



Università degli Studi di Padova
Dipartimento di Ingegneria Idraulica,
Marittima, Ambientale e Geotecnica



Università della Calabria
Dipartimento di Difesa del
Suolo "Vincenzo Marone"

Corso di Perfezionamento in Idrografia e Idrologia

Anno Accademico

2003 – 2004

CARATTERIZZAZIONE DELLE PROPRIETÀ IDRAULICHE DEGLI ACQUIFERI ETEROGENEI

Relatori:

Ch.mo Prof. Paolo Salandin

Ch.mo Prof. Salvatore Troisi

Candidato:

Ing. Mario Falace

Correlatore:

Dott. Ing. Salvatore Straface

Introduzione

L'obiettivo del presente lavoro è la caratterizzazione di un acquifero attraverso l'interpretazione delle prove di pompaggio con l'approccio grafico proposto da Neuman, Guadagnini, Riva, pubblicato su *Water Resources Research* nel 2004 e confrontare i risultati ottenuti con questo metodo con quelli ricavati con altri metodi proposti dalla letteratura scientifica. L'acquifero oggetto di studio è quello relativo al campo prove del Dipartimento di Difesa del Suolo "V.Marone" dell'Università della Calabria.

Un'acquifero è una formazione idrogeologica permeabile, che permette quindi il deflusso in modo significativo, e pertanto la captazione della risorsa idrica con mezzi relativamente accessibili. L'acquifero è un sistema idrologico e idrodinamico identificabile con le diverse funzioni di tipo concettuali che esplica. Esso ha una funzione di serbatoio, contraddistinta dalle sue condizioni al contorno, dimensioni e struttura. Le funzioni che si possono attribuire alla funzione serbatoio sono lo stoccaggio dell'acqua, il suo trasferimento, il trasferimento termico e gli scambi geochimica. Nella funzione di trasferimento si localizza una parte del ciclo dell'acqua, con comportamento idrodinamico, idrochimico e idrobiologico. Queste caratteristiche presentano variabilità nello spazio e nel tempo.

Gli acquiferi possono essere confinati o freatici. Nel caso di acquiferi confinati, la formazione geologica permeabile si trova fra due formazioni impermeabili fisse. L'acquifero confinato subisce la pressione geostatica dovuta ai terreni sovrastanti, e per la condizione di equilibrio questa pressione è equilibrata dalla pressione della falda. Se si esegue un sondaggio, nella parte aperta viene meno l'equilibrio, allora il sistema, alla ricerca di un nuovo equilibrio, fa risalire l'acqua fino al raggiungimento dell'equilibrio: questi acquiferi sono denominati acquiferi in pressione, se l'acqua viene a giorno spontaneamente si parla di acquifero artesiano. Nel caso di acquifero freatico, la formazione idrogeologica permeabile è il primo suolo, si presenta con un livello idrico la cui quota è detta livello piezometrico, l'insieme di tali livelli, ovvero l'estensione delle misure puntuali è detta superficie piezometrica.

Nello studio del deflusso idrico si fa riferimento al moto della particella fluida ed alle equazioni di Navier-Stokes, ma nel caso del moto in un mezzo poroso, l'integrazione di tale equazione è impraticabile, a causa della difficoltà a descrivere la geometria microscopica dei canali nel mezzo poroso. Si fa pertanto riferimento al concetto di volume rappresentativo elementare (REV), abbastanza grande da assumere che le proprietà fisiche ed idrauliche siano mediate sul REV acquistando caratteristiche di proprietà macroscopiche, e sufficientemente piccolo da essere assunto puntuale nei confronti dell'acquifero. Su un continuo concettuale

così costituito, è possibile applicare le proprietà fisiche macroscopiche, funzioni caratteristiche della posizione dei punti del mezzo poroso.

In un acquifero sottoposto a pompaggio, tramite pozzi, dalla conoscenza del rapporto fra portate emunte e abbassamenti provocati, si possono avere informazioni riguardanti la quantità di acqua da estrarre e le caratteristiche del moto idrico. Le prove possono essere condotte sia emungendo a portata costante nel tempo che con un programma a gradini, con intervalli prefissati. Dalle prove di pompaggio si possono ottenere la capacità di risposta dell'acquifero all'emungimento dal pozzo, la misura dei parametri idrodinamici (coefficiente di immagazzinamento o porosità effettiva, trasmissività idraulica, conducibilità idraulica), valutazione della risorsa idrica, caratteristiche particolari quali l'influenza di condizioni al contorno, eterogeneità, anisotropia, ecc... . L'esecuzione delle prove di emungimento provoca, su una falda precedentemente in quiete, un cono di depressione, la cui sezione minore rappresenta l'estremità inferiore e coincide con la sezione del pozzo, la sezione maggiore rappresenta l'estremità superiore ed aumenta in funzione della portata emunta. I dati geometrici utili per individuare il cono di depressione al generico istante t sono l'abbassamento s ed il raggio d'influenza R . Il volume del cono di depressione rappresenta il volume estratto per unità di tempo, dal sottosuolo. I parametri che influenzano il cono di depressione sono i parametri idrodinamici quali la trasmissività idraulica T o la conducibilità idraulica K , il coefficiente di immagazzinamento S , o la porosità efficace n_e , il tempo di emungimento, ed il regime di deflusso. Esiste una funzione, diretta fra R e T , ed inversa con S o n_e . Inoltre le dimensioni del cono di depressione aumentano con il tempo di emungimento.

Le prove di pompaggio di un acquifero forniscono una misura quantitativa delle relazioni esposte in precedenza.

Si passano in rassegna i metodi utilizzabili per eseguire questo tipo di interpretazione: passando dai metodi più utilizzati di Thiem, Theis (con e senza approssimazione di Jacob) e Neuman, a quelli più specifici proposti nella letteratura. Viene fatto il confronto tra i risultati ottenuti con i metodi classici ed i risultati ottenuti con l'approccio grafico proposto da Neuman, Guadagnini, Riva (2004). Il metodo di Neuman, Guadagnini, Riva, si applica a pozzi completamente penetranti l'acquifero, e pompati a portata costante.

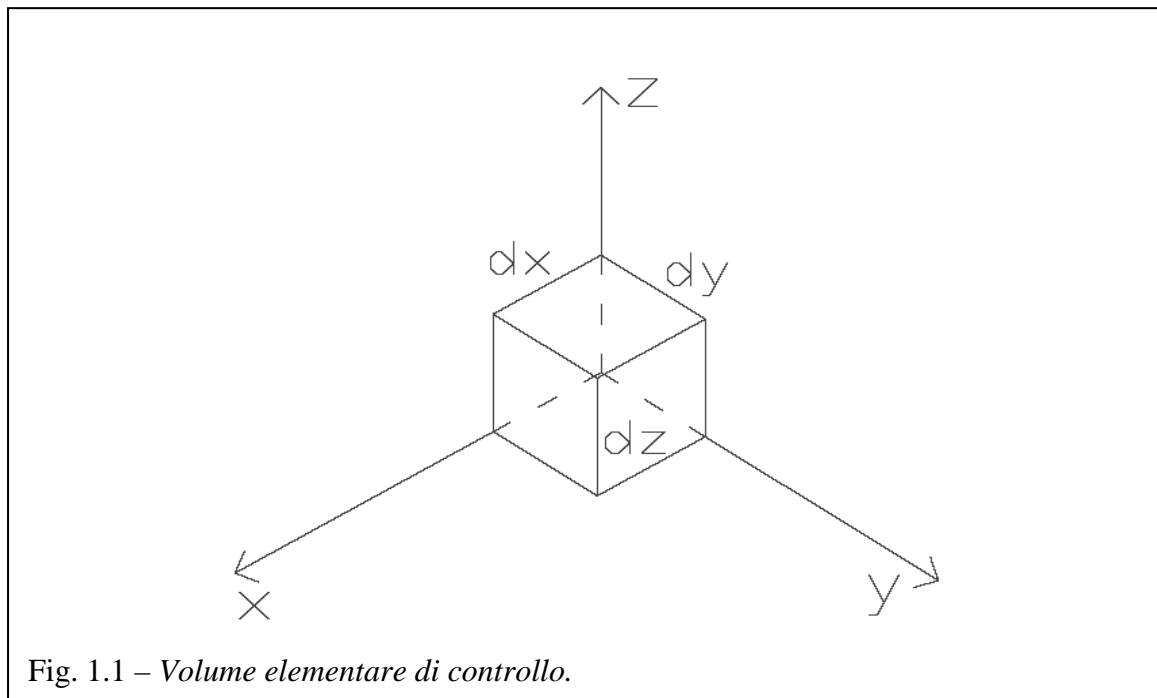
I dati relativi ai pozzi del campo prove in esame sono ricavati da prove di pompaggio relative realizzate in pozzi non completamente penetranti (Rizzo et al. 2004). Le prove di pompaggio sono state realizzate nei diversi pozzi con portate diverse. Si è scelto di eseguire l'interpretazione, nonostante queste differenze nelle ipotesi di partenza. Si è fatto uso dei dati relativi ai pompaggi di alcuni di questi pozzi, che presentano portate simili. Per eseguire

l'interpretazione si è fatto riferimento alla media delle portate scelte per la prova, in luogo della portata costante prevista dal metodo in parola.

1 Il moto idrico in un mezzo poroso

Le equazioni generali che descrivono il moto idrico in un mezzo sono sviluppate a partire dalla teoria della meccanica dei fluidi e dell'idraulica (Frega, Troisi, Straface, 2004). Le equazioni generali della meccanica dei fluidi descrivono le variazioni nell'unità di tempo della massa fluida che passa per un fissato volume di controllo, tale variazione è pari alla somma algebrica della massa fluida che attraversa la superficie del volume in parola. Questo principio, che è quello base del bilancio della massa, in pieno accordo con l'affermazione di Lavoiser: "in natura nulla si crea e nulla si distrugge, ma tutto si trasforma".

L'equazione indefinita della continuità si definisce operando il bilancio della massa nel tempo dt , su un volume elementare di controllo a forma di parallelepipedo di dimensioni dx , dy , dz (Fig. 1.1).



Nell'intervallo dt dalla faccia di normale dx del volume di controllo entra la quantità $\rho u dy dz dt$, mentre nella faccia opposta deve uscire la quantità $\left(\rho u + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} dx \right) dy dz dt$.

Che al netto da una variazione di massa nel volume di controllo di $-\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} dx dy dz dt$ nelle

tre dimensioni la variazione di massa è data da $-\left(\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z}\right) dx dy dz dt$.

Per la conservazione della massa, ciò che entra meno ciò che esce deve essere pari alla variazione di massa. Posto per convenzione, positiva la massa entrante nel volume di controllo, e negativo ciò che esce, si ha:

$$(1.1) \quad \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0$$

Dalla quale:

$$(1.2) \quad \frac{\partial\rho}{\partial x} u_x + \rho \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial\rho}{\partial y} u_y + \rho \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial\rho}{\partial z} u_z + \rho \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0$$

Visto che:

$$(1.3) \quad \frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\rho}{\partial x} u_x + \frac{\partial\rho}{\partial y} u_y + \frac{\partial\rho}{\partial z} u_z + \frac{\partial\rho}{\partial t}$$

E che:

$$(1.4) \quad \nabla \underline{\mathbf{u}} = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z}$$

L'equazione di continuità (2) diventa:

$$(1.5) \quad \frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \underline{\mathbf{u}} = 0$$

Se si assume un fluido come l'acqua, considerabile incompressibile per queste problematiche, si può scrivere:

$$(1.6) \quad \nabla \underline{\mathbf{u}} = 0.$$

L'equazione indefinita del moto si ricava dall'equazione cardinale della dinamica:

$$(1.7) \quad d\underline{\mathbf{R}} = \underline{a} dM$$

Dove:

$$(1.8) \quad dM = \rho dx dy dz$$

Per $d\underline{\mathbf{R}}$ si intende la risultante delle forze di massa ($d\underline{\mathbf{G}}$) e delle forze di superficie ($d\underline{\mathbf{\Phi}}$) con:

$$(1.9) \quad d\underline{\mathbf{R}} = d\underline{\mathbf{G}} + d\underline{\mathbf{\Phi}}$$

Dove:

$$(1.10) \quad d\underline{\mathbf{G}} = \rho \underline{f} dx dy dz$$

Con f dipendente dalla quota:

$$(1.11) \quad \underline{f} = -g \nabla z$$

Mentre $d\Phi$ è la risultante degli sforzi trasmessi alla superficie del fluido. Si prenda in considerazione il volume di controllo di dimensioni dx, dy, dz , nella direzione dx , sulla faccia di normale dx si ha $\underline{\Phi}_x dydz$ e sulla faccia opposta si ha $-\left(\underline{\Phi}_x + \frac{\partial \underline{\Phi}_x}{\partial x} dx\right) dydz$ la cui risultante è $-\frac{\partial \underline{\Phi}_x}{\partial x} dx dydz$, per tanto risulterà:

$$(1.12) \quad d\underline{\Phi} = -\left(\frac{\partial \underline{\Phi}_x}{\partial x} + \frac{\partial \underline{\Phi}_y}{\partial y} + \frac{\partial \underline{\Phi}_z}{\partial z}\right) dx dy dz$$

L'equazione della dinamica assume la forma:

$$(1.13) \quad \rho \underline{f} dx dy dz - \left(\frac{\partial \underline{\Phi}_x}{\partial x} + \frac{\partial \underline{\Phi}_y}{\partial y} + \frac{\partial \underline{\Phi}_z}{\partial z}\right) dx dy dz = \underline{a} \rho dx dy dz$$

Ovvero:

$$(1.14) \quad \rho (\underline{f} - \underline{a}) = -\left(\frac{\partial \underline{\Phi}_x}{\partial x} + \frac{\partial \underline{\Phi}_y}{\partial y} + \frac{\partial \underline{\Phi}_z}{\partial z}\right)$$

Per un fluido perfetto, come può essere considerata l'acqua in questo problema, con sforzi identici sia in quiete che in moto, con componenti tangenziali nulle e componenti normali uguali tra loro (tensore sferico), si può scrivere:

$$(1.15) \quad \rho (\underline{f} - \underline{a}) = -\nabla p$$

Nota come equazione di Eulero.

Se il fluido è soggetto alle sole forze gravitazionali:

$$(1.16) \quad \rho \underline{f} = -\rho g \nabla z = -\gamma \nabla z = -\nabla (\gamma z)$$

L'equazione di Eulero (1.14) diventa:

$$(1.17) \quad -\nabla (\gamma z) - \rho \underline{a} = \nabla p$$

Che alla luce della (1.15) diventa:

$$(1.18) \quad -\frac{1}{g} \underline{a} = \nabla (z + p/\gamma)$$

Inoltre l'equazione di Navier-Stokes si scrive:

$$(1.19) \quad \rho \left(\underline{F} - \frac{d\underline{w}}{dt} \right) = \nabla p - \mu \nabla^2 \underline{u} - \frac{1}{3} \mu \nabla \cdot (\nabla \times \underline{u})$$

Il moto idrico in un mezzo poroso viene studiato mediante un approccio alle grandezze macroscopiche. Risulta estremamente complicato definire un campo di moto tenendo conto della variabilità del mezzo a livello macroscopico, ovvero alla scala delle intercapedini fra i grani. In questo studio si preferisce un approccio continuo che lascia inalterato il significato

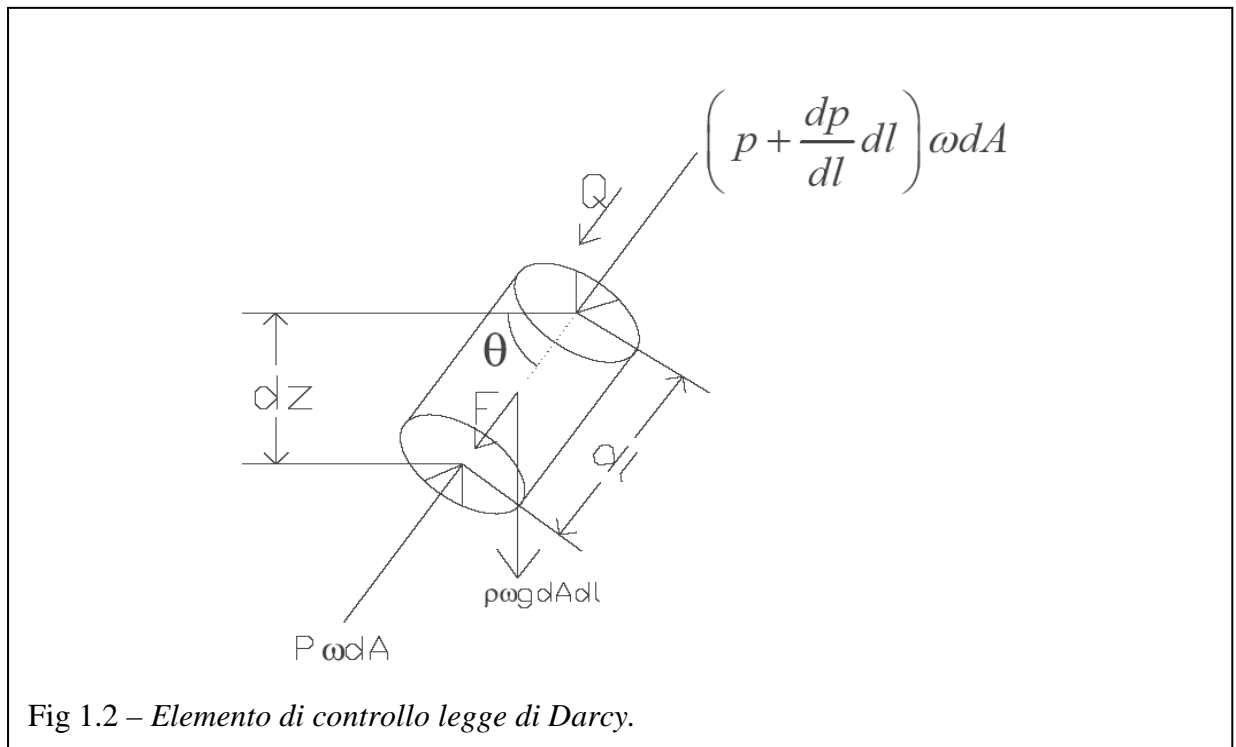
fisico di grandezze come la pressione e la densità del fluido, muta il significato della velocità che non rappresenta più la rapidità dello spostamento dalla particella fluida, bensì il volume d'acqua che nell'unità di tempo attraversa la sezione del volume di riferimento (inteso come spazio occupato dai grani e dagli spazi vuoti.), tale velocità prende il nome di velocità di Darcy:

$$(1.20) \quad U = \frac{Q}{A} = \frac{\Delta V}{A \Delta t}$$

Che rappresenta una portata per unità di superficie, la portata specifica infatti è:

$$(1.21) \quad q = \frac{Q}{A} = U$$

L'approccio continuo si basa sulla condizione di equilibrio delle forze agenti su di un generico volume rappresentativo in condizioni di flusso.



In questo (Fig 1.2) sistema dl è la lunghezza del volume dz la sua proiezione lungo la verticale, dA l'area di base, θ l'angolo di inclinazione dl di volume di controllo rispetto alla verticale, ω è la porosità cinematica, p la pressione che spinge sulle facce, vengono trascurate le pressioni sulla faccia laterale del cilindro perché hanno risultante nulla e le azioni di spinta idrodinamica perché alle velocità considerate sono irrilevanti. Il bilancio si scrive:

$$(1.22) \quad p \omega dA - \left(p + \frac{dp}{dl} dl \right) \omega dA = \rho g \omega dA dl \sin \theta + F$$

Dalla quale risulta:

$$(1.23) \quad -\frac{dp}{dl}dl - \rho g dz = \frac{F}{\omega dA}$$

Ovvero:

$$(1.24) \quad -\left(\frac{dp}{dl}dl + \rho g dz\right) = \frac{F}{\omega dA}$$

Dove il primo membro rappresenta le forze direttamente responsabili del moto, il secondo la risultante lungo l'asse (direzione del moto) delle spinte. Per quanto riguarda l'equilibrio di forze agenti su un fluido in moto in un mazzo poroso si può scrivere:

$$(1.25) \quad \frac{F}{\omega dA} = \frac{C \mu}{\bar{d}^2} U$$

Con \bar{d} dimensione caratteristica dei canalicoli formanti le intercapedini microscopiche entro le quali ha luogo il moto, μ viscosità, C numero dimensionale che dipende dalla forma dei canalicoli, U velocità di Darcy. La velocità di Darcy risulta pertanto:

$$(1.26) \quad U = -\frac{\bar{d}^2}{C \mu} \left(\frac{dp}{dl} + \rho g \frac{dz}{dl} \right)$$

Visto che C e \bar{d} dipendono esclusivamente dalla matrice solida si può scrivere:

$$(1.27) \quad k = \frac{\bar{d}^2}{C}$$

Con k permeabilità intrinseca del mezzo poroso, si avrà:

$$(1.28) \quad U = -\frac{k}{\mu} \frac{d}{dl} \left(\frac{p}{\rho g} + z \right)$$

Dove vale la:

$$(1.29) \quad h = z + \frac{p}{\rho g}$$

E si definisce la conducibilità idraulica K:

$$(1.30) \quad K = \frac{k}{\mu} \rho g$$

Si può scrivere:

$$(1.31) \quad U = -K \nabla h$$

C'è da osservare che K ovvero k dipende dalla posizione del punto nello spazio considerato $K=K(x,y,z)$, dove K è un tensore del secondo ordine:

$$(1.32) \quad \underline{\underline{K}} = \begin{pmatrix} K_{xx} & K_{xy} & K_{xz} \\ K_{yx} & K_{yy} & K_{yz} \\ K_{zx} & K_{yx} & K_{zz} \end{pmatrix}$$

Inoltre un mezzo ha comportamento omogeneo quando la conducibilità idraulica si mantiene costante nello spazio, ed è isotropo quando questa è uguale in ogni direzione di moto del fluido.

Per descrivere completamente il moto di un fluido in un mezzo poroso bisogna combinare le leggi di Darcy con l'equazioni della continuità già nota, scritta nella forma:

$$(1.33) \quad -\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla(\rho \underline{\mathbf{u}})$$

Il volume di controllo di dimensioni dx, dy, dz la variazione di massa nel tempo è data da:

$$(1.34) \quad -\frac{\partial M}{\partial t} = \frac{\partial \rho}{\partial t} dx dy dz = \nabla(\rho \underline{\mathbf{u}}) dx dy dz$$

La variazione di massa in un mezzo poroso riguarda solo gli spazi vuoti occupati dal fluido allora si può scrivere che:

$$(1.35) \quad -\frac{\partial M}{\partial t} = \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} dx dy dz = \nabla(\rho \underline{\mathbf{u}}) dx dy dz$$

Per un mezzo poroso la velocità in gioco è la velocità di Darcy per cui:

$$(1.36) \quad -\frac{\partial M}{\partial t} = \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} dx dy dz = \nabla(\rho U) dx dy dz$$

Dalla quale si ha l'equazione di continuità di per il moto di un fluido in un mezzo poroso:

$$(1.37) \quad \nabla(\rho U) = -\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} .$$

A questo punto bisogna discernere fra il moto in un mezzo poroso confinato o non confinato, perché un acquifero in pressione può essere descritto come un mezzo deformabile, mentre un acquifero freatico può essere descritto come un mezzo indeformabile.

Per il moto idrico in un mezzo confinato si devono definire due proprietà: la compressibilità della matrice solida α_p e la compressibilità del fluido β , ognuna delle quali descrive una variazione della massa nel volume di riferimento. La compressibilità della matrice solida descrive la variazione di volume dei pori per unità di volume di vuoto, e per incremento unitario delle tensioni effettive:

$$(1.38) \quad \alpha_p = -\frac{1}{\omega dz dx dy} \frac{d}{d\sigma_z} (\omega dz dx dy)$$

Che si può scrivere considerando la:

$$(1.39) \quad d\sigma_z = -dp$$

Si può scrivere:

$$(1.40) \quad \alpha_p = \frac{1}{\omega dz dx dy} \frac{d}{dp} (\omega dz dx dy)$$

Considerando trascurabili gli incrementi di tensione sul piano orizzontale di normale dz , si può scrivere:

$$(1.41) \quad \alpha_p = \frac{1}{\omega dz} \frac{d(\omega dz)}{dp}$$

La compressibilità dell'acqua è descritta in funzione del volume di liquido V_w presente nel volume di riferimento:

$$(1.42) \quad \beta = -\frac{1}{V_w} \frac{dV_w}{dp}$$

Si può considerare la densità come $\rho = \frac{M_w}{V_w}$ si può derivare:

$$(1.43) \quad d\rho = M_w d\left(\frac{1}{V_w}\right) = \frac{M_w}{V_w^2} dV_w = \rho \frac{dV_w}{V_w} = \beta \rho dp$$

Quindi:

$$(1.44) \quad \frac{d\rho}{dt} = \beta \rho \frac{dp}{dt}$$

Da queste considerazioni l'equazione della continuità si può scrivere dalla (1.37):

$$(1.45) \quad \frac{\partial}{\partial x}(\rho U_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho U_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho U_z) = -\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega)$$

Sviluppando si ottiene:

$$(1.46) \quad \frac{\partial \rho}{\partial x} U_x + \rho \frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial y} U_y + \rho \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho}{\partial z} U_z + \rho \frac{\partial U_z}{\partial z} = -\frac{\partial \rho \omega}{\partial t}$$

Che si può scrivere come:

$$(1.47) \quad \rho \frac{\partial U_x}{\partial x} + U_x \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial x} + \rho \frac{\partial U_y}{\partial y} + U_y \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial y} + \rho \frac{\partial U_z}{\partial z} + U_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{\partial \rho \omega}{\partial t}$$

Che raggruppando:

$$(1.48) \quad \rho \nabla U + \frac{\partial \rho}{\partial p} \left(U_x \frac{\partial p}{\partial x} + U_y \frac{\partial p}{\partial y} + U_z \frac{\partial p}{\partial z} \right) = -\frac{\partial \rho \omega}{\partial t}$$

Che in base alla (41) si scrive:

$$(1.49) \quad \rho \nabla U + \rho \beta \left(U_x \frac{\partial p}{\partial x} + U_y \frac{\partial p}{\partial y} + U_z \frac{\partial p}{\partial z} \right) = -\frac{\partial \rho \omega}{\partial t}$$

Poiché la compressibilità dell'acqua risulta in genere minore di più ordini di grandezza di quella del terreno l'equazione (1.49) si può semplificare nella:

$$(1.50) \quad \rho \nabla U = -\frac{\partial \rho \omega}{\partial t}$$

Dalla legge di Darcy si può ricavare che:

$$(1.51) \quad \nabla \times (-K \nabla h) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho \omega}{\partial t}$$

Il che significa:

$$(1.52) \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial h}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial h}{\partial z} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho \omega}{\partial t}$$

Si passa ora a delle considerazioni sul secondo membro, la massa fluida M_w si può scrivere come:

$$(1.53) \quad M_w = \rho \omega dx dy dz$$

Da cui:

$$(1.54) \quad \rho \omega = \frac{M_w}{dx dy dz}$$

Per cui la (49) diventa:

$$(1.55) \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial h}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial h}{\partial z} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{1}{dx dy dz} \frac{\partial M_w}{\partial t}$$

Ovvero:

$$(1.56) \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial h}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial h}{\partial z} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{1}{dx dy dz} \frac{\partial (\rho \omega dx dy dz)}{\partial t}$$

Che si può scrivere:

$$(1.57) \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial h}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial h}{\partial z} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{1}{dx dy dz} \frac{\rho \partial (\omega dz) dx dy + \omega \partial (\rho) dx dy dz}{\partial t}$$

Semplificando si ha:

$$(1.58) \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial h}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial h}{\partial z} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{1}{dz} \frac{\rho \partial (\omega dz) + \omega \partial (\rho)}{\partial t}$$

Che ricordando la (39) e la (42) diventa:

$$(1.59) \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial h}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial h}{\partial z} \right) = \omega (\alpha_p + \beta) \frac{\partial p}{\partial t}$$

L'ultima considerazione riguarda il termine $\frac{\partial p}{\partial t}$. La p può essere scritta come:

$$(1.60) \quad p = \rho g (h - z)$$

Che differenziata diventa:

$$(1.61) \quad \frac{\partial p}{\partial t} = \rho g \frac{\partial h}{\partial t} + (h - z) \frac{\partial \rho}{\partial t} = \rho g \frac{\partial h}{\partial t} + g (h - z) \rho \beta \frac{\partial p}{\partial t}$$

Ma in questo frangente il termine $g(h-z)\rho\beta\frac{\partial p}{\partial t} \leq 10^{-2}$ con $(h-z) \leq 2000m$ e nelle applicazioni praticabili avremo sempre che:

$$(1.62) \quad \frac{\partial p}{\partial t} = \rho g \frac{\partial h}{\partial t}$$

Per cui la (1.59) diventa:

$$(1.63) \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial h}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial h}{\partial z} \right) = \rho g \omega (\alpha_p + \beta) \frac{\partial h}{\partial t}$$

A questo punto diventa opportuno introdurre il coefficiente d'immagazzinamento specifico S_s , ovvero il volume di acqua rilasciata per unità di volume e per abbassamento unitario dall'acquifero:

$$(1.64) \quad S_s = \frac{1}{dx dy dz} \frac{dV_w}{dh}$$

E visto che $\rho = \frac{M_w}{V_w}$ si può scrivere, come già si è avuto modo di vedere dal secondo membro

della (1.55) fino al secondo membro della (1.59) $dM_w = \rho \omega (\alpha_p + \beta) dp dx dy dz$, nonché la (58) si può scrivere:

$$(1.65) \quad dV_w = \frac{dM_w}{\rho} = \frac{1}{\rho} \rho \omega (\alpha_p + \beta) dp dx dy dz = g \rho \omega (\alpha_p + \beta) dh dx dy dz$$

La (1.64) diventa alla luce della (1.65):

$$(1.66) \quad S_s = \frac{1}{dx dy dz} \frac{dV_w}{dh} = g \rho \omega (\alpha_p + \beta) dh$$

Per cui si può scriver in definitiva:

$$(1.67) \quad \nabla \times (K \nabla h) = S_s \frac{\partial h}{\partial t}$$

Nel caso di mezzo poroso, confinato, omogeneo ed isotropo la conducibilità idraulica è costante nello spazio, quindi non dipende dal punto in cui si trova la particella fluida, allora in qualsiasi posizione si spostino le particelle fluide troveremo sempre lo stesso K , la (1.67) può essere scritta:

$$(1.68) \quad K \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + K \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} + K \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} = S_s \frac{\partial h}{\partial t}$$

Se si aggiunge la condizione di isotropia si osserva che in qualsiasi direzione si muova il deflusso idrico in un punto si troveranno gli stessi K , ovvero $K_x = K_y = K_z = K$, visto che per

l'omogeneità questo vale per tutti i punti del dominio, si può concludere che l'equazione di un moto idrico in un mezzo poroso, confinato, omogeneo ed isotropo è:

$$(1.69) \quad \nabla^2 h = \frac{S_s}{K} \frac{\partial h}{\partial t}$$

Se il mezzo poroso, confinato, omogeneo ed isotropo ha spessore costante b (potenza della falda), si può definire il coefficiente di immagazzinamento S e la trasmissività idraulica T , dove T è uno scalare:

$$(1.70) \quad S = S_s b$$

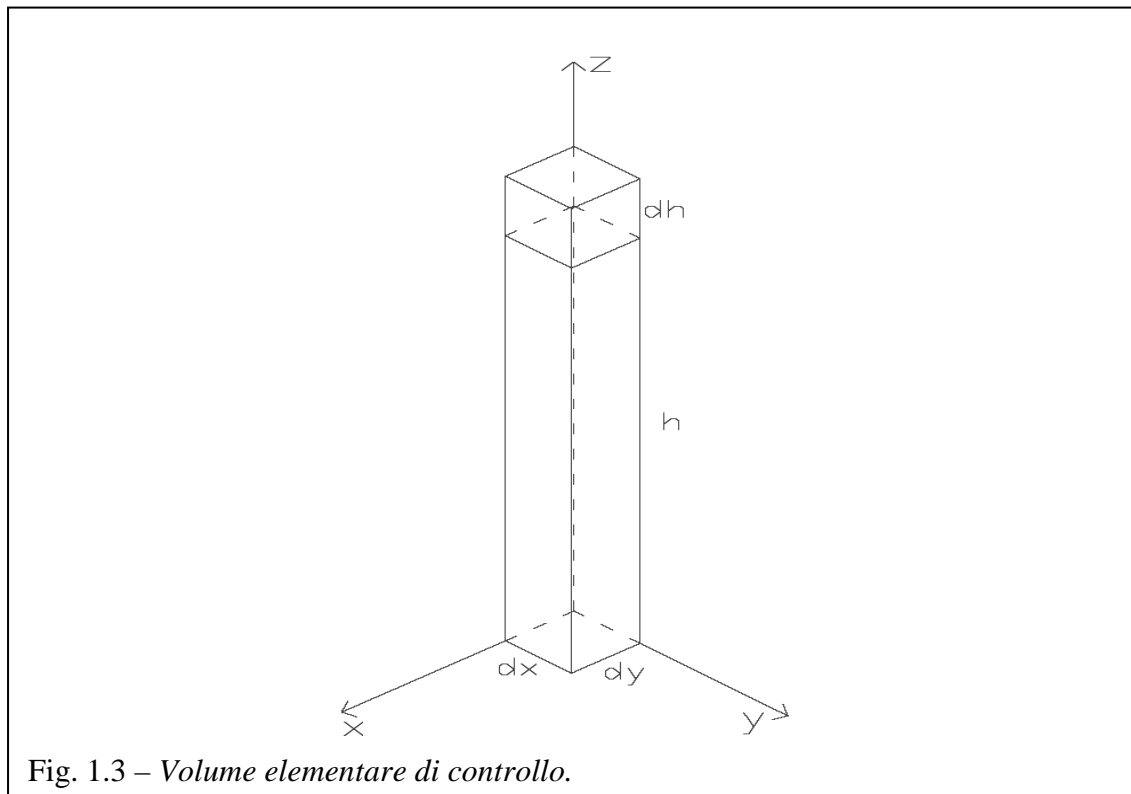
$$(1.71) \quad T = Kb$$

Alla luce di quanto esposto si può scrivere la (66) come:

$$(1.72) \quad \nabla^2 h = \frac{S}{T} \frac{\partial h}{\partial t}$$

Che in caso di moto stazionario, o a regime, diventa

$$(1.73) \quad \nabla^2 h = 0$$



Nel caso di mezzi porosi non confinati si può asserire che i fenomeni di compressibilità della matrice solida e dell'acqua possono in genere essere trascurati, tali processi si possono ricondurre ai processi di saturazione ed imbibizione del mezzo poroso, che coincide con l'abbassamento della superficie freatica. In questo caso le funzioni matematiche diventano non lineari e la complessità del problema aumenta, visto che la posizione della superficie

freatica entra sia come dato del problema che come soluzione. Si fa ricorso all'ipotesi di Dupuit: la variazione di carico lungo la direzione verticale è trascurabile, $\frac{\partial h}{\partial z} = 0 \Rightarrow h = h(x, y)$ per cui il moto idrico diventa bidimensionale. Si fa riferimento ad un

volume di controllo di base $dx dy$ e altezza h , con aumento di altezza dh (Fig. 1.3).

L'equazione della continuità si può scrivere considerando $\omega_d = \frac{V_{WD}}{V_T}$ al posto di ω dove V_{WD} è

il volume d'acqua drenabile per gravità. L'equazione della continuità diventa:

$$(1.74) \quad \nabla(\rho U) = -\frac{\partial \rho \omega_d}{\partial t}$$

Considerando che ρ è costante nel caso freatico si può scrivere:

$$(1.75) \quad \nabla(\rho U) = -\frac{1}{dx dy h} \frac{\partial M_w}{\partial t} = -\frac{1}{dx dy h} \frac{\partial(\rho \omega_d dx dy h)}{\partial t} = -\frac{1}{h} \rho \omega_d \frac{\partial h}{\partial t}$$

Che si può riscrivere come:

$$(1.76) \quad \nabla U = -\frac{\omega_d}{h} \frac{\partial h}{\partial t}$$

Ovvero visto che h non dipende da x e da y

$$(1.77) \quad \nabla \times (h U) = -\omega_d \frac{\partial h}{\partial t}$$

Che può essere scritta tenendo in conto la legge di Darcy:

$$(1.78) \quad \nabla \times (h K \nabla h) = \omega_d \frac{\partial h}{\partial t}$$

La (1.78) per un mezzo poroso, omogeneo, isotropo e non confinato, diventa:

$$(1.79) \quad \nabla \times (h \nabla h) = \frac{\omega_d}{K} \frac{\partial h}{\partial t}$$

Nota come equazione di Boussinesq. Questa equazione può essere linearizzata assumendo che le variazioni spaziali e le oscillazioni temporali siano trascurabili rispetto ad uno spessore saturo medio \bar{h} dell'acquifero. Posti:

$$(1.80) \quad T_x = K_x \bar{h}$$

e

$$(1.81) \quad T_y = K_y \bar{h}$$

Si può scrivere:

$$(1.82) \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(T_x \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(T_x \frac{\partial h}{\partial y} \right) = \omega_d \frac{\partial h}{\partial t}$$

Nel caso in cui il mezzo risulti omogeneo, si ha:

$$(1.83) \quad \nabla^2 h = \frac{\omega_d}{T} \frac{\partial h}{\partial t}$$

Se le variazioni spaziali e le oscillazioni temporali non risultano trascurabili rispetto ad \bar{h} , per i mezzi porosi non confinati, omogenei ed isotropi la (1.76) diventa:

$$(1.84) \quad \nabla^2 h^2 = \frac{\omega_d}{K} \frac{\partial h}{\partial t}$$

Risolvibile in h^2 , in tal caso il coefficiente ω_d , detto porosità efficace, nel non saturo (specific yield, S_y) assume il significato del volume di acqua drenabile da un'unità di volume dell'acquifero, questo per un acquifero confinato era il coefficiente di immagazzinamento specifico.

Le precedenti equazioni sono state ricavate in assenza di pompaggi ed emungimenti, per tenere in conto anche di questi basta aggiungere o sottrarre, rispettivamente, la portata pompata od emunta dall'equazione di continuità, ovvero dal primo membro di ognuna delle equazioni fondamentali trovata.

2 Soluzioni delle equazioni del moto dei fluidi in mezzi porosi e caratterizzazione degli acquiferi a partire da dati di prove di pompaggio.

2.1 Soluzione di Thiem

Si fa riferimento ad un acquifero in moto bidimensionale, con vettore velocità giacente nel piano al piano orizzontale, nelle condizioni di Dupuit: approssimazione bidimensionale, con carico che non varia nella terza dimensione, la velocità è parallela al tetto di confinamento per un acquifero confinato o ad un letto di rocce assunto orizzontale per un acquifero non confinato ($v_z \ll v_{xy}$).

Il flusso in un mezzo poroso, isotropo, omogeneo, confinato con potenza b è dato dalla (Freeze e Cherry, 1979):

$$(2.1) \quad \nabla^2 h = \frac{S}{T} \frac{\partial h}{\partial t} .$$

Con h carico idraulico, S coefficiente di immagazzinamento, T trasmissività.

Thiem ha elaborato una soluzione per il moto in regime stazionario, ovvero in condizioni tali che non dipenda dal tempo: $\frac{\partial h}{\partial t} = 0$. Ovvero la (1) per acquifero confinato diventa:

$$(2.2) \quad \nabla^2 h = 0.$$

Nei mezzi porosi isotropi, omogenei, confinati vale l'ipotesi che K e T siano costanti.

Nello studio dell'idraulica dei pozzi risulta molto conveniente far riferimento alle coordinate polari con centro nel pozzo, e descrivere il moto come radiale. Per il moto piano in parola si fa uso della sostituzione $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ per cui il generico operatore Laplaciano si scrive in funzione di r , ascissa radiale:

$$(2.3) \quad \nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \theta^2} \right).$$

Nel caso in esame il laplaciano del potenziale di un acquifero omogeneo ed isotropo che non dipende dal termine in θ , e si scrive:

$$(2.4) \quad \nabla^2 h = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial h}{\partial r} \right) = 0$$

Ovvero:

$$(2.5) \quad \nabla^2 h = \frac{d^2 h}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dh}{dr} = 0$$

Che integrata è :

$$(2.6) \quad r \frac{dh}{dr} = e^C = C_1$$

Integrando ulteriormente si ha:

$$(2.7) \quad h(r) = C_1 \ln r + C_2$$

Nella quale si determinano C_1 e C_2 dalle condizioni al contorno. Per prima cosa vale la legge di Darcy:

$$(2.8) \quad Q = 2\pi r T \frac{dh}{dr}$$

Che definendo il potenziale:

$$(2.9) \quad \phi = Th$$

Diventa:

$$(2.10) \quad Q = 2\pi r \frac{d\phi}{dr} = 2\pi r T \frac{dh}{dr}$$

Ovvero:

$$(2.11) \quad \frac{Q}{2\pi T} = r \frac{dh}{dr} = C_1.$$

Per cui la (7) diventa (Frega, Troisi, Straface):

$$(2.12) \quad h(r) = \frac{Q}{2\pi T} \ln r + C_2$$

Per determinare C_2 si può far riferimento alla condizione al contorno per cui l'abbassamento nella falda dovuto al pompaggio deve generare carichi compresi fra quello nel pozzo e quello indisturbato, per cui:

$$(2.13) \quad \begin{cases} r = r_w \Rightarrow h = h_w \\ r = R \Rightarrow h = H \end{cases}$$

Dove il pedice w indica che si riferisce al pozzo, mentre la lettera maiuscola allo stato indisturbato, R è il raggio d'influenza. Imponendo le due condizioni al contorno si ottengono dalla (12) rispettivamente le :

$$(2.14) \quad h(r) = \frac{Q}{2\pi T} \ln \frac{r}{r_w} + h_w$$

$$(2.15) \quad h(r) = H - \frac{Q}{2\pi T} \ln \frac{R}{r}$$

La (2.15) è nota come forma di Thiem.

Dalle (2.14) e (2.15) possono essere calcolati gli abbassamenti:

$$(2.16) \quad s = H - h_w = \frac{Q}{2\pi T} \ln \frac{R}{r_w}$$

Nel caso di un acquifero non confinato, si fa riferimento ad un laplaciano del tipo:

$$(2.17) \quad \nabla^2 h^2 = 0.$$

Che si risolve in h^2 :

$$(2.18) \quad \nabla^2 h^2 = \frac{d^2 h^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dh^2}{dr} = 0$$

Che integrata:

$$(2.19) \quad r \frac{dh^2}{dr} = e^C = C_1$$

Ovvero:

$$(2.20) \quad h^2(r) = C_1 \ln r + C_2$$

Si impongono le stesse condizioni al contorno dell'acquifero confinato:

$$(2.21) \quad \begin{cases} r = R \Rightarrow h = H \\ r = r_w \Rightarrow h = h_w \end{cases}$$

E si ottiene:

$$(2.22) \quad h^2(r) = H^2 - \frac{H^2 - h_w^2}{\ln \frac{R}{r_w}} \ln \frac{R}{r}$$

Si fa riferimento ancora alla legge di Darcy che nel caso di acquifero non confinato assume la forma:

$$(2.23) \quad Q = 2\pi r K h \frac{dh}{dr}$$

Ovvero:

$$(2.24) \quad 2h dh = \frac{Q}{K\pi} \frac{dr}{r}$$

Integrata nell'intervallo compreso fra i punti noti delle condizioni al contorno:

$$(2.25) \quad 2 \int_{h_w}^H h dh = \frac{Q}{K\pi} \int_{r_w}^R \frac{dr}{r}$$

Che fornisce:

$$(2.26) \quad \frac{H^2 - h_w^2}{\ln \frac{R}{r_w}} = \frac{Q}{\pi K}$$

Il termine al primo membro della (2.26) è presente anche nel secondo membro della (2.22), sostituendo si ottiene:

$$(2.27) \quad h^2(r) = H^2 - \frac{Q}{\pi K} \ln \frac{R}{r}.$$

2.2 Soluzione di Theis

Si considera un acquifero orizzontale, confinato, di infinita estensione planimetrica, di potenza costante b , omogeneo, isotropo. Se è allocato sul posto un solo pozzo di pompaggio, completamente penetrante, di dimensione puntuale, che pompa a portata costante. Vi sia carico costante su tutto l'acquifero prima del pompaggio.

Nel caso del moto in regime di transizione, ovvero con l'andamento del carico dipendente dal

tempo: $\frac{\partial h}{\partial t} \neq 0$, dalla (2.1) (Freeze e Cherry, 1979):

$$(2.28) \quad \nabla^2 h = \frac{S}{T} \frac{\partial h}{\partial t}.$$

Anche in questo caso è utile fare riferimento a delle coordinate radiali con centro nel pozzo tali che $r = \sqrt{x^2 + y^2}$:

$$(2.29) \quad \nabla^2 h = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial h}{\partial r} \right) = \frac{S}{T} \frac{\partial h}{\partial t}.$$

In questo il campo di moto si estende fra $r=0$ ed $r=\infty$.

La condizione iniziale è che prima del pompaggio l'acquifero presenta carico costante:

$$(2.30) \quad h(r, t=0) = H \forall r.$$

Le condizioni al contorno sono date da:

$$(2.31) \quad h(r = \infty, t) = H \forall t$$

E con pompaggio a portata costante dalla legge di Darcy deriva:

$$(2.32) \quad \lim_{r \rightarrow 0} \left(r \frac{\partial h}{\partial r} \right) = \frac{Q}{2\pi T}$$

Gli abbassamenti sono dati da:

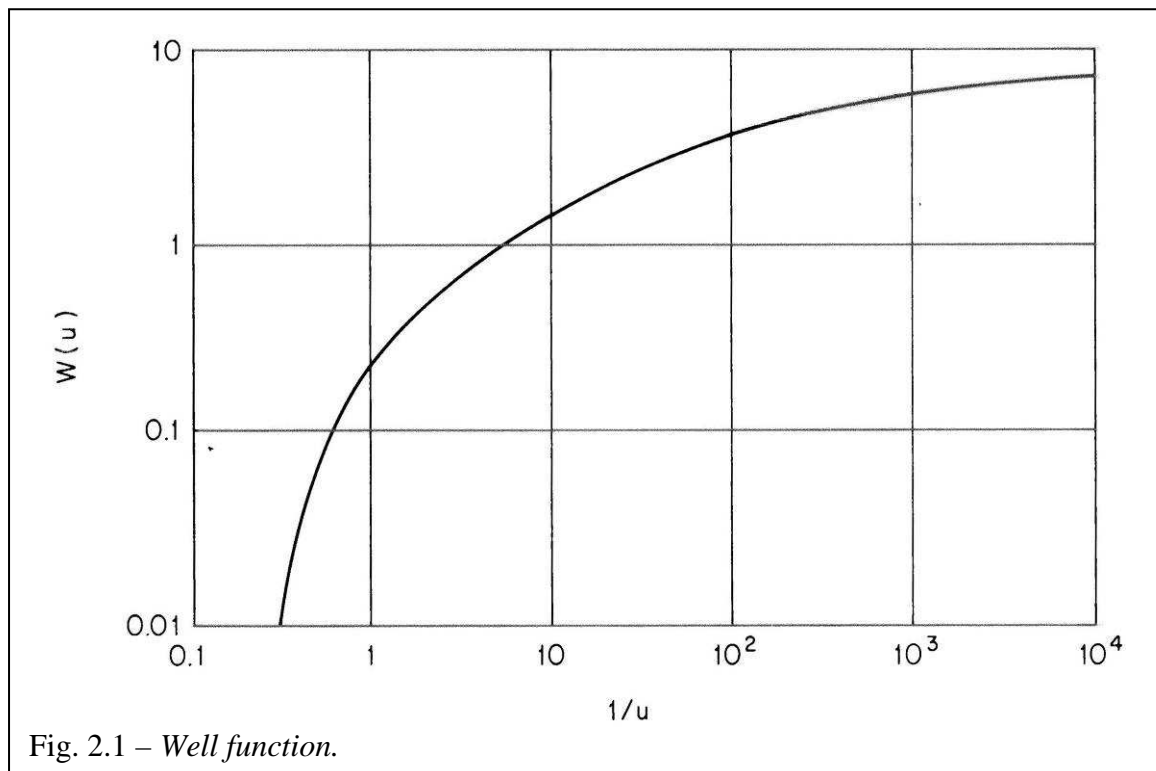
$$(2.33) \quad s(r, t) = H - h(r, t).$$

Nel 1935 Theis scrisse l'equazione che rappresenta la soluzione di questo problema:

$$(2.34) \quad s(r, t) = \frac{Q}{4\pi T} \int_u^\infty \frac{e^{-u}}{u} du$$

Con la posizione di Boltzman:

$$(2.35) \quad u = \frac{r^2 S}{4Tt}.$$



Che non è di immediata soluzione, si può ancora scrivere:

$$(2.36) \quad s(r,t) = \frac{Q}{4\pi T} W(u)$$

Dove $W(u)$ rappresenta messa in grafico su $1/u$ la “Curva di Theis” o “Well function” riportata in figura 2.1.

La soluzione di Theis è stata ricavata a partire dalla (2.29) scritta per gli abbassamenti seconda la (2.33) (Frega, Troisi, Straface, 2004):

$$(2.37) \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial s}{\partial r} \right) = \frac{S}{T} \frac{\partial s}{\partial t}$$

Ovvero:

$$(2.38) \quad \frac{\partial^2 s}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial s}{\partial r} = \frac{S}{T} \frac{\partial s}{\partial t}$$

Le condizioni al contorno sono riscrivibili come:

$$(2.39) \quad \lim_{r \rightarrow 0} \left(r \frac{\partial s}{\partial r} \right) = \frac{Q}{2\pi T}$$

$$(2.40) \quad s(r = \infty, t) = 0 \forall t$$

Con condizione iniziale:

$$(2.41) \quad s(r, t = 0) = 0 \forall r$$

Dalla (2.35) si può scrivere:

$$(2.42) \quad \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{2}{4} \frac{rS}{Tt} = 2 \frac{1}{r} \frac{r^2 S}{4Tt} = \frac{2u}{r}$$

$$(2.43) \quad \frac{\partial s}{\partial r} = \frac{ds}{du} \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{rS}{2Tt} \frac{ds}{du} = \frac{2u}{r^2} \frac{ds}{du}$$

$$(2.44) \quad \frac{\partial^2 s}{\partial r^2} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial s}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{rS}{2Tt} \frac{ds}{du} \right) = \frac{S}{2Tt} \frac{ds}{du} + \frac{r^2 S^2}{4T^2 t^2} \frac{d^2 s}{du^2} = \frac{4u^2}{r^2} \frac{d^2 s}{du^2} + \frac{2u}{r^2} \frac{ds}{du}$$

$$(2.45) \quad \frac{\partial s}{\partial t} = \frac{ds}{du} \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{r^2 S}{4Tt^2} \frac{ds}{du} = -4 \frac{T}{S} \frac{u^2}{r^2} \frac{ds}{du}$$

La (2.38) diventa:

$$(2.46) \quad 4u^2 \frac{d^2 u}{ds^2} + (4u^2 + 4u) \frac{du}{ds} = 0$$

Ovvero:

$$(2.47) \quad u \frac{d^2 u}{ds^2} + (u+1) \frac{du}{ds} = 0$$

Che si può scrivere:

$$(2.48) \quad u \frac{d^2 s}{du^2} + \frac{ds}{du} + u \frac{ds}{du} = 0$$

Ovvero:

$$(2.49) \quad u \frac{d^2 s}{du^2} + \frac{ds}{du} = -u \frac{ds}{du}$$

Se si definisce il potenziale:

$$(2.50) \quad \phi = u \frac{ds}{du}$$

Si può scrivere dalla (2.48):

$$(2.51) \quad u \frac{d^2 s}{du^2} + \frac{ds}{du} = -\phi$$

Se si deriva ϕ :

$$(2.52) \quad \frac{d\phi}{du} = \frac{d}{du} \left(u \frac{ds}{du} \right) = \frac{ds}{du} + u \frac{d^2 s}{du^2} = -\phi$$

Che si integra:

$$(2.53) \quad \int \frac{d\phi}{\phi} = -\int du$$

Il cui integrale:

$$(2.54) \quad \ln \phi = -u + C$$

Riscrivibile come:

$$(2.55) \quad \phi = e^{-u} e^C = e^{-u} C_1$$

Bisogna determinare C_1 , si può far riferimento alla condizione al contorno proveniente dalla legge di Darcy, scritta nella (2.39), grazie alla (2.43):

$$(2.56) \quad \lim_{r \rightarrow 0} \left(r \frac{\partial s}{\partial r} \right) = \lim_{r \rightarrow 0} \left(2u \frac{ds}{du} \right) = 2 \lim_{r \rightarrow 0} \left(u \frac{ds}{du} \right) = 2 \lim_{r \rightarrow 0} \phi = \frac{Q}{2Tt}$$

Si può ricordare che la soluzione di ϕ è data dalla (2.55) e che:

$$(2.57) \quad \lim_{r \rightarrow 0} \phi = \lim_{r \rightarrow 0} (e^{-u} C_1) = \lim_{r \rightarrow 0} (1C_1) = 1C_1 = C_1 = \frac{Q}{4Tt}$$

La (2.55) si scrive così:

$$(2.58) \quad \phi = \frac{Q}{4Tt} e^{-u}$$

Che per la (2.50) diventa:

$$(2.59) \quad u \frac{ds}{du} = \frac{Q}{4Tt} e^{-u}$$

Che si può scrivere:

$$(2.60) \quad ds = \frac{Q}{4Tt} \frac{e^{-u}}{u} du$$

Che in forma integrale diventa la (2.34):

$$(2.34) \quad s(r,t) = \frac{Q}{4\pi T} \int_u^{\infty} \frac{e^{-u}}{u} du.$$

Dalla (2.36) si ha:

$$(2.61) \quad t = \frac{r^2 S}{4T} \frac{1}{u}$$

È possibile scrivere s e t in forma adimensionale:

$$(2.62) \quad s^*(r,t) = s(r,t) \frac{4\pi T}{Q} = W(u)$$

$$(2.63) \quad t^* = \frac{1}{u} = \frac{4Tt}{r^2 S}$$

La (2.36) e la (2.61) si possono riscrivere come:

$$(2.64) \quad s = aW(u) \quad \text{e} \quad t = b \left(\frac{1}{u} \right)$$

Ovvero in forma logaritmica:

$$(2.65) \quad \log s = \log a + \log W(u)$$

$$(2.66) \quad \log t = \log b + \log \left(\frac{1}{u} \right)$$

Questo significa che il grafico di s su t su carta logaritmica risulta traslato rispetto all'abaco di Theis di $\log(a)$ rispetto alle ordinate e di $\log(b)$ rispetto alle ascisse.

Dalle (2.64), (2.36), (2.61) si scrive:

$$(2.67) \quad a = \frac{s(r,t)}{W(u)} = \frac{Q}{4\pi T} \Rightarrow T = \frac{Q}{4\pi s(r,t)}$$

$$(2.68) \quad b = \frac{t}{1/u} = tu = \frac{r^2 S}{4T} \Rightarrow T = \frac{4Ttu}{r}$$

La caratterizzazione dell'acquifero, da dati di prove di pompaggio, può essere eseguita sovrapponendo i punti di t su s, estratti dalla prova, a quello della curva tipo di Theis, entrambi su carta logaritmica e con le stesse unità. La sovrapposizione va effettuata in modo che i punti sperimentali vadano a coincidere o ad interpretare la curva di Theis nel miglior modo possibile. Si fissa un qualsiasi punto del grafico, detto match point e si leggono i valori di s, W(u), t, 1/u, da 1/u si può ricavare u. Si possono così ricavare T ed S dalle (2.67) (2.68).

La funzione di Theis può essere approssimata dalla:

$$(2.69) \quad W(u) = -0.577216 - \ln u + u - \frac{u^2}{2.2!} + \frac{u^3}{3.3!} + \dots$$

Cooper e Jacob hanno osservato che la (2.69) può essere ragionevolmente approssimata da:

$$(2.70) \quad W(u) = -0.577216 - \ln u$$

Si noti che:

$$(2.71) \quad \begin{cases} \ln 1.78 = 0.577216 \\ \ln u = -\ln\left(\frac{1}{u}\right) \\ \ln u = 2.3 \log u \end{cases}$$

La (2.69) si riscrive:

$$(2.72) \quad W(u) = -2.3 \ln \frac{1}{1.78u}$$

Così che la (2.36) diventa:

$$(2.73) \quad s(r, t) = \frac{2.3Q}{4\pi T} \log\left(\frac{4Tt}{1.78r^2S}\right) = 0.183 \frac{Q}{T} \log\left(\frac{2.25Tt}{r^2S}\right)$$

Per l'interpretazione della prova di pompaggio, si determina la retta figura 2.2, che meglio interpreta gli abbassamenti sul logaritmo del tempo. Per definire T bisogna far riferimento alla differenza di abbassamento nel tempo. Si fa riferimento ad un Δs :

$$(2.74) \quad \Delta s = s_A - s_B$$

Tale che per i tempi corrispondenti, si abbia:

$$(2.75) \quad t_A = 10t_B$$

In modo che sia:

$$(2.76) \quad \log\left(\frac{t_A}{t_B}\right) = 1$$

Risulta:

$$(2.77) \quad \Delta s = s_A - s_B = 0.183 \frac{Q}{T} \log\left(\frac{2.25Tt_1}{r^2S}\right) - 0.183 \frac{Q}{T} \log\left(\frac{2.25Tt_2}{r^2S}\right) = 0.183 \frac{Q}{T} \log\left(\frac{t_1}{t_2}\right) = 0.183 \frac{Q}{T}$$

Dalla quale risulta evidente:

$$(2.78) \quad T = \frac{0.183Q}{s_A - s_B}$$

Per determinare S si fa uso del punto di intersezione della retta di Jacob con l'asse delle ascisse, il tempo, che ha equazione $s = 0$, per cui si può scrivere:

$$(2.79) \quad 0.183 \frac{Q}{T} \log\left(\frac{2.25Tt_c}{r^2S}\right) = 0$$

Che significa che:

$$(2.80) \quad \frac{2.25Tt_c}{r^2S} = 1$$

Dove t_c è il tempo corrispondente all'intersezione della retta di Jacob con l'asse delle ascisse.

Dalla (2.80) si ricava S:

$$(2.81) \quad S = \frac{2.25Tt_c}{r^2} .$$

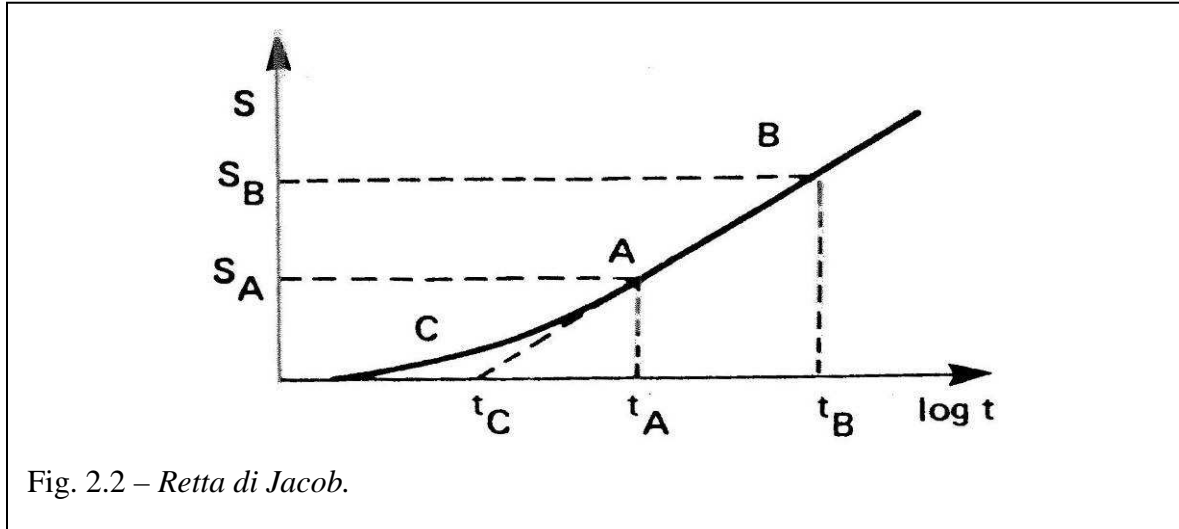


Fig. 2.2 – Retta di Jacob.

L'approssimazione di Cooper e Jacob è accettabile per valori di $1/u > 100$ per i quali si hanno errori dell'ordine di 0.3% (De Marsily, 1986)

2.3 Soluzione di Neuman

Il metodo di Neuman riconosce l'esistenza di componenti verticali, di deflusso e la soluzione, generale è funzione di sia di r che di z (componente verticale). Se si considera l'abbassamento mediato si può ricondurre la soluzione ad essere solo funzione di r .

La soluzione di Neuman si basa sulle ipotesi di: acquifero non confinato infinitamente esteso; acquifero omogeneo di spessore uniforme; acquifero isotropo o anisotropo, con direzioni principali del tensore della permeabilità parallele al sistema di riferimento; superficie libera dell'acquifero orizzontale prima del pompaggio, che va eseguito a portata costante. La soluzione di Neuman si può scrivere come (Frega, Troisi, Straface, 2004):

$$(2.82) \quad s(r, t) = \frac{Q}{4\pi T} \int_0^\infty 4yJ_0(y\eta^{1/2}) \cdot \left[u_0(y) + \sum_{n=1}^\infty u_n(y) \right] dy$$

Dove J_0 è la funzione di Bessel di ordine zero e di prima specie, e (Freeze e Cherry, 1979):

$$(2.83) \quad \eta = \frac{r^2 K_V}{b^2 K_H}$$

Dove b è lo spessore saturo della falda dove K_V e K_H sono rispettivamente le permeabilità verticale e orizzontale. Le u_0 e u_n sono diverse a secondo che il pozzo sia completamente o

non completamente penetrante l'acquifero. Nel caso di acquifero completamente penetrante si ha (Frega, Troisi, Straface, 2004):

$$(2.84) \quad \left\{ \begin{array}{l} u_0(y) = \frac{\{1 - e^{-[t_s \beta (y^2 - \gamma_0^2)]}\} \tan \gamma_0}{\{y^2 + (1 + \sigma) \gamma_0^2 - (y^2 - \gamma_0^2)^2 / \sigma\} \gamma_0} \\ u_0(y) = \frac{\{1 - e^{-[t_s \beta (y^2 - \gamma_n^2)]}\} \tan \gamma_n}{\{y^2 - (1 + \sigma) \gamma_n^2 - (y^2 - \gamma_n^2)^2 / \sigma\} \gamma_n} \\ \sigma \gamma_0 \sinh(\gamma_0) - (y^2 - \gamma_0^2) \cosh(\gamma_0) = 0 \\ \sigma \gamma_0 \sin(\gamma_n) - (y^2 - \gamma_n^2) \cos(\gamma_n) = 0 \\ t_s = \frac{Tt}{Sr^2} \\ \gamma_0 < y^2 \\ (2n-1)\frac{\pi}{2} < \gamma_n < n\pi \\ n \geq 1 \end{array} \right.$$

Tale equazione può essere scritta in forma semplice (Freeze e Cherry, 1979):

$$(2.85) \quad s(r,t) = \frac{Q}{4\pi T} W(u_A, u_B, \eta)$$

Dove $W(u_A, u_B, \eta)$ è la funzione pozzo non confinato, nella figura 2.3 sono disegnati per diversi valori di η . Le curve sono involuppate fra due curve di Theis. Il tipo di grafico si distingue in tre fasi. Durante la prima fase all'inizio del pompaggio, l'acquifero freatico reagisce come un acquifero confinato, e denota la prima parte del grafico confondibile con la curva di Theis di sinistra. Subito dopo la prima fase, nel secondo tratto, le curve presentano una rapida riduzione della pendenza, perchè si fa sentire l'effetto del drenaggio. Nella terza parte, alla fine del pompaggio, l'acquifero torna a rispondere con una funzione tipo quella di Theis. Le curve di tipo A, uscenti dalla curva di Theis di sinistra sono relative al primo periodo di pompaggio, sono scrivibili:

$$(2.86) \quad s(r,t) = \frac{Q}{4\pi T} W(u_A, \eta)$$

Dove:

$$(2.87) \quad u_A = \frac{r^2 S}{4Tt}$$

Le curve di tipo B, tendenti alla curva di Theis di destra, sono relative alla seconda fase di pompaggio, si possono scrivere così:

$$(2.88) \quad s(r,t) = \frac{Q}{4\pi T} W(u_B, \eta)$$

Dove:

$$(2.89) \quad u_B = \frac{r^2 S_y}{4Tt}$$

Con S_y rendimento specifico.

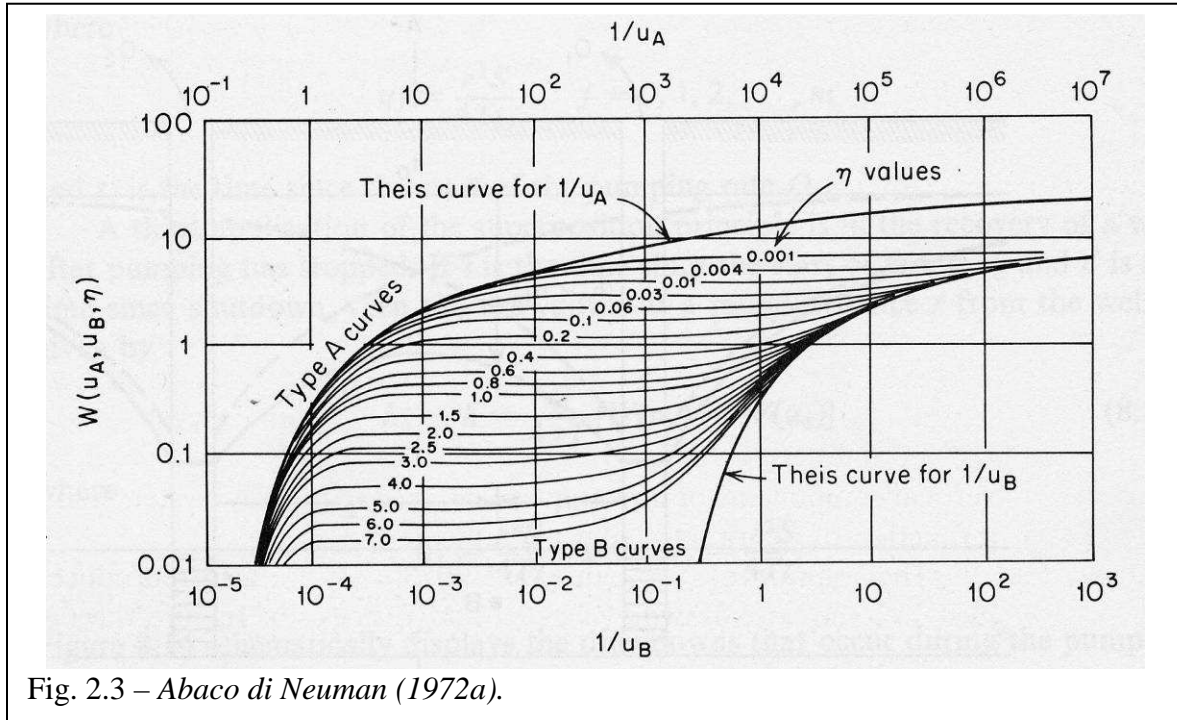


Fig. 2.3 – Abaco di Neuman (1972a).

La prova di pompaggio viene eseguita allo stesso modo che per la curva di Theis solo che i punti vengono sovrapposti alla curva di corrispondente η . Si procede dapprima sovrapponendo la curva sperimentale alla prima parte del grafico (curva di $1/u_A$) individuando così S , T , K_H , e h risulta individuato anche K_V . Si effettua la stessa sovrapposizione con la parte di grafico delle curve $1/u_B$ e si individua così anche il parametro S_y . Si verifica così che la T precedentemente ottenuta sia confrontabile con quella ricavata dalla (2.85).

3 Descrizione del sito sperimentale

Il campo prove del Dipartimento di Difesa del Suolo “V.Marone” dell’Università della Calabria è ubicato in un’area ricadente nel comune di Montalto Uffugo, in zona valliva poco a nord di Cosenza. Tale area è delimitata a nord dal torrente Mavigliano, a sud dal torrente Settimo, ad est dal fiume Crati. Si riporta in figura 3.1 uno stralcio della carta geologica della Calabria, foglio n.° 229 – II – S.O.: San Pietro in Guarano (Scala 1:25000). La geologia denota un terreno che presenta caratteristiche proprie di una valle di recente formazione, con depositi alluvionali e depositi conglomeratici sabbiosi poco consolidati, facilmente degradabili e dotati di elevata permeabilità.

Ubicazione Campo Prove del Dipartimento di Difesa del Suolo "Vincenzo Marone" dell'Università della Calabria

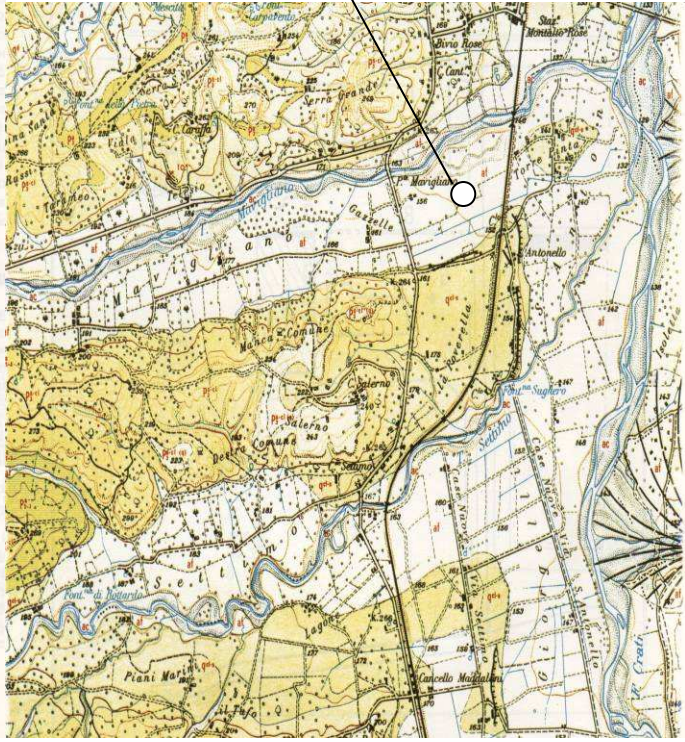
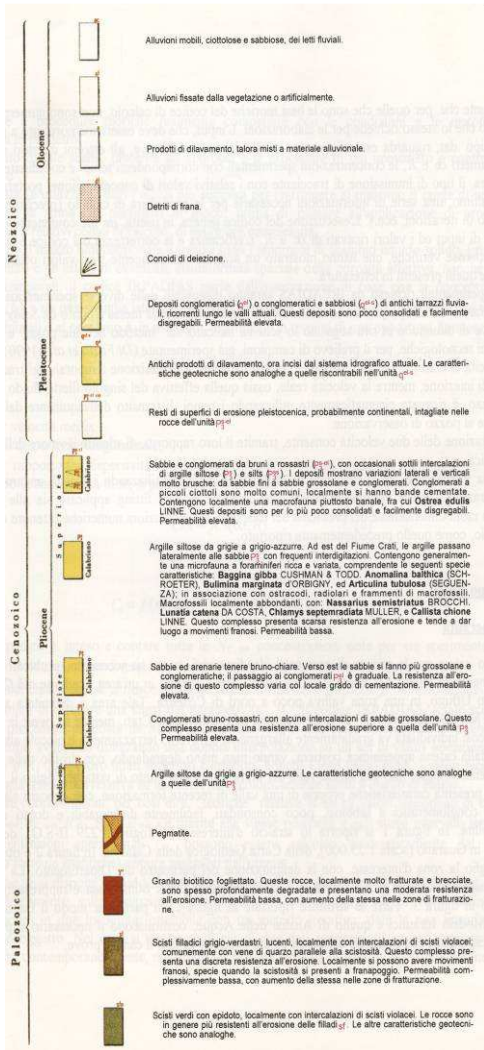


Fig. 3.1 – Carta geologica

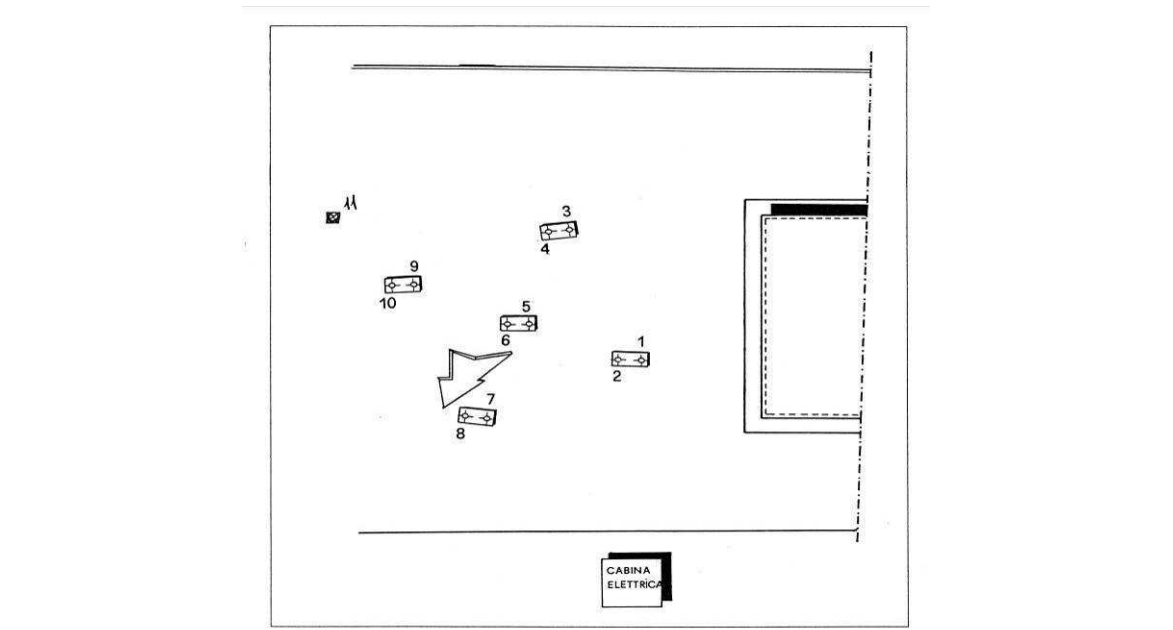


Fig. 3.2 – Pianta dei pozzi.

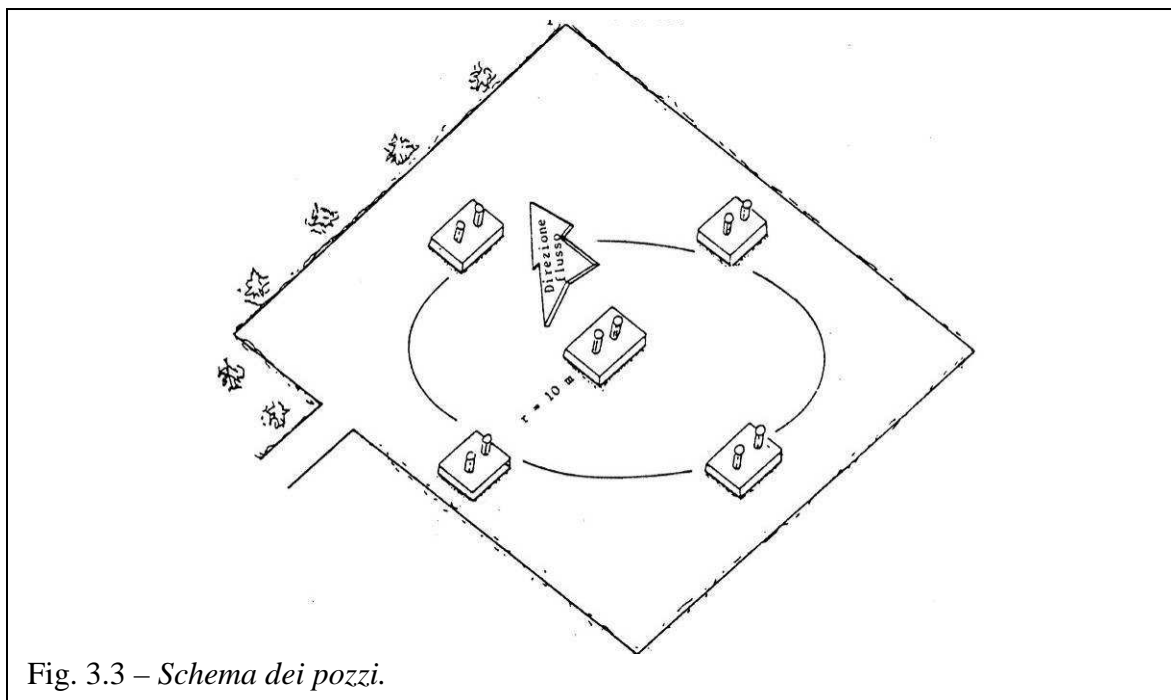
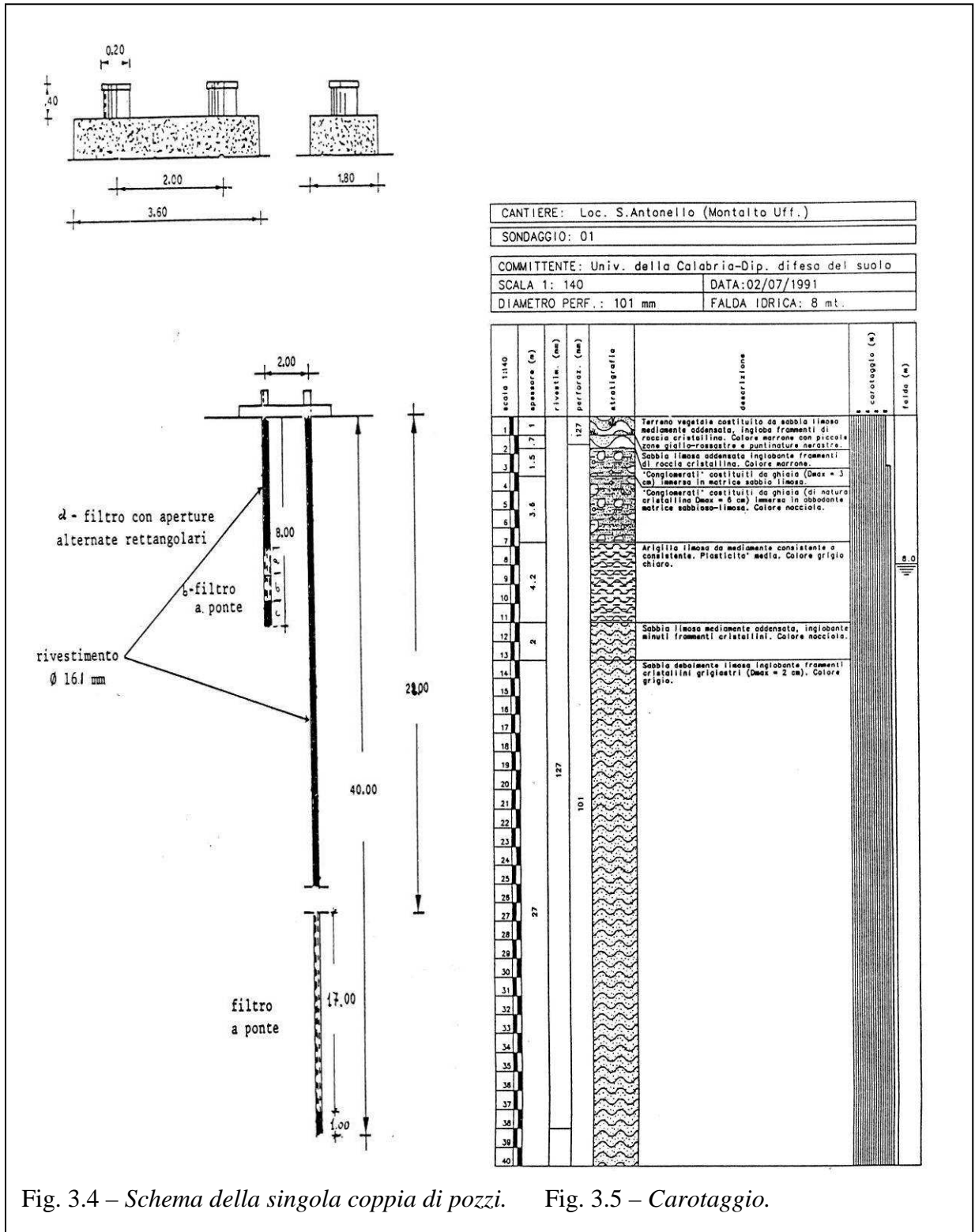


Fig. 3.3 – Schema dei pozzi.

La superficie del campo prove è di 2100 m^2 ($65\text{m} \times 30\text{m}$), rappresentato in figura 3.2 con la posizione dei pozzi. Questi sono 11 in tutto, cinque coppie di pozzi numerati da 1 a 10. Ogni coppia è dotata di un pozzo profondo 40m e un pozzo poco profondo di 8m come mostrato in figura 3.4. La numerazione denota con numeri pari, i pozzi poco profondi, e con numeri dispari i pozzi profondi, tali pozzi non sono completamente penetranti. Tutti i pozzi presentano fondo cieco di lunghezza 1 m . Come mostra la figura 3.3 i pozzi sono stati eseguiti sulla circonferenza di raggio di circa 10 m con centro nel baricentro della coppia 5-6, e con distanza angolare reciproca di $\pi/2$, ad eccezione del pozzo 11 che si trova all'esterno della circonferenza. Dal carotaggio del pozzo 5 si può osservare la stratigrafia riportata in figura 3.5, dalla quale si osserva la situazione idrogeologica locale, che denota un primo strato di terreno vegetativo costituito da sabbia limosa di quasi 2 m , seguono conglomerati di ghiaia immersa in matrice sabbiolimosa che procedono fino a circa 7 m di profondità. Proseguendo si trova uno strato di 4 m di argilla limosa da mediamente consistente a consistente. Questa prima parte del sottosuolo costituisce una prima falda superficiale a comportamento freatico. Sotto lo strato di argilla si estende una sabbia da mediamente a debolmente limosa, inglobante frammenti cristallini. Questa costituisce una seconda falda a comportamento confinato, che risulta essere debolmente in pressione. Dalla perforazione del pozzo 11 si nota che la falda si estende fino ad una profondità di 55 m . Appare evidente che i pozzi poco profondi, fanno riferimento alla captazione nella falda freatica, mentre i pozzi profondi afferiscono a quella confinata. I pozzi profondi sopra il fondo cieco di un metro presentano un filtro di lunghezza 17m , come mostra la figura 3.6, questo significa che i pozzi profondi possono emungere solo

la falda confinata, visto che al di sopra del filtro non presentano altre entrate e che in corrispondenza del banco d'argilla il tubo è stato cementato.



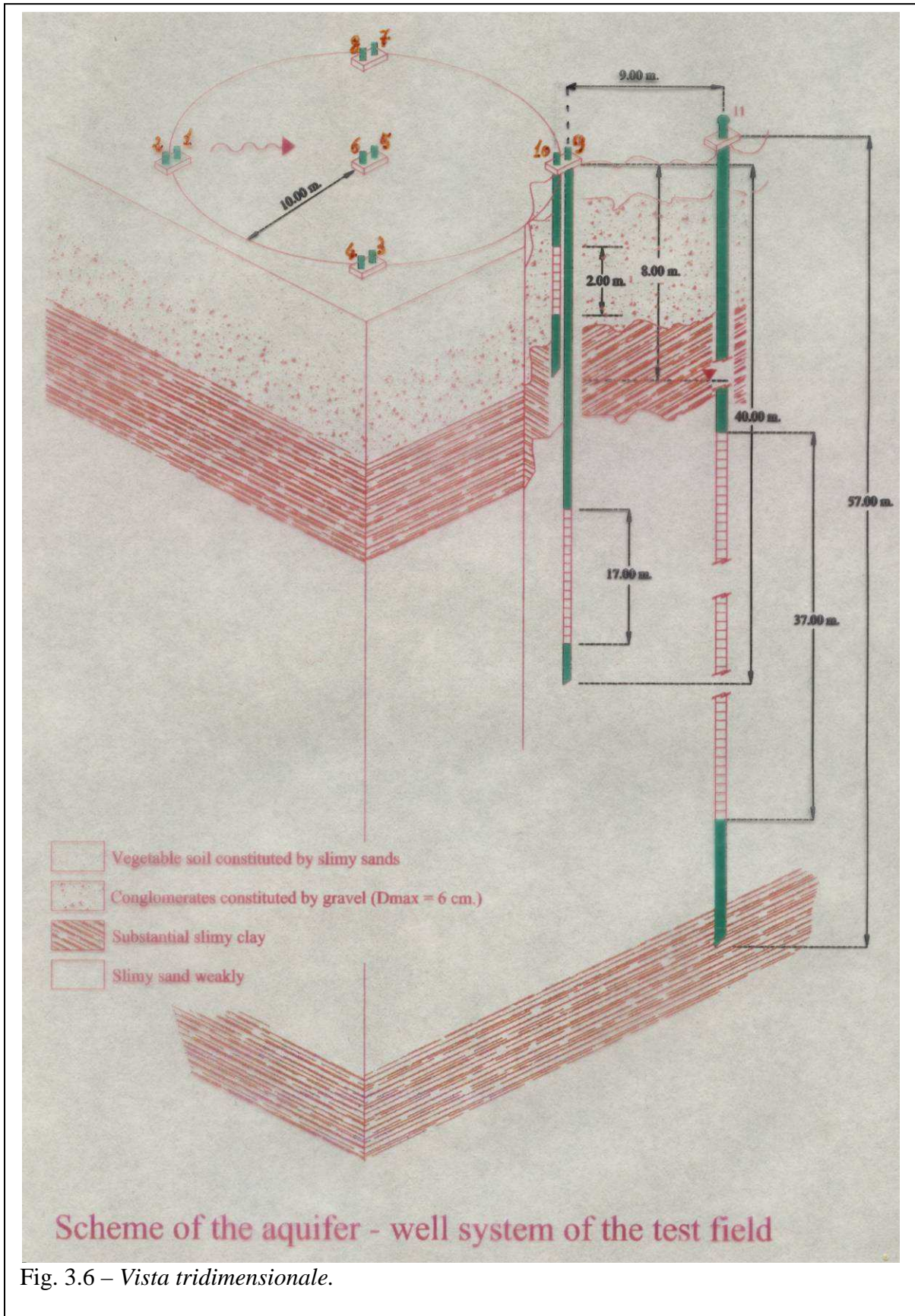


Fig. 3.6 – Vista tridimensionale.

4 Prove di pompaggio interpretate con metodi classici.

Dai pozzi ubicati nel campo prove di Montalto, si può giungere, attraverso l'interpretazione di prove di pompaggio, alla caratterizzazione dell'acquifero.

Dato che l'acquifero in parola è composto da una falda superficiale e da una profonda, si osserva che i dati raccolti dal gruppo di ricerca del Dipartimento di Difesa del Suolo dell'Università della Calabria, riguardano prevalentemente la formazione profonda, e che per tale motivo conviene studiare la falda profonda. I dati relativi alla falda profonda sono quelli raccolti dai pozzi indicati precedentemente con i numeri dispari. Si fa uso di dati relativi agli abbassamenti registrati in un pozzo diverso dal pozzo pompaggio, l'uso di una sola serie rappresenta la condizione minima, necessaria per la caratterizzazione di un acquifero.

I dati a disposizione riguardano il regime di moto transitorio, non stazionario. Tali dati sono relativi a prove di pompaggio a portata costante, di cui si misurano gli abbassamenti in pozzi vicini, nel tempo. Questi sono provenienti da emungimenti relativi a sequential pumping test, in effetti tali test si eseguono pompando fino a portare il moto in regime stazionario, come si vedrà dagli abbassamenti, i pompaggi sono stati interrotti proprio nel momento in cui si era quasi arrivati in tale condizione, ovvero quando le velocità di abbassamento si avvicinano al valore nullo, senza raggiungerlo. La scelta di interrompere prematuramente il pompaggio, è dovuta ad esigenze di ottimizzazione dei lunghi tempi previsti per il sequential pumping test, associate alla consapevolezza di aver ormai raggiunto il regime stazionario ed all'interesse prevalente degli studi in moto transitorio.

Si è proceduto all'interpretazione dei dati di emungimento relativi alla prova di pompaggio della campagna di misure dell' 8-9 ottobre 2001, con pompaggio nel pozzo N.° 5 e misura degli abbassamenti nel pozzo N.° 1. La prova di pompaggio è stata eseguita a portata costante con una portata di 1,18 l/s. Gli abbassamenti sono stati rilevati ogni 5 s per un totale di 162295 s e 1631 dati. L'interpretazione è stata eseguita secondo l'approccio proposto da Theis, precedentemente illustrato. Successivamente si è proceduto all'interpretazione degli stessi dati con la metodologia approssimata ricavate da Cooper e Jacob.

I risultati proposti sono stati elaborati dal programma di calcolo AquiferTest successivamente descritto.

In seguito si è osservato che l'acquifero profondo si comporta come una falda confinata solo per un emungimento caratterizzato da una portata di emungimento relativamente modesta e da un certo tempo di emungimento. Con un emungimento superiore il moto tende a presentare un cono di depressione tale da far sì che la falda si comporti in parte come una falda freatica.

Si è pensato, allora, di interpretare i dati relativi ad una prova di pompaggio condotta in modo che l'acquifero si comporti come una falda freatica. La prova di pompaggio utilizzata fa riferimento alla campagna di misura del 12 aprile 1999, eseguita a portata costante con portata di 3,93 l/s. Gli abbassamenti sono stati registrati ogni 60 s per un totale di 88 dati. Il pozzo di pompaggio e il pozzo N.° 11, quello di osservazione è il pozzo N.° 5.

L'interpretazione è stata eseguita secondo l'approccio proposto da Neuman e precedentemente descritto, con elaborazione eseguita col programma di calcolo AquiferTest.

4.1 AquiferTest

Il programma di calcolo è prodotto dalla Waterloo Hydrogeologic, è stato sviluppato in collaborazione con Thomas Röhrich ed è stato concesso con regolare licenza d'uso al gruppo di ricerca di idrologia sotterranea del Dipartimento di Difesa del Suolo dell'Università della Calabria.

L'AquiferTest riconosce alcune grandezze idrauliche ed è in grado di rappresentarle graficamente. In particolare possono essere implementate le serie di dati riguardanti i livelli idrici riguardanti i livelli idrici e gli abbassamenti nel tempo, le portate sul tempo, i livelli idrici rispetto alle portate.

Bisogna dare particolare importanza all'inserimento dei dati ed in particolare al sistema di riferimento che il programma usa per ogni grandezza. Nell'inserimento dei livelli idrici, in particolare, bisogna fare attenzione al sistema di riferimento, per gli abbassamenti il sistema di riferimento ha origine sul piano dei carichi idrostatici, con abbassamento positivi verso il basso, mentre il sistema di riferimento usato nella cartografia considera le quote e i livelli idrici positivi verso l'alto. Per fare uso di un unico sistema di riferimento, si devono considerare i carichi crescenti nel tempo (positivi verso il basso). In questo caso dalla conoscenza della quota del livello idrico iniziale il programma ricava gli abbassamenti. In alternativa si può supporre il pozzo con livello idrico iniziale a livello del mare, in questo caso i carichi coincidono con gli abbassamenti.

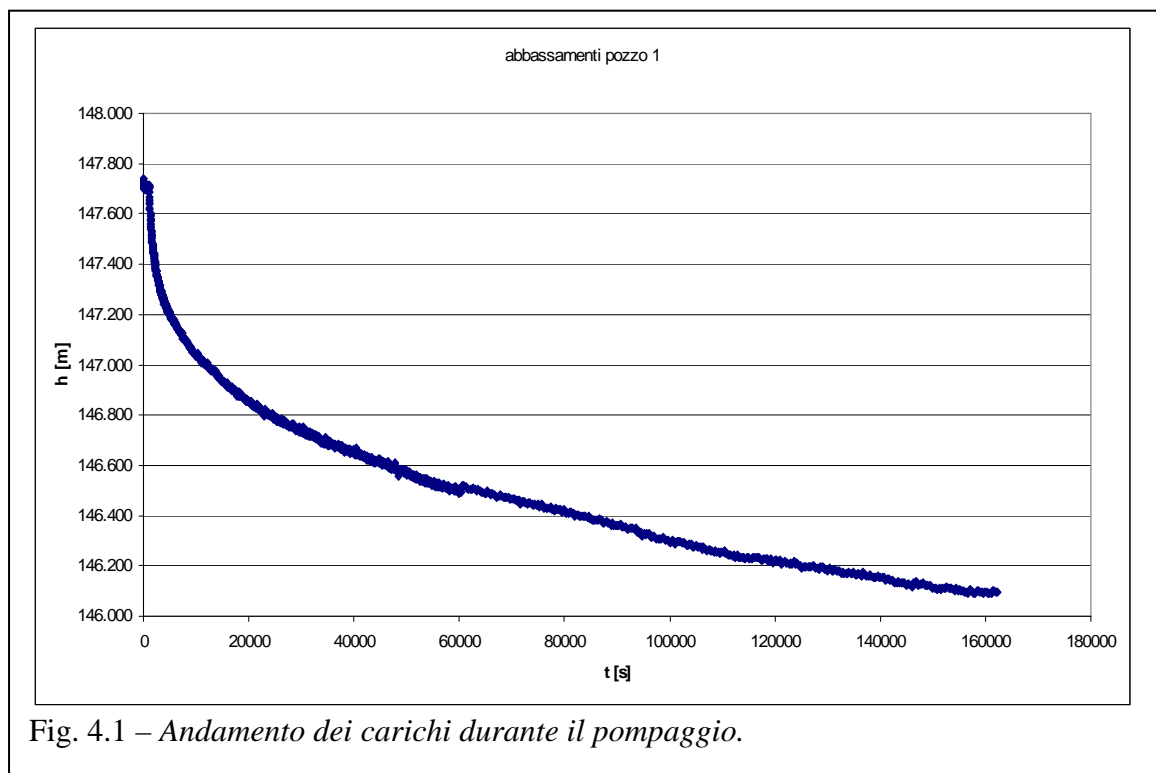
Una volta acquisiti e disegnati i punti, il programma è capace di rappresentare i dati sui diversi abachi ed in funzione delle varie variabili ridotte presenti nei metodi interpretativi presenti in letteratura. L' AquiferTest è in grado di utilizzare il metodo di Theis con e senza l'approssimazione proposta da Cooper e Jacob, sia in emungimento che in risalita, l'approccio di Neuman, le metodologie di Hantush, Bower e Rice, Hvorslev, Moench, le prove di emungimento a portata variante a gradini, con i metodi di Theis con e senza Cooper e Jacob, le prove eseguite in terreni fratturati.

Una volta riprodotti i punti sul grafico di letteratura il programma provvede a calibrare i parametri della curva parametrica che danno luogo alla curva teorica che meglio approssima i dati sperimentali.

L'AquiferTest utilizza indistintamente tutti i dati, usando anche quei dati che non si comportano secondo la distribuzione relativa al metodo sperimentale in uso, quei dati che non sono stati registrati secondo le posizioni teoriche del metodo, o quei dati che non sono relativi ad un emungimento non ancora portato al regime di portate prescritte dal metodo. Questo problema viene superato grazie alla possibilità che offre il programma, di modificare la curva così come dedotta per ottimizzazione dei punti sperimentali, ovvero di calibrare manualmente i parametri della curva sui dati sperimentali. Questo fa sì che l'operatore possa gestire i dati in modo da dare più peso ai dati che sono adeguati allo studio del problema con il metodo prescelto.

4.2 Interpretazione con la soluzione di Theis

I dati di abbassamento raccolti nella campagna di pompaggio del 8-9 ottobre 2001, rilevati ogni 5 s per un totale di 162295 s e 1631 dati, con pompaggio nel pozzo N.° 5 e misura degli abbassamenti nel pozzo N.° 1. Si riporta l'andamento dei carichi e delle velocità cumulata (per osservarne l'andamento) di emungimento durante il pompaggio (Figg. 4.1 e 4.2).



Il livello idrico iniziale in stato di quiete è di 147,74 m s.l.m.m., la portata è costante su tutta la prova di 1,18 l/s.

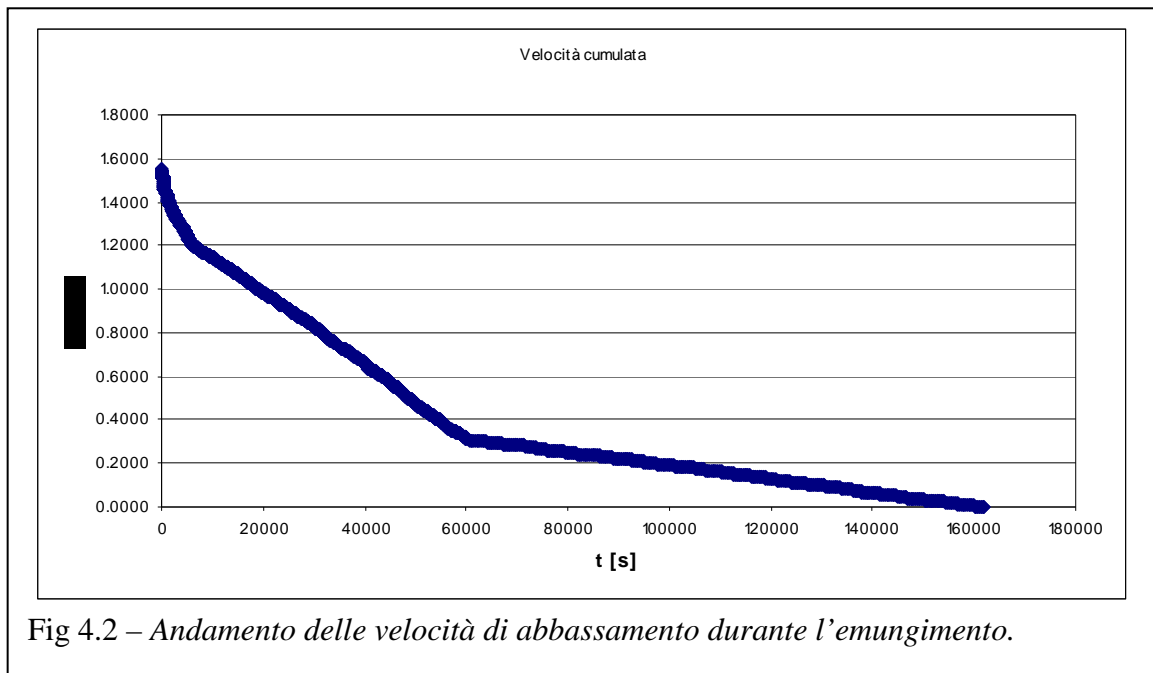


Fig. 4.2 – *Andamento delle velocità di abbassamento durante l'emungimento.*

Gli abbassamenti sono riportati nell'elaborato fornito dall' AquiferTest, insieme alla curva di Theis che meglio interpreta i dati sperimentali (fig. 4.3).

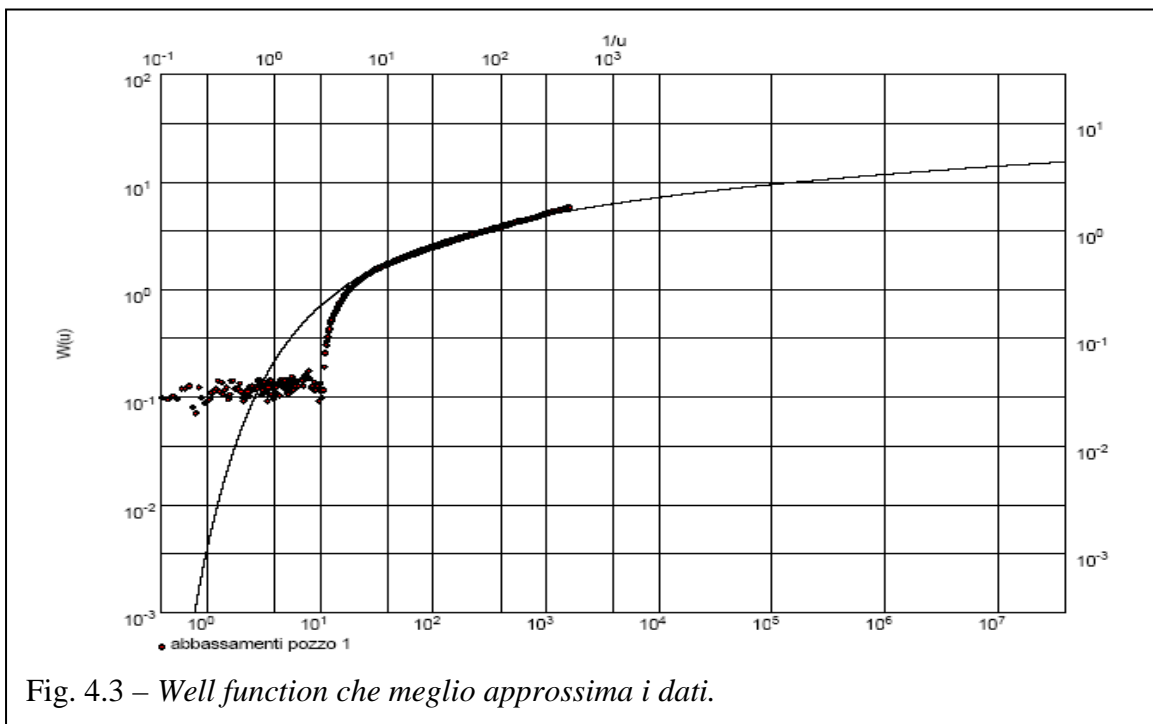


Fig. 4.3 – *Well function che meglio approssima i dati.*

Si è preferito dare più rilevanza alla seconda metà dei dati perché si dispongono meglio secondo la distribuzione di Theis: si lasciano meglio interpretare da questo modello. Inoltre i punti della prima parte possono essere affetti da errori dovuti all'inizio dell'operazione di

pompaggio, dall'effetto dovuto al volume liquido presente nel pozzo all'inizio ed alla possibilità che la lente di argilla non si comporta completamente da isolante ma da acquitardo, lasciando defluire acqua in piccole quantità dalla formazione superiore, tale ipotesi è supportata dal fatto che si hanno delle oscillazioni nella misura degli abbassamenti nella distribuzione degli abbassamenti.

I parametri idrodinamici che secondo questa interpretazione caratterizzano l'acquifero sono la trasmissività idraulica $T = 3,33 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ e coefficiente di immagazzinamento $S = 5,3 \times 10^{-3}$.

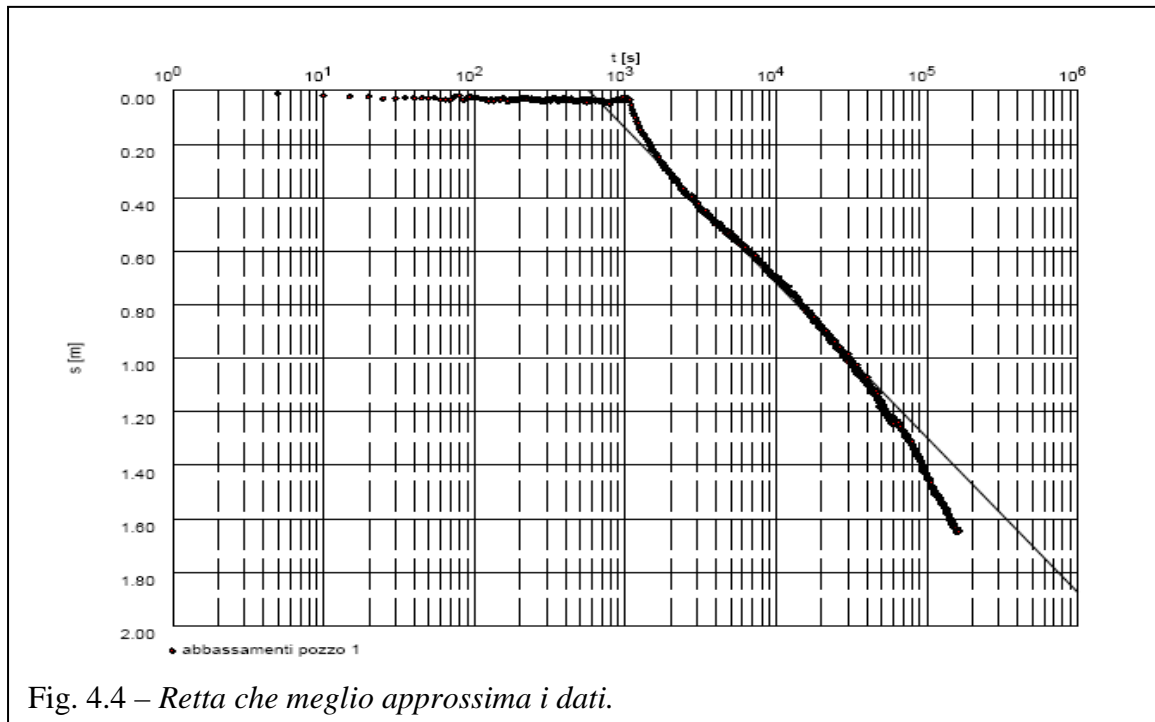
4.3 Interpretazione con la soluzione di Theis con l'approssimazione di Cooper e Jacob

La precedente prova di pompaggio, è stata interpretata con la soluzione di Theis e l'approssimazione proposta da Cooper e Jacob, i dati di carichi idraulici e abbassamenti sono quelli della prova precedente mentre il grafico viene riportato in figura 4.4. In questo caso basta che la retta interpreti bene un tratto della serie sperimentale per avere delle stime estremamente affidabili, nei limiti dell'approssimazione fornita dal metodo. Tali limiti prevedono che risulti accettabile un errore tale che $\frac{1}{u} \geq 100$ secondo la trattazione di De Marsily (1986), che per $\frac{1}{u} = 100$ prevede un errore dello 0,3%. Secondo la trattazione di Frega, Troisi, Straface (2004), risulta accettabile un errore del 6%, ricordando che tale trattazione si rifà anche agli studi eseguiti sui pozzi usati in questa prova, si possono considerare accettabili i risultati che entrano nell'errore proposto da quest'ultima trattazione, tenendo presente che sono risultati pregevoli quelli che restano nell'ordine di grandezza proposto da De Marsily.

In questo caso i parametri idrodinamici che caratterizzano l'acquifero sono la trasmissività idraulica $T = 3,73 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ e coefficiente di immagazzinamento $S = 4,81 \times 10^{-3}$.

Questa approssimazione interpreta bene ed in modo maturo i dati dopo circa 3000 s che corrispondono da un valore di $\frac{1}{u} = 10$ che secondo le stima di De Marsily corrisponde ad un errore del 5,2%, la buona interpretazione dei dati si estende fino a circa 33000 s che corrisponde alla condizione di De Marsily. In definitiva si può considerare l'approssimazione accettabile sulla base delle precedenti osservazioni.

Queste stime confrontate con quelle della soluzione non approssimata, sono da considerarsi abbastanza fedeli, inoltre vista la semplicità del metodo, risultano confortanti sulla scelta interpretativa fatta per la soluzione non approssimata di Theis.



4.4 Interpretazione nel tridimensionale in acquifero confinato: interpretazione di Hantush.

Nel 1955 Hantush e Jacob proposero una soluzione che tiene in conto il deflusso verticale. Le ipotesi su cui poggia questo metodo sono:

- L'acquifero è stratificato, confinato e di estensione infinita;
- L'acquifero e gli strati di confinamento sono omogenei, isotropi nel piano orizzontale ed hanno potenza costante;
- Prima della prova di pompaggio il carico nell'acquifero è orizzontale;
- L'acquifero è pompato a portata costante;
- Il pozzo è completamente penetrante;
- L'acqua immagazzinata all'inizio del pompaggio è scaricata istantaneamente;
- Il diametro del pozzo è sufficientemente piccolo da poter considerare trascurabile il volume immagazzinato ad inizio pompaggio

Il concetto di base è quello che gli strati di confinamento degli acquiferi consentano la percolazione verticale, ma che negli acquitardi non vi sia immagazzinamento. Gli abbassamenti nel pozzo di pompaggio, ad una profondità nota nell'acquifero ed ad una distanza radiale R dal centro pozzo di pompaggio nella parte filtrante L , B è la potenza della falda, r e z le generiche componenti radiali e verticali, in un acquifero artesiano e fratturato, possono essere descritti da:

$$(4.1) \quad \frac{\partial^2 h}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial h}{\partial r} - \frac{hK'}{Tb'} = \frac{S}{T} \frac{\partial h}{\partial t}$$

Dove l'apice indica che ci si riferisce ai parametri dello strato di confinamento che superiore, che impone la percolazione.

La soluzione proposta è:

$$(4.2) \quad s = \frac{Q}{4\pi T} \int_u^\infty \frac{1}{y} e^{-y - \frac{r^2}{L^2 y}} dy$$

Ovvero:

$$(4.3) \quad s = \frac{Q}{4\pi T} W\left(u, \frac{r}{L}\right)$$

Successivamente nel 1964 Mahdi S. Hantush pubblicò il libro "Hydraulics of Wells" dove fornisce una soluzione analitica per il deflusso nei pozzi per gli acquiferi fratturati, che può essere usata per analizzare le prove di pompaggio a portata costante da pozzi singoli.

Questa è una soluzione pienamente tridimensionale, che fornisce una soluzione diretta per i pozzi non completamente penetranti e stima il rapporto fra anisotropia verticale e radiale. Le ipotesi su cui poggia questo metodo sono:

- L'acquifero è stratificato, confinato e di estensione infinita;
- L'acquifero è omogeneo, isotropo nel piano orizzontale ed ha potenza costante;
- Prima della prova di pompaggio il carico nell'acquifero è orizzontale;
- L'acquifero è pompato a portata costante;
- Le perdite non lineari nel pozzo sono trascurabili;
- Non si può trascurare l'invaso del pozzo;
- Flusso e pozzo non sono in stato d'equilibrio;
- Il pozzo può essere completamente o parzialmente penetrante;

- Il coefficiente di immagazzinamento dell'acquifero può essere stimato con ragionevole accuratezza.

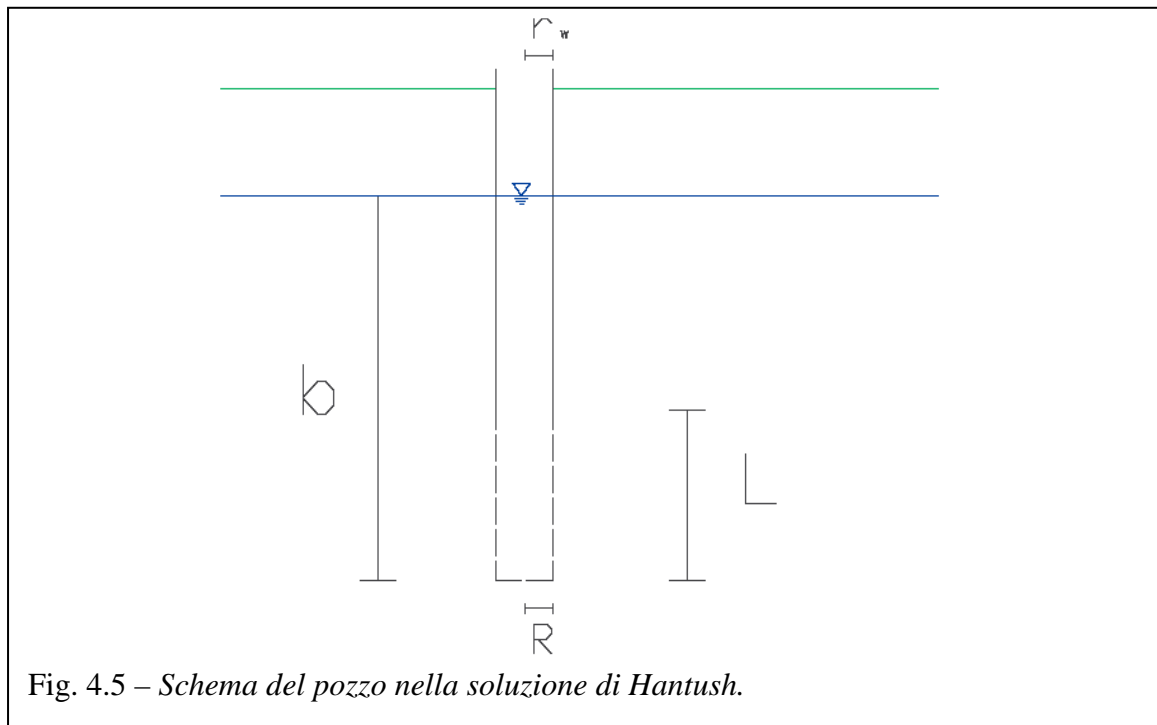


Fig. 4.5 – Schema del pozzo nella soluzione di Hantush.

Gli abbassamenti nel pozzo di pompaggio sono interpretati in un sistema che presenta una profondità nota nell'acquifero ed una distanza radiale R dal centro pozzo di pompaggio, una parte filtrante L (fig. 4.5), dove B è la potenza della falda, r e z le generiche componenti radiali e verticali, in un acquifero artesiano e stratificato, possono essere descritti da:

$$(4.4) \quad \left\{ \begin{array}{l} s = \left(\frac{Q}{4\pi K_r B} \right) \left\{ W \left(u_r, \frac{r}{B_r} \right) + \int \left(u_r, \frac{r}{B}, \frac{r}{B_r}, \frac{b-L}{B}, \frac{b}{B}, \frac{z}{B} \right) \right\} \\ u_r = \frac{r^2}{4\nu_r t} \\ \nu_r = \frac{K_r B}{S} \\ B_r^2 = \frac{K_r B}{K' / B'} \end{array} \right.$$

$$(4.5) \quad \int \left(u_r, \frac{r}{B}, \frac{r}{B_r}, \frac{b-L}{B}, \frac{b}{B}, \frac{z}{B} \right) = \left[\frac{2B}{\pi L} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left[\sin \left(\frac{n\pi b}{B} \right) - \sin \left(\frac{n\pi(b-L)}{B} \right) \right] \cos \left(\frac{n\pi z}{B} \right) \right] \cdot W \left(u_r, \sqrt{\left(\frac{r}{B_r} \right)^2 + \left(\frac{K_z}{K_r} \right) \left(\frac{n\pi}{B} \right)^2} \right)$$

Bisogna correggere analiticamente i dati provenienti da acquiferi non confinati. Se il pozzo è pompato ad elevate portate gli effetti delle perdite non lineari al suo interno si fanno sentire, in

questo caso è necessario correggere i dati. Operativamente si procede similmente alla procedura di Theis ma usando gli abachi proposti da Hantush (Fig. 4.6).

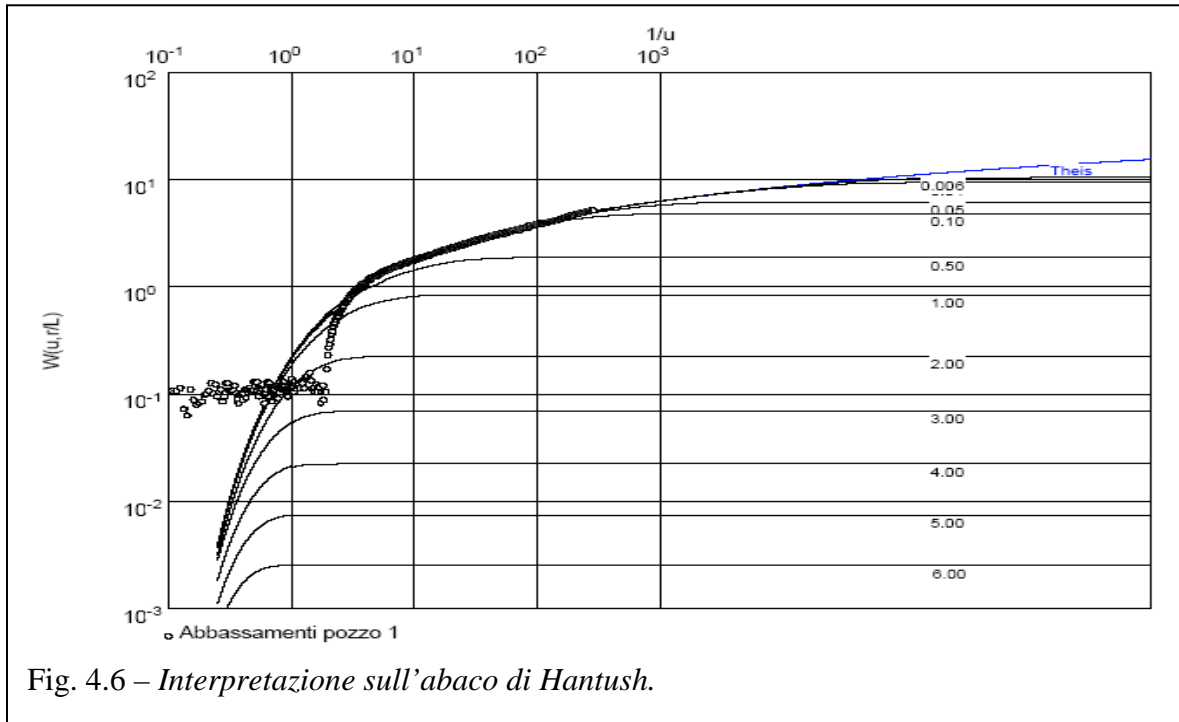


Fig. 4.6 – Interpretazione sull'abaco di Hantush.

Le prove eseguite sull'acquifero di Montalto possono essere interpretate con l'aiuto dell'AquiferTest. I risultati sono stati interpretati sulla seconda parte dei dati per le stesse motivazioni delle interpretazioni precedenti. Si trovano valori di trasmissività $T=2,96 \times 10^{-4}$ m^2/s , che per l'acquifero in parola di potenza 44 m corrisponde ad una conducibilità idraulica di $K=6,74 \times 10^{-6}$ m/s , una resistenza idrica di $9,35 \times 10^9$ s, inoltre il coefficiente di immagazzinamento è $S=6,67 \times 10^{-3}$, risulta che il rapporto $r/L=0,006$. Questi dati risultano in linea con quelli ricavati in precedenza.

4.5 Interpretazione in falda confinata con il metodo di Moench.

Il metodo sviluppato da Moench nel 1993 è sostanzialmente un'estensione della soluzione sviluppata da Neuman nel 1972, per la caratterizzazione di acquiferi omogenei, anisotropi sia in falda confinata che non confinata, e con pozzi completamente o parzialmente penetranti. La soluzione proposta da Moench verrà proposta in seguito a proposito del moto in falda freatica, per il momento basta osservare che si usano solo le prime due componenti dell'equazione che descrive gli abbassamenti. Si osserva inoltre che la stessa per acquiferi confinati e con pozzi completamente penetranti è riconducibile alla soluzione di Theis. La soluzione presenta un abaco come quello di Theis, ed analogamente si procede per la caratterizzazione dell'acquifero.

L'uso di AquiferTest permette una semplice gestione del metodo di Moench che risulterebbe altrimenti difficile da maneggiare.

L'acquifero in esame presenta la distribuzione dei punti sulla curva riportata in fig. 4.7

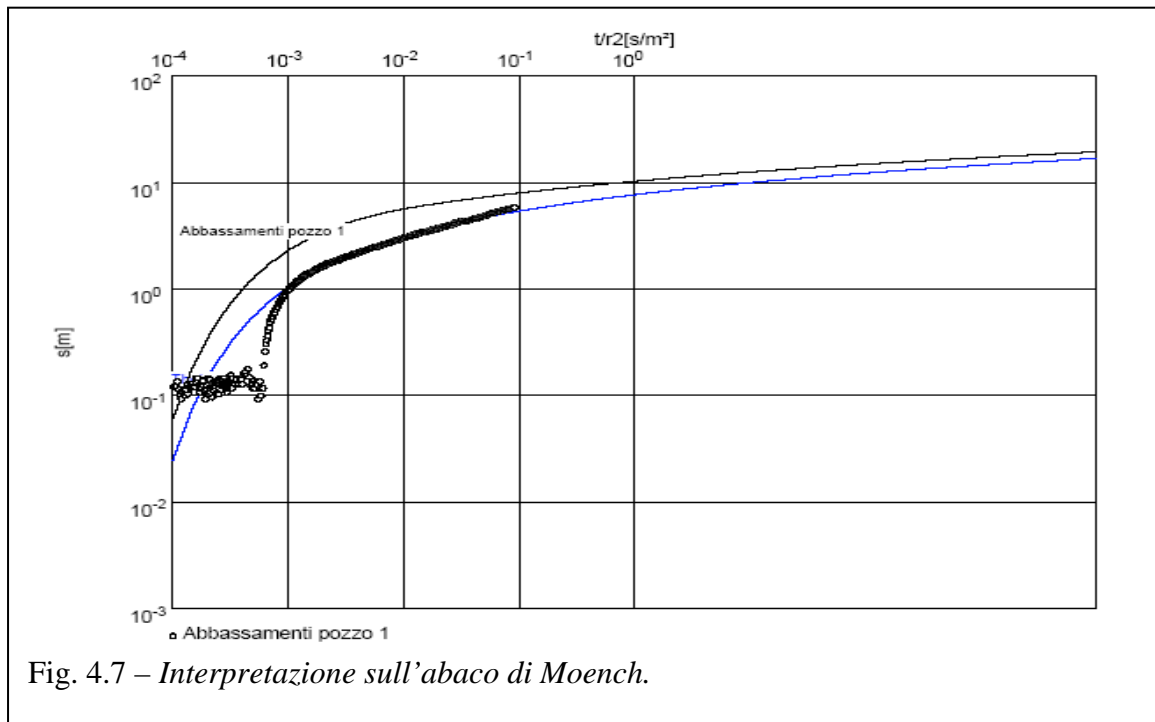


Fig. 4.7 – Interpretazione sull'abaco di Moench.

Questo comporta che la trasmissività risulta $T=3,33 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$, che per l'acquifero in parola di potenza 44 m corrisponde ad una conducibilità idraulica di $K_H=7,57 \times 10^{-6} \text{ m/s}$ ed una conducibilità idraulica verticale di $K_V=7,57 \times 10^{-7} \text{ m/s}$, inoltre il coefficiente di immagazzinamento è $S=5,92 \times 10^{-3}$. Anche in questo caso si può constatare che l'ordine di grandezza è lo stesso dei precedenti.

4.6 Interpretazione in falda freatica con l'approccio di Neuman.

In base alla considerazione che con portate relativamente grandi l'acquifero profondo possa lavorare in condizione di falda freatica, si è proceduto all'indagine dei parametri idrodinamici in tale situazione.

Si è fatto uso dell'approccio di Neuman relativamente alla prova di pompaggio del 12 aprile 1999, eseguita a portata costante con portata di 3,93 l/s ed gli abbassamenti sono stati registrati ogni 60 s per un totale di 88 dati. Il pozzo di pompaggio e il pozzo N.° 11, quello di osservazione è il pozzo N.° 5. Si riporta l'andamento dei carichi e delle velocità cumulate (per osservarne l'andamento) di emungimento durante il pompaggio (Figg. 4.8 e 4.9). Anche questa interpretazione è stata elaborata con l'AquiferTest.

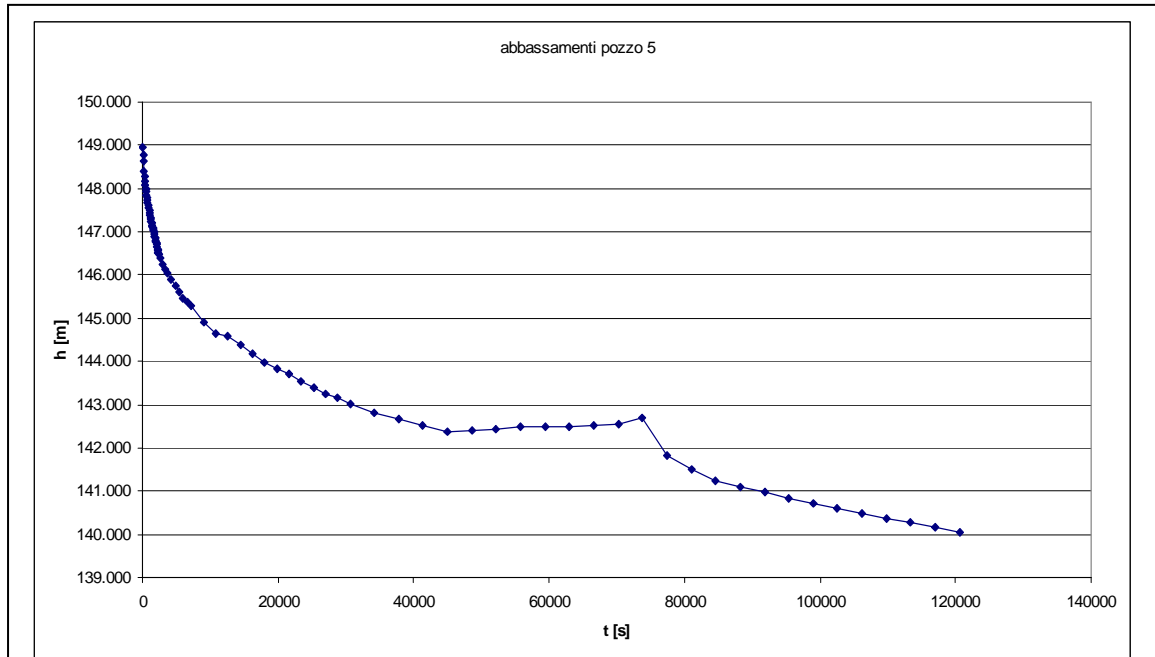


Fig. 4.8 – Andamento del carico durante l'emungimento.

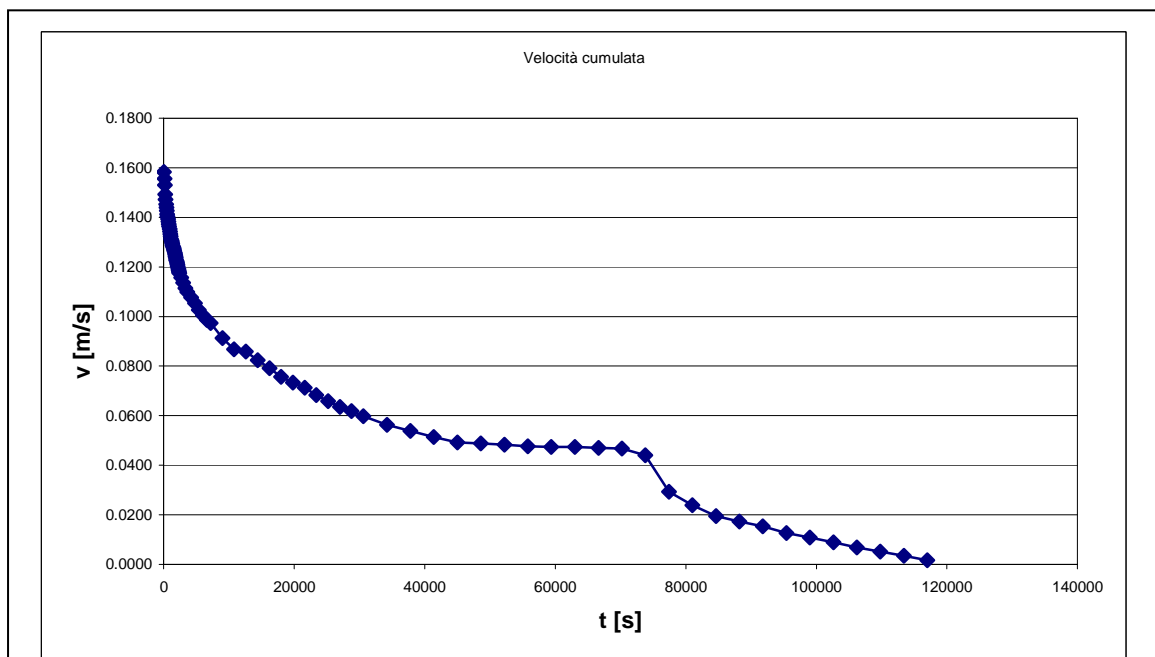


Fig. 4.9 – Andamento delle velocità cumulate durante l'emungimento.

Gli abbassamenti sono riportati nell'elaborato prodotto dall' AquiferTest.

L'interpretazione secondo l'approccio di Neuman si esegue in due fasi. Prima si procede all'interpretazione dei punti sulla curva di Theis di sinistra, curva A (Fig. 4.10), questa operazione da luogo alla stima della trasmissività idraulica $T = 2,15 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ e del coefficiente di immagazzinamento $S = 5,99 \times 10^{-4}$, nonché del parametro $\eta = 0,001$.

Successivamente si adagiano i punti sperimentali sulla curva di Theis di destra, curva B (Fig. 4.11) da qui si può ricavare il rendimento specifico $S_y = 5,99 \times 10^{-4}$.

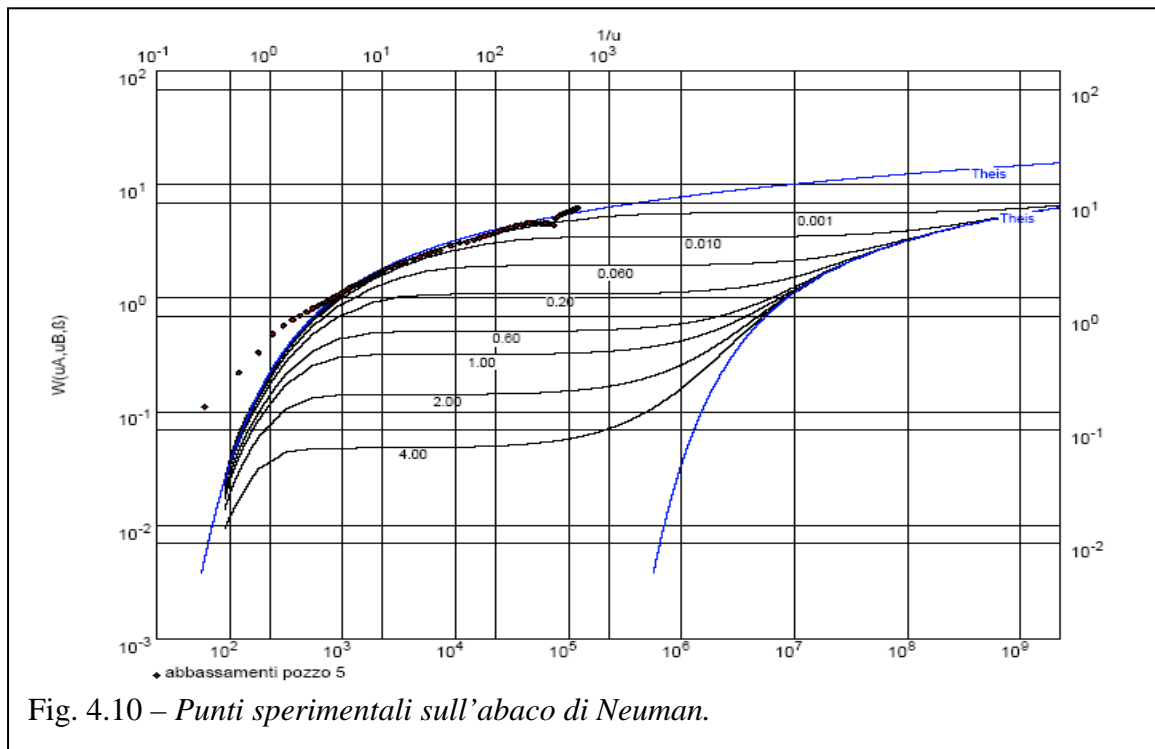


Fig. 4.10 – *Punti sperimentali sull'abaco di Neuman.*

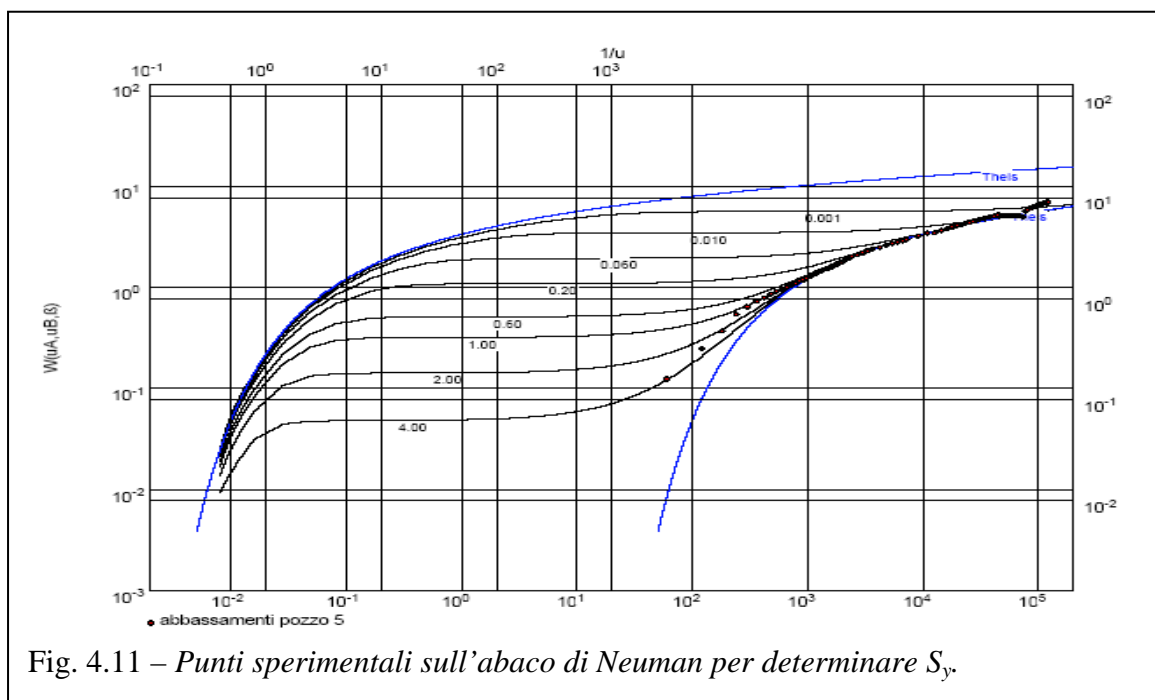


Fig. 4.11 – *Punti sperimentali sull'abaco di Neuman per determinare S_y .*

Anche in questa interpretazione si è scelto di dare più peso ai punti che rappresentano uno stadio maturo della prova. Si può osservare che per la trasmissività non è cambiato l'ordine di grandezza, mentre si è radicalmente trasformato il coefficiente di immagazzinamento. Non deve meravigliare, infine, la coincidenza del coefficiente di immagazzinamento con il

rendimento specifico, infatti in falda freatica entrambi rappresentano il volume dei vuoti disponibile al moto e allo stazionamento dell'acqua.

4.7 Interpretazione in falda freatica con la soluzione di Moench.

La condizione di falda freatica può essere sviluppata con il metodo di Moench.

La soluzione di Moench (1993), estensione della soluzione sviluppata da Neuman nel 1972, è usata per la caratterizzazione di acquiferi omogenei, anisotropi sia in falda confinata che non confinata, e con pozzi completamente o parzialmente penetranti. Le ipotesi di sotto cui si sviluppa questa soluzione sono:

- Acquifero infinitamente esteso
- Acquifero omogeneo ed isotropo orizzontalmente
- Abbassamento trascurabile rispetto al carico idraulico in condizioni indisturbate D
- La superficie piezometrica è costante prima del pompaggio
- Il pozzo è pompato a portata mediata.
- Il diametro del pozzo è sufficientemente piccolo da poter considerare trascurabile il volume immagazzinato ad inizio pompaggio.

La soluzione proposta da Moench prevede che al termine di abbassamento proposto da Theis si aggiunga una variazione dovuta alla non completa penetrazione dei pozzi (componente di Hantush) ed una variazione dovuta agli effetti della superficie freatica (componente di Neuman):

$$(6) \quad s_D = (\gamma, \beta, z_D, t_D) = s_{DT} + \Delta s_{DH} + \Delta s_{DN}$$

Dove:

$$(7) \quad \beta = \frac{r_w^2 K_v}{D^2 K_H}$$

(8) $\sigma = S/S_y$, con S ed S_y sono il coefficiente di immagazzinamento ed il rendimento specifico.

$$(9) \quad z_D = b/D \quad , \text{profondità dimensionale del pozzo}$$

$$(10) \quad t_D = TS t/r^2 \quad , \text{tempo adimensionale}$$

(11) $\gamma = \alpha b S_y / K_z$, parametro di interpretazione adimensionale che descrive la diluizione degli abbassamenti nel tempo con α costante empirica.

Come accennato le componenti di abbassamento sono:

- La componente di Theis s_{DT} , derivante dalla soluzione di Theis del 1935.

- La componente di Hantush Δ_{SDH} , che rappresenta una correzione dovuta alla non completa penetrazione del pozzo.
- La componente di Neuman Δ_{SDN} , che rappresenta una correzione dovuta agli effetti della superficie freatica.

La distribuzione dei punti sulle curve è stata eseguita con AquiferTest, che produce, in questo caso, una ottima interpretazione.

I punti sono relativi agli abbassamenti registrati durante la prova di pompaggio del 12 aprile 1999, eseguita a portata costante con portata di 3,93 l/s con pozzo di pompaggio nel pozzo N.° 11, e di osservazione nel pozzo N.° 5. Tali dati si distribuiscono sulla curva di Theis di sinistra favorendo quelli della seconda parte (Fig. 4.12).

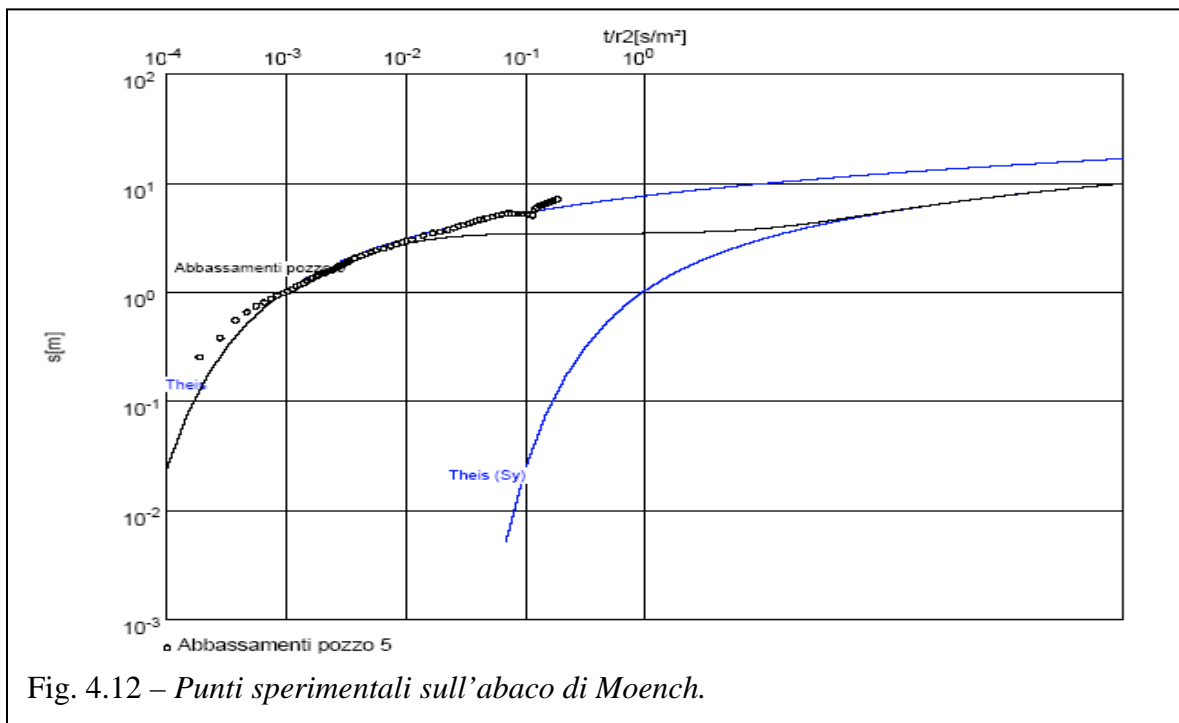
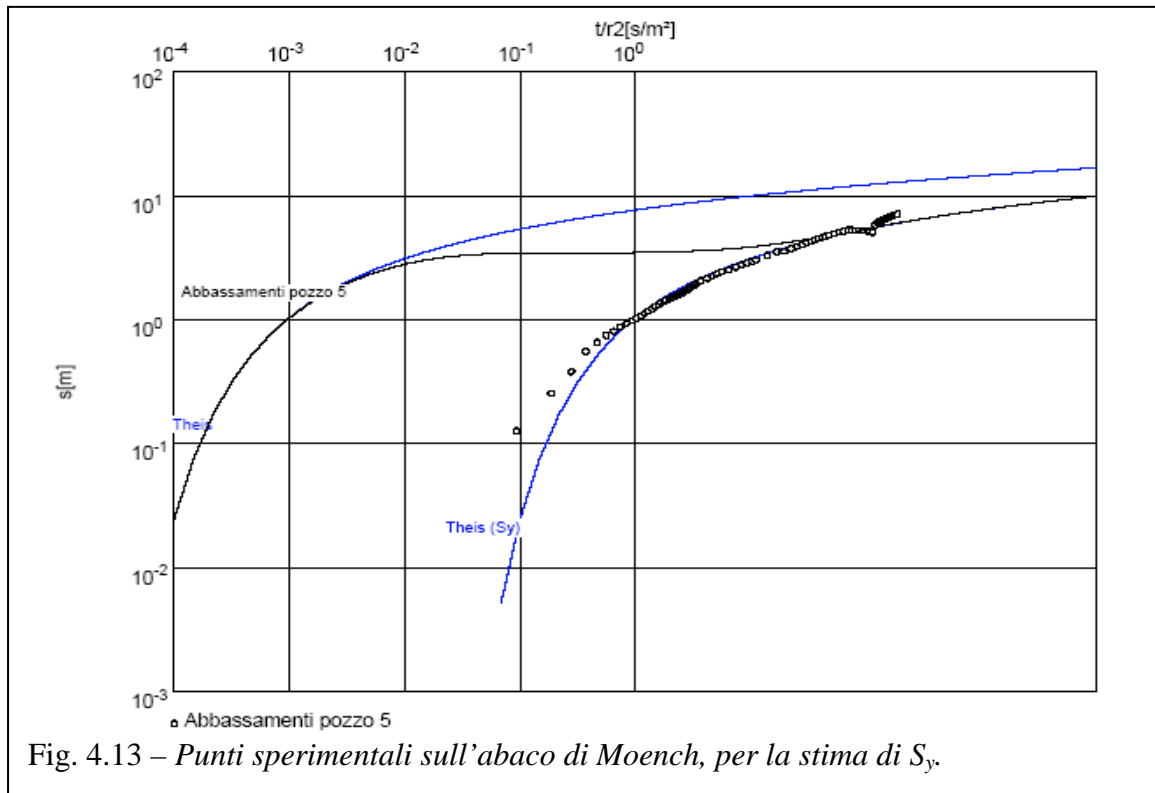


Fig. 4.12 – *Punti sperimentali sull'abaco di Moench.*

Per la quale risultano trasmissività idraulica $T = 2,48 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ e del coefficiente di immagazzinamento $S = 5,99 \times 10^{-4}$, conducibilità idraulica di $K_H=5,64 \times 10^{-6} \text{ m/s}$ ed una conducibilità idraulica verticale di $K_V=5,64 \times 10^{-7} \text{ m/s}$, successivamente si adagiano i punti sperimentali sulla curva di Theis di destra, (Fig. 4.13) da qui si può ricavare il rendimento specifico $S_y = 4,95 \times 10^{-4}$.



5 Il metodo grafico semplificato proposto da Neuman, Guadagnini, Riva.

La stima dei parametri che caratterizzano un acquifero viene eseguita tramite il metodo grafico semplificato proposto da Neuman, Guadagnini, Riva e pubblicato nel 2004 da “Water Resource Research” nel volume 40, chiamato “Abachi della stima dell’eterogeneità statistica”. Questo è in grado di fornire oltre la media, la varianza, e la scala integrale della trasmissività idraulica.

L’analisi delle prove di pompaggio ha evidenziato soluzioni definite su domini semplici e costituite da una o poche proprietà idrauliche uniformi sul dominio. Solo di recente si è spostata l’attenzione su metodi che indagano sulla variabilità spaziale dei parametri idraulici, e che permettono di caratterizzare le sottosuperfici, sulla base di prove di pompaggio multiple cross-hole.

L’approccio proposto da Neuman, Guadagnini, Riva (2004) è un metodo grafico semplice, che partendo da dati di pompaggio, rinuncia alla possibilità di descrivere puntualmente nello spazio i parametri idraulici al fine di stimarne la media geometrica, la varianza e la scala integrale. Il parametro oggetto di studio è la trasmissività puntuale a scala logaritmica. Per

trasmissività puntuale a scala logaritmica si intende una funzione che varia sulle distanze orizzontali trascurabili rispetto alla spaziatura caratteristica fra i pozzi.

Questo metodo è stato ricavato a partire da una popolazione teorica di pozzi, simulata con un generatore casuale di carichi, facendo variare la media di carico ed abbassamento con la distanza radiale dal pozzo. In questo studio è stato considerato un moto in stato stabile, con media bidimensionale e condizioni al contorno di carico note alla distanza radiale R (raggio d'influenza) dal pozzo dove il raggio R evolve nel tempo, in analogia con la condizione di moto uniforme.

Definita la trasmissività puntuale a scala logaritmica come:

$$(5.1) \quad Y = \ln T$$

Distribuita come una gaussiana multivariata, statisticamente omogenea e a campi isotropi casuali, aventi media costante sulla popolazione, $\langle Y \rangle$, varianza σ^2 e scala integrale λ in un pozzo completamente penetrato di raggio $r_w \ll \lambda$. Al di sotto della media di deflusso in stato quasi stabile, il gradiente idrico non dipende dal tempo:

$$(5.2) \quad Q = 2\pi r T_a \frac{d \langle h(r) \rangle}{dr}$$

Dove T_a è la trasmissività apparente, funzione di r e di h , mentre il carico idraulico viene denotato con $\langle h \rangle$ poiché si indica così la media sulla popolazione.

Dalla simulazione Monte Carlo condotta da Neuman e Orr nel 1993 si evince che, per la condizione:

$$(5.3) \quad T_a(r) = T_G$$

si ha che

$$(5.4) \quad T_G = e^{\langle Y \rangle}, \quad \text{media geometrica di } T$$

con Y con covarianza esponenziale e σ^2 così larga come 4, si ha che

$$(5.5) \quad 2\lambda \ll r \ll R.$$

Sono stati elaborati gli abachi a partire da dati ottenuti da 2000 simulazioni Monte Carlo, con generazioni casuali di gaussiana della trasmissività locale a scala logaritmica, ottenuta con il simulatore sequenziale di gaussiane (S.G.SIM.), di messo a punto da Deutsch e Journel nel 1998. Dalla simulazione condotta da Riva et al. Nel 2001, ad opera di Riva et al., si ha una conferma di ciò quando la covarianza di Y è gaussiana. Laddove entrambi i settaggi dei risultati ottenuti dalla simulazione Monte Carlo forniscono una gaussiana Y multivariata, la soluzione di Riva et al. è una distribuzione libera, dove valgono ancora la (5.3) e la (5.4), per cui integrando fra 2λ ed r si ha:

$$(5.6) \quad \Delta \langle h(r) \rangle = \langle h(r) - h(2\lambda) \rangle = \frac{Q}{2\pi T_G} \ln \frac{r}{2\lambda} = \frac{2.303 \cdot Q}{2\pi T_G} \log \frac{r}{2\lambda}$$

Inoltre si può scrivere che se si pone:

$$(5.7) \quad T_H = T_G e^{\frac{\sigma^2}{2}}$$

si ha:

$$(5.8) \quad \lim_{r \rightarrow r_w} T_a = T_H \quad \forall r/\lambda$$

Gli stessi risultati ottenuti da Neuman e Orr per r_w finito corrispondono a quelli ottenuti da Riva et al. per r_w nullo. Analogamente Degan nel 1999 ha dimostrato, dove c'è ne fosse ancora bisogno, che il comportamento di $T_a(r)/T_G$ è diverso da:

$$(5.5) \quad 2\lambda \leq r \ll R$$

alla:

$$(5.9) \quad r_w \leq r \leq 2\lambda.$$

In quest'ultimo caso si ha una cubica polinomiale a derivate nulle in r_w e 2λ :

$$(5.10) \quad T_a(r) = \varphi_H(\alpha) \cdot T_H + \varphi_G(\alpha) \cdot T_G$$

Dove si pone:

$$(5.11) \quad \alpha = \frac{r}{2\lambda}$$

$$(5.12) \quad \varphi_H(\alpha) = 1 - 3\alpha + 2\alpha^3$$

$$(5.13) \quad \varphi_G(\alpha) = 3\alpha^2 - 2\alpha^3$$

Dalla (5.7) si può scrivere che:

$$(5.14) \quad T_H/T_G = e^{\frac{\sigma^2}{2}}$$

Per cui si ha che per il campo denotato dalla (5.9) la variazione di carico si scrive:

$$(5.15) \quad \Delta \langle h(r) \rangle = \langle h(2\lambda) - h(r) \rangle = \frac{Q}{2\pi T_G} F(\alpha, \sigma^2)$$

Con :

$$(5.16) \quad F(\alpha, \sigma^2) = \int_{\alpha}^1 \frac{d\alpha}{\alpha \left[e^{\frac{\sigma^2}{2}} (1 - 3\alpha^2 + 2\alpha^3) + (3\alpha^2 - 2\alpha^3) \right]}$$

In generale combinando la (7) con la (15) si ha tutto il campo da r_w ad R:

$$(5.17) \quad \langle h(\alpha) \rangle = \langle h(1) \rangle + \frac{Q}{2\pi T_G} W(\alpha, \sigma^2)$$

Dove:

$$(5.18) \quad W(\alpha, \sigma^2) = \left[H(\alpha-1) 2.303 \log \alpha - H(\alpha-1) F(\alpha, \sigma^2) \right]$$

ed H è la funzione di Hevisides.

Gli abbassamenti sono stati definiti in modo non convenzionale, in luogo della classica definizione:

$$(5.19) \quad \Delta h = h(r, \theta) - H_R$$

Dove θ è la posizione angolare, che può essere indicata con:

$$(5.20) \quad \Delta \theta = \theta_1 - \theta_2$$

Che è valida in entrambi i campi indicati dalla (5.5) e dalla (5.9), cosicché la (5.19) diventa:

$$(5.21) \quad \Delta h(r_1, \theta_1, r_2, \theta_2) = h(r_1, \theta_1) - h(r_2, \theta_2)$$

Che per il campo indicato dalla (5) diventa:

$$(5.22) \quad \Delta h(r, \Delta \theta) = h(r, \theta_1) - h(2\lambda, \theta_2)$$

Questa definizione implica una rivisitazione, in termini di notazione, della varianza:

$$(5.23) \quad \text{Var}(\Delta h) = \sigma_h^2(r_1) + \sigma_h^2(r_2) - 2 \langle h'(r_1, \theta_1) h'(r_2, \theta_2) \rangle$$

Dove si indica con $\sigma_h^2(r)$ la varianza di h in r.

La definizione data dalla (5.20) implica, poi, la seguente covarianza:

$$(5.24) \quad C_h(r_1, r_2, \Delta \theta) = 2 \langle h'(r_1, \theta_1) h'(r_2, \theta_2) \rangle.$$

Dagli studi di Riva et al. del 2001, si evince che la dipendenza angolare è causa di una seria sottostima di σ^2 , tanto da indurre ad eliminare tale dipendenza. Se si considera la media teorica degli elementi, si possono ricondurre gli abbassamenti ad abbassamenti mediati su θ , che saranno solo funzione di r, e che si possono indicare:

$$(5.25) \quad \Delta \bar{h}(r_1, r_2) = \bar{h}(r_1) - \bar{h}(r_2)$$

L'operazione eseguita è quella di un integrale fra 0 e 2π di $h(r, \theta)$:

$$(5.26) \quad \bar{h}(r) = \int_0^{2\pi} h(r, \theta) d\theta$$

Cosicché risulta:

$$(5.27) \quad \langle h(r) \rangle = \langle \bar{h}(r) \rangle$$

Allora per α unitario ($r=2\lambda$) si può studiare a partire dalla (5.6) l'andamento del termine:

$$(5.28) \quad \frac{\langle \Delta \bar{h}(r) \rangle}{Q/(2\pi T_G)}$$

Piuttosto che il suo analogo:

$$(5.29) \quad \frac{\langle \Delta h(r, \theta) \rangle}{Q/(2\pi T_G)}$$

Nell'abaco riportato dagli autori (Fig. 5.1) viene mostrato anche l'andamento delle fasce fiduciarie relative all'intervallo 2σ , date da:

$$(5.30) \quad \frac{\langle \Delta \bar{h}(r) \rangle \pm 2\sigma_{\Delta \bar{h}}}{Q/(2\pi T_G)}$$

L'approccio proposto da Neuman, Guadagnini, Riva si applica nelle situazioni di $R \gg \lambda$ dove h è funzione di r e di θ . Questo metodo è basato sul fatto che si abbia una scala integrale di Y più piccola della massima distanza fra pozzi di pompaggio e di osservazione. In accordo con l'evidenza sperimentale e la teoria idrologica, come mostrano gli studi compiuti da Neuman e Di Federico nel 2003. Il metodo ha la sua applicabilità nel campo definito dalla (5.5).

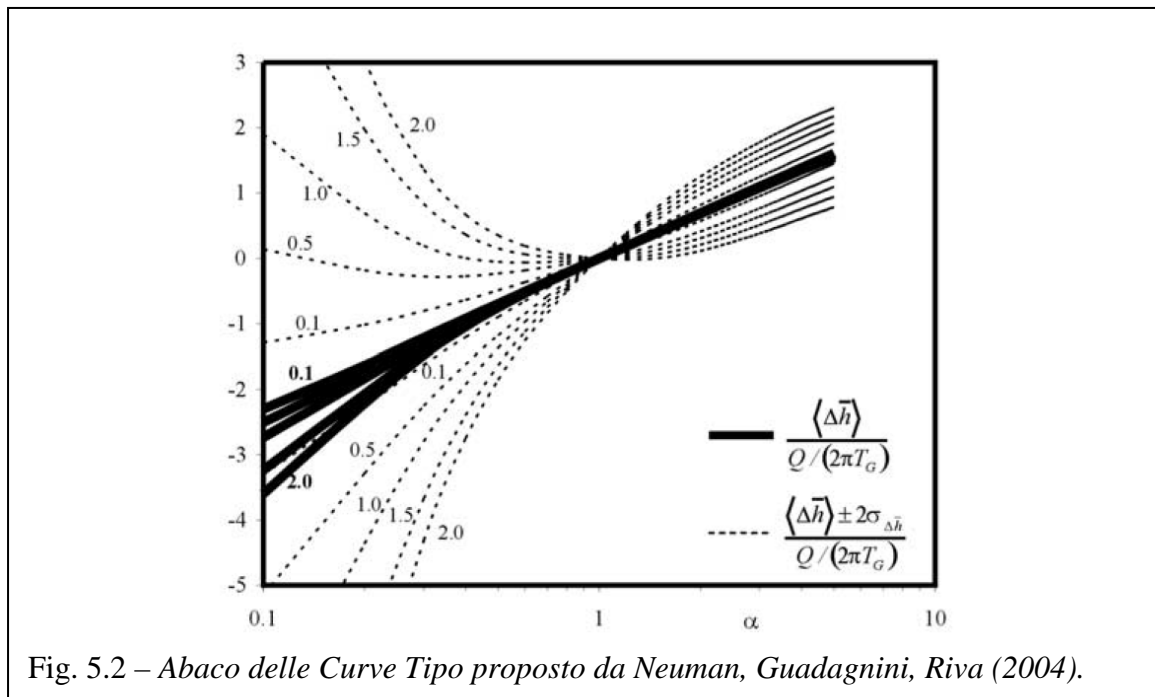


Fig. 5.2 – Abaco delle Curve Tipo proposto da Neuman, Guadagnini, Riva (2004).

In effetti la trasmissività puntuale a scala logaritmica è un parametro ricavato dalla misura della variazione carico, per tanto è chiaro che si deve fare in modo che, le stime della trasmissività puntuale a scala logaritmica siano eseguite in punti, nei quali l'andamento dei carichi misurati (o stimati con le diverse simulazioni) sia totalmente scorrelato da quello

stimato nelle altre posizioni considerate per il computo della trasmissività puntuale a scala logaritmica.

L'approccio proposto da Neuman, Guadagnini, Riva (2004) si basa sull'ipotesi di pozzi completamente penetrati, pompanti a portata costanti.

L'approccio in parola si esegue operativamente procedendo così:

1. Si riportano le h_i su r_i in carta semilogaritmica;
2. Si interpretano con una retta i dati di h_i su r_i ;
3. Si determina T_G grazie alla stima della pendenza della retta in parola:

$$(5.31) \quad \frac{2.303 \cdot Q}{2\pi T_G};$$

4. Si stima 2λ dal punto in cui i punti sperimentali cominciano a staccarsi dalla retta in questione.
5. Si riportano le in carta semilogaritmica i carichi adimensionalizzati \bar{h}_i su r_i :

$$(5.32) \quad \bar{h}_i = \frac{2\pi T_G}{2.303Q} h_i;$$

6. Si sovrappongono i risultati precedenti agli abachi proposti dagli autori, notando che i carichi differiscono dagli abbassamenti per una costante pari a $\langle h(2\lambda) \rangle$ nelle vicinanze di $\alpha=1$;
7. Si verifica che λ dalla posizione (5.11) sia basata sui corrispondenti valori di r e di α ;
8. Qualora lo si renda necessario, si modifica la stima di λ in modo da avere risultati consistenti nei passi 4 e 7;
9. Si legge o si interpola il valore della varianza σ^2 corrispondente all'incertezza del 95% dei dati appartenenti ai pozzi che rispettano la condizione (5.5) nelle vicinanze di α unitario.

In modo alternativo si può procedere analogamente nei passi 1, 2, 3, 4 e continuare così:

5. Si ottiene una stima di $\langle h(2\lambda) \rangle$ dalla retta del passo 2 in corrispondenza di 2λ ;
6. Si usa il valore di λ e di T_G per avere i gli abbassamenti adimensionali dalla:

$$(5.33) \quad \frac{2\pi T_G}{Q} [h(r_i, \theta_i) - \langle h(2\lambda) \rangle];$$

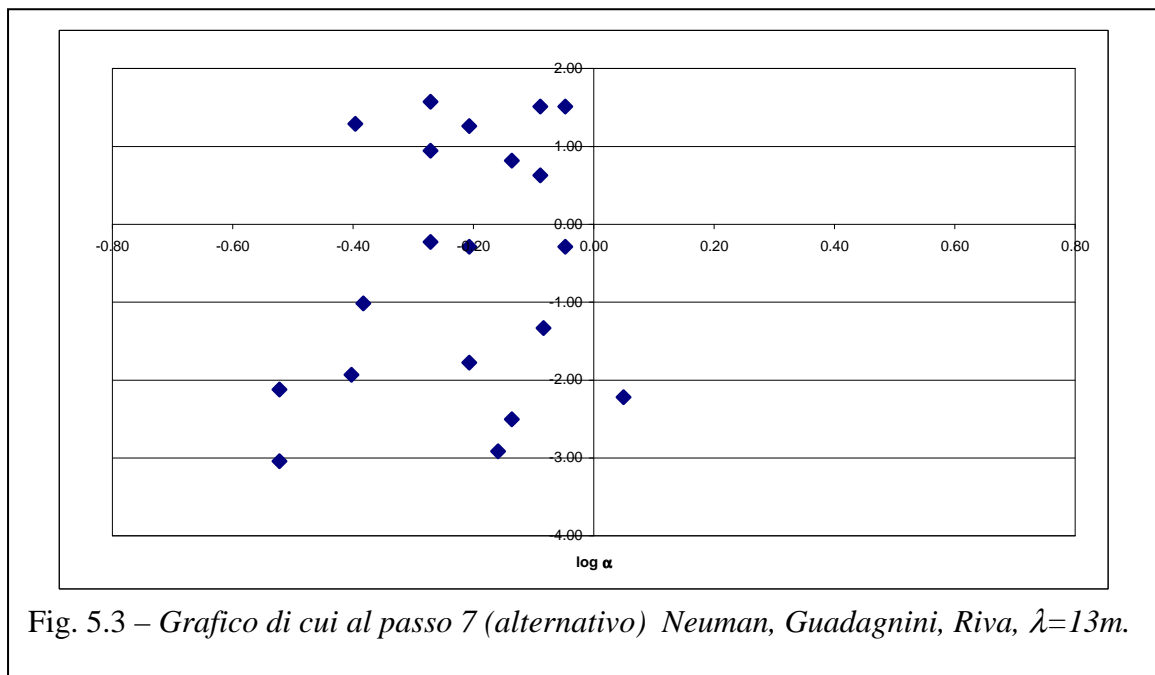
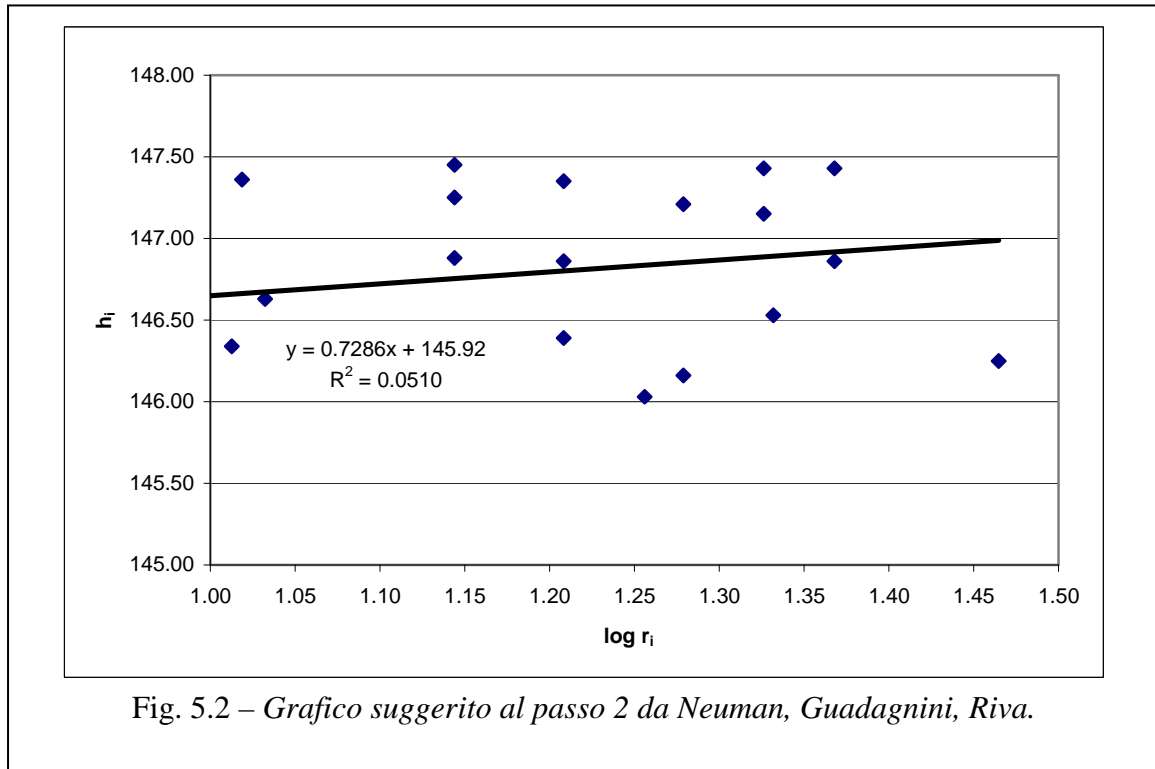
7. Si riportano i risultati di α_i dalla posizione (5.11), sui termini di cui alla (5.28) ed alla (5.30) in carta semilogaritmica;
8. Si sovrappongono questi risultati all'abaco proposto dagli autori;
9. Si verifica che λ dalla posizione (5.11) sia basata sui corrispondenti valori di r e di α ;

10. Qualora lo si renda necessario, si modifica la stima di λ in modo da avere risultati consistenti nei passi 4 e 9;
11. Si legge o si interpola il valore della varianza s^2 corrispondente all'incertezza del 95% dei dati appartenenti ai pozzi che rispettano la condizione (5.5) nelle vicinanze di α unitario.

Per quanto concerne la caratterizzazione dell'acquifero di Montalto Uffugo, tramite l'interpretazione delle prove di pompaggio sul campo pozzi del Dipartimento di Difesa del Suolo "Vincenzo Marone" dell'Università della Calabria, si deve osservare che i pozzi non sono completamente penetranti, come prescrive l'ipotesi su cui poggia il metodo grafico semplificato proposta da Neuman, Guadagnini, Riva (2004). Inoltre le prove di emungimento non sono state eseguite con le portate uguali nei diversi pozzi di pompaggio, ma con portate diverse fra loro. Per eludere il problema delle portate non costanti durante le diverse prove, si è deciso di operare l'interpretazione in oggetto utilizzando i dati di quella parte di pozzi che presentano una portata simile. Sotto questa ipotesi si è proceduto nell'interpretazione dei dati secondo il metodo delle Curve Tipo proposto da Neuman, Guadagnini e Riva (2004). Le portate emunte dai pozzi, penetranti l'acquifero confinato, sono rispettivamente: $Q_1=49,25 \text{ m}^3/\text{d}$; $Q_3=83,81 \text{ m}^3/\text{d}$; $Q_5=101,95 \text{ m}^3/\text{d}$; $Q_7=74,31 \text{ m}^3/\text{d}$; $Q_9=60,48 \text{ m}^3/\text{d}$; $Q_{11}=74,31 \text{ m}^3/\text{d}$. I pozzi utilizzati per questa interpretazione sono i numeri: 3; 7; 9; 11; che hanno portate di emungimento abbastanza vicine. Si è proceduto nell'interpretazione usando la portata media: $Q=73,23 \text{ m}^3/\text{d}$. Si è deciso di proseguire l'interpretazione comunque nonostante tre dei quattro pozzi non siano completamente penetranti. Si è proceduto all'implementazione del metodo secondo la seconda alternativa proposta dagli autori che è più schematica nella stima dei parametri:

1. Si è proceduto alla stima delle distanze dai pozzi di osservazione da quelli di emungimento, per ogni singola prova di pompaggio, riportandoli su carta semilogaritmica.
2. Si è ricavata la retta interpolante dei punti (Fig 5.2).
3. È stata stimata la trasmissività geometrica pari a $T_G = 4,27 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$.
4. Si procede nella stima della scala integrale λ . A questo punto si nota che i punti sono abbastanza distanti dalla retta interpolante, cosa confermata dal coefficiente di correlazione $R=0,226$. Il coefficiente di correlazione $R=0,226$ denota anche una scarsa attendibilità della stima della trasmissività geometrica. Si è assunto $\lambda=13\text{m}$, per i motivi elencati in seguito.

5. Si nota, allo stesso modo, che la stima di $\langle h(2\lambda) \rangle$ risulta difficile, in effetti risulta alquanto difficile stimare un punto sul grafico di figura 5.2 per il quale i punti sperimentali migliorino o peggiorino il grado di correlazione con la retta interpolante.



6. Successivamente si è proceduto ad adimensionalizzare i carichi e gli abbassamenti provenienti dalle prove di pompaggio, secondo la metodologia prevista dal metodo in parola. Ricavando gli α_i , come indica il metodo, e riportandoli.
7. Tali dati vengono riportati, come dispone la metodologia, in carta semilogaritmica, sui termini di cui alla (5.28), in figura 5.3.

L'assunzione di $\lambda=13$ m, è giustificata da alcuni studi eseguiti dal Gruppo di Ricerca di Idrologia Sotterranea del Dipartimento di Difesa del Suolo "Vincenzo Marone" dell'Università della Calabria. In tale studio si è effettuata in analisi geostatistica applicata a delle tomografie di resistività di resistività elettrica realizzate presso il campo prove già detto. È risultato un modello di tipo esponenziale, con un range di circa 40m, un sill di circa 1,0 ed un effetto pepita pari a 0,1. Da questi risultati, ancora da validare, si evince una scala integrale di circa 13 m ed una varianza pari ad 1.

In questo caso i dati perdono di consistenza. Infatti nel grafico suggerito al passo 7 (del secondo procedimento illustrato) questi passano quasi tutti (Fig 5.3) nel campo di $\alpha < 0$, che in altri termini significa $r < 2\lambda$. Tale situazione presenta i dati al di fuori del campo di applicabilità del metodo. Nelle tabelle 5.1, 5.2, 5.3, 5.4 sono disponibili i dati relativi a $\lambda=13$ m.

Pozzo 3							
pozzo	distanza [m]	carico [m]	h adimens	Δh adimensionale	$r_i/2\lambda$	$\log(r_i)$ [m]	$\log(r_i/2\lambda)$
1	13.93	147.45	202.38	1.58	0.54	1.14	-0.27
5	10.44	147.36	202.26	1.29	0.40	1.02	-0.40
7	21.19	147.43	202.36	1.51	0.81	1.33	-0.09
9	16.16	147.35	202.25	1.26	0.62	1.21	-0.21
11	23.32	147.43	202.36	1.51	0.90	1.37	-0.05

Tab. 5.1

Pozzo 7							
pozzo	distanza [m]	carico [m]	h adimens	Δh adimensionale	$r_i/2\lambda$	$\log(r_i)$ [m]	$\log(r_i/2\lambda)$
1	16.16	146.86	201.57	-0.29	0.62	1.21	-0.21
3	21.19	147.15	201.97	0.63	0.81	1.33	-0.09
5	10.77	146.63	201.26	-1.02	0.41	1.03	-0.38
9	13.93	147.25	202.11	0.94	0.54	1.14	-0.27
11	19.00	147.21	202.06	0.82	0.73	1.28	-0.14

Tab. 5.2

Pozzo 9							
pozzo	distanza [m]	carico [m]	h adimens	Δh adimensionale	$r_i/2\lambda$	$\log (r_i)$ [m]	$\log(r_i/2\lambda)$
1	21.47	146.53	201.12	-1.33	0.83	1.33	-0.08
3	16.16	146.39	200.93	-1.78	0.62	1.21	-0.21
5	10.30	146.34	200.86	-1.93	0.40	1.01	-0.40
7	13.93	146.88	201.60	-0.23	0.54	1.14	-0.27
11	7.81	146.28	200.78	-2.12	0.30	0.89	-0.52

Tab. 5.3

Pozzo 11							
pozzo	distanza [m]	carico [m]	h adimens	Δh adimensionale	$r_i/2\lambda$	$\log (r_i)$ [m]	$\log(r_i/2\lambda)$
1	29.15	146.25	200.74	-2.22	1.12	1.46	0.05
3	23.32	146.86	201.57	-0.29	0.90	1.37	-0.05
5	18.03	146.03	200.44	-2.91	0.69	1.26	-0.16
7	19.00	146.16	200.61	-2.50	0.73	1.28	-0.14
9	7.81	145.99	200.38	-3.04	0.30	0.89	-0.52

Tab. 5.4

Considerazioni Conclusive

La caratterizzazione dell'acquifero del campo pozzi del Dipartimento di Difesa del Suolo "Vincenzo Marone" dell'Università della Calabria è stata eseguita mediante interpretazione di prove di pompaggio eseguite con un pozzo di emungimento ed uno di osservazione. L'acquifero in oggetto è costituito sostanzialmente da tre strati, uno freatico superficiale, uno impermeabile intermedio, ed uno profondo permeabile confinato in basso da uno strato impermeabile. Le prove sono state eseguite per caratterizzare l'acquifero profondo. Tale acquifero, si è osservato, presenta un comportamento confinato se emunto con portate di una certa entità, qualora queste portate vengano superate il comportamento dell'acquifero diventa di tipo freatico. Si è caratterizzato l'acquifero per entrambi i comportamenti. Le prove di pompaggio sono state interpretate con i metodi proposti dalla letteratura scientifica, che sono risultati adeguati, per le condizioni in cui sono stati eseguite le prove di emungimento ed in cui sono stati registrati i dati di carico.

Nella condizione di falda in pressione si è ricorso alle soluzioni proposte da Theis con e senza l'approssimazione proposta da Cooper e Jacob, da Hantush e da Moench.

La trasmissività idraulica in questo caso è stata stimata pari a $T=3,33 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ con la soluzione esatta di Theis, $T=3,73 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ con la soluzione approssimata di Theis mediante il metodo di Cooper-Jacob, $T=2,96 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ con il metodo proposto da Hantush e

$T=3,33 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ con il metodo di Moench, che tiene in conto anche la non completa penetrazione dei pozzi. Appare evidente che una stima accurata della trasmissività idraulica è data da $T=3,33 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$.

L'interpretazione dei dati con il metodo di Moench fornisce una stima della conducibilità idraulica verticale $K_V=7,57 \times 10^{-7}$ e orizzontale $K_H=7,57 \times 10^{-6}$.

Il coefficiente di immagazzinamento in falda confinata è stato stimato pari a $S = 5,3 \times 10^{-3}$ per la soluzione esatta di Theis, per quella approssimata da Cooper e Jacob $S = 4,81 \times 10^{-3}$, il coefficiente di immagazzinamento risulta $S = 6,6 \times 10^{-3}$ per il metodo di Hantush, mentre $S = 5,92 \times 10^{-3}$ per il metodo proposto da Moench. In questo caso non si ha una stima accurata come per la trasmissività idraulica, ma risulta individuata l'ordine di grandezza del coefficiente di immagazzinamento $S \approx 6 \times 10^{-3}$.

I parametri idrodinamici stimati in condizione di acquifero confinato sono riepilogati nella seguente tabella A:

Falda Confinata				
Metodo	T [m^2/s]	S	K_H [m/s]	K_V [m/s]
Theis	$3,33 \times 10^{-4}$	$5,3 \times 10^{-3}$		
Cooper-Jacob	$3,73 \times 10^{-4}$	$4,81 \times 10^{-3}$		
Hantush	$2,96 \times 10^{-4}$	$6,6 \times 10^{-3}$	$6,74 \times 10^{-6}$	
Moench	$3,33 \times 10^{-4}$	$5,92 \times 10^{-3}$	$7,57 \times 10^{-6}$	$7,57 \times 10^{-7}$

Tab. A

La caratterizzazione della falda in condizioni freatiche è data dall'interpretazione delle prove di pompaggio con il metodo di Neuman ed il metodo Moench.

La trasmissività idraulica stimata con l'approccio di Neuman è $T=2,15 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ mentre con il metodo Moench si ha $T=2,48 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$.

Per il coefficiente di immagazzinamento i due metodi forniscono la medesima stima: $S=5,99 \times 10^{-3}$.

Il rendimento specifico è dato da $S_y= 5,99 \times 10^{-3}$ secondo l'approccio di Neuman, mentre quello di Moench fornisce $S_y=4,95 \times 10^{-3}$.

I parametri idrodinamici stimati in condizione di acquifero non confinato sono riepilogati nella seguente tabella B:

Falda Confinata					
Metodo	T [m^2/s]	S	K_H [m/s]	K_V [m/s]	S_y
Neuman	$2,15 \times 10^{-4}$	$5,99 \times 10^{-3}$			$5,99 \times 10^{-3}$
Moench	$2,48 \times 10^{-4}$	$5,99 \times 10^{-3}$	$7,57 \times 10^{-6}$	$7,57 \times 10^{-7}$	$4,95 \times 10^{-3}$

Tab. B

Questi risultati sono provenienti da interpretazioni di con metodi che forniscono un valore unico del parametro idrodinamico per tutto l'acquifero e non forniscono l'accuratezza di tale stima.

Per avere uno studio puntuale dei parametri idrodinamici, che ne garantisca l'affidabilità, bisogna ricorrere a tecniche di geostatistica, i quali forniscono anche la variabilità spaziale della varianza dei parametri idrodinamici stimati. Sono necessari molti dati per avere una stima accurata.

Il metodo delle Curve Tipo proposto da Neuman, Guadagnini e Riva (2004) rinuncia allo studio della variabilità spaziale del parametro idrodinamico che prende in considerazione, la trasmissività idraulica, considerandola come parametro unico per l'acquifero, ma allo stesso tempo fornisce una stima della varianza della trasmissività.

L'esecuzione dei passi del metodo delle Curve Tipo proposto da Neuman, Guadagnini, Riva (2004) diventa tanto più accurata quanto cresce il numero dei dati di emungimento disponibili. Questo necessita di un buon numero di pozzi affinché si abbiano sufficienti dati di carico. Purtroppo il numero di dati a disposizione è limitato. Inoltre i pozzi scelti per l'interpretazione non sono tutti completamente penetranti, il modello proposto da Neuman, Guadagnini, Riva (2004) prevede, invece, pozzi completamente penetranti. Infine per le prove di pompaggio il metodo proposto da Neuman, Guadagnini, Riva (2004) prevede che si eseguano tutte mantenendo costante portata, viceversa, i dati a disposizione sono ricavati da prove di pompaggio eseguite a portate differenti fra di loro.

Queste situazioni contribuiscono ad ottenere dati sperimentali che difficilmente si lasciano interpretare dal metodo proposto da Neuman, Guadagnini, Riva (2004).

In particolare, i dati sperimentali forniscono la distribuzione degli α_i di cui al passo 7 sul termine di cui alla (5.28) in carta semilogaritmica presenta, come visto in precedenza, una distribuzione dei punti nel semicampo $\alpha_i < 0$ ovvero $r < 2\lambda$. In tale situazione si esce fuori dal range di applicabilità dell'approccio Curve Tipo proposto da Neuman, Guadagnini, Riva (2004). Questo significa che le misure di carico non sono sufficienti per poter stimare la trasmissività effettiva secondo l'approccio in parola, in quanto quelle a disposizione ricadono in intervallo spaziale minore di 2λ .

Se, come suggerito al passo 10 del metodo, si prova a modificare il valore λ risulta che i valori degli α_i entrano nel semicampo $\alpha_i \geq 0$ per $\lambda = 3,88\text{m}$, ma risultano ancora abbassamenti adimensionali negativi, per eliminare quest'ultimo problema bisogna fare scendere λ fino a $\lambda = 0,625\text{m}$. Appare evidente che questi due valori risultano troppo piccoli se confrontati con gli studi eseguiti sull'acquifero.

Infine l'indeterminazione della scala integrale, è frutto della poca accuratezza della retta interpolante nel grafico di figura 5.2. Questo è evidenziato dal coefficiente di correlazione $R=0,226$ eccessivamente basso. Il coefficiente di correlazione $R=0,226$ troppo piccolo, indica la scarsa affidabilità della retta interpolante trovata, che comporta una scarsa affidabilità della trasmissività geometrica trovata $T_G=4,27 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$. Da questo dato emerge, però, che l'ordine di grandezza della trasmissività idraulica è quello dei risultati dei metodi usati in precedenza.

BIBLIOGRAFIA

Frega, Troisi, Straface.

Idraulica Ambientale

Liguori Editore, Napoli, Italia, 2004.

De Marsily

Quantitative Hydrogeology, Groundwater Hydrogeology for Engineers

Paris school of mines, Fointambleau, France, 1986.

Freeze, Cherry

Groundwater

Prentice Hall, Englewood Cliff, New Jersey (U.S.A.), 1979.

Troisi, Fallico, Maiolo, Coscarelli

Campo Prove per lo Studio Sperimentale dei Fenomeni Idrodispersivi in Acquiferi Porosi

Convenzione ENEL-CNR – Sottoprogetto 3 – Linea di ricerca 3.1 – Convenzione ENEL-Università della Calabria.

Röhrich

User Manual for AquiferTest, The Intuitive Aquifer Test Analysis Package

Waterloo Hydrogeologic, Waterloo, Ontario (Canada).

Neuman, Guadagnini, Riva

Type-Curve Estimation of Statistical Heterogeneity

Water Resources Research, volume 40 (W04201), 2004.

INDICE

Introduzione	2
1 Il moto idrico in un mezzo poroso	4
2 Soluzioni delle equazioni del moto dei fluidi in mezzi porosi e caratterizzazione degli acquiferi a partire da dati di prove di pompaggio.	15
2.1 Soluzione di Thiem	15
2.2 Soluzione di Theis.....	18
2.3 Soluzione di Neuman.....	24
3 Descrizione del sito sperimentale	26
4 Prove di pompaggio interpretate con metodi classici.	31
4.1 AquiferTest	32
4.2 Interpretazione con la soluzione di Theis	33
4.3 Interpretazione con la soluzione di Theis con l'approssimazione di Cooper e Jacob	35
4.4 Interpretazione nel tridimensionale in acquifero confinato: interpretazione di Hantush..	36
4.5 Interpretazione in falda confinata con il metodo di Moench.	39
4.6 Interpretazione in falda freatica con l'approccio di Neuman.....	40
4.7 Interpretazione in falda freatica con la soluzione di Moench.	43
5 Il metodo grafico semplificato proposto da Neuman, Guadagnini, Riva.	45
Considerazioni conclusive	54
BIBLIOGRAFIA	58
INDICE.....	59