

Misura dell'efficienza dell'antenna di Noto a 43 GHz

P. Bolli, S. Mariotti, V. Natale, A. Orfei

IRA - CNR, Via P. Gobetti, Bologna, Italy

Rapporto Interno IRA N 332/03

1 Introduzione

Questo rapporto descrive in dettaglio le procedure seguite per la valutazione dell'efficienza di apertura dell'antenna di Noto a 43 GHz dopo l'installazione della superficie attiva per il primario. Va tuttavia notato che lo specchio secondario è affetto da deformazioni localizzate, come messo in evidenza dalle misure fotogrammetriche.

Scopi della campagna di misura sono la misura dell'efficienza di antenna utilizzando la superficie attiva a) per le sole correzioni delle deformazioni del profilo dello specchio primario in funzione dell'elevazione dovute agli effetti di gravità, b) per correggere oltre che le deformazioni del primario come al punto precedente, anche le deformazioni del secondario utilizzando la tecnica descritta in Bolli *et al.*, 2002. I due tipi di misura vengono, nel seguito riferite rispettivamente come Nocorr e Corr. La campagna di misura è durata dal 4 Nov. al 9 Nov 2002. Purtroppo non è stato possibile osservare altre sorgenti oltre Giove; nè pianeti poichè i più brillanti, quale ad es. Venere, erano troppo vicini al Sole nè altre sorgenti normalmente utilizzate come calibratori secondari a 43 GHz, quali ad es. W3OH, 3C273, 3C84, perchè troppo deboli da permettere una chiara rivelazione sul registratore a carta. I risultati sull'efficienza dell'antenna si riferiscono al solo 9 Novembre, unico giorno in cui le condizioni atmosferiche sono state accettabili. Le misure di dimensione del beam sono presentate nella Sezione 2, nella Sezione 3 sono riportate le misure di trasparenza atmosferica, ottenute utilizzando due metodi di analisi delle scansioni zenitali. Nella Sezione 4 sono riportate le misure ottenute utilizzando come sorgente di calibrazione il pianeta Giove ed, infine, viene valutata l'efficienza di antenna nella condizione Nocorr e Corr.

2 Misura delle dimensioni di beam

La larghezza del beam a metà potenza, assumendo un beam gaussiano simmetrico, può essere valutato mediante la formula (Goldsmith, 1982) $\theta_b = (1.02 + 0.0135 T) \lambda/D = 53.1''$ dove $T = 12$ dB è il taper nominale con cui viene illuminato il subreflector, $\lambda = 6.97$ mm la lunghezza d'onda di osservazione e $D = 32$ m il diametro dell'antenna. Il 9/11 Giove aveva un diametro di $37.9''$ (Interactive Computer Ephemeris US Naval Observatory) e quindi la larghezza a metà potenza aspettata del beam durante l'osservazione del pianeta era di $HPBW_{Giove} = (\theta_b^2 + 0.5 \ln 2 \cdot 37.9^2)^{0.5} = 57.6''$. Per le misure delle dimensioni del beam è stata usata la procedura *fivept* presente nel *Field System*. I dati osservativi, come riportati da *fivept* sono riassunti in Tabella 1, separatamente per tipo di fit, in direzione della latitudine (lat) e della longitudine (lon). Le altre quantità in tabella hanno il seguente significato (per maggiori dettagli si rimanda al *Mark IV Field System Documentation*):

| | | |
|---------------|---|--|
| Offset | : | errore di puntamento, |
| $HPBW_m$ | : | larghezza del beam a metà potenza misurato osservando Giove, |
| T_p | : | temperatura nel picco in K, |
| T_o | : | temperatura della linea di base, |
| α | : | pendenza della linea di base in K/sec, |
| θ_{bm} | = | $(HPBW_m^2 - 0.5 \ln 2 \cdot HPBW_{Giove}^2)^{0.5}$ effettiva larghezza del beam a metà potenza |

Tabella 1: Misure di larghezza di beam

| Data | ora | elev | tipo | Offset | HPBW | Tp | To | α | θ_{bm} | Nota |
|------|------|-------|------|----------|----------|--------|------|----------|---------------|------|
| | | (deg) | | (deg) | (arcsec) | (K) | (K) | (K/sec) | (arcsec) | |
| 6/11 | 8:10 | 46 | lat | -0.01837 | 72.7 | 15.166 | 0.26 | 0.012 | 69.3 | |
| | | | lon | -0.0342 | 58.7 | 13.30 | 1.71 | 0.05 | 54.4 | |
| 6/11 | 9:17 | 33 | lat | -0.00856 | 62.3 | 10.432 | 1.70 | 0.025 | 58.2 | |
| | | | lon | -0.00055 | 60.5 | 9.74 | 1.48 | 0.005 | 56.3 | |
| 7/11 | 7:22 | 55 | lat | -0.01932 | 68.4 | 12.36 | 0.05 | 0.004 | 64.7 | |
| | | | lon | -0.06925 | 77.4 | 11.184 | 0.28 | 0.013 | 74.2 | |
| 9/11 | 6:25 | 63 | lat | -0.0275 | 55.0 | 16.917 | 0.40 | 0.026 | 50.5 | 1 |
| | | | lon | -0.099 | 58.0 | 14.85 | 0.39 | -0.002 | 53.6 | |
| 9/11 | 8:22 | 42 | lat | -0.011 | 63.7 | 16.25 | 0.50 | 0.016 | 59.8 | 2 |
| | | | lon | -0.028 | 55.0 | 15.28 | 0.37 | 0.002 | 50.5 | |
| 9/11 | 9:40 | 27 | lat | -0.0004 | 57.9 | 7.94 | 1.30 | 0.033 | 53.6 | 3 |
| | | | lon | 0.0043 | 60.5 | 8.49 | 1.19 | 0.012 | 56.3 | |
| 9/11 | 9:54 | 24 | lat | -0.00095 | 64.4 | 7.72 | 1.4 | 0.038 | 60.5 | 3 |
| | | | lon | 0.0079 | 55.8 | 9.75 | 1.9 | 0.026 | 52.8 | |

Note

1. Correzioni subreflector inserite : scambiati quadr.2 con quadr. 3 del subrefl.
2. Correzioni subrefl. inserite correttamente
3. Senza correzioni del subrefl.

Con riferimento al 9 Novembre, il valor medio del beam misurato su un intervallo di elevazione compreso tra 64 e 24 gradi è di $58.8 \pm 3.8''$ e la dimensione media del beam è di $54.7 \pm 3.8''$ contro i valori aspettati rispettivamente di $57.6''$ e $53.1''$. L'accordo del risultato con i valori aspettati sembra indicare un corretto posizionamento del ricevitore nel piano focale dell'antenna. La correzione delle deformazioni del secondario, inoltre, sembra non avere effetti sulle dimensioni del beam.

Nel seguito si assume un beam gaussiano simmetrico con dimensione del beam $\theta_b = \theta_{bm}$ pari a $54.7''$.

3 Trasparenza atmosferica

La trasparenza atmosferica viene derivata da misure di temperatura di sistema a differenti angoli zenitali $T(\theta)$. Assumendo che la *forward efficiency* sia indipendente dall'angolo zenitale, $T(\theta)$ può essere scritto come:

$$T(\theta) = T_0 + Ta(1 - e^{-\tau \sec \theta}) \quad (1)$$

ove θ è la distanza zenitale, τ lo spessore ottico dell'atmosfera, Ta la temperatura di brillantezza equivalente dell'atmosfera e T_0 una costante che include la temperatura di rumore del ricevitore e la temperatura di spillover supposta indipendente dall'angolo zenitale. $T(\theta)$ è stato misurato usando la procedura T_{sys} del *Field System* con un errore stimato in circa il 5%. La trasparenza atmosferica $\mathcal{T} = e^{-\tau}$ è stata derivata con due metodi diversi, sommariamente descritti in Appendice A: a) fit nonlineare di $T(\theta)$ con l'eq. 1) e b) utilizzo del metodo a tre punti che permette di valutare \mathcal{T} indipendentemente da T_0 e Ta . I dati relativi ai giorni 6,7 e 9 Novembre sono riportati in Appendice.

Per il 9/11 è stato adottato un valor medio di $\tau = 0.274$, equivalente ad una trasparenza atmosferica allo zenith del 76%.

4 Valutazione dell'efficienza di antenna

La campagna di misura dell'efficienza dell'antenna di Noto è stata condotta dal 4 al 9 Novembre 2002. Come sorgenti di calibrazione primarie sono stati considerati i pianeti; questi sono, infatti, tra i più accurati calibratori nelle bande millimetriche e submillimetriche per le loro dimensioni angolari e temperature di brillantezza conosciute con grande precisione.

Durante la campagna osservativa non è stato possibile osservare altre sorgenti oltre Giove; nè pianeti poichè i più brillanti, quale ad es. Venere, erano troppo vicini al Sole nè altre sorgenti normalmente utilizzate come calibratori secondari a 43 GHz, quali ad es. W3OH, 3C273, 3C84, perchè troppo deboli da permettere una chiara rivelazione sul registratore a carta. Una ulteriore difficoltà incontrata nella rivelazione di sorgenti relativamente deboli è stata la non conoscenza delle correzioni di puntamento in funzione dell'elevazione.

I risultati sull'efficienza dell'antenna si riferiscono al solo 9 Novembre, unico giorno in cui le condizioni atmosferiche sono state accettabili.

4.1 Temperatura d'antenna della sorgente di calibrazione

Per una sorgente, quale ad esempio un pianeta, a forma di disco di diametro θ_s e con temperatura T_s sufficientemente uniforme, la densità di flusso è data da

$$\mathcal{F} = \frac{2 k}{\lambda^2} \Omega_s T_s \quad (2)$$

ove k è la costante di Boltzman, λ la lunghezza d'onda di osservazione e $\Omega_s = \pi (\theta_s/2)^2$ l'angolo solido della sorgente.

Per un'antenna ideale (efficienza di apertura unitaria) la temperatura d'antenna T' aspettata sarebbe:

$$T' = \frac{\mathcal{F} A_g}{2 k} K \quad (3)$$

con A_g l'area geometrica dell'antenna e K un fattore (Gordon *et al.*,1992) che, per sorgenti più piccole del beam, tiene conto delle dimensioni relative della larghezza del beam a metà potenza dell'antenna e del diametro della sorgente. Per un beam gaussiano con HPBW pari a θ_b e una sorgente a forma di disco di diametro θ_s , tale fattore è uguale a

$$K = \frac{1 - e^{-x^2}}{x^2} < 1, \quad x = \sqrt{\ln 2} \frac{\theta_s}{\theta_b}$$

4.2 Osservazioni di Giove

In Tabella 2 sono riportate le misure di temperatura di antenna T_a durante le osservazioni di Giove in unità di temperatura T_r della sorgente di calibrazione interna del ricevitore. Dove non esplicitamente annotato le misure sono effettuate direttamente su registratore a carta.

Tabella 2: Temperature di antenna durante l'osservazione di Giove
9/11/02 $\tau = 0.274$

| elev (°) | secante | $(T_a/T_r)_m$ | | \mathcal{T} | $(T_a/T_r)_c$ | |
|----------|---------|---------------|----------|---------------|---------------|------|
| | | No corr | Corr | | No corr | Corr |
| 59 | 1.16 | 0.978 | | 0.727 | 1.34 | |
| 64 | 1.11 | 0.99 | | 0.737 | 1.34 | |
| 69 | 1.07 | 1.018 | | 0.745 | 1.36 | |
| 69 | 1.07 | 1.125(1) | | 0.745 | 1.51 | |
| 66 | 1.09 | 1.018 | | 0.741 | 1.37 | |
| 66 | 1.09 | 1.06 | | 0.741 | 1.43 | |
| 61 | 1.114 | | 1.125(2) | 0.737 | | 1.52 |
| 60 | 1.15 | 1.03 | | 0.730 | 1.41 | |
| 57 | 1.19 | 1.037 | | 0.721 | 1.43 | |
| 54 | 1.23 | | 1.13 | 0.714 | | 1.58 |
| 52 | 1.27 | 0.956 | | 0.706 | 1.35 | |
| 50 | 1.3 | 0.918 | | 0.700 | 1.31 | |
| 50 | 1.3 | | 1.125 | 0.700 | | 1.6 |
| 49 | 1.32 | 0.875 | | 0.696 | 1.26 | |
| 49 | 1.32 | | 1.1 | 0.696 | | 1.58 |
| 42 | 1.39 | | 1.04 | 0.683 | | 1.52 |
| 38.6 | 1.6 | | 0.967 | 0.645 | | 1.50 |
| 28.3 | 2.1 | | 0.847 | 0.562 | | 1.50 |
| 28.3 | 2.1 | 0.612 | | 0.562 | 1.09 | |

Note:

1. Misurata come differenza tra Tsys On Source - Tsys Off Source
2. Correzione delle deformazioni del subreflector tenendo conto solo delle deviazioni dall'iperboloide maggiori di 0.5 mm

Nelle colonne 1 e 2 della tabella sono riportati l'elevazione a cui è stata fatta l'osservazione e il valore della secante della distanza zenitale. Da notare che la sequenza dei dati è quella temporale. Per ogni elevazione il puntamento veniva ottimizzato massimizzando il segnale con piccoli spostamenti in azimuth ed elevazione. I valori di $(T_a/T_r)_m$ misurati rispettivamente senza la correzione delle deformazioni del subreflector mediante variazioni del profilo del primario (No corr) e con la correzione inserita (Corr) sono riportati nelle colonne 3 e 4. Nella colonna 5 è riportata la trasparenza atmosferica nella direzione di osservazione e, finalmente, nelle colonne 6 e 7 i valori di $(T_a/T_r)_c$ corretti per la trasparenza atmosferica.

4.3 Valutazione dell'efficienza di antenna

La temperatura di brillantezza di Giove T_s a 43 GHz ($\lambda = 6.97$ mm) è di 150 K (Greve, et al., 1994). Il 9 Novembre 2002, il diametro di Giove θ_s era di 37.9" e $\Omega_s = 2.6 \times 10^{-8}$ sr. Usando le eqs. (2) e (3) otteniamo $\mathcal{F} = 226$ Jy, $K = 0.853$ ($\theta_b = 54.7''$) e $T' = 56$ K. Definendo

$$T_a = \frac{\mathcal{F} A_{eff}}{2k} K, \quad \eta = A_{eff}/A_g$$

si ottiene

$$\eta = (T_a/T_r)_c (T_r/T')$$

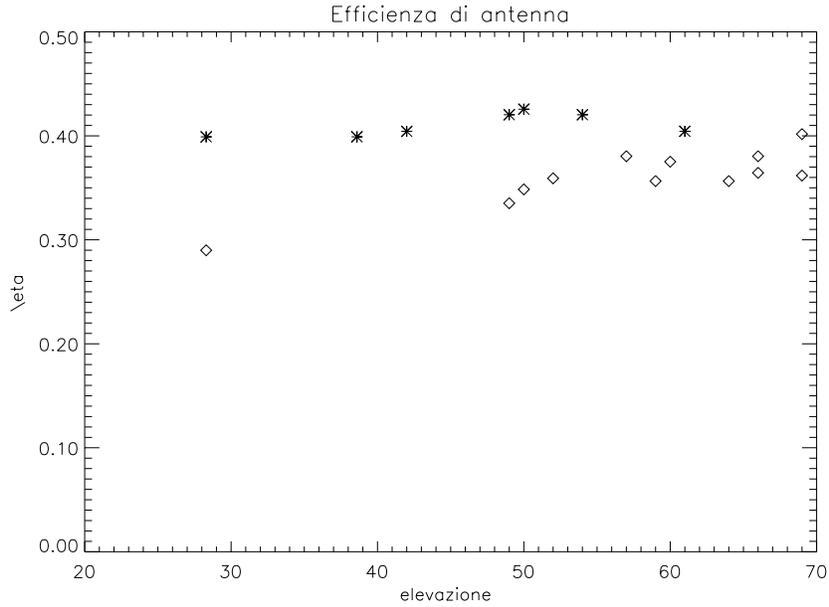


Figure 1: Efficienza dell'antenna di Noto in funzione dell'elevazione (*vedi testo*).

La tabella 3 riporta l'efficienza ottenuta rispettivamente senza l'applicazione delle correzioni (Nocorr) per le deformazioni del secondario e con le correzioni applicate (Corr) usando $T_r = 14.9$ K, come misurato a Noto dopo la campagna osservativa (Mariotti, S.).

Tabella 3: Efficienza d'antenna

| No corr | | | Corr | | |
|----------|-----------|-------------|----------|-----------|----------|
| elev (°) | T_a (K) | η_{nc} | elev (°) | T_a (K) | η_c |
| 59 | 19.9 | 0.35 | 61 | 22.6 | 0.40 |
| 64 | 19.9 | 0.35 | 54 | 23.5 | 0.42 |
| 69 | 20.2 | 0.36 | 50 | 23.8 | 0.42 |
| 69 | 22.5 | 0.40 | 49 | 23.5 | 0.42 |
| 66 | 20.4 | 0.36 | 42 | 22.6 | 0.40 |
| 66 | 21.3 | 0.38 | 38 | 22.3 | 0.40 |
| 60 | 21.0 | 0.37 | 28 | 22.3 | 0.40 |
| 57 | 21.3 | 0.38 | | | |
| 52 | 20.1 | 0.36 | | | |
| 50 | 19.5 | 0.35 | | | |
| 49 | 18.7 | 0.33 | | | |
| 28 | 16.2 | 0.29 | | | |

L'efficienza media ed il relativo errore ad 1σ per i due casi per angoli di elevazione compresi tra 28 gradi e 60 gradi sono: $\eta_{nc} = 0.36 \pm 0.03$ e $\eta_c = 0.41 \pm 0.01$.

L'andamento delle efficienze in funzione dell'elevazione è mostrato in figura 1. Dalla figura risulta che la correzione per le deformazioni del secondario (stars), oltre a migliorare l'efficienza di antenna complessiva, sembra correggere anche le deformazioni del primario in funzione dell'elevazione (quadri). Ci si sarebbe aspettato due curve semplicemente traslate e non con andamenti diversi tenuto conto che le misure sono state

sempre eseguite a breve distanza di tempo l'una dall'altra e seguendo la stessa procedura di massimizzazione del segnale mediante l'aggiustamento del puntamento. Bisogna tuttavia tener conto di due fattori: a) il posizionamento del subreflector ottimizzato a 22 GHz per una elevazione di 45° e b) le deformazioni del subreflector sono state misurate solo a 30° di elevazione mediante la fotogrammetria e non si può escludere che tali deformazioni varino con l'elevazione.

In conclusione, il valore di efficienza compreso tra il 40% e il 42% nell'intervallo di elevazioni tra 28° e 60° sembra essere limitato dalla rugosità delle superfici. Tuttavia sembrano esserci margini per aumentare l'efficienza sia ottimizzando la posizione del subreflector in funzione dell'elevazione mediante una adeguata campagna di puntamento e sia misurando le deformazioni del subreflector a differenti elevazioni.

Bibliografia

Bolli, P, G. Grueff, 2002, Rapporto Interno n. 327/02

Gordon, M.A., Baars, J.W.M., Cocke, W.J., 1992, *A&A*, **264**, 337

Goldsmith, P., Quasi-Optical Techniques at Millimeter and Submillimeter Wavelengths, *Infrared and Millimeter Waves*, K. Button Ed., Vol. 6 ,277, Academic Press, New York, 1982

Greve, A., Steppe, H., Graham, D., Schalinski, C.J., 1994, *A&A*, **286**, 654

Grueff, G., Speroni, N., Tomasi, P., Trigilio, C., Umana, G., 1989 IRA - Rapporto Interno n. 118/89

Mariotti, S., *comunicazione privata*

Ringraziamenti

Si ringrazia tutto lo staff della Stazione di Noto per il notevole aiuto che ci è stato dato durante la campagna osservativa. Un grazie particolare anche a Gavril Grueff per i suoi preziosi consigli e suggerimenti per l'analisi dei dati e la stesura del lavoro.

Appendice 1: Misura dell' trasparenza atmosferica.

Si assume che la temperatura di antenna $T(\theta)$ a vari angoli zenitali θ possa essere descritta da una legge di secante del tipo:

$$T(\theta) = T_0 + Ta(1 - e^{-\tau \sec \theta}) \quad (4)$$

ove T_0 è la somma della temperatura di rumore del ricevitore più altri termini costanti, Ta è la temperatura dell'atmosfera, τ lo spessore ottico dell'atmosfera allo zenit e $\sec \theta$ è la secante dell'angolo zenitale θ .

I metodi di valutazione di τ più utilizzati sono i seguenti:

- a** fit dei dati con la funzione in 4.
- b** metodo a tre punti di cui uno lo zenit
- c** utilizzando solo le misure in direzione dello zenit e a $\sec(\tau) = 2$
- d** misura del flusso di un calibratore a varie elevazioni

Nel seguito vengono usati i metodi **a)**, **b)** e **c)**; il metodo **d)** non viene preso in considerazione perchè presume la conoscenza del guadagno d'antenna in funzione dell'elevazione che è la quantità che vogliamo stimare.

Il metodo **a)** fornisce oltre a τ anche una valutazione del termine T_0 e della temperatura equivalente dell'atmosfera Ta che è una media pesata della temperatura termodinamica dell'atmosfera in funzione della quota pesata con la quantità di assorbitore, essenzialmente ossigeno e vapor d'acqua alla frequenza di 43 GHz. Va tenuto presente tuttavia che il risultato del fit può dipendere, in presenza di diversi minimi relativi nel campo del chiquadro, dalla scelta iniziale delle soluzioni di test. Questo è dovuto al fatto che Ta e T compaiono nella funzione da fittare come prodotto.

Il metodo **b)** prevede la valutazione di τ indipendentemente da T_0 e Ta .

Siano $T(1)$, $T(xa)$ e $T(xb)$ le misure di temperatura d'antenna allo zenit e a due differenti elevazioni le cui secanti siano xa e xb :

$$T(1) = T_0 + Ta(1 - e^{-\tau}) \quad (5)$$

$$T(xa) = T_0 + Ta(1 - e^{-\tau xa}) \quad (6)$$

$$T(xb) = T_0 + Ta(1 - e^{-\tau xb}) \quad (7)$$

calcoliamo

$$S = \frac{T(xb) - T(1)}{T(xa) - T(1)} = \frac{1 - \mathcal{T}^{xb-1}}{1 - \mathcal{T}^{xa-1}}$$

con $\mathcal{T} = e^{-\tau}$ e $xb > xa > 1$. La valutazione di \mathcal{T} si riduce a trovare gli zeri della funzione

$$f = \mathcal{T}^{xb-1} - S \mathcal{T}^{xa-1} + S - 1$$

con la condizione $0 < \mathcal{T} < 1$. Per trovare gli zeri di f è stato utilizzato il metodo di Newton-Raphson (Numerical Recipes). Da notare che nel caso particolare in cui $xb = 2$ e $xa = 1.5$ si ottiene il semplice risultato $\mathcal{T} = (S - 1)^2$. In generale una sola coppia di valori, unitamente alla misura allo zenit, può portare ad errori anche abbastanza grandi in presenza di disuniformità dell'atmosfera dovute ad esempio a presenza di nubi anche tenui. Diventa quindi importante avere molte misure soprattutto nella regione per

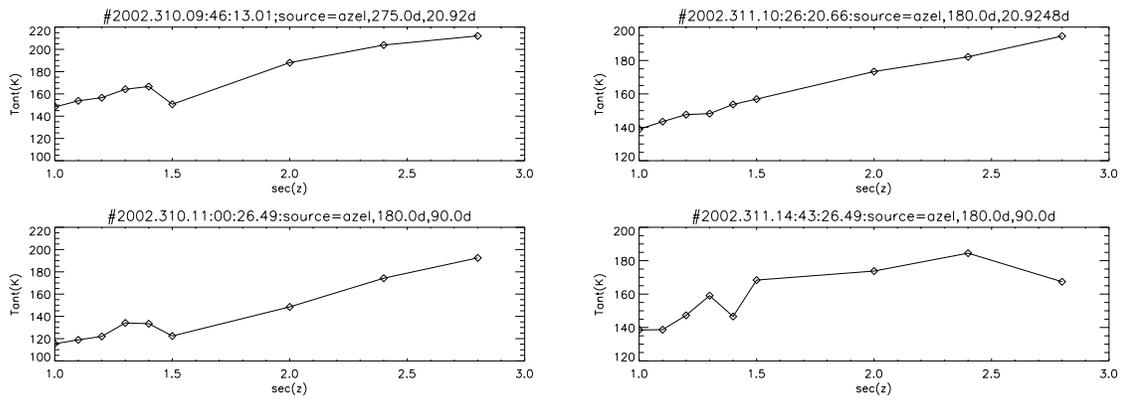


Figure 2: Scansioni zenitali del 6 Novembre (pannelli a sinistra) e del 7 Novembre (pannelli a destra)

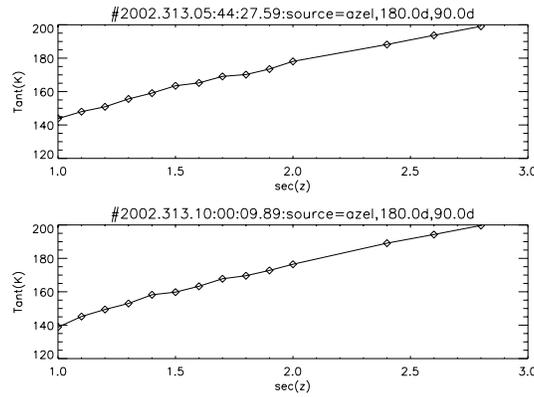


Figure 3: Scansioni zenitali del 9 Novembre

cui $xa > 0.5$, e facendo il valor medio delle trasparenze calcolate utilizzando tutte le possibili coppie disponibili.

Se supponiamo di conoscere T_0 allora il metodo **c)** fornisce direttamente la trasparenza mediante la relazione $\mathcal{T} = (1 - s)/s$ con $s = (T(1) - T_0)/(T(2) - T_0)$ e $T(1)$, $T(2)$ le misure in direzione dello zenit e a 30° di elevazione. Alternativamente si può valutare \mathcal{T} assumendo di conoscere T_a ed utilizzare il nomogramma in (Grueff, et al.,1989). Le figure 2 e 3 mostrano i dati relativi alle scansioni zenitali dei giorni 6, 7 e 9 Novembre.

I risultati delle misure di trasparenza atmosferica sono riportate nella Tabella A1.

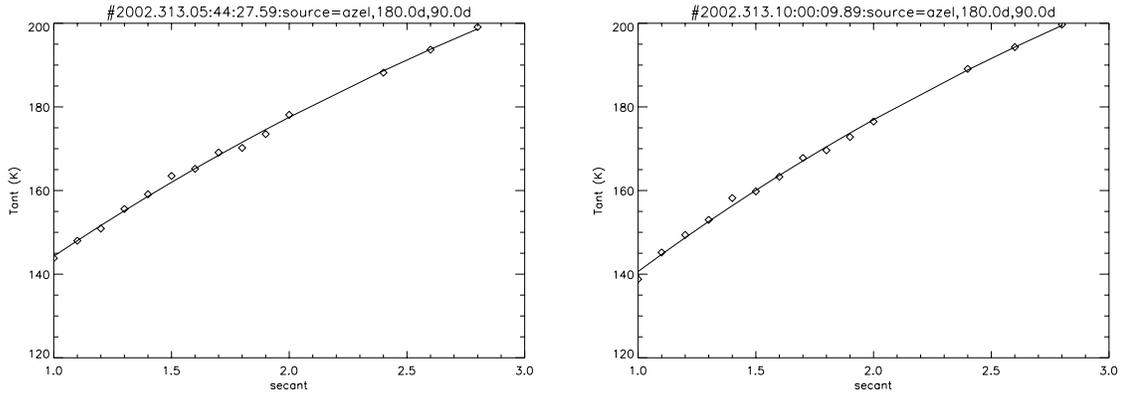


Figure 4:

Tabella A1: Misure di trasparenza atmosferica

| Data | Ora | Metodo a | | | Metodo b | Metodo c |
|------|-------|-----------------------|-------------|-----------------|-----------------|--------------------------|
| | | T_a | T_0 | \mathcal{T} | \mathcal{T} | $\mathcal{T}(T_0 = 92K)$ |
| 6/11 | | Dati non utilizzabili | | | | |
| 7/11 | 10:26 | 211 ± 37 | 98 ± 4 | 0.80 ± 0.05 | 0.76 ± 0.15 | 0.73 |
| | 14:43 | Dati non utilizzabili | | | | |
| 9/11 | 5:44 | 191 ± 19 | 101 ± 4 | 0.77 ± 0.04 | 0.77 ± 0.11 | 0.74 |
| | 10:00 | 196 ± 15 | 92 ± 4 | 0.75 ± 0.04 | 0.73 ± 0.07 | 0.71 |

I dati sono stati definiti inutilizzabili quando sono evidenti forti deviazioni, dovute a presenza di nubi, da una curva sufficientemente monotona come evidente nelle scansioni zenitali del 6 Novembre e nella scansione del 7 Novembre registrata alle 14:43. I fit con la legge di secante relative al 9 Novembre sono mostrati nella figura 4. Da notare che T_0 valutato con il fit nonlineare è circa il doppio della temperatura di rumore del ricevitore misurato in laboratorio, circa 45 K, dopo la campagna di misura (Mariotti, 2002).