterizzata dallo stato $T_v + \Delta T_v$, $q + \Delta q$ di semplice saturazione. Ricordando che l'umidità specifica di saturazione q_s è una funzione non lineare, oltre che della pressione, in questo caso assunta costante, anche della temperatura virtuale [1],

[1]Integrando isobaricamente l'equazione di Clausius-Clapeyron (17) con la condizione al contorno in $T = T_v = 0K$ ($q_s = 0$ che per la (16) pone $e_s = 0$) e sostituendo il calore latente L di condensazione o di sublimazione si ottengono due seguenti relazioni valide con buona approssimazione nella troposfera:

- tensione di vapore saturo rispetto all'acqua liquida:

$$e_s \approx 6.11 \exp\left[\frac{17.3\,(T_v - 273.2)}{T_v - 35.9}\right] \tag{12}$$

lo stato di equilibrio può essere espresso tramite la seguente approssimazione lineare:

$$q_s(T_v + \Delta T_v) = q + \Delta q = q_s(T_v) + \left(\frac{\partial\, q_s}{\partial\, T_v}\right)_p \Delta T_v \tag{14}$$

Ricordando inoltre che esiste un legame[2] fra l'umidità specifica di una massa d'aria e la tensione di vapore, possiamo scrivere in condizioni di saturazione (e_s = tensione di vapore saturo, q_s = umidità specifica di saturazione):

$$q_s = 0.622 \frac{e_s}{p} \tag{16}$$

Indicando con L il calore latente di condensazione o di sublimazione e con R_v la costante dei gas per il vapore acqueo, l'equazione di Clausius-Clapeyron, valida per acqua o per ghiaccio, si scrive:

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{Le_s}{R_v T_v^2} \tag{17}$$

Da queste ultime due equazioni si ricava:

$$\left(\frac{dq_s}{dT}\right)_p = \frac{Lq_s}{R_v T_v^2} \tag{18}$$

Integrando l'equazione $-L\delta q = C_p \delta T$ fra lo stato supersaturo e lo stato di equilibrio si ottiene:

$$\Delta T_v = -\frac{L}{C_p} \Delta q \tag{19}$$

Sostituendo le ultime due equazioni nello sviluppo (14) si ricava finalmente la massima quantità condensabile (ovviamente cambiata di segno) di umidità specifica:

$$\Delta r = \frac{q_s(T_v) - q}{1 + \dfrac{q_s(T_v) L^2}{C_p R_v T_v^2}} \tag{20}$$

- tensione di vapore saturo rispetto al ghiaccio:

$$e_s \approx 6.11 \exp\left[\frac{21.9\,(T_v - 273.2)}{T_v - 7.7}\right] \tag{13}$$

L'umidità specifica di saturazione q_s si ricava in funzione della pressione della temperatura virtuale utilizzando queste relazioni assieme alla (16).

[2]La umidità specifica q è definita come il rapporto fra la massa di vapore ρ_v e la massa della miscela ρ_m che lo contiene:

$$r = \frac{\rho_v}{\rho_m} = \frac{1}{1.61} \frac{\frac{p_v}{p}}{1 - \frac{0.61}{1.61}\frac{p_v}{p}} = \frac{1}{1.61}\frac{p_v}{p} + O\left[\left(\frac{p_v}{p}\right)^2\right] \tag{15}$$

dove p_v è la tensione di vapore e p è la pressione totale della miscela (somma della pressione di vapore e della pressione dell'aria secca).

Per rappresentare il tempo necessario ai processi microfisici per raggiungere il nuovo stato di equilibrio vengono introdotti dei coefficienti di rilassamento α_T ed α_r. Lo stato aggiornato T'_v e q' viene quindi espresso tramite le seguenti relazioni:

$$\begin{cases} T'_v = T_v + \alpha_T \left(-\frac{L}{C_p} \Delta q \right) \\ q' = q + \alpha_q \Delta q \end{cases} \tag{21}$$

La frazione di umidità in sovrasaturazione $-\alpha_q \Delta q$ viene perciò trasformata in precipitazione allo stato liquido o alla stato di ghiaccio. Questa precipitazione viene immessa nello strato discreto di atmosfera sottostante, in cui può avvenire ulteriore precipitazione secondo lo schema descritto, se le condizioni sono ancora sovrasature, viceversa viene attivato un processo di evaporazione della precipitazione. Il meccanismo utilizzato per la evaporazione è analogo a quello appena descritto per la condensazione, differisce ovviamente in quanto Δq diventa positivo, ed inoltre è necessario imporre il vincolo che la frazione di evaporazione $\alpha_q \Delta q$ non sia maggiore del contenuto di precipitazione. In generale, i coefficienti di rilassamento per la evaporazione differiscono da quelli utilizzati per la condensazione. Questo schema viene ripetuto su ciascuno strato in cui è stata discretizzata l'atmosfera nella verticale, dall'alto verso il basso, e può produrre precipitazione al suolo.

A.2 Convezione verticale nei cumuli precipitanti.

Vengono richiamati gli aspetti termodinamici fondamentali dello schema di convezione verticale nei cumuli precipitanti proposto da Emanuel [6]. Osservazioni sperimentali, effettuate durante vari voli aerei nei cumuli, mostrano l'esistenza di correnti ascensionali con scale spaziali caratteristiche dell'ordine di 100 m, aventi velocità verticali molto elevate rispetto alle velocità tipiche dei cumuli, mediate su scale maggiori del km. Queste correnti sono originate da masse d'aria in condizioni termicamente instabili, provenienti dalla bassa atmosfera, che tendono a raggiungere un livello di galleggiamento neutrale, e che, prima di raggiungere una condizione di equilibrio, possono miscelarsi con l'aria ambiente su livelli intermedi del cumulo. Questi miscelamenti modificano lo stato termodinamico delle masse d'aria coinvolte, che quindi procedono verso nuovi livelli di galleggiamento neutrale, mescolandosi eventualmente su altri livelli intermedi, e prendendo parte così ad un processo con vari "episodi" di miscelamento (*Episodic Mixing Model*), prima di raggiungere definitivamente un livello di galleggiamento neutrale. Inoltre, lo stesso rilascio di calore latente, in seguito ad eventuale precipitazione, rende ancora più critica la condizione di stabilità termica verticale, e può generare nuovi rimescolamenti. Oltre alle correnti ascensionali, sono presenti una o più correnti discensionali insature, in cui la precipitazione può venire in parte rievaporata. Raymond e Blyth [20] hanno sviluppato nel 1986 un modello di convezione con miscelamenti episodici per cumuli non precipitanti; Emanuel nel 1991 ha sostanzialmente rivisto tale modello ed ha inserito gli aspetti termodinamici legati alla precipitazione, il nuovo modello simula la convezione con e senza precipitazione.

Nel modello si impone che le parcelle d'aria in condizioni instabili raggiungano un livello di galleggiamento neutrale dopo **il primo rimescolamento** con aria ambiente all'interno della nube. Si intendono simulare le correnti o fussi di sottoscala (ordine dei 100 m) con riferimento alle scale risolte usualmente dai modelli ad area limitata. Si ipotizza inoltre che tutti i flussi siano adiabatici ed indipendenti, e che le entropie di mescolamento siano trascurabili. Il modello ha un certo numero di parametri di chiusura, che verranno esaminati nel seguito; Emanuel afferma che, tra questi parametri, quelli maggiormente critici sono l'efficienza di precipitazione ϵ (ovvero la frazione della condensazione adiabatica che si trasforma in precipitazione, che nel modello viene fatta dipendere unicamente dalla distanza dalla base della nube) e la frazione di pioggia che cade fuori dalla nube, e quindi in ambiente insaturo, che la può rievaporare.

Si ipotizza inoltre che tutte le attività di miscelamento avvengano fra un livello inferiore della nube, o livello base, nel seguito indicato con z_B, ed un livello superiore, indicato con z_T. Il livello inferiore è il livello più basso in cui si verifica che il profilo ambiente di temperatura potenziale equivalente sia instabile ($\frac{d\theta_e}{dz} < 0$) e che i flussi ascensionali provenienti da livelli inferiori raggiungano la saturazione. Il livello superiore è il livello di galleggiamento neutrale per le parcelle d'aria provenienti da quote inferiori a z_B.

Il modello simula il moto di tre tipi di correnti verticali sulle colonne di atmosfera instabile:

Correnti ascensionali non diluite (M_u): sono la principale fonte di calore ed umidità per la nube, hanno origine da livelli inferiori alla nube e sono governate dalla energia potenziale convettiva (CAPE, *Convective Available Potential Temperature*); si muovono adiabaticamente sino ad un livello interno alla nube in cui possono eventualmente rilasciare sotto forma di precipitazione una frazione ϵ della condensazione adiabatica e poi miscelarsi con aria ambiente.

Correnti miscelate (M): le correnti ascensionali M_u, dopo avere rilasciato l'eventuale precipitazione, si miscelano con aria ambiente originando delle correnti miscelate M che proseguono adiabaticamente verso il livello di galleggiamento neutrale. Viene posto un vincolo sulla composizione di queste miscele per fermare la cascata di miscelamenti episodici al raggiungimento del livello di galleggiamento neutrale per tali miscele; in questo nuovo livello viene eventualmente rilasciata ulteriore precipitazione.

Corrente discendente insatura (M_p): è governato dalle equazioni di conservazione del momento, del calore e dell'acqua; la precipitazione rilasciata dalle correnti ascensionali M_u e miscelate M può venire parzialmente o totalmente rievaporata nella corrente discendente insatura.

Nella Figura 7 sono rappresentati schematicamente i processi e le correnti simulate nel modello.

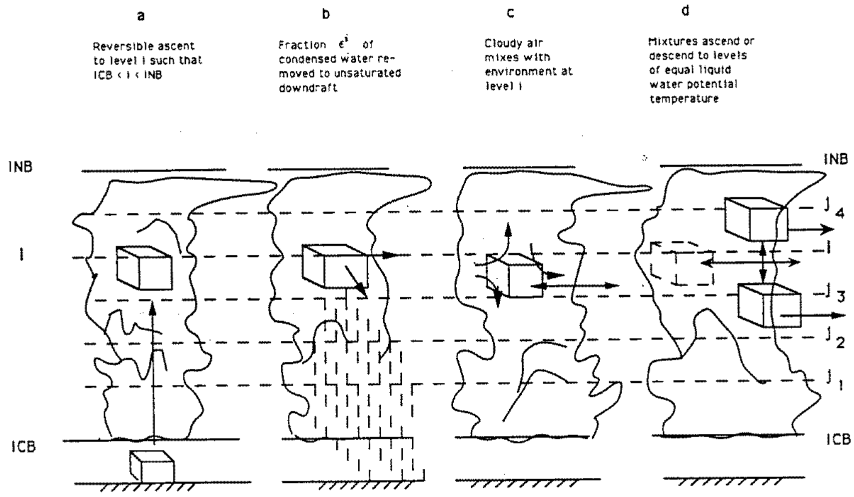

FIG. 1. Idealized model of the convection of subcloud-scale parcels. (a) Reversible ascent from subcloud layer to arbitrary level (i) between cloud base (ICB) and level of neutral buoyancy (INB). (b) A fraction ϵ^i of condensed water is converted to precipitation, which is added to a single unsaturated downdraft. (c) Remaining cloudy air is mixed according to an equal probability distribution with the environment at level i. (d) Mixtures then ascend or descend to levels at which their liquid water potential temperature is equal to that of their environment.

Figura 7: Modello schematico di convezione verticale sottogriglia nei cumuli precipitanti, da K.A. Emanuel (1991).

Le correnti ascensionali non diluite (M_u)

L'accelerazione che una corrente alla temperatura virtuale $T_{vu}(z)$ subisce quando viene immessa in una atmosfera in equilibrio idrostatico a temperatura virtuale differente $T_v(z)$, è costituita da un termine di galleggiamento termico proporzionale alla differenza di temperatura, e da un termine legato alla non idrostaticità dei gradienti di pressione nella corrente immessa. Trascurando le perturbazioni di pressione l'equazione per la accelerazione di galleggiamento verticale delle correnti ascensionali assume la semplice forma:

$$\frac{dw_u}{dt} = g\frac{T_{vu}(z) - T_v(z)}{T_v(z)} \tag{22}$$

La velocità $w_u(z)$ di un una corrente ascensionale che ha origine ad una quota z_p sotto il livello base della nube ($z_p < z_B$) si ricava integrando nella verticale l'equazione precedente in condizioni stazionarie:

$$w_u^2(z) \approx w_u^2(z_p) + 2 \underbrace{\int_{z_p}^{z} g\frac{T_{vu}(\xi) - T_v(\xi)}{T_v(\xi)}d\xi}_{Convective\,Available\,Potential\,Energy} \tag{23}$$

Se si trascura la velocità iniziale $w_u(z_p)$, la velocità della corrente è funzione della sola energia potenziale convettiva CAPE [3]:

$$w_u(z) \approx \sqrt{2\int_{z_p}^{z} g\frac{T_{vu}(\xi) - T_v(\xi)}{T_v(\xi)}d\xi} \tag{24}$$

Indicando con $\sigma_u(z)$ (parametro di chiusura che verrà definito nel seguito) la frazione di superficie orizzontale, alla quota z, attraversata dalla corrente ascensionale e con $\rho(z)$ la densità dell'aria, il flusso di massa $M_u(z)$ associato alla corrente vale:

$$M_u(z) = \sigma_u(z)\rho(z)w_u(z) \tag{25}$$

Il rilascio specifico di precipitazione (per unità di massa d'aria trasportata al livello z dalla corrente ascensionale) è una frazione $\epsilon(z)$ della condensazione adiabatica $l_a(z_p, z)$, pari alla differenza fra la umidità specifica della corrente ascensionale $q(z_p)$ e la umidità specifica di saturazione $q_s(z)$ (nota 1 a pagina 14) relativa allo stato temodinamico dall'atmosfera al livello z:

$$\epsilon(z)l_a(z_p, z) = \epsilon(z)\left(q(z_p) - q_s(z)\right) \tag{26}$$

Le correnti miscelate (M)

Dopo l'eventule rilascio di precipitazione (26), i flussi di massa delle correnti ascensionali M_u vengono ripartiti per prendere parte a più miscele con l'aria ambiente del livello z, che proseguono sino a nuovi livelli di galleggiamento neutrale z'. Ciascuna di queste correnti miscelate $M(z, z')$ originate al livello z è composta da una frazione $\sigma(z, z')$ da aria ambiente al livello di origine z e per la restante parte $(1 - \sigma(z, z'))$ dalla quota di flusso ascensionale $M_u(z)$ che prosegue fino ad un livello di galleggiamento neutrale z'.

Viene utilizzata una definizione modificata della temperatura potenziale equivalente θ_e: la *liquid water potential temperature* θ_l, anch'essa, essendo una temperatura potenzione, è riferita al livello standard di pressione $p_0 = 1000\ mb$. La temperatura θ_l rende conto dell'eventuale rilascio di calore da parte della *sola* frazione ϵ di condensazione adiabatica che effettivamente si trasforma in precipitazione. Per chiarire meglio, la temperatura θ_l rappresenta il contenuto termico del sistema costituito da aria umida, riportata alle condizioni di saturazione, e dalla frazione di umidità, originariamente in condizioni di sovrasaturazione, che condensa sui CCN o sulle gocce non ancora mature per la precipitazione.

Siano $T(z)$,$p(z)$,$q(z)$ e $q_s(z)$ i profili atmosferici di temperatura assoluta, pressione, umidità specifica, ed umidità specifica di saturazione. Una massa di aria atmosferica che venga trasportata adiabaticamente da un livello di origine

[3] Esistono altre definizioni di energia potenziale convettiva CAPE differenti rispetto a quella data nel testo, per esempio come integrale sulla verticale della accelerazione di galleggiamento dal punto z sino al livello più alto della nube z_T, e quindi rappresenta l'energia cinetica che una massa d'aria acquisterebbe se lasciata libera dal punto sino al livello di galleggiamento neutrale, in virtù dei gradienti termici: $\int_z^{z_B} g\frac{T_{vu}(\xi) - T_v(\xi)}{T_v(\xi)}d\xi$.

z_1 ad un livello di arrivo z_2, è caratterizzata dalla seguente temperatura θ_l in seguito all'eventuale condensazione al livello di arrivo:

$$\theta_l(z_1, z_2) = \underbrace{T(z_1)\left(\frac{p_0}{p(z_1)}\right)^{\frac{R}{C_p}}}_{\theta(z_1)} \underbrace{exp\left\{\frac{L_v \epsilon(z_2) l_a(z_1, z_2)}{C_p T(z_2)}\right\}}_{P(z_1, z_2)} \tag{27}$$

Con L_v e C_p sono stati indicati il calore latente di vaporizzazione e la capacità termica dell'aria a pressione costante, con $\theta(z_1)$ la temperatura potenziale atmosferica al livello origine e con $P(z_1, z_2)$ il fattore moltiplicativo per la temperatura, legato al rilascio di calore latente da parte della frazione $\epsilon(z_2)$ di condensazione $l_a(z_1, z_2)$ che produce precipitazione:

$$l_a(z_1, z_2) = \begin{cases} q(z_1) - q_s(z_2) & \text{se} \quad q(z_1) > q_s(z_2) \\ 0 & \text{se} \quad q(z_1) \leq q_s(z_2) \end{cases} \tag{28}$$

Utilizzando la definizione (27) si possono calcolare le temperature θ_l delle frazioni di aria che prendono parte alle correnti miscelate $M(z, z')$. Per la frazione $\sigma(z, z')$ di aria ambiente estratta direttamente dal livello z vale:

$$\theta_l(z, z') = \theta(z) P(z, z') \tag{29}$$

Per la frazione $(1 - \sigma(z, z'))$ di aria che è stata portata senza diluizione dal livello z_p al livello z (flusso M_u), ed ivi ha rilasciato eventuale precipitazione, e che poi prende parte nei flussi miscelati $M(z, z')$ sino al livello di galleggiamento neutrale z', in cui può venire rilasciata ulteriore precipitazione, vale:

$$\theta_{lp}(z_p, z, z') = \theta(z_p) P(z_p, z) P(z, z') \tag{30}$$

Per garantire che le correnti miscelate $M(z, z')$ raggiungano, nei livelli di arrivo z', condizioni di galleggiamento neutrale, e quindi non prendano parte ad ulteriori processi di mescolamento, si impone che la temperatura potenziale $\theta(z')$ del profilo atmosferico al livello z' sia pari alla temperatura θ_l della miscela, ottenuta come media pesata della (29) relativa all'aria ambiente che vi prende parte, e della (30) relativa alla parte di corrente ascensionale $M_u(z)$:

$$\theta(z') = \sigma(z, z') \theta_l(z, z') + [1 - \sigma(z, z')]\, \theta_{lp}(z_p, z, z') \tag{31}$$

Nella realtà spesso accade che masse d'aria, che arrivino ad un livello in condizioni sovrasuture, vi rilascino precipitazione, e di conseguenza aumentino la temperatura; trovandosi nuovamente in condizione di non equilibrio tendono ad un nuovo livello di galleggiamento neutrale. La condizione precedente permette di fermare artificialmente il meccanismo dei miscelamenti episodici successivi al primo.

Noti i profili termodinamici verticali ed assegnati i parametri di chiusura del modello, le quantità (29) e (30) sono facilmente calcolabili; si può quindi ricavare esplicitamente il rapporto di miscelamento $\sigma(z, z')$ dalla relazione (31):

$$\sigma(z,z') = \frac{\theta(z') - \theta_{lp}(z_p,z,z')}{\theta_l(z,z) - \theta_{lp}(z_p,z,z')} \tag{32}$$

A questo punto viene introdotta una distribuzione di probabilità $p(z,z')$ che ripartisce il flusso ascensionale $M_u(z)$ che arriva al livello z in varie frazioni che prendono parte alle diverse correnti miscelate $M(z,z')$:

$$p(z,z') = \frac{\left|\frac{\partial\ \sigma(z,z')}{\partial\ z'}\right|}{\int_{z_B}^{z_T}\left|\frac{\partial\ \sigma(z,z')}{\partial\ z'}\right| dz'} \tag{33}$$

Il flusso di massa della corrente miscelata viene perciò definita con la seguente:

$$M(z,z') = \frac{M_u(z)}{1-\sigma(z,z')} p(z,z') \tag{34}$$

Il flusso di massa di una corrente ascensionale $M_u(z)$, viene interamente ripartito fra tutte le correnti miscelate che hanno origine al livello z, infatti:

$$\int_{z_B}^{z_T} [1-\sigma(z,z')]\, M(z,z')dz' = M_u(z) \tag{35}$$

L'umidità specifica $q(z,z')$ della corrente miscelata $M(z,z')$ è la media pesata fra l'umidità specifica dell'aria ambiente che vi prende parte, e quella residua della corrente ascensionale $M_u(z)$, privata della eventuale precipitazione al livello z:

$$R(z,z') = \sigma(z,z')q(z) + [1-\sigma(z,z')]\,[q(z_p) - \epsilon(z)l_a(z_p,z)] \tag{36}$$

La corrente discendente insatura (M_p)

La corrente discendente insatura è governata dalle tre equazioni di conservazione della quantità di moto, del calore e dell'umidità specifica. Il processo fisico di maggiore importanza in questa corrente è l'evaporazione della precipitazione rilasciata sia dalle correnti ascensionali non diluite M_u, che da quelle miscelate M. Il tasso di evaporazione della corrente discendente dipende dalla precipitazione specifica l_p, cioè dalla massa delle gocce precipitanti nell'unità di massa d'aria. Noti i flussi di massa ascensionali, ed i flussi di umidità specifica associati, si può scrivere una equazione di bilancio per l'acqua precipitante da uno strato infinitesimo δz centrato in z:

$$\begin{aligned}\delta\left(\frac{\omega_T l_p(z)\sigma_d}{g}\right) = M_u(z)\epsilon(z)l_a(z_p,z) + \epsilon(z)\int_{z_B}^{z} M(\xi,z)\,[R(\xi,z) - q_s(z)]\, d\xi \\ -\rho(z)\sigma_s(z)\sigma_d E(z)\delta z \quad \left[\frac{M}{L^2T}\right]\end{aligned} \tag{37}$$

Nella equazione precedente sono stati introdotti due nuovi parametri di chiusura: σ_d è la frazione di superficie orizzontale attraversata dal flusso discendente insaturo; σ_s è la frazione di precipitazione che cade fuori dalla nube e quindi in ambiente insaturo. Con ω_T è stata indicata la velocità terminale delle gocce precipitanti, espressa come derivata di pressione rispetto al tempo, ed assunta costante e pari a 0.45 mb/s. Il primo membro è quindi il flusso di precipitazione originata nello strato δz, mentre i tre termini al secondo membro rappresentano rispettivamente il contributo di precipitazione dei flussi ascensionali non diluiti M_u, il contributo di precipitazione di tutte le possibili miscele con aria ambiente ai livelli inferiori intermedi ξ, ed infine il termine passivo di evaporazione. Per il calcolo del tasso di evaporazione $E(z)$ in questo ultimo termine è stata utilizzata la relazione semplificata (38), funzione oltre che della stessa precipitazione specifica $l_p(z)$, anche dell'umidità specifica $q_p(z)$ della corrente discendente insatura, e della pressione atmosferica $p(z)$ [4], espressa in mb:

$$E(z) = \frac{\left(1 - \frac{q_p(z)}{q_s(z)}\right)\sqrt{l_p(z)}}{2 \cdot 10^3 + \frac{10^4}{p(z) \cdot q_s(z)}} \quad \left[\frac{M/M}{T}\right] \tag{38}$$

Il termine di evaporazione accoppia quindi l'equazione per la precipitazione (37) alle tre equazioni che governano il moto della corrente discendente insatura. Nello schema utilizzato viene fornito un valore iniziale al profilo di umidità specifica $q_p(z)$ della corrente discendente insatura, e quindi, integrando la (37) nella verticale, si ricava il profilo della precipitazione specifica $l_p(z)$. Questo profilo viene utilizzato sia per il calcolo dei tassi di evaporazione nelle equazioni della corrente discendente, che per ricavare la precipitazione alla quota z_s del suolo:

$$\frac{\omega_T l_p(z_s)\sigma_d}{g} \tag{39}$$

In condizioni stazionarie e trascurando le perturbazioni di pressione non idrostatiche, si ricavano le seguenti tre equazioni di conservazione che governano il moto della corrente discendente insatura:

a) Conservazione della quantità di moto:

$$\frac{d\left[M_p^2(z)\right]}{dz} = 2\rho^2(z)\sigma_d^2 g\, \frac{\theta_p(z) - \theta(z)}{\theta(z)} \tag{40}$$

b) Conservazione del calore:

$$\frac{d\theta_p(z)}{dz} = \frac{\rho(z)\sigma_d\sigma_s(z)L_v\, E(z)\theta(z)}{C_p T(z) M_p(z)} + \frac{\theta(z) - \theta_p(z)}{M_p(z)}\left[\frac{dM_p(z)}{dz}\right]\delta(z) \tag{41}$$

[4] Esistono anche delle formulazioni più complicate per il calcolo della velocità terminale delle idrometeore e per il calcolo del tasso di evaporazione, ad esempio quelle proposte da Ogura e Takahashi [18], ma nel modello sono state privilegiate formulazioni più semplici.

c) Conservazione dell'acqua (umidità specifica):

$$\frac{dq_p(z)}{dz} = -\frac{\rho(z)\sigma_d\sigma_s(z)E(z)}{M_p(z)} + \frac{q(z) - q_p(z)}{M_p(z)} \left[\frac{dM_p(z)}{dz}\right] \delta(z) \qquad (42)$$

Le variabili relative alla corrente discendente sono state scritte con il pedice p, mentre le variabili senza pedice si riferiscono ai profili dell'aria ambiente. L_v e C_p sono il calore latente di vaporizzazione e la capacità termica dell'aria a pressione costante. M_p è il flusso di massa della corrente discendente, assunto positivo se diretto verso il basso: $M_p(z) = -\rho(z)\sigma_d w_p(z)$. L'ultimo termine nelle due equazioni di conservazione del calore e dell'umidità specifica contribuisce soltanto quando il flusso di massa M_p cresce al diminuire della quota, e rappresenta le variazioni di temperatura potenziale θ_p e umidità specifica q_p a seguito della introduzione di masse d'aria ambiente nella corrente discendente. Per entrambe le equazioni (41) e (42) vale perciò:

$$\delta(z) = \begin{cases} 1 & se \quad \left[\frac{dM_p}{dz}\right]_z < 0 \\ 0 & se \quad \left[\frac{dM_p}{dz}\right]_z \geq 0 \end{cases}$$

Si noti che le due equazioni di conservazione del momento (40) e del calore (41) sono tra loro accoppiate dalle variabili M_p e θ_p e devono perciò essere risolte simultaneamente, oppure facendo delle ipotesi ragionevoli sui valori da attribuire ai profili di primo tentativo.

Nelle condizioni ipotizzate di stazionarietà e trascurabilità delle perturbazioni di pressione non idrostatiche, l'equazione del moto discende dalla accelerazione di galleggiamento nella corrente discendente:

$$\frac{dw_p}{dt} \approx w_p \frac{dw_p}{dz} = \frac{dw_p^2/2}{dz} = g \, \frac{\theta_p(z) - \theta(z)}{\theta(z)} \qquad (43)$$

Il primo contributo alla equazione di conservazione del calore si ricava sviluppando la relazione termodinamica $-L_v dq_p = C_p dT_p$ ed utilizzando la relazione $\frac{dq_p}{dt} = \sigma_s E$:

$$-\frac{\sigma_s(z)L_v E(z)}{C_p T(z)} = \frac{1}{T(z)}\frac{dT_p(z)}{dt} \approx \frac{1}{\theta(z)}\frac{d\theta_p(z)}{dt} \approx \frac{1}{\theta(z)} w_p(z) \frac{d\theta_p(z)}{dz} \qquad (44)$$

Per ottenere il secondo contributo, si consideri uno strato di atmosfera δz centrato in z, attraversato da una corrente discendente crescente al diminuire della quota ($\left[\frac{dM_p}{dz}\right]_z < 0$). Dalla superficie superiore dello strato entra un flusso di massa M_p alla temperatura potenziale θ_p, dentro lo strato il flusso viene incrementato da aria ambiente alla temperatura θ, ed esce quindi dalla superficie di contorno inferiore un flusso di massa $M_p + \delta M_p = M_p + \frac{dM_p}{dz}\delta z$ alla temperatura potenziale $\theta_p + \delta\theta_p$, media pesata fra la θ_p del flusso entrante e la

θ dell'aria ambiente che incrementa il flusso. La variazione nello strato δz della temperatura potenziale θ_p del flusso discendente vale:

$$\delta\theta_p = \frac{\theta_p M_p + \theta \delta M_p}{M_p + \delta M_p} - \theta_p \approx \frac{\theta - \theta_p}{M_p} \frac{dM_p}{dz} \delta z \tag{45}$$

In maniera analoga si ricavano i due contributi all'equazione (42) per la conservazione dell'acqua (umidità specifica q_p).

Parametri di chiusura del modello

Nel modello vengono utilizzati i seguenti parametri di chiusura:

a) $\epsilon(z)$, efficienza di precipitazione;

b) $\sigma_s(z)$, frazione di precipitazione che cade in zona insatura e quindi può essere rievaporata;

c) σ_d, frazione d'area nella sezione orizzontale attraversata dal flusso discendente insaturo $M_p(z)$;

d) $\sigma_u(z)$, frazione d'area nella sezione orizzontale attraversata dal flusso ascensionale non diluito $M_u(z)$.

I profili verticali $\epsilon(z)$, $\sigma_s(z)$, σ_d vengono assegnati inizialmente e sono invarianti nel tempo, mentre il profilo $\sigma_u(z)$ viene fatto variare nel tempo in modo da evitare eccessivi accumuli di energia potenziale e da simulare l'"età" della nube.

a) profilo $\epsilon(z)$

Il profilo di efficienza di precipitazione $\epsilon(z)$, viene utilizzato per rappresentare, ovviamente in modo fortemente semplificato, i principali meccanismi microfisici della formazione della precipitazione all'interno dei cumuli. Nelle regioni inferiori ad una prefissata quota z_c si assume che tutto il condensato adiabatico prenda parte ai processi di nucleazione ed accrescimento delle gocce, e che queste ultime non siano ancora mature per precipitare, dunque l'efficienza ϵ è posta uguale a zero. Nelle regioni superiori alla quota z_t si assume invece che tutta l'umidità specifica che condensa si trasformi in precipitazione, l'efficienza è posta uguale all'unità. Alle quote intermedie si assume che ϵ vari linearmente con la pressione tra 0 ed 1:

$$\epsilon(z) = \begin{cases} 1 & z \geq z_t \\ \frac{p(z_c)-p(z)}{p(z_c)-p(z_t)} & z_c < z < z_t \\ 0 & z \leq z_c \end{cases}$$

Le quote z_c e z_t sono determinate imponendo che le differenze di pressione rispetto al livello base della nube z_B siano rispettivamente $100 \div 150$ *mb* e $400 \div 500$ *mb*.

b) profilo $\sigma_s(z)$

La frazione di area $\sigma_s(z)$, non occupata dalla nube, viene utilizzata per calcolare la frazione di precipitazione che, trovandosi in ambiente insaturo, può essere rievaporata. Il profilo di σ_s viene posto pari all'unità al di sotto del livello base del cumulo, e pari a 0.15 al di sopra:

$$\sigma_s(z) = \begin{cases} 0.15 & z \geq z_B \\ 1 & z < z_B \end{cases}$$

c) profilo σ_d

La frazione di area σ_d, attraversata dal flusso discendente insaturo, è mantenuta costante con la quota ed invariante nel tempo:

$$\sigma_d = 0.01 \div 0.04$$

d) profilo $\sigma_u(z)$

La frazione di area $\sigma_u(z)$, attraversata dal flusso ascensionale non diluito, è un parametro che, se mantenuto invariante nel tempo, può creare qualche problema: per esempio, dagli esperimenti di Emanuel si evince che valori elevati danno luogo a precipitazione eccessivamente intermittente nel tempo, viceversa, valori piccoli possono dar luogo a precipitazione troppo regolare, ed a notevoli accumuli di energia potenziale convettiva. Nello schema utilizzato si è scelto perciò di aggiornare i profili $\sigma_u(z)$ nel tempo, in modo da non fare crescere troppo la velocità verticale w_u. Sia $\delta w_u(z)$ la variazione di velocità verticale tra due successive chiamate al modello, la variazione dei profili $\sigma_u(z)$ viene calcolata tramite le seguente correzioni:

$$\delta\sigma_u(z) = \begin{cases} \alpha(z)\delta w_u(z) + \beta & w_u(z) > 0 \\ \alpha(z)\delta w_u(z) - \beta & w_u(z) = 0 \end{cases} \qquad \left[\begin{array}{c} \alpha(z) = \dfrac{0.004}{p(z_B) - p(z)} \\ \\ \beta = 5 \cdot 10^{-8} \end{array} \right]$$

Il flusso di massa M_u (25) della corrente ascensionale viene quindi calcolato con i profili $\sigma_u(z)$ aggiornati rispetto a quelli utilizzati nella chiamata pecedente. Alla chiamata iniziale e dopo un prefissato numero (5÷10) di chiamate al modello in cui non avviene convezione, il profilo $\sigma_u(z)$ viene posto uguale a zero. Quasta evoluzione dinamica dei profili σ_u rappresenta anche le diverse fasi di maturità del cumulo.

Correzione delle tendenze dinamiche di θ ed q

Lo stato di temperatura potenziale ed umidità specifica dell'aria ambiente, fornito dalla integrazione del sistema di equazioni della dinamica su strati di spessore discreto, può venire modificato dal trasporto convettivo, attraverso le superfici di contorno, di flussi di massa a differente temperatura potenziale ed umidità specifica, da parte delle diverse correnti di rimescolamento verticale simulate nel modello di convezione. Gli stessi processi di condensazione e di evaporazione della precipitazione alterano lo stato termodinamico dell'aria ambiente. Noti quindi i profili termodinamici delle correnti verticali M_u, M e M_p è possibile rendere esplicite le tendenze $(\partial\ /\partial\ t)$ della temperatura potenziale e dell'umidità specifica attraverso le equazioni di bilancio del calore e del contenuto d'acqua per ciascuno degli strati in cui è stata discretizzata l'atmosfera. Queste nuove tendenze, la cui formulazione completa è riportata in Emanuel [6], vengono sommate a quelle della dinamica e costuiscono parte dei termini di sorgente S_θ ed S_q.

A.3 Riaggiustamento convettivo secco

Vengono simulati i processi di rimescolamento verticale che avvengono in atmosfera secca in condizioni staticamente instabili. I profili verticali superadiabatici (temperatura potenziale descrescente con la quota) vengono rilassati verso condizioni neutrali (profilo di temperatura potenziale costante).

Inizialmente lo schema individua per ciascuna colonna di atmosfera in condizioni instabili una o più zone di instabilità in base alla teoria semplificata della convezione secca. Quando siano presenti più zone di instabilità, vengono coinvolte nel rimescolamento anche le porzioni intermedie di atmosfera in condizioni stabili. Si ipotizza inoltre che il processo di mescolamento si estenda anche agli strati stabili, adiacenti alle regioni instabili, come effetto della diffusione della turbolenza termica.

Individuata la porzione di atmosfera in cui avvengono i rimescolamenti, viene calcolato un profilo neutrale con temperatura potenziale costante, imponendo una conservazione integrale del calore nella regione di rimescolamento. I profili di temperatura potenziale vengono quindi rilassati verso condizioni stabili utilizzando uno schema di rilassamento temporale.

Nel processo di riaggiustamento convettivo viene trasportato oltre al calore anche l'umidità specifica. Anche per questo processo viene utilizzato un semplice schema di rilassamento temporale.

A.4 Diffusioni orizzontali

Per evitare eccessivi accumuli di energia sul passo di griglia viene applicata una diffusione numerica orizzontale sulle variabili prognostiche vento orizzontale, temperatura potenziale ed umidità specifica (u, v, θ, q). Il contributo alle tendenze dinamiche viene calcolato tramite un operatore Laplaciano al quadrato. Indicando con Ψ la generica variabile prognostica $(\Psi = u, v, \theta, q)$, lo schema utilizzato è il seguente:

$$\frac{\partial\ \Psi}{\partial\ t} = k_\Psi\ \nabla_\sigma^2 \nabla_\sigma^2 \Psi \tag{46}$$

Il coefficiente di diffusione k_Ψ dipende oltre che dalla variabile oggetto di diffusione Ψ anche dalla risoluzione adottata per la discretizzazione spaziale e temporale, e dallo schema di integrazione utilizzato. Per ciascuna discretizzazione esiste un intervallo ottimale per i coefficienti di diffusione k_Ψ, valori troppo elevati destabilizzano lo schema di integrazione temporale. Indicando con Δs la scala di discretizzazione spaziale e con Δt il passo di integrazione, la condizione di stabilità è data con qualche approssimazione dalla seguente diseguaglianza:

$$k_\Psi < cost\frac{(\Delta s)^4}{\Delta t} \tag{47}$$

Per controllare la crescita delle onde di gravità e sopratutto le componenti non bilanciate nei campi forniti come condizione iniziale, viene applicata anche una diffusione della divergenza del vento orizzontale:

$$\frac{\partial\ \mathbf{V}_H}{\partial\ t} = k_{damp}\nabla_\sigma\left(\nabla_\sigma\cdot\mathbf{V}_H\ \right) \tag{48}$$

Il coefficiente di diffusione k_{damp} viene rilassato nel tempo verso un valore nullo, in tal modo la diffusione della (48) è maggiore durante i primi passi di integrazione.

A.5 Diffusioni verticali e strato limite planetario

Viene parametrizzata la diffusione verticale turbolenta della quantità di moto, del calore e della umidità specifica [2]. Nello strato limite planetario (z_B) viene utilizzata la teoria della similarità di Monin-Obukhov [17]. Negli strati sovrastanti ($z_B < z < z_A$) viene utilizzata una estensione della teoria della similarità, mentre sopra la quota z_A tutti i flussi turbolenti sono posti a zero. Nel modello le quote z_B e z_A distano dal suolo rispettivamente circa 75 m e 2400 m.

Indicando ancora con Ψ la generica variabile prognostica, l'equazione per la diffusione verticale si scrive:

$$\frac{\partial\ \Psi}{\partial\ t} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\ z}\left(\rho K_\Psi\frac{\partial\ \Psi}{\partial\ z}\right) \tag{49}$$

Il "coefficiente di scambio" K_Ψ è funzione della lunghezza di mescolamento l_Ψ, del gradiente verticale della velocità orizzontale, del numero di Richardson R_i e della rugosità del terreno z_0:

$$K_\Psi = (l_\Psi)^2\left|\frac{\partial\ \mathbf{V}_H}{\partial\ z}\right| f_\Psi\left(R_i, \frac{z}{z_0}\right) \tag{50}$$

dove il numero di Richardson R_i è così definito:

$$R_i = \frac{\frac{g}{\theta}\frac{\partial\ \theta}{\partial\ z}}{\left|\frac{\partial\ \mathbf{V}_H}{\partial\ z}\right|^2} \tag{51}$$

Indicando con k la costante di Von Karman, la lunghezza di mescolamento per le componenti del vento orizzontale vale:

$$l_u = l_v = \begin{cases} kz & z \leq z_B \\ kz_B \dfrac{z_A - z}{z_A - z_B} & z_B < z \leq z_A \\ 0 & z > z_A \end{cases} \tag{52}$$

Le lunghezze di mescolamento per la temperatura potenziale e per l'umidità specifica (l_θ ed l_q) vengono ricavate in funzione di l_u. Per le funzioni f_Ψ vengono utilizzate le espressioni analitiche proposte da Louis et al. [14].

Al contorno inferiore dello strato limite planetario viene imposta la condizione di aderenza: $u = v = 0$, mentre all'interno dello strato limite viene imposto un profilo logaritmico delle velocità del vento. La temperatura e l'umidità specifica dell'aria superficiale sono ricavate da uno schema di parametrizzazione della fisica superficiale che tiene conto della presenza di mare e/o terra sul contorno.

Vengono calcolati inoltre i flussi di calore sensibile e latente scambiati sulla superficie del suolo, necessari per il bilancio energetico superficiale.

A.6 Radiazione

Lo schema utilizzato per la parametrizzazione dei flussi radioattivi nell'atmosfera è quello proposto da Geleyn e Hollingsworth [9, 21]: fornisce come output i contributi alle tendenze della temperatura potenziale, i flussi radioattivi superficiali (che vengono poi utilizzati nel bilancio energetico del suolo), ed infine la distribuzione verticale delle nubi (parametrizzata su tre strati).

Nel calcolo dei contributi radioattivi vengono separati i contributi dovuti alla radiazione solare (nella banda del visibile) da quelli dovuti all'irraggiamento termico del suolo e dell'atmosfera (nella banda dell'infrarosso). In ciascuna delle due bande selezionate viene tenuto conto delle proprietà di assorbimento, emissione e diffusione dei principali elementi attivi che le caratterizzano (H_2O, CO_2, gocce, ghiaccio e particelle di aereosol).

Il calcolo della radiazione è assai complesso, e nonostante, le numerose ipotesi semplificative fatte nel modello proposto da Geleyn, ciascuna chiamata allo schema numerico richiede un notevole tempo computazionale.

A.7 Bilancio energetico superficiale

Vengono infine calcolati dei bilanci semplificati per il contenuto termico ed il contenuto d'acqua nel suolo. Il suolo viene schematizzato in tre strati: uno strato superficiale ($\sim 7\ cm$), uno strato intermedio ($\sim 7\ cm$) e uno strato profondo ($\sim 40\ cm$). La temperatura ed il contenuto d'acqua dello strato profondo vengono calcolate interpolando linearmente i campi "climatologici" fra due successive condizioni al contorno. Mentre temperatura e contenuto d'acqua dei primi due strati vengono fatti evolvere con una semplice legge di diffusione, tenendo conto dei gradienti di temperatura fra gli strati, dei flussi di calore latente e sensibile (calcolati nella parametrizzazione dello strato limite planetario), dei flussi dovuti alla radiazione, e dei flussi di precipitazione. Quando il contenuto d'acqua del suolo supera una prefissata soglia, la quantità in eccesso viene persa.

B Descrizione del contenuto dei CD allegati

Si descrive il contenuto dei file contenenti i risultati delle integrazioni numeriche con il modello BOLAM nei due trimestri prototipali e forniti in allegato su CD-ROM.

Tutti i campi 2D (87×78) sono forniti sulla griglia di 87 punti in longitudine e 78 in latitudine, mentre i campi 3D (87×78×20) sono forniti anche sui corrispondenti punti in quota sulle superfici σ (file formato MHF) o sulle superfici isobariche (file post-processati formato compatibile con GrADS). I file post-processati sono inoltre corredati dal file "descriptor.ctl" contenente le direttive di visualizzazione per GrADS (software di visualizzazione di publico dominio reperibile all'indirizzo internet *http://grads.iges.org/grads/*).

Ogni file contiene lo stato delle variabili ad un certo istante (ad esempio geopotenziale, o velocità del vento, etc), o la grandezza cumulata nelle ultime 6 ore di integrazione (ad esempio la precipitazione, o lo spessore di neve) ed è identificato da un nome composto di 8 numeri (nell'ordine 2 per l'anno, 2 per il mese, 2 per il giorno e 2 per l'ora) e dall'estensione *".mhfout"* per il formato MHF oppure *".ppc"* per il formato post-processato compatibile GrADS.

In dettaglio, ogni file MHF (CD-ROM dal n. 1 al n. 3) è in formato *"unformatted"* per lo standard Fortran 77 e contiene:

- vettore descrittore FDR(50) contiene informazioni sulla griglia, switch del modello, maschera di controllo etc.
- vettore descrittore SDR(50) contiene variabili logiche
- vettore descrittore PDR(100) contiene informazioni geografiche
- campo 2D: geopotenziale del suolo (m^2/s^2)
- campo 2D: pressione al suolo (Pa)
- campo 3D: componente U della velocità del vento (m/s)
- campo 3D: componente V della velocità del vento (m/s)
- campo 3D: temperatura dell'aria (K)
- campo 3D: umidità specifica dell'aria (Kg_{acqua}/Kg_{aria})
- campo 2D: temperatura nello strato superficiale del suolo (K)
- campo 2D: temperatura nello strato profonda del suolo (K)
- campo 2D: temperatura climatologica del suolo (K)
- campo 2D: contenuto d'acqua nello strato superficiale del suolo (m)
- campo 2D: contenuto d'acqua nello strato profondo del suolo (m)
- campo 2D: contenuto d'acqua climatologico del suolo (m)

- campo 2D: copertura nuvolosa (%)
- campo 2D: precipitazione totale (larga scala + convettiva) cumulata nelle ultime 6 ore (mm)
- campo 2D: altezza strato di neve (m)
- campo 2D: precipitazione convettiva nelle ultime 6 ore (mm)
- campo 2D: albedo
- campo 2D: rugosità del suolo (m)
- campo 2D: rugosità supplementare del suolo (m)
- campo 2D: maschera terra/mare.

I file postprocessati compatibili per la visualizzazione con GrADS sono scritti in formato *"unformatted"* per lo standard Fortran 77 ad accesso diretto con lunghezza del record uguale a NLON·NLAT word di 4 bytes cioè $87 \cdot 78 = 6786$ words. (CD-ROM dal n. 4 al n. 7). Ogni file contiene:

- campo 2D: geopotenziale del suolo (m)
- campo 2D: maschera terra/mare.
- campo 2D: pressione ridotta al livello del mare (Pa)
- campo 2D: precipitazione totale (larga scala + convettiva) cumulata nelle ultime 6 ore (mm)
- campo 2D: precipitazione convettiva nelle ultime 6 ore (mm)
- campo 2D: componente U della velocità del vento a 10 metri (m/s)
- campo 2D: componente V della velocità del vento a 10 metri (m/s)
- campo 2D: temperatura dell'aria a 2 metri (C)
- campo 2D: umidità relativa dell'aria a 2 metri (%)
- campo 2D: contenuto d'acqua nello strato superficiale del suolo (m)
- campo 2D: temperatura nello strato superficiale del suolo (C)
- campo 2D: flusso di calore sensibile dal suolo verso l'aria (W/m^2)
- campo 2D: flusso di calore latente dal suolo verso l'aria (W/m^2)
- campo 2D: copertura nuvolosa (%)
- campo 2D: altezza strato di neve (m)
- campo 2D: pressione al suolo (Pa)

- campo 3D: geopotenziale (m)
- campo 3D: temperatura dell'aria (C)
- campo 3D: componente U della velocità del vento (m/s)
- campo 3D: componente V della velocità del vento (m/s)
- campo 3D: componente W della velocità verticale del vento (Pa/s)
- campo 3D: Vorticità potenziale di Ertel
- campo 3D: umidità specifica dell'aria (Kg_{acqua}/Kg_{aria})
- campo 3D: umidità relativa dell'aria (%)

In maggior dettaglio il contenuto dei 7 CD è il seguente:

CD-1: nella directory "MHFO" sono contenuti gli output delle simulazioni ottenuti con il BOLAM, in formato MHF, relativi ai mesi di Luglio ed Agosto del 1986. In questo CD, nella directory "MHFIN", è contenuta anche la topografia, il file "fort.40" di avvio per il BOLAM ed il file "scriptprepro" per preprocessare gli input.

CD-2: nella directory "MHFO" sono contenuti gli output delle simulazioni ottenuti con il BOLAM, in formato MHF, relativi ai mesi di Giugno del 1986 ed Agosto del 1988.

CD-3: nella directory "MHFO" sono contenuti gli output delle simulazioni ottenuti con il BOLAM, in formato MHF, relativi ai mesi di Giugno e Luglio del 1988.

CD-4: nella directory "PPC" sono contenuti i files postprocessati dal 01/06/1986 al 15/07/1986, nella directory "GASPRC" gli script utilizzati da GRADS per l'interfaccia grafica e in "SWGRADS" il software per l'installazione di GRADS e dell'emulatore X per Windows necessari per la visualizzazione dei dati postprocessati. Infine nel CD è contenuto il file batch di avvio per grads "rungrads.bat". **NOTA :** digitare "D:rungrads" per avviare grads, dopo aver installato i software "GRADS" e "Xmix" e aver lanciato "Xmix".

CD-5: nella directory "PPC" sono contenuti i files postprocessati dal 16/07/1986 al 31/08/1986, nella directory "GASPRC" gli script utilizzati da GRADS per l'interfaccia grafica e il file batch di avvio per grads "rungrads.bat". **NOTA :** per visualizzare i file con GRADS seguire le indicazioni date per il CD-4.

CD-6: nella directory “PPC” sono contenuti i files postprocessati dal 01/06/1988 al 15/07/1988, nella directory “GASPRC” gli script utilizzati da GRADS per l'interfaccia grafica e il file batch di avvio per grads “rungrads.bat”. **NOTA :** per visualizzare i file con GRADS seguire le indicazioni date per il CD-4.

CD-7: nella directory “PPC” sono contenuti i files postprocessati dal 16/07/1988 al 31/08/1988, nella directory “GASPRC” gli script utilizzati da GRADS per l'interfaccia grafica e il file batch di avvio per grads “rungrads.bat”. **NOTA :** per visualizzare i file con GRADS seguire le indicazioni date per il CD-4.

Riferimenti bibliografici

[1] Buzzi, A., Fantini, M., Malguzzi, P., and Nerozzi, F. Validation of a limited area model in cases of mediterranean cyclogenesis: surface fields and precipitation scores. *Meteorol. Atmos. Phys. 53* (1994), 137–153.

[2] Charnock, H. Wind stress on the water surface. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 81* (1955), 639–640.

[3] Davies, H. C. A lateral boundary formulation for multilevel prediction models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 102* (1976), 405–418.

[4] ECMWF Data Assimilation. Research Manual 1 - ECMWF Data Assimilation Scheme - Scientific Documentation. *ECMWF Meteorol. Bull. M1.5/3* (1992).

[5] ECMWF Data Assimilation. User guide to ECMWF products 2.1. *ECMWF Meteorol. Bull. M3.2* (1995).

[6] Emanuel, K. A. A scheme for representing cumulus convection in large-scale models. *J. Atmos. Sci. 48*, 21 (1991), 2313–2335.

[7] Emanuel, K. A. *Atmospheric Convection.* Oxford University Press, Inc., 1994.

[8] Geleyn, J.-F. Interpolation of wind, temperature and humidity values from model levels to the height of measurement. *Tellus 40A* (1988), 347–351.

[9] Geleyn, J.-F., and Hollingsworth, A. An economical analytical methods for the computation of the interaction between scattered and line absorption of radiation. *Contrib. Atmos. Phys. 52* (1979), 1–16.

[10] Gibson, J. K., Kållberg, P., Uppala, S., Hernandez, A., Nomura, A., and Serrano, E. ERA description, ecmwf Re-Analysis, Project Report Series. Tech. rep., ECMWF, 1997.

[11] Haltiner, G. J., and Williams, R. T. *Numerical Prediction and Dynamic Meteorology*, 2nd ed. John Wiley and Sons, Inc., 1980.

[12] Holton, J. R. *An Introduction to Dynamic Meteorology*, 3rd ed. International Geophysics series. Academic Press, Inc., 1992.

[13] Kållberg, P. Test of lateral boundary relaxation scheme in a barotropic model. Tech. Rep. No. 3, ECMWF, 1977.

[14] Louis, J.-F., Tiedtke, M., and Geleyn, J.-F. A short history of the PBL parameterization at ECMWF. In *Proceedings from the ECMWF Workshop on Planetary Boundary Layer Parameterization (25-27 November 1981).* (1982), pp. 59–79.

[15] Marrocu, M., Scardovelli, R., and Malguzzi, P. Parallelization and performance of a meteorological Limited Area Model. *Parallel Computing 24*, 5-6 (1998), 911–922.

[16] Mesinger, F., and Arakawa, A. *Numerical methods used in atmospheric models*. 17. GARP publication series, 1976.

[17] Monin, A. S., and Obukhov, A. M. The main features of turbulent mixing in the surface atmospheric layer. *Trudy Inst. Geophys. Acad. Sci. USSR 24* (1954), 163–187.

[18] Ogura, Y., and Takahashi, T. Numerical simulation of the life cycle of a thunderstorm cell. *Mon. Wea. Rev. 99* (1971), 845–911.

[19] Pielke, R. A. *Mesoscale Meteorological Modeling*. Academic Press, Inc., 1984.

[20] Raymond, D. J., and Blyth, A. M. A stocastic mixing model for nonprecipitating cumulus clouds. *J. Atmos. Sci. 43*, 22 (1986), 2708–2718.

[21] Ritter, B., and Geleyn., J.-F. A comprehensive radiation scheme for numerical weather prediction models with potential applications in climate simulations. *Mon. Wea. Rev. 120* (1992), 303–325.

[22] Roads, J. O., Chen, S. C., Guetter, A. K., and Georgakakos, K. P. Large scale aspects of the US hydrological cycle. *Bull. Am. Meteor. Soc. 75*, 9 (1994), 1589–1610.

[23] Sutera, A. Relazione per Interreg IIC, assetto del territorio e lotta contro la siccità. 1999.